



HAL
open science

Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard

Thibaut Bourrilhon

► **To cite this version:**

Thibaut Bourrilhon. Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard. Mécanique [physics.med-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00610546

HAL Id: tel-00610546

<https://theses.hal.science/tel-00610546>

Submitted on 22 Jul 2011

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

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



UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
SCIENCES. TECHNOLOGIE. MEDECINE

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Spécialité: Mécanique des Fluides et Procédés Energétiques

préparée au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
dans le cadre de l'École Doctorale **IMEP2**

Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard

Application à la lutte contre les incendies et
au refroidissement des procédés métallurgiques

Doctorant :

Thibaut BOURRILHON

Date de la soutenance : **7 Juillet 2009**

Directeur de thèse :

Jean-Paul THIBAUT

Composition du jury :

Pr. Michel LANCE

Pr. Lounès TADRIST

Dr. Alain CARTELLIER

Mr. Patrick FERNANDES

Dr. Jean-Paul THIBAUT

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur (Tuteur industriel)

Examineur

"Ne jamais faire de calculs avant d'en connaître le résultat."

John Archibald Wheeler

Remerciements

Ce travail doit beaucoup aux très nombreuses personnes qui ont soutenu et accompagné ce projet tout au long des six années. Au terme de ces années de recherche, on ne peut que ressentir de la frustration de ne pas avoir eu le temps d'ouvrir toutes les portes qui s'offraient à nous, mais les connaissances engrangées et les compétences acquises en valaient la peine.

Ma gratitude va en tout premier lieu vers mon directeur, Jean-Paul Thibault, qui m'a proposé ce sujet complètement atypique et m'a accompagné dans les mondes de la recherche et de l'industrie. Je dois beaucoup à nos longues discussions, au temps qu'il a pu me consacrer et aux conseils judicieux qu'il a su me prodiguer. Son encadrement sans faille m'aura permis de m'épanouir pleinement et je l'en remercie infiniment.

Je remercie Alain Cartellier d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Ces remarques et sa rigueur m'ont toujours été d'une grande aide.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à mes rapporteurs, Michel Lance et Lou-nès Tadriss. C'est pour moi un réel honneur qu'ils aient accepté cette tâche.

Ce travail de thèse ne serait jamais arrivé à son terme sans le soutien humain et technique de Patrick Fernandes et Bernard Dusser. Leur implication sans faille dans le projet et leurs actions au sein de la société Siemens ont permis de transformer cet objet de laboratoire en un produit industriel. Je les en remercie très sincèrement.

Ce travail de thèse a nécessité de très nombreux essais sur feux, développements, réunions au sein de la société Siemens. Je remercie Abdel, François, Guillaume, Hervé, Lysiane, Nicolas, Patrick, Steve, Stéphane et Vincent pour avoir mis toute leur énergie dans leur réalisation.

Je remercie Jean-Luc Borean et Vincent Duhoux pour m'avoir initié à la problématique du refroidissement des procédés métallurgiques et d'avoir participé à différents essais très instructifs.

Mes remerciements vont à Will Bachalo qui a mis à rude épreuve son matériel pour tenter les mesures dans le jet et qui a su me faire comprendre les limites de son instrument.

Je remercie Stéphane Gluck de m'avoir aidé à la mise en oeuvre des sondes optiques. Nos longues discussions sur le traitement du signal auront permis de débayer le terrain.

Je tiens à remercier tout particulièrement M. Amiet, I. l'hoir pour leur soutien respectif au sein de la DGA et de la DCN. Je remercie J. Sterlini, L. Slama de Technomesure de m'avoir accordé leur confiance dès le début du projet.

Ce travail de thèse n'aurait jamais abouti sans l'appui des différents services du LEGI. Je remercie Dominique, Elsa, Geneviève, Julie, Nicole et Sylvie pour m'avoir aidé dans l'imbroglio administratif et comptable dont la complexité met en défaut tous les modèles possibles...

Je remercie du fond du coeur l'ensemble du personnel technique: Laure, Laurent, les Jean-Marc, Jean-Paul, Jean-François, Joseph, Michel, Mile, Muriel, Nordine, Pierre, Stéphane et Vincent. Une mention spéciale pour Joseph qui m'a fait découvrir l'art de l'usage, je l'en remercierai jamais assez.

Je remercie Benjamin, Gabriel, Loic, Kevin et Patrick qui ont su m'aider dans l'univers très mystérieux de l'informatique.

Je remercie François, Frédéric, Innocent, Rosana et Souad du service Visualisation et Reprographie qui ont toujours répondu présent au moment où nous avons besoin d'eux.

Tout au long des ces années, Amandine, Cedric, Florian, Guillaume, Jeorg, Leo, Michael, Remy, Rafik, Samuel, Sylvain, Thibaud et Youen sont venus contribuer à l'édifice en tant que stagiaire. Je les en remercie.

Ces pages de remerciements seraient incomplètes sans avoir une pensée pour l'ensemble chercheurs et thésards du Legi que j'ai eu le plaisir de côtoyer quotidiennement.

Enfin un grand merci à toutes les personnes qui m'ont soutenu quotidiennement sans forcément toujours comprendre pourquoi je m'entêtais dans cette voie ...

Table des matières

Liste des tableaux	xv
Liste des figures	xxiv
Table des notations	xxv
Préambule	1
I Du contexte aux moyens: une approche globale	5
1 Le Concept et sa mise en œuvre	7
1.1 Les différentes méthodes d'atomisation	7
1.2 Concept des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard	9
2 Problématique scientifique & Démarche	13
3 Contextes	17
3.1 Contexte Socio-Economique	17
3.2 Contexte contractuel	23
3.3 Contexte applicatif lutte contre les incendies	24
3.3.1 Aspects Techniques	25
3.3.2 Aspects Réglementaires	29
3.4 Bilan	30
4 Moyens Experimentaux pour la caractérisation des tuyères	31
4.1 Description du dispositif expérimental	31
4.1.1 Les sources de fluides	33
4.1.2 Le panneau de contrôle	34
4.1.3 Le caisson insonorisé	35
4.1.4 Les outils pour la traçabilité des résultats	36
4.2 Description de l'instrumentation	37
4.3 Description des ensembles Corps - Emulseur - Tuyère	38
5 Approches prédictives & Simulations	43
5.1 Rapide Historique, démarches & description phénoménologique des écoulements diphasiques	43
5.2 Schémas de modèle	46
5.2.1 Les modèles moyennés disponibles	46
5.2.2 Formulation mathématique, inconnues principales et bilans	48

5.3	Description de la phase dispersée	49
5.4	Interfaces	51
5.4.1	Contraintes normales de part et d'autre de l'interface	52
5.4.2	Contraintes tangentielles de part et d'autre de l'interface	52
5.4.3	Formes des gouttes	53
5.4.4	Changement de phase	54
5.5	Caractérisation de la phase dispersée	57
5.5.1	Distributions et diamètres caractéristiques	57
5.5.2	Les modélisations de distribution granulométrique	62
5.6	Bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sur une goutte	64
5.7	Formulation détaillée du bilan de quantité de mouvement	66
5.7.1	Force de Portance	66
5.7.2	Masse ajoutée	66
5.7.3	Terme d'histoire	67
5.7.4	Gradient de pression	67
5.7.5	Traînée	67
5.8	Transfert de chaleur en l'absence d'évaporation	71
5.8.1	Échange de chaleur convectif-diffusif	72
5.8.2	Transfert de chaleur par rayonnement	77
5.9	Transfert de masse / Changement de phase	78
5.9.1	Bilan de masse sur une goutte	78
5.9.2	Le modèle d'Abranzon et Sirignano	81
5.9.3	Bilan sur l'influence du terme correctif pour prendre en compte l'écoulement autour de la goutte	81
5.9.4	Effet collectif	83
5.10	Fragmentation des gouttes	84
5.10.1	Phénoménologie de la brisure	84
5.10.2	Caractéristiques des gouttes formées	86
5.10.3	Temps caractéristique de brisure	87
5.11	Atomisation	88
5.11.1	Rappel sur l'atomisation d'un jet liquide	88
5.11.2	Atomiseurs diphasiques	88
5.12	Bilan	92

II Détente d'écoulement diphasique et Atomisation en Tuyère 95

6	Détente d'un écoulement diphasique en tuyère	99
6.1	Phénoménologie	99
6.2	Le point de vue du mécanicien des fluides	100
6.2.1	La Tuyère De Laval	101
6.2.2	Vitesse du son dans un écoulement diphasique	103
6.3	Approche thermodynamique de la détente	105
6.3.1	Bilan d'énergie chaleur	105
6.3.2	Bilan d'énergie cinétique	113
6.4	Topologie des solutions	115
6.5	Configuration de l'écoulement en entrée	117
6.6	Diverses approches de modélisation 1D	118

7	Modèle homogène 1D	121
7.1	Formulation	121
7.1.1	Hypothèses	121
7.1.2	Formulation Mathématique	122
7.2	Résultats & Interprétation	125
7.3	Confrontation avec les expériences	128
7.4	Bilan du modèle homogène	133
8	Modèle à phases dispersées 1D	135
8.1	Formulation	135
8.1.1	Hypothèses	135
8.2	Mise en équation & Formulation du système d'équations	137
8.2.1	Bilans de masse	138
8.2.2	Bilans de quantité de mouvement	138
8.2.3	Bilans d'énergie	139
8.2.4	Bilan sur la taille des gouttes et le flux de gouttes	139
8.2.5	Les conditions initiales et aux frontières	140
8.3	Propriétés des phases et de l'interface	140
8.3.1	Phase gazeuse	140
8.3.2	Interface	141
8.4	Relations de fermetures	141
8.4.1	L'aire interfaciale / Densité d'aire interfaciale	141
8.4.2	La loi de traînée interfaciale	142
8.4.3	Le transfert de chaleur interfaciale	143
8.4.4	Le changement de phase	144
8.4.5	Frottement pariétal	144
8.4.6	Mécanismes de brisure de la phase dispersée	145
8.5	Algorithmes de résolution	146
8.6	Résultats & Interprétation	149
8.6.1	Prédiction des points de fonctionnement	149
8.6.2	Analyses des mécanismes mis en œuvre	151
8.7	Étude de sensibilité des lois de fermeture vis à vis de la méthode de résolution <i>PIF</i>	161
8.7.1	La loi de traînée interfaciale	162
8.7.2	Le changement de phase et le transfert de chaleur	165
8.7.3	Le frottement pariétal	165
8.8	Étude de sensibilité aux conditions initiales	166
8.8.1	Sensibilité à la température initiale du gaz	167
8.8.2	Sensibilité au glissement initial entre les deux phases	168
8.8.3	Sensibilité à la taille initiale de la phase dispersée	170
8.9	Technique <i>PIF</i>	170
8.9.1	Sensibilité à la précision du calcul	170
8.10	Bilan du modèle dispersé	172
III	Jet libre diphasique	175
9	Modélisation du Jet diphasique	177
9.1	Les enjeux	177
9.2	Rappel: Le jet monophasique	178

9.2.1	Description	179
9.2.2	Propriétés remarquables et auto similarité dans le jet monophasique	181
9.2.3	Entraînement d'air extérieur	184
9.2.4	Synthèse: développement d'un jet monophasique	186
9.3	Le jet diphasique	189
9.3.1	interaction entre particules	190
9.3.2	Jets de gaz chargés en gouttes	192
9.3.3	Profils de vitesses	194
9.3.4	Formulation d'un modèle unidimensionnel du jet diphasique	195
9.3.5	Premiers résultats et sensibilité aux paramètres Ke et $z_{jet dev}$	199
9.4	bilan	200
10	Mesures dans le jet libre diphasique	203
10.1	Problématique	203
10.2	Interférométrie à Phase Doppler	204
10.2.1	Principe	204
10.2.2	Limites	207
10.2.3	Mise en œuvre et Mesures	208
10.2.4	Résultats des mesures IPD sur les profils transversaux	211
10.2.5	Résultats des mesures IPD sur les profils longitudinaux	219
10.2.6	Bilan sur l'Interféromètre à Phase Doppler	230
10.3	Sonde Optique	230
10.3.1	Principe	230
10.3.2	Mise en œuvre	231
10.3.3	Résultats obtenus par le post-traitement	234
10.3.4	Bilan sur la Sonde Optique	239
10.4	Granulomètre à diffraction laser	241
10.4.1	Principe	241
10.4.2	Limites	244
10.4.3	Mise en œuvre	246
10.4.4	Résultats	247
10.4.5	Bilan sur le Granulomètre à Diffraction Laser	252
10.5	Comparaison des Résultats	252
10.5.1	Démarches	252
10.5.2	Synthèses comparatives des instruments	256
10.6	Bilan	258
IV	Conclusion & perspectives	261
	Conclusion & Perspectives	263
V	Annexes	267
A	Volume de mesure de l'Interféromètre à phase Doppler	269
B	Relation entre une distribution granulométrique en nombre et une distribution en volume	273
C	Détermination du Flux de gouttes à partir d'une distribution	275

D	Détermination de la concentration numérique de gouttes à partir de distributions	279
E	Surface d'échange	281
F	Indépendance taille vitesse par une méthode du χ^2	283
G	Calcul du diamètre de Sauter d_{32} à partir d'une distribution de corde	287
H	Dimensionnement de l'émulseur	291
I	Description détaillée de la force de traînée sur une goutte	295
J	Détente et Bilan Chaleur	301
	J.1 Propriété d'un gaz parfait	301
	J.2 Détente isentropique d'un gaz parfait	301
	J.3 Détente polytropique d'un gaz parfait	302
	J.4 Détente isotherme d'un gaz parfait	302
K	Transfert de chaleur	305
	K.1 Transfert de chaleur en l'absence d'évaporation	305
	K.1.1 Échange de chaleur convectif-diffusif	305
	K.1.2 Transfert de chaleur par rayonnement	312
L	Transfert de masse / Changement de phase	313
	L.1 Transfert de masse / Changement de phase	313
	L.1.1 Bilan de masse sur une goutte	313
	L.1.2 Les modèles diffusifs	314
	L.1.3 Le modèle d'Abranzon et Sirignano	317
	L.1.4 Relations Empiriques	318
	L.1.5 Influence du terme correctif pour prendre en compte l'écoulement de Stefan	318
	L.1.6 Effet collectif	320
M	Sonde Optique: Traitement du signal	321
	M.1 Description	321
	M.2 Détermination de la vitesse	325
	M.3 Les grandeurs issues du traitement du signal	328
N	Formulation de l'expansion radiale selon Panchagnula [1998]	335
O	Formulation des profils longitudinaux de vitesses Ferrand [2001]	337
	Bibliographie	348

Liste des tableaux

1.1	Accroissement de la surface d'échange en fonction du nombre de gouttes à quantité de liquide total constante	8
1.2	Gamme d'utilisation des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard	10
3.1	Nombre d'incendies et montant des dommages exprimé en millions d'euros pour les États-Unis pour l'année 2003 (Source NFPA)	20
3.2	Comparaison des conséquences des sinistres sur l'année 2005 et sur la période de 1992-2004	21
3.3	Coûts estimés de la protection incendie / les pertes directes estimées causées par l'incendie exprimés en millions d'euros (NB Pour les USA les attentats du 11 Septembre 2001 ne sont pas pris en compte) (Source World Fire Statistics)	24
3.4	Tableau récapitulatif des différentes classes de feu et des agents extincteurs préconisés	27
3.5	Tableau récapitulatif des différences entre les systèmes «simple fluide» et «double fluide»	29
4.1	Description des dynamiques de mesure des principaux moyens mis en œuvre sur le panneau de contrôle. (VM: Valeur mesuré, PE: Pleine échelle)	38
5.1	Les diamètres représentatifs d'une distribution et leurs applications (Lefebvre (1989))	59
5.2	Relations entre les moments des distributions et les diamètres représentatifs [Sowa (1992)]	60
5.3	Les valeurs des différents diamètres représentatifs de la distribution de granulométrie de la figure 5.12	61
5.4	Tableau récapitulatif des différentes formulations du coefficient de traînée d'une sphère	68
5.5	Tableau récapitulatif des différentes expressions obtenues empiriquement du Nusselt	74
5.6	Tableau de synthèse des différentes expressions du nombre de Nusselt pour une sphère rigide	74
5.7	Tableau de synthèse des nombres de Nusselt pour une sphère fluide	75
5.8	Tableau récapitulatif des différents modèles de champ de température à l'intérieur de la goutte	76
5.9	Tableau de synthèse des expressions du nombre de Sherwood pour la goutte stagnante	80
6.1	Caractéristiques thermodynamiques des détenteurs d'un gaz parfait	107

8.1	Valeurs par défaut des paramètres C_{dn} , C_{d0} et l'exposant a	142
8.2	Valeurs par défaut des paramètres relatifs aux transferts de chaleur.	143
8.3	Valeurs par défaut des paramètres relatifs aux transferts de masse	144
8.4	Valeurs par défaut des paramètres relatifs aux frottements pariétaux	145
8.5	Caractéristique géométrique de la tuyère simplifiée servant à l'analyse des mécanismes mis en œuvre	153
8.6	Conditions initiales et limites utilisées lors de l'analyse des mécanismes mis en œuvre.	154
8.7	Tableau de synthèse des résultats	154
8.8	Tableau de synthèse des valeurs de pression amont en fonction des coefficients C_{dn} , C_{d0} et de l'exposant a	165
8.9	Tableau de synthèse des valeurs de pressions amont en fonctions des coefficient C_B et de l'exposant b de la loi de frottement pariétal	166
8.10	Paramètres usuels de premier ordre et de second ordre (** selon le choix de la méthode résolution)	167
8.11	Tableau de synthèse des conditions initiales pour un débit liquide pris égal à 0.5 kg/s, un titre massique initial de 5% et une pression amont de 5.0 bar et une section d'entrée de géométrie K30	170
9.1	Tableau récapitulatif des différentes grandeurs pertinentes du jet monophasique	188
9.2	Tableau de synthèse des données issues et/ou recalculées à partir de la littérature sur les profils de vitesses des jets chargés en gouttes(cf. annexes N et O)	194
9.3	Valeurs utilisées pour les paramètres Ke et $z_{jet dev}$. lors de l'étude sensibilité	199
10.1	Caractéristiques IPD	210
10.2	Points de fonctionnements des tuyères lors de la mesure des profils transversaux	211
10.3	Tableau comparatif des coefficient des profils de vitesse, des vitesses maximum expérimentales et obtenues par interpolation, ainsi que la demi-largeur du jet pour les tuyères $K4$ et $K20$	216
10.4	Valeur de S_R et z_0 calculées à partir des mesures réalisées avec le IPD pour les tuyères $K4$ et $K20$. Pour mémoire dans le cas du jet monophasique, le Sr est de l'ordre 0.1	217
10.5	Rapport entre le débit de liquide estimé par intégration des profils radiaux des flux de gouttes et le débit sortant de la tuyère diphasique à jet de brouillard. Les résultats sont donnés pour différentes tuyères et différentes distances de la section de sortie.	218
10.6	Tableau récapitulatif des différents points de fonctionnement réalisés lors de la campagne de mesure à l'aide du <i>IPD</i> sur l'axe du jet à l'aide de la tuyère $K4$	220
10.7	Tableau comparatif des résultats entre les essais 2 et 9	223
10.8	Paramètres de l'acquisition et de la sonde optique	234
10.9	Paramètres retenus pour le traitement du signal	234
10.10	fréquence de détection	236
10.11	Nombre de gouttes detectées par type	236
10.12	Nombre de gouttes détectées par classe de détection et par type	236
10.13	Nombre de gouttes dont la vitesse est calculée	236
10.14	Taux de plein en fonction des types de gouttes retenus	236
10.15	Vitesse moyenne et écart type de la vitesse en fonction du type de gouttes .	237

10.16	Détermination du d_{32} en retenant successivement les types 1 et 2, puis les types 1 seules et que les types 2 seules.	238
10.17	Tableau récapitulatif donnant le seuil (en volume et en nombre) au delà duquel la diffusion multiple doit être prise en compte. Les valeurs indiquées sont posées dans le cas idéalisé de distributions mono distribuées (une taille de goutte), une transmission de 10%, d'un diamètre de faisceau laser de 10mm et d'une largeur de jet de 200mm.	245
10.18	Tableau récapitulatif des caractéristiques du granulomètre à diffraction laser.	246
10.19	Recommandations d'utilisation données par le constructeur pour la bonne utilisation du matériel.	246
10.20	Tableau comparatif de cinq points de comparaison	250
10.21	Tableau comparatif des coefficients directeurs des trois régressions linéaires de la figure 10.34	250
10.22	Synthèse des points de fonctionnements retenus pour l'analyse comparative entre les instruments. Symbole: <i>IPD</i> : pour Interféromètre à Phase Doppler, <i>GDL</i> : Granulomètre à Diffraction Laser	253
10.23	Tableau comparatif des différences entre les instruments de mesure de taille et de vitesse	255
10.24	Tableau comparatif des dynamiques des instruments pour la mesure des vitesses. <i>IPD</i> Interféromètre à Phase Doppler, <i>SO</i> Sonde Optique	256
10.25	Tableau comparatif des dynamiques des instruments: <i>IPD</i> Interféromètre à Phase Doppler, <i>GDL</i> Granulomètre à Diffraction Laser, <i>SO</i> Sonde Optique	256
10.26	Tableau récapitulatif des valeurs optimum de la loi d'étalonnage en fonction de l'instrument et de la grandeur retenue.	258
M.1	Tableau comparatif de valeurs de longueur sensible L_s et d'exposant a obtenu pour la sonde optique 100-12 sur 47 points d'étalonnage. Le temps de montée utilisé pour l'exemple est le $T_{M 1060}$	327
M.2	Tableau de synthèse pour évaluer la taille et la vitesse des gouttes	328
O.1	Tableau récapitulatif des mesures effectuées par Ferrand (2001) sur l'effet du chargement	337

Liste des figures

1.1	Différents types d'atomiseurs.	9
1.2	Schéma de principe d'une Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard	10
1.3	Photos comparant un jet de liquide seul (photo de gauche) et un jet de brouillard (photos de droite)	11
2.1	Différents types de réseaux pour l'alimentation des tuyères diphasiques à jet de brouillard	14
3.1	Véhicules calcinés après l'incendie du tunnel du Mont-Blanc	18
3.2	Répartition des principales causes incendies (Source base de donnée ARIA)	19
3.3	Charges des sinistres en Million d'euros supportées par les assurances dans le cadre des contrats incendies.	23
3.4	Représentation schématique du développement d'un feu Drysdale (1998)	26
3.5	Illustration des différentes classes de spray selon la classification de la NFPA750 (2000).	28
4.1	Description schématique du dispositif expérimental	32
4.2	Photos (grand angle [déformation de l'image]) de l'intérieur du caisson insonorisé. A droite la tuyère et son support réglable. A gauche, la table supportant l'instrumentation pour la caractérisation du jet (ici le granulomètre à diffraction laser et support de la sonde optique). En arrière plan le boîtier étanche de l'appareil photo.	33
4.3	Photo illustrant la mise en oeuvre du panneau de contrôle, les sources de fluide et le poste de pilotage	34
4.4	Illustration des moyens de mesures pour réaliser des mesures In-situ	39
4.5	Photos de l'écoulement diphasique dans la section amont et dans un tuyère pour différents titres massiques	40
4.6	Coupe d'un assemblage Corps Emulseur Tuyère	41
5.1	Écoulements cocourants ascendants en conduite verticale. Configuration des écoulements eau-air Roumy (1969) (a) Bulles indépendantes, (b) Bulles agglomérées, (c) Bouchons, (d) Semi-annulaire, (e) Annulaire. Diamètre de la conduite: 32mm, Pression atmosphérique	44
5.2	Représentation schématique des différentes topologies d'écoulement: Phases séparées, Phases dispersées et Mixtes	45
5.3	Différentes cartographies caractérisant les régimes d'écoulements en conduite horizontale	46
5.4	Modèles à cinématique imposée	47
5.5	Illustration schématique des différents échanges dont une goutte peut être le siège et des différentes évolutions au cours du temps	50

5.6	Différents types de modèles pour l'interface	51
5.7	Schéma représentant les contraintes sur une interface (Marmottant (2001))	52
5.8	Carte délimitant les différentes formes prises par des gouttes ou bulles en fonction des nombres de Reynolds particulaire et de Weber, inspirée des travaux de Clift <i>et al.</i> (1978) et modifiée par Oesterlé (2006)	53
5.9	Représentation dans un diagramme (P;T) des différents états de l'eau	55
5.10	Représentation graphique de la pression de vapeur saturante, de l'enthalpie du gaz et du liquide et de la chaleur latente en fonction de la température dans le cas précis d'un mélange d'eau pure et de vapeur d'eau en équilibre.	56
5.11	Taux de vide α en fonction de la distance inter-particulaire $\frac{\Lambda}{d}$	58
5.12	Représentation graphique pour une distribution granulométrique "type" (inspiré de la loi de Nukiyama-Tanasawa modifié pour l'exemple) des fonctions de densité de probabilité en volume et en nombre ainsi que leur fonction de répartition associée.	61
5.13	Exemple simplifié pour comparer distribution en nombre et distribution en volume	62
5.14	Bilan sur une goutte en cours d'évaporation	65
5.15	Coefficient de traînée d'une sphère solide ou fluide (cas d'une goutte d'eau dans de l'air) pour différents nombres de Reynolds particulières	69
5.16	Représentation graphique du coefficient correcteur du à la vaporisation apportée au coefficient de traînée dans le cas d'une goutte d'eau ($C_p = 4.18$ kJ/kg/°C et $L_v = 2550$ kJ/kg)	70
5.17	Influence de la concentration et / ou évaporation	71
5.18	Lignes de courant caractéristiques d'un vortex de Hill [Castanet (2004)]	77
5.19	Nusselt en fonction du Reynolds particulaire dans le cas des gouttes d'eau ($Pr = 0.67$)	78
5.20	Modèle physique d'un écoulement d'air autour d'une goutte: théorie du "film"	82
5.21	Effet de la prise en compte d'un facteur correctif pour l'écoulement autour de la goutte	83
5.22	Modes de désintégration d'une goutte en fonction du nombre de Weber Pilch & Erdman (1987)	85
5.23	Les différents modes d'atomisation primaires d'un jet liquide Fritsching (2006a)	89
5.24	Schéma d'un spray en régime d'atomisation Faeth <i>et al.</i> (1995)	89
5.25	Illustration de différentes technologies d'atomisation assistée	90
5.26	Illustration d'une expérience de flashing Attou & Seynhaeve (1999)	91
5.27	Illustration des différentes solutions technologiques pour la conception d'un atomiseur effervescent	93
6.1	Représentation symbolique des différents paramètres retenus comme pertinents pour étudier l'écoulement dans la Tuyère et dans le Jet.	100
6.2	Profils de pression dans une tuyère De Laval convergente divergente pour une pression amont donnée et plusieurs cas de pression avale	102
6.3	Profils de nombre de Mach dans une tuyère De Laval convergente divergente pour une pression amont donnée et plusieurs profils de pression aval ainsi que le débit massique en fonction de la pression de sortie pour une pression amont fixée.	102
6.4	Vitesse du son dans un écoulement diphasique (P=1 bar, T=20°C)	104
6.5	Compressibilité et densité de l'écoulement diphasique	106
6.6	Représentation dans un diagramme Entropique des différentes détente possibles	107

6.7	Courbe représentative de l'évolution de l'abaissement de la température en fonction de la valeur du coefficient de polytropie k lors d'une détente d'un gaz (ici de l'azote) dont le rapport de pression est de 10 et la température initiale $T_{g1} = 298K$.	109
6.8	Représentation graphique de l'abaissement de température de la phase liquide en fonction du titre massique pour différentes détentes polytropiques (Dans ce cas la phase liquide est de l'eau, la phase gazeuse est de l'azote et le rapport de pression est de 10).	110
6.9	Illustration du déséquilibre thermique entre les phases en fonction du titre massique et du coefficient de polytropie de la détente (Dans ce cas la phase liquide est de l'eau, la phase gazeuse est de l'azote et le rapport de pression est de 10).	111
6.10	Valeur du coefficient de polytropie en fonction du titre massique dans le cas où $T_{g2} - T_{g1} = T_{l2} - T_{l1}$. Le rapport de pression est de 10 et la température initiale est de $298K$.	112
6.11	Représentation graphique des différentes vitesses pouvant être calculées en fonction des hypothèses faites sur la nature de la détente (isotherme, adiabatique) et la nature du fluide (liquide seul, gaz seul, mélange diphasique), en fonction du rapport de pression.	114
6.12	Représentation graphique des différentes vitesses de l'écoulement et des différents nombres de Mach (isotherme ou adiabatique) en fonction du titre massique.	115
6.13	Représentation schématique d'un point selle	117
6.14	Profils radiaux de taux de vide pour deux points de fonctionnement distincts 1 - $P_{alim} = 8.2 \text{ bar}$ $\dot{m}_l = 1.73 \text{ kg/s}$, $X_m = 0.7\%$ 2 - $P_{alim} = 5.6 \text{ bar}$ $\dot{m}_l = 0.46 \text{ kg/s}$, $X_m = 7.70\%$	118
7.1	Courbes caractéristiques de l'évolution de la pression dans un convergent conique pour un titre massique 3% et un débit liquide de 45 l/min . La pression amont varie de 3 à 9 bar . A ces profils est rajoutée la courbe P_{crit} propre à cette géométrie. La criticité, qui détermine le col, est obtenue à l'intersection de la courbe de pression critique et du profil de pression.	125
7.2	Cartographie des points de fonctionnement en régime critique, en fonction du titre massique, du débit liquide et de la pression amont. La nappe "gauche" correspond à l'ensemble des points de fonctionnement pour une géométrie au col donnée. Les plans de coupe, à titre massique fixé, donnent la dimension du col en fonction de la pression amont et du débit liquide	126
7.3	Coupe de la figure 7.2 dans un plan à titre massique fixé, réseau de courbes à section de passage au col constant.	127
7.4	Projection en plan de la nappe solution de la figure 7.2 pour un diamètre au col de 10.75 mm	128
7.5	Carte des points de fonctionnement de la tuyère K30 obtenue expérimentalement	129
7.6	Illustration de deux maillages	130
7.7	Carte estimant l'erreur $err = \frac{\dot{m}_l \text{ homo} - \dot{m}_l \text{ exp}}{\dot{m}_l \text{ exp}}$ du débit liquide estimée par le modèle homogène par rapport aux mesures expérimentales en fonction de la pression amont P_{amont} et du titre massique en gaz X_m . A cette carte est superposé un réseau de courbes indiquant le débit de liquide effectivement mesuré.	131

7.8	Graphique superposant les informations issues des expériences et des cartes de configuration de Baker (1954)	132
8.1	Algorithme de résolution par la méthode PIF (<i>Possible Impossible Flow</i>) . .	147
8.2	Détermination du point selle à l'aide des extremums des solutions sub-critiques et présentant un point de rebroussement	148
8.3	Carte des points de fonctionnement prédits à l'aide du modèle dispersé et de l'algorithme <i>Possible Impossible Flow</i> modifié pour la géométrie de tuyère K30 . L'unité du diamètre de la phase dispersée est le micromètre.	150
8.4	Différence des débits liquides ($\frac{\dot{m}_{l/simu}-\dot{m}_{l/exp}}{\dot{m}_{l/exp}}$) entre les résultats obtenus expérimentalement et par simulation numérique pour la tuyère K30	151
8.5	Carte comparative modèle-Expérience (granulomètre à diffraction laser à 1m en aval de la section de sortie) portant sur le diamètre de la phase dispersée pour une géométrie K30 . $\frac{d_{32/simu}-d_{32/exp}}{d_{32/exp}}$	152
8.6	Vue en coupe de la tuyère "simplifiée" servant à l'analyse des mécanismes mis en jeu	153
8.7	Profils de pression pour différents débit liquide et titre massique. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solution est <i>PIF</i>	155
8.8	Profils des vitesses de la phase liquide pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solution est <i>PIF</i>	156
8.9	Profils des vitesses de la phase gazeuse pour différents débits liquides et titres massique. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solutions est <i>PIF</i>	157
8.10	Profils du glissement entre les phases $S = V_g/V_l$ pour différents débits liquide et titre massiques. La géométrie de la tuyère est conique et la méthode de recherche de solutions est la méthode PIF.	158
8.11	Profils de la différence de vitesse entre les phases $V_g - V_l$ pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solutions est <i>PIF</i>	159
8.12	Profils de l'évolution du d_{32} pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solutions est <i>PIF</i>	160
8.13	Profils de l'évolution de la température du liquide pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solution est <i>PIF</i>	161
8.14	Profils de l'évolution de la température du gaz pour différents débit liquide et titre massique. La géométrie de la tuyère est simplifiée et la méthode de recherche de solution est la méthode PIF.	162
8.15	Représentation graphique des différentes valeurs prises par la loi de traînée en fonction du Reynolds particulaire Re_p dans le cas d'une goutte isolée . .	163
8.16	Représentation graphique des différentes valeurs prises par le coefficient correcteur pour tenir compte des effets collectifs	164
8.17	Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité à la température initiale du gaz. Géométrie K30, $P_{amont}=4.6\text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5\text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10^\circ C$	168

8.18	Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité au glissement initiale entre le gaz et le liquide. Géométrie K30, $P_{amont}=5.0 \text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5 \text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10 \text{ }^\circ\text{C}$	169
8.19	Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité au glissement initiale entre le gaz et le liquide. Géométrie K30, $P_{amont}=5.0 \text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5 \text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10 \text{ }^\circ\text{C}$	171
8.20	Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité au glissement initiale entre le gaz et le liquide. Géométrie K30, $P_{amont}=5.0 \text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5 \text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10 \text{ }^\circ\text{C}$	172
9.1	Schéma de l'écoulement moyen d'un jet axisymétrique	179
9.2	Visualisation expérimentale des zones caractéristiques dans le cas d'un jet d'air (chargé en fumée) dans de l'air $Re_D = 1800$. La Zone I correspond à la région laminaire, la zone II à la région de transition et la zone III à la zone de turbulence. [Kechiche <i>et al.</i> (2006)]	181
9.3	Représentation graphique de la vitesse axiale du jet U_{axe} et de la demi largeur du jet $r_{1/2}$ en fonction de z/d , dans ce cas précis où $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $B = 6$, $z_0 = D_{buse}$ et $S_r = 0.09$	182
9.4	Représentation graphique de $U_z(r,z)/U_{axe}(z)$ en fonction de $r/r_{1/2}$ pour un jet rond $Re_D \approx 10^5$ Mesures de Wagnanski & Fielder (1969). Symboles: \circ , $z/d = 40$; Δ , $z/d = 50$; \square , $z/d = 60$; \diamond , $z/d = 75$; \bullet , $z/d = 97.5$	183
9.5	Schéma représentatif d'un jet et notations utilisées	184
9.6	Représentation graphique des profils de vitesse longitudinale et radiale ainsi que la pente du vecteur vitesse en fonction de $r/r_{1/2}$, dans le cas précis où $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $B = 6$, $a = 47$ $z_0 = D_{buse}$ et $S_r = 0.09$	185
9.7	Représentation dans un repère $[r, d]$ de l'intensité moyenne de la vitesse $([U_r^2 + U_z^2]^{1/2})$, des lignes de courant (courbe rouge), de la demi-largeur du jet (trait mixte noir), des lieux où $U_r=0$ (trait pointillé long vert) et $U_r = U_z$ (trait pointillé court vert), dans le cas où $U_{buse} = 10\text{m/sec}$, $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $B = 6$, $a = 47$ $z_0 = D_{buse}$ et $S_r = 0.09$	187
9.8	Représentation schématique des différents régimes de collision entre gouttes (Écoulement du haut vers le bas). (a)Rebond (<i>bouncing</i>); (b)coalescence; (c) séparation par réflexion (<i>reflexive separation</i>); (d) séparation par étirement (<i>stretching separation</i>). [Ko & Ryou (2005)]	191
9.9	Représentation dans un diagramme z/D_{buse} et Re_p du diamètre de Stokes critique $d_{St=1}$ tel que $St = 1$. Dans cette représentation: $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_f = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $U_{axe}(z) = U_{buse}D_{buse}B/(z - z_0)$ avec $U_{buse} = 10\text{m/s}$, $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $z_0 = D_{buse}$, $B = 6$, $l_z \text{ jet} = 0.9S_r(z - z_0)$, $S_r = 0.09$ la loi de traînée est celle de Schiller-Naumann $Cd = \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15Re_p^{0.687})$ si $Re_p < 10^3$ ou $Cd = 0.44$ si $Re_p > 10^3$ (équation: I.4)	193
9.10	Représentation du jet de gaz chargé de gouttes avec entraînement d'air extérieur.	198
9.11	Simulation pour illustrer la sensibilité au coefficient Ke	200
9.12	Les différents dimensions caractéristiques du jet diphasique	201
9.13	Identification des différentes zones de développement du jet diphasique.	201
10.1	Description schématique des éléments caractéristiques d'un interféromètre à phase Doppler (IPD)	205
10.2	Illustration du déphasage du signal en fonction du diamètre des gouttes	207

10.3	Erreur d'évaluation du d_{32} calculé sur une distribution log-normale en fonction de la moyenne et de l'écart type. L'erreur est évaluée en comparant le diamètre de Sauter calculé dans le cas d'une distribution connue ($d \in [0; \infty]$) et le diamètre de Sauter calculé dans le cas où la distribution est tronquée ($d \in [4; 400]$).	208
10.4	Illustration de la mise en œuvre du IPD	209
10.5	Position du volume de mesure du IPD par rapport au jet.	211
10.6	Profils de vitesse obtenus pour deux tuyères la $K4$ et la $K20$ pour différentes positions longitudinales $z=400\text{mm}$, $z=800\text{mm}$ et $z=1025\text{mm}$	212
10.7	Profils transversaux des vitesses pour les tuyères $K4$ et $K20$	213
10.8	Profils transversaux granulométriques pour les tuyères $K4$ et $K20$	214
10.9	Profils transversaux des flux de gouttes pour les tuyères $K4$ et $K20$	215
10.10	Superposition des lois proposées par Ferrand (2001) et Panchagnula & Sojka (1998) avec les mesures	218
10.11	Représentation graphique pour les neufs essais de l'inverse de la vitesse $1/V$ sur l'axe du jet.	221
10.12	Évolution suivant l'axe du d_{32} pour les différentes expériences menées sur l'axe du jet.	222
10.13	Histogramme des fréquences de détection des gouttes pour les essais 2 et 9	224
10.14	Superposition des histogrammes de tailles pour les essais 2 et 9 . Le trait continu correspond à l'histogramme issu des mesures. Le trait en pointillé correspond à la loi log-normale. Les histogrammes issus des mesures et de la loi log-normale ont ici la même moyenne et le même écart type.	225
10.15	Superposition des histogrammes de vitesse pour les essais 2 et 9 . Le trait continu correspond à l'histogramme issu des mesures. Le trait en pointillé correspond à la loi normale. Les histogrammes issus des mesures et de la loi normale ont ici la même moyenne et le même écart type.	226
10.16	Densité de probabilité représentée dans un diagramme Diamètre de goutte - Vitesse	227
10.17	Surperposition des histogrammes des figures 10.16(a) et 10.16(b)	228
10.18	Essai 2 : Représentation graphique pour différentes classes de vitesse de gouttes, de la taille moyenne et de l'écart type ainsi que, pour différentes classes de taille de gouttes, de la vitesse moyenne et de son écart type	229
10.19	Essai 9 : Représentation graphique pour différentes classes de vitesse de gouttes, de la taille moyenne et de l'écart type ainsi que, pour différentes classes de taille de gouttes, de la vitesse moyenne et de son écart type	229
10.20-a)	Représentation schématique d'une chaîne d'acquisition avec une Sonde Optique; -b) Photo de la sonde optique 100-12 de type 1C; -c) Représentation schématique de la zone sensible d'une sonde 1C; -d) Exemple de signaux acquis sur un spray (phase continue gazeuse, phase dispersée liquide) ($f_{acq} = 5\text{MHz}$). Les différents traits pointillés matérialisent les niveaux des différents seuils (cf. Annexe).	231
10.21	Principe de fonctionnement d'une sonde optique	232
10.22	Illustration du signal d'une goutte.	232
10.23	Représentation schématique du banc d'étalonnage de la sonde optique	233
10.24	Illustration de la mise en œuvre de la sonde optique	234
10.25	Histogramme des vitesses pour les différents types de gouttes (exprimé en % du nombre total de gouttes)	238
10.26	Correlation entre le temps liquide Tl et la corde C	239

10.27	Histogramme des cordes pour les différents types de gouttes (exprimé en % du nombre total de gouttes)	240
10.28	Illustration des histogrammes Corde Vitesse en fonction des types de gouttes conservées	241
10.29	(I) Illustration graphique du granulomètre à diffraction laser utilisé . (II) Représentation schématique de la zone de mesure. (III) Diffraction théorique d'une particule sphérique. (IV) Images de diffraction de différentes formes de particules	243
10.30	Illustration de la différence des résultats obtenus en prenant en compte ou non la correction par diffractions multiple.	245
10.31	Mise en œuvre du Granulomètre à Diffraction Laser	247
10.32	Illustration de l'analyse de la sensibilité à la position des couteaux et à l'ouverture de son entrefer.	248
10.33	Illustration de cartographie granulométrique pour 4 types de tuyère différents. La zone 1 correspond à des mesures réalisées sans couteau, la zone 2 correspond à des mesures réalisées avec un couteau dont le bord d'attaque est placé à 160 mm de la sortie la tuyère et avec un entrefer de 50mm, la zone 3 correspond à des mesures réalisées avec un couteau dont le bord d'attaque est placé à 400 mm de la sortie la tuyère et avec un entrefer de 50mm.	249
10.34	Représentation graphique de $\rho_g V_{lim}^2$ en fonction de σ/d_{32} . σ est la tension de surface entre le liquide et le gaz et V_{lim} est la limite théorique de l'écoulement en sortie de tuyère	251
10.35	Profils granulométriques réalisés sur la tuyère <i>K20</i> à l'aide du granulomètre à diffraction laser.	251
10.36	Photo de la mise en œuvre simultanée du Granulomètre à Diffraction Laser et de la Sonde Optique	253
10.37	Représentation graphique de la fonction servant à définir les valeurs optimales des coefficients de la loi d'étalonnage de la sonde optique.	257
10.38	Représentation des d_{32}^{IPD} et d_{32}^{GDL} fonction de d_{32}^{SO} et \bar{V}^{IPD} en fonction de \bar{V}^{SO} dans les différents cas d'optimisation	259
C.1	d_{30} calculé dans le cas d'une distribution log-normale en fonction de la moyenne (d_{10}) et de l'écart type de de la distribution ($\sqrt{d_{20}^2 - d_{10}^2}$)	276
C.2	Flux total \dot{N}_{tot} en fonction du d_{30} et du débit liquide \dot{m}_l dans le cas où $\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$	277
F.1	Exemple de traitement	285
G.1	Représentation graphique du calcul d'une intégrale double	288
H.1	Evolution de la pression, de la vitesse homogène, du titre massique en gaz et du débit liquide, le long de l'axe d'un l'émulseur ayant un 1/2 angle au sommet: $\theta^{em} = 5^\circ$	292
H.2	Plan détaillé d'un émulseur	293
H.3	Exemple de résultat de calcul obtenu pour le dimensionnement d'un émulseur. Les orifices d'alimentation sont placés sur des périmètres (Numéro de rangée d'émulseur)	294
I.1	Écoulement autour d'une sphère pour différents Reynolds particulières [Comolet (1984)]	297

I.2	Coefficient de traînée pour différent modèles	298
I.3	Influence de la concentration et / ou évaporation	299
K.1	Nusselt en fonction du Reynolds particulaire dans le cas des gouttes d'eau ($Pr = 0.67$)	311
L.1	Illustration des différents profils de température	317
L.2	Modèle physique d'un écoulement d'air autour d'une goutte: théorie du "film"	319
L.3	Effet de la prise en compte d'un facteur correctif pour l'écoulement de Stefan	320
M.1	Description	321
M.2	Représentation d'un histogramme du signal issu de la sonde optique	323
M.3	Signal d'une goutte de type 1 avec les différents seuils associés.	324
M.4	Exemple de l'erreur relative pour l'évaluation du diamètre de sauter d_{32} en fonction du nombre de gouttes retenues pour le calcul	330

Table des notations

Symbole latin	Désignation	Unité
A	Section	$[m^2]$
c	vitesse du son	$[m/s]$
C	Corde des gouttes	$[m]$
C_f	Coefficient de frottement local	$[-]$
C_d	Coefficient de traînée	$[-]$
C_{d0}	Coefficient de traînée d'une particule isolée en l'absence de vaporisation	$[-]$
C_{dn}	Coefficient de traînée traduisant les effets collectifs	$[-]$
C_n	Concentration numérique	$[-]$
C_p	Capacité calorifique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
C_v	Capacité calorifique à volume constant	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
d	Diamètre d'une goutte	$[m \text{ ou } \mu m]$
d_{32}	Diamètre de Sauter	$[m \text{ ou } \mu m]$
D	Diamètre de sortie de la buse	$[m]$
D_T	Diffusivité thermique	$[m^2/s]$
D_M	Coefficient de diffusion massique	$[m^2/s]$
e	Energie interne massique	$[J/kg]$
err	Erreur entre modèle et expérience	$[-]$
f	Fréquence	$[Hz]$
f_{col}^i	Fréquence totale de collision	$[Hz]$
f_w	Force de frottement pariétal	$[N]$
$f_{traînee}$	Force de traînée	$[N]$
F	Force	$[N]$
G	Flux massique corrigé	$[kg/s/m^2]$
h	Enthalpie massique	$[J/kg]$
Hu_{rel}	Humidité relative	$[-]$

Table des notations

Symbole latin	Désignation	Unité
Suite ...		
k	Coefficient de polytropie	[—]
q_e	Chaleur échangée	[J]
l	Coefficient calorimétrique	[Pa]
L_c	Chaleur latente de condensation	[$J.kg^{-1}$]
L_v	Chaleur latente de vaporisation	[$J.kg^{-1}$]
L_s	Longueur sensible (sonde optique)	[μm]
m	Masse d'une goutte	[kg]
m_1	Moyenne d'une distribution	[—]
m_2	Variance d'une distribution	[—]
\dot{m}	Débit massique	[$kg.s^{-1}$]
\dot{n}	Flux numérique de gouttes	[$\#/s$]
n	Nombre de moles	[mol]
n_{tot}	Nombre total de moles dans la phase gazeuse	[mol]
N	Nombre de gouttes	
\mathcal{P}	Puissance	[W] ou [$kg.m^2.s^{-2}$]
P	Pression absolue , l'indice précise le lieu	[bar] ou [Pa] ou [$kg.m^{-1}.s^{-2}$]
P_n	Fonction de probabilité basée sur le nombre de gouttes	
P_v	Fonction de probabilité basée sur le volume total de gouttelettes	
\mathcal{Q}	Puissance échangée sous forme de chaleur	[W] ou [$kg.m^2.s^{-2}$]
r	Constante massique des gaz parfaits	[$J/kg/K$]
R	Rayon (tuyère)	[m]
s	Entropie massique	[$J/kg/K$]
S	Surface d'échange totale	[m^2]
T	Température	[$^{\circ}C$] ou [K]
TL	Temps liquide (sonde optique)	[s]
v	Vitesse superficielle	[$m.s^{-1}$]
TM	Temps de Montée du signal (sonde optique)	[s]
U	Vitesse	[$m.s^{-1}$]
u'	fluctuation turbulente	[$m.s^{-1}$]
V	Vitesse	[$m.s^{-1}$]

Symbole latin	Désignation	Unité
Suite ...		
\mathcal{V}	Volume totale	$[m^3]$
\mathcal{W}	Travail	$[J]$
X_m	Titre massique en gaz	$[-]$
Y	Fraction massique	$[-]$

Indice	Désignation
0	grandeur initiale...
1	grandeur initiale
2	grandeur finale
2φ	grandeur relative à l'écoulement diphasique
a	relatif à la phase gazeuse non condensable
acq	acquisition
air	grandeur pour l'air dans les conditions standard de température et de pression
$amont$	grandeur prise en amont
$aval$	grandeur prise en aval
axe	grandeur prise sur l'axe
B	relatif à l'injecteur
$buse$	relatif à la buse
col	relatif au col de la tuyère
$compresseur$	compresseur
$crit$	critique
D	grandeur basée sur le diamètre D
$detec$	de détection
dev	relatif à un état développé
Dp	Doppler
e	relatif à l'entraînement
eau	grandeur pour l'eau dans les conditions standard de température et de pression
eb	ébullition
ech	échange
ent	relatif à la section d'entrée de la tuyère

Indice Suite ...	Désignation
<i>eq</i>	caractérise un écoulement sans déséquilibre thermique interfacial
<i>exp</i>	relatif à l'expérience
<i>ext</i>	extérieur
<i>f</i>	grandeur prise dans la région du film ou relatif à la phase continue (p129)
<i>g</i>	phase gaz (azote ou air)
<i>homo</i>	relatif au modèle homogène
<i>ini</i>	initial
<i>int</i>	interface
<i>it</i>	isotherme
<i>is</i>	isentropique
<i>I</i>	Interface
<i>jet</i>	relatif au jet
<i>l</i>	phase liquide
<i>lim</i>	limite
<i>max</i>	maximum
<i>n</i>	mode propre d'une goutte
<i>noise</i>	relatif au bruit
<i>p</i>	grandeur particulière ou partielle
<i>pol</i>	polytropique
<i>pompe</i>	pompe
<i>qdm</i>	quantité de mouvement
<i>r</i>	composante radiale d'une grandeur
<i>recul</i>	recul
<i>sat</i>	saturation
<i>surf</i>	surface
<i>sortie</i>	grandeur prise à la sortie
<i>S</i>	source
<i>t</i>	transvasement (exposant)
<i>tot</i>	total
<i>tuyere</i>	tuyère
<i>v</i>	vapeur d'eau
<i>z</i>	composante axiale d'une grandeur
∞	l'infini (cad loin de la goutte)

Indice	Désignation	
Suite ...		
Symbole grec	Désignation	Unité
α	Taux de vide	[-]
β	titre volumique en gaz	[-]
χ_T	Compressibilité	[m^2/N]
δ_T	Épaisseur de la couche limite pour les transferts thermiques	[m]
δ_M	Épaisseur de la couche limite pour les transferts de masse	[m]
δ_θ	Épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange	[m]
ϵ_R	emissivité d'un corps gris	[-]
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique	[m^2/s^3]
η	Rendement	[-]
γ	Densité de surface d'échange	[$1/m$]
Γ_{ij}^{col}	Noyau de collision	[$m^3 \cdot s^{-1}$]
Γ_l	Fraction d'eau vaporisée par unité de longueur	[$kg/m^2/s$]
Γ_v	Fraction d'eau condensée par unité de longueur	[$kg/m^2/s$]
κ	Rapport des viscosités dynamiques	[-]
κ_v	Rapport des viscosités dynamiques du liquide et du gaz environnant ($\frac{\mu_l}{\mu_g}$)	[-]
λ	Conductivité thermique	[$W/m/K$]
λ_ρ	Rapport de densité du liquide et du gaz ($\frac{\rho_l}{\rho_g}$)	[-]
Λ	Distance inter-particulaire	[m]
μ	Viscosité dynamique	[$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$]
ω	Travail massique	[J/kg]
ϕ	Coefficient correctif du coefficient de traînée	[-]
ϕ_T	Coefficient correctif pour les effets dus à la vaporisation	[-]
ϕ_{conc}	Coefficient correctif pour les effets dus à la concentration	[-]

Table des notations

Symbole grec Suite ...	Désignation	Unité
$\dot{\varphi}_{\square}$	Flux de masse d'eau vaporisée quittant la goutte	$[kg.s^{-1}.m^{-2}]$
φ_v	Débit massique d'eau vaporisée par unité de surface d'échange	$[kg.s^{-1}.m^{-2}]$
φ_c	Flux convecto-diffusif reçu par une goutte	$[W.m^{-2}]$
φ_r	Flux radiatif reçu par une goutte	$[W.m^{-2}]$
φ_{TI}	Flux de chaleur à l'interface	$[W.m^{-2}]$
φ_R	Flux radiatif	$[W.m^{-2}]$
ρ	Masse volumique	$[kg/m^3]$
σ	Tension de surface	$[N.m^{-1}]$
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann	$[W.m^{-2}.K^{-4}]$
τ	Temps caractéristique	$[s]$
τ_p	Temps de relaxation des gouttes	$[s]$
τ_{col}	Temps caractéristique séparant deux collisions successives	$[s]$
τ_w	Contrainte de frottement pariétal	$[N/m^2]$

Symbole nombre adimensionnel	Désignation
Bi	Nombre de Biot
B_T	Nombre de Spalding (de transfert de chaleur)
Nu	Nombre de Nusselt
Nu_0	Nombre de Nusselt en l'absence de vaporisation
Mc	Nombre de Mach
We	Nombre de Weber
We_c	Nombre de Weber critique turbulent
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
Sc	Nombre de Schmidt
Sh	Nombre de Sherwood
Sh_0	Nombre de Sherwood en l'absence d'écoulement de Stefan

Abréviations	Désignation
<i>GDL</i>	Granulomètre à Diffraction Laser
<i>IPD</i>	Interféromètre à Phase Doppler
<i>PIF</i>	Possible Impossible Flow
<i>SO</i>	Sonde Optique

Préambule

Les écoulements diphasiques constituent une classe originale d'écoulement. Le présent travail dédié aux tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard concerne une typologie très variée et relativement originale d'écoulement diphasique. La description proposée ici s'efforce de synthétiser les caractéristiques principales des diverses phases de mise en œuvre d'un jet de brouillard pour une tuyère diphasique :

- En entrée de tuyère, dans une chambre de mélange, se constitue un écoulement prémélangé (effervescent) de liquide (ex : eau) avec un gaz (idéalement gaz parfait : air comprimé ou azote en bouteille). La fraction massique de gaz est assez élevée et peut atteindre 10%. Dans ces conditions, dites génératrices (entrée de tuyère), la pression peut atteindre la dizaine de bars et l'énergie cinétique est négligeable.
- L'écoulement diphasique est ensuite détendu dans une tuyère dont la géométrie est caractérisée par un col. L'écoulement est marqué par un fort gradient de pression (jusqu'à 100 bar/m) un fort gradient de vitesse (supérieur à 1000 m/s/m), un gradient de température négligeable (détente quasi-isotherme), un fort gradient de la fraction volumique de gaz (expansion du gaz dans un rapport 10), une évolution rapide du glissement interfacial. Ce dernier est étroitement lié à l'atomisation de la phase liquide et aux transferts interfaciaux (chaleur, quantité de mouvement).
- En sortie de tuyère (en aval de la section de sortie), l'écoulement se présente comme un jet libre avec tout d'abord une adaptation au milieu extérieur, puis un développement du jet accompagné d'entraînement d'air ambiant. Les caractéristiques de ce jet sont : une phase liquide à granulométrie très fine (quelques dizaines à centaines de microns) et assez dispersée en taille, un gaz (phase continue porteuse) comportant le gaz initial (issu de la tuyère) et l'air ambiant entraîné. La vitesse initiale en section de sortie de tuyère est très grande (≈ 100 m/s).
- L'interaction avec une zone de flamme (par exemple pour la lutte contre l'incendie) ou divers obstacles : objets ou parois à haute température (par exemple dans les procédés métallurgiques [refroidissement à haut flux, trempe ...]). Elle constitue l'intérêt applicatif du jet de brouillard. Cette interaction s'accompagne d'une intense

vaporisation de la phase liquide qui conduit à des flux de refroidissement très élevés. Ces flux sont nettement supérieurs à ceux couramment observés avec des méthodes "classiques". Ils sont au cœur du potentiel applicatif des TDJB.

De nombreux systèmes existent aujourd'hui pour lutter efficacement contre les incendies. Ils présentent tous un ensemble d'inconvénients: soit une mise en place difficile et coûteuse, soit un coût considérable par les dégâts occasionnés lors de leur utilisation (notamment dégâts des eaux), soit des effets nocifs pour l'environnement, ou encore un risque mortel pour l'homme.

Les brouillards d'eau sont bien connus pour leurs qualités d'agent d'extinction. Les tuyères à écoulement diphasique rapide ont été considérées dans de nombreuses applications : conversion d'énergie, propulsion hydrodynamique, refroidissement ... Dans ce contexte, un projet innovant de « tuyère à jet de brouillard » a été développé au sein du LEGI en partenariat avec la DGA-DSP et une entreprise TECHNOMESURE avec le soutien financier de la mission à l'innovation DGA et de la DCN. L'entreprise SIEMENS a quant à elle pris le relais pour industrialiser et commercialiser la solution. Elle a financé cette thèse dans le cadre d'une convention Cifre et de contrats de collaborations de recherche avec le LEGI. Le concept de « tuyère à jet de brouillard » décline des technologies très simples mais mettant en oeuvre une physique très complexe. En outre, il ajoute à la génération d'un brouillard (suspension de gouttelettes très fines), le transport de celui-ci au sein d'un jet à grande vitesse.

Cette rapide description très "ingénierie" de l'ensemble des problématiques abordées dans cette thèse illustre à la fois la richesse et la complexité du problème abordé ainsi que la diversité des contraintes liées aux applications. La démarche a consisté à aborder l'ensemble des aspects du problème en s'efforçant d'introduire une approche scientifique aussi rigoureuse que possible. De ce fait le spécialiste restera « sur sa faim » dans la mesure où il n'était pas réalisable d'aborder tous les aspects du problème avec la même profondeur que s'il avait été l'objet d'un travail de thèse ciblé.

Le partenariat industrie-recherche de cette thèse Cifre a apporté un cadre qui a contribué à la réalisation d'avancées significatives dans le domaine applicatif. Il a permis un dépôt de brevet conjoint qui atteste de la richesse de cette collaboration.

Ce manuscrit s'articule autour de plusieurs axes :

- Contextes - Problématiques - Démarches - Moyens mis en oeuvre

Cette partie tend à poser les bases concrètes du projet dans son contexte à la fois académique et industriel, tout en mettant en lumière la démarche et les moyens mis en oeuvre pour le déroulement du projet.

- Détente du mélange diphasique - Atomisation
Suite à une description du concept, une modélisation de l'écoulement interne à la tuyère est entreprise ainsi qu'une confrontation entre simulation et expérience.
- Jet de Brouillard
La phase liquide ayant été atomisée dans la tuyère, un jet libre se développe au-delà de la section de sortie de la tuyère. Différentes méthodes d'expertise sont alors mises en oeuvre pour caractériser le jet.
- Applications industrielles - Problématiques - approches (partie confidentielle)
Enfin, les applications industrielles sont abordées.

Première partie

Du contexte aux moyens: une
approche globale

Chapitre 1

Le Concept et sa mise en œuvre

1.1 Les différentes méthodes d'atomisation

L'atomisation est une problématique rencontrée dans de très nombreuses applications comme:

- en combustion (brûleurs, chaudières à charbon pulvérisé, injecteurs dans les chambres de combustion, moteurs de fusée, moteurs aéronautiques, moteurs à combustion interne ...)
- en peinture ou revêtement de surface
- en sidérurgie dans les procédés de refroidissement (traitement thermique)
- en protection et en lutte contre les incendies (rideau d'eau pare-feu)
- en agriculture (pulvérisation de pesticide, arrosage des champs)
- ...

Dans le contexte particulier de la lutte contre les incendies, des solutions commerciales existent pour atomiser la phase liquide en goutte. Ces systèmes fonctionnent soit:

- sur des réseaux "*basses pression*" (\sim de qqes bars) et permettent un refroidissement sommaire et un noyage partiel des installations car la taille des gouttes est importante et les débits préconisés sont importants. (par exemple les buses de type *Sprinkler*)
- sur des réseaux "*haute pression*" (~ 200 bars) et fabriquent des brouillards d'eau de classe 1 ou 2 qui sont diffusés autour de la buse (c'est à dire sans énergie cinétique). Il est donc nécessaire d'avoir recours avec un grand nombre de buses pour mailler une pièce et la protéger convenablement (par exemple les buses de type *High-Fog*).

Quelque soit le domaine d'application, l'objectif premier recherché dans l'atomisation réside dans l'accroissement de la surface d'échange spécifique¹, et donc de l'efficacité des phénomènes de transferts, de quantité de mouvement et/ou de chaleur. Il est remarquable que le flux total d'échange entre un *spray* et le milieu extérieur peut croître de plusieurs ordres de grandeur (pour une masse constante de liquide) par diminution de la granulo-

¹c'est à dire la surface d'échange par unité de masse de liquide

métrie.

Dans la situation idéalisée où un volume de liquide, développant une surface d'échange initiale \mathcal{S}_0 , se fractionne en N gouttes sphériques de diamètre d , le liquide fractionné développe au final une surface d'échange $\mathcal{S}_0 N^{1/3}$.

Nombre de gouttes N	Rapport des surfaces
2	1.26
1 000	10
1 000 000	100
10^p	$10^{p/3}$

TABLEAU 1.1 – Accroissement de la surface d'échange en fonction du nombre de gouttes à quantité de liquide total constante

Pour atomiser une phase liquide en fines gouttelettes, différentes technologies ont déjà été envisagées et décrites (Crowe (2006), Lefebvre (1989)). Dans toutes les situations, l'atomisation du liquide est obtenue à l'aide d'une force ou d'une énergie brisant l'interface liquide-gaz qui se caractérise par une tension superficielle (ou énergie de surface). Les performances des atomiseurs dépendent de nombreux facteurs: géométrie de l'injecteur, propriétés thermophysiques du liquide et de la phase continue (gaz). Sans être exhaustif, il est possible de distinguer quelques familles typiques d'atomiseurs telles que:

- **Les atomiseurs sous pression**

Extrêmement répandus, la principale caractéristique de ce type d'atomiseur est l'éjection dans l'atmosphère d'un fluide à grande vitesse au travers d'un orifice de petite dimension. L'énergie de brisure est principalement d'origine cinétique.

- **Les atomiseurs diphasiques**

Cette technologie à deux fluides, repose sur l'interaction entre une phase gazeuse et la phase liquide. Deux situations sont envisageables: soit le gaz et le liquide sont prémélangés dans une chambre puis éjectés au travers d'un orifice (*effervescent spray* ou *atomisation effervescente*), soit le gaz et le liquide interagissent après avoir été éjectés séparément (*airblast atomizer* ou *atomisation assistée*). Dans tous les cas, l'énergie de brisure est principalement apportée par la phase gazeuse.

- **Les atomiseurs rotatifs**

Un liquide est déposé sur une surface en rotation. Sous l'effet de la force centrifuge le liquide s'étale sur toute la surface puis est éjecté et désintégré en gouttes. L'énergie de brisure est l'énergie cinétique.

- **Les atomiseurs à ultrasons**

Les atomiseurs à ultrasons, utilisent directement l'énergie acoustique provenant d'une source extérieure. Les ondes acoustiques excitent les interfaces liquides-gaz, les destabilisent jusqu'à atteindre les limites de rupture.

• **Les atomiseurs électrostatiques**

Un fluide chargé électriquement est accéléré par un champ électrique, et finit par former un jet liquide très mince se brisant en fines gouttelettes.

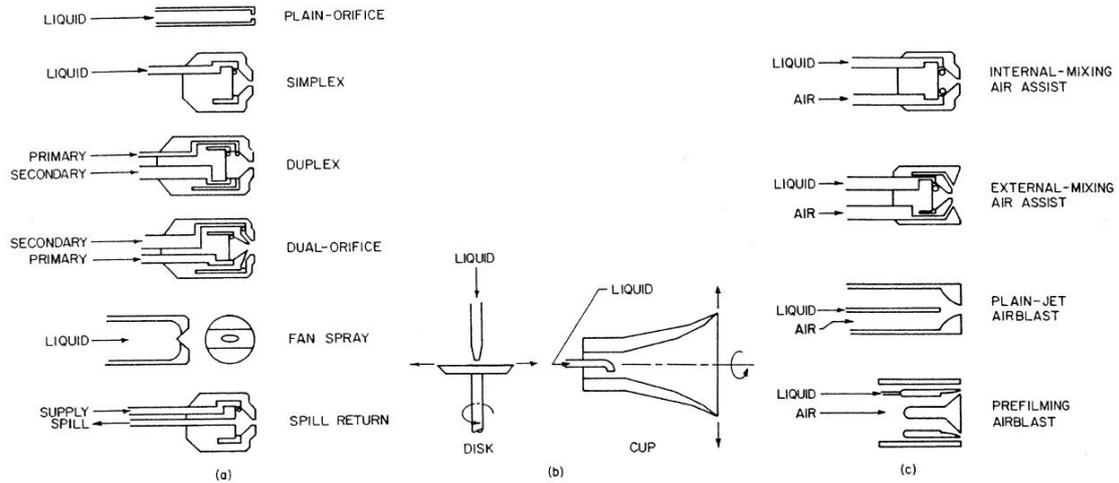


FIGURE 1.1 – Différents types d'atomiseurs.

1.2 Concept des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard

Le concept de Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard permet de produire en continu un écoulement diphasique très finement dispersé (très grande aire interfaciale). Pour cela, on réalise au sein d'une chambre d'émulsion un mélange d'eau et de gaz sous pression (5 à 10 bars). Cet écoulement diphasique est détendu directement dans une tuyère de géométrie adaptée (Figure 1.2). Au cours de la détente, le gaz fournit un travail qui assure d'une part une propulsion supplémentaire du liquide et d'autre part son fractionnement en fines gouttelettes. Le jet sortant se présente sous forme de brouillard rapide (50 à 150 m.s-1). La figure 1.3 donne une comparaison entre un jet de liquide seul et un jet de brouillard.

Ce concept met à profit une géométrie de forme simple, et des orifices de « grandes » dimensions (quelques mm) pour mettre en œuvre au sein même de l'écoulement diphasique une physique complexe associant :

- Mélange effervescent des deux fluides à faible vitesse et à la pression des réseaux.
- Détente avec des forts gradients de pression et d'intenses transferts aux interfaces.
- Fractionnement et accélération de la phase liquide.

Au final, on observe, au delà de la section de sortie de la tuyère, la production d'un jet de brouillard dont la dynamique transporte les gouttelettes sur de grandes distances (pouvant dépasser plusieurs dizaines de mètres) ainsi qu'une granulométrie (donc une surface

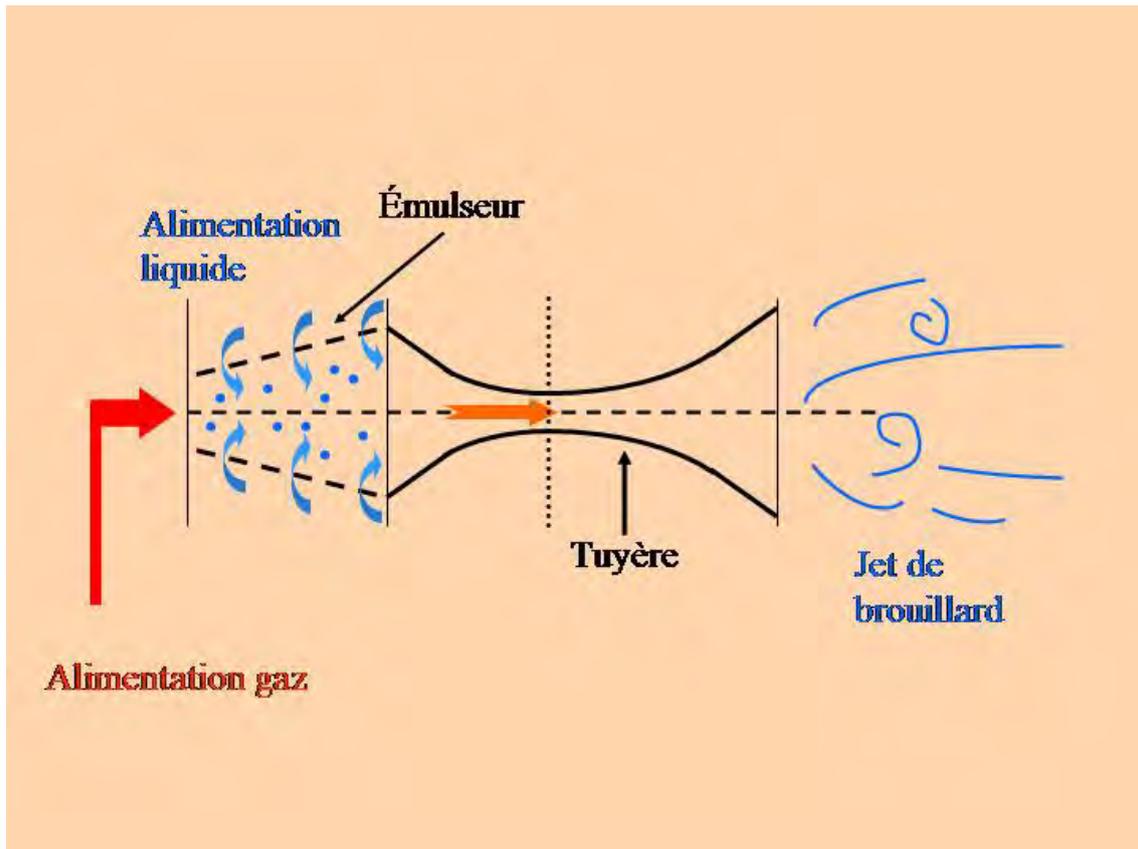


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard

d'échange spécifique) très fine. D'un point de vue applicatif, la large gamme d'utilisation des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard leur procure un atout indéniable (Tableau: 1.2), puisque, comme nous le verrons, l'ajustement des paramètres de contrôle de fonctionnement d'une Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard permet de sélectionner des points de fonctionnement qui privilégient, suivant l'application visée, la dynamique du jet ou sa surface d'échange spécifique.

	Valeur Minimum	Valeur Maximum
Débit massique liquide \dot{m}_l	$5 \cdot 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1} \Leftrightarrow 0.3 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$	$2 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1} \Leftrightarrow 120 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$
Débit massique gaz \dot{m}_g	$0.1 \cdot 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1} \Leftrightarrow 0.3 \text{ Nm}^3\cdot\text{hr}^{-1}$	$45 \cdot 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1} \Leftrightarrow 130 \text{ Nm}^3\cdot\text{hr}^{-1}$
Titre massique en gaz X_m	0.5%	10%
Pression alimentation P_{tuyere}	2 bar	10 bar

TABEAU 1.2 – Gamme d'utilisation des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard

Dans un contexte tout autre que la lutte contre les incendies, de telles tuyères à écoulement diphasique rapide, ont été étudiées de manière approfondie (Sterlini (1976) - Mathes & Thibault (1996) - Lemonnier & Selmer-Olsen (1992)). Il s'agissait de convertir de manière directe de l'énergie-chaaleur d'un liquide, en énergie-mécanique (cinétique) grâce au

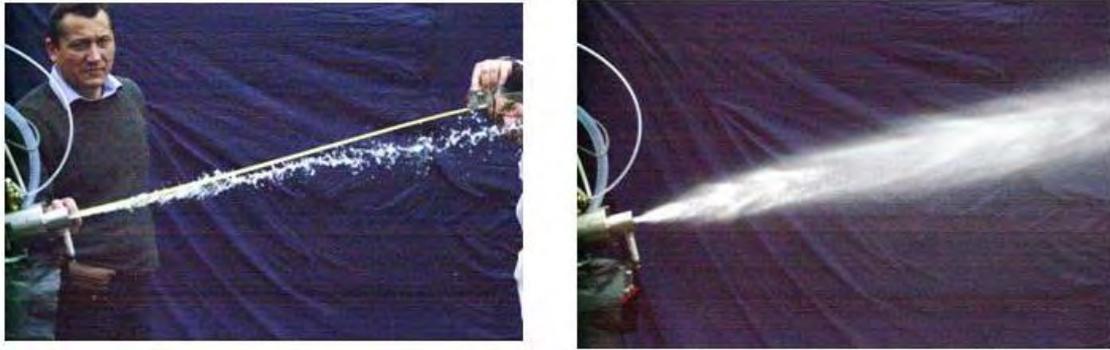


FIGURE 1.3 – Photos comparant un jet de liquide seul (photo de gauche) et un jet de brouillard (photos de droite)

transfert direct d'énergie entre la phase liquide (caloporteuse) et la phase gazeuse (transformateur thermodynamique d'énergie chaleur en énergie travail).

L'idée d'utiliser ces tuyères et le jet de brouillard qu'elles produisent comme agent d'extinction a été l'objet d'un dépôt de brevet Amiet *et al.* (1997) au travers de la société Technomesure. Les dites tuyères avaient été auparavant utilisées par la propulsion marine ou le refroidissement des composants électroniques de puissance.

Chapitre 2

Problématique scientifique & Démarche

Les contextes (industriels et académiques) dans lesquels s'inscrit le projet Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard, permettent de dégager différentes problématiques:

- Comprendre et optimiser les processus de détente des écoulements diphasiques en tuyère ainsi que les mécanismes de l'atomisation effervescente.
- Contrôler et maîtriser la granulométrie.
- Contrôler et maîtriser la couverture spatiale des jets.
- Proposer des solutions technologiques innovantes, performantes et concurrentielles en vue d'application incendie et refroidissement.

La démarche choisie s'est articulée autour de 4 thématiques de recherches, chacune décomposée en 4 pôles d'activités, organisant le projet matriciellement.

Thématiques de recherches (qui sont présentées, ici au fil de l'écoulement):

- **Caractéristique des réseaux d'alimentation des tuyères**

Deux fluides alimentent les tuyères: l'eau et le gaz sous pression. Ces deux fluides doivent être acheminés d'un point source (pompe compresseur, bouteille ...) aux tuyères. Différentes options s'offrent aux installateurs et sont résumées sur le graphique 2.1:

1. les deux fluides sont acheminés dans des réseaux séparés jusqu'aux tuyères (réseau **bi-tube**).
2. les deux fluides sont mélangés dès l'entrée du réseau et un unique tube véhicule le mélange diphasique jusqu'aux tuyères (réseau **mono-tube**).
3. le réseau (**mixte**) est constitué d'une boucle primaire où les deux fluides sont acheminés séparément puis d'un ensemble de boucles secondaires au départ duquel les deux fluides sont mélangés puis véhiculés dans un sous-réseau mono-tube .

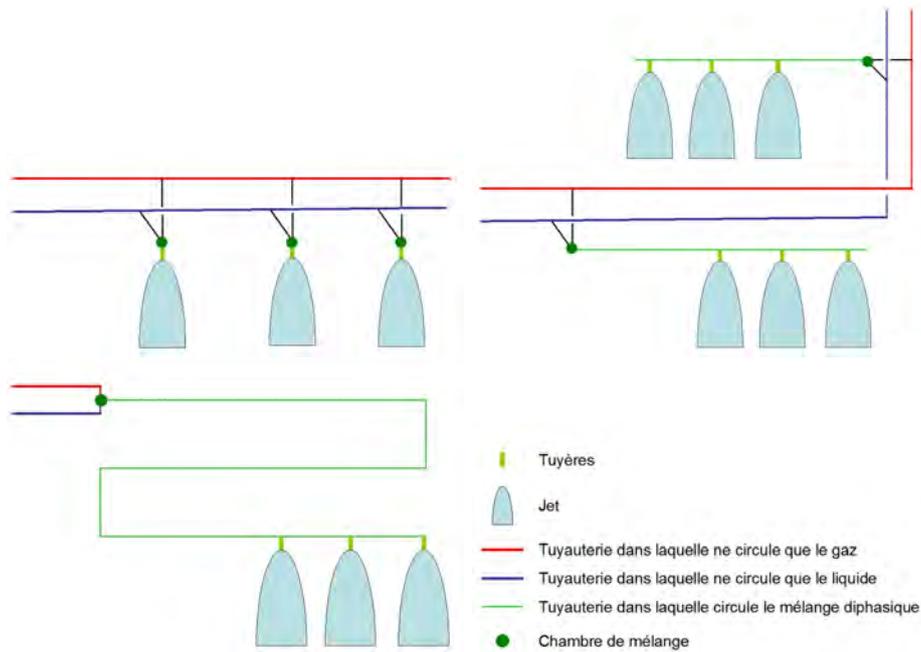


FIGURE 2.1 – Différents types de réseaux pour l'alimentation des tuyères diphasiques à jet de brouillard

Le choix du type d'installation est dicté par deux critères principaux: le coût (investissement dans le choix des sources + main d'œuvre) et la performance. Le premier critère vise à un équilibre entre le coût d'installation du réseau et les coûts induits (compresseur plus puissant...) liés aux pertes de charge supplémentaires si l'écoulement diphasique est véhiculé dans un seul tube. Le deuxième critère est lié à la modification des performances des tuyères en fonction de la configuration d'écoulement en entrée de tuyère. En réseau bi-tube, la configuration de l'écoulement est contrôlée. En réseau mono-tube la configuration est dépendante des caractéristiques géométriques du réseau, ce qui la rend d'un point de vue pratique non maîtrisable. En particulier, le transport en conduite mono-tube tend à séparer (par stratification) les deux fluides initialement mélangés. Il faut cependant souligner que, d'un point de vue applicatif, la dégradation potentielle des performances des tuyères et du jet qui en résulte n'est pas forcément critique.

- **La détente d'écoulement diphasique en tuyère et l'atomisation effervescente**

La détente en tuyère d'un écoulement diphasique prémélangé met en œuvre une physique complexe. Le travail de détente de la phase gazeuse fournit au sein de l'écoulement l'énergie mécanique nécessaire à la fragmentation (brisure) de la phase liquide ainsi que son accélération. Cette énergie provient de la capacité du gaz à transformer de l'énergie chaleur en énergie travail. Les mécanismes mis en jeu au cours de la détente reposent sur la description de transferts interfaciaux (masse, quantité de mouvement et énergie) et des mécanismes d'atomisation. L'ensemble de ces méca-

nismes sont, à ce jour, du domaine de la recherche et vont faire l'objet d'une attention toute particulière. Une des difficultés est la conjonction de ces divers mécanismes au sein de la tuyère. C'est pourquoi une démarche complémentaire associant expérience, modélisation et simulation numérique a été retenue ici.

- **Le développement du jet diphasique**

L'écoulement libre produit en sortie de tuyère constitue un jet de brouillard. Le jet diphasique se compose d'une phase continue (le gaz propulseur et l'air entraîné) et d'une phase dispersée (le liquide atomisé). Ce jet se développe dans l'atmosphère. Les caractéristiques physiques du jet sortant sont "sévères": un titre massique initial en gaz $\sim 1\%$ à $\sim 7\%$, une fraction volumique de gaz $\sim 99.9\%$, un débit de gouttes \sim quelques milliards de gouttes par seconde, une vitesse de sortie du jet $\sim 150m/s$, granulométrie $\sim 50\mu m$ à $\sim 500\mu m$ (en fonction des conditions d'utilisation). Le jet se développe à grande échelle, les dimensions caractéristiques longitudinales sont $\sim 10m$ et transverses $\sim 1.50m$. Ces caractéristiques font de ce spray-jet un objet d'étude à classer dans la catégorie des sprays denses. Les rares instruments théoriquement capables de réaliser des mesures dans ces conditions donnent des résultats à prendre avec la plus grande précaution. En ce qui concerne les simulation numériques, le constat est que les logiciels commerciaux semblent pour le moment inadaptés à la situation [Amblard (2005)], ce qui a nécessité le développement de codes spécifiques.

- **L'interaction jet avec une zone de combustion, ou un matériau à refroidir**

Dernière étape dans le cheminement du fluide, celui de son interaction avec une zone de combustion et/ou un obstacle à haute température¹. Ces aspects sont intimement liés aux domaines applicatifs et aux engagements contractuels du projet. La richesse de l'analyse vient entre autre de la différence des points de vue.

Ainsi dans le cadre de la lutte contre les incendies les critères applicatifs de performance sont en premier lieu: l'efficacité à l'extinction ou au contrôle (bien souvent liée à une notion temporelle) et la capacité à refroidir une ambiance. Ces indicateurs, simples d'emploi, cachent une physique bien plus complexe couplant des thématiques aussi variées que la combustion, les changements de phase, les échanges thermiques, la convection...

Dans le cadre des procédés métallurgiques l'intérêt industriel réside dans la capacité du fluide à extraire de la chaleur à haut flux et de manière contrôlée. Cette extraction fait intervenir des thématiques physiques très différentes: impact de gouttes (rebond, étalement, brisure, caléfaction), échange thermique (diffusion, convection, rayonnement), changement de phase qui dépendent directement des caractéristiques du jet de brouillard.

¹En particulier les applications liées au refroidissement des procédés métallurgiques

Afin d'aborder au mieux ces quatre thématiques de recherche, une démarche articulée sur trois pôles d'activité est proposée :

- La modélisation et les simulations numériques

Chaque volet de recherche est abordé par une description physique des phénomènes rencontrés, une modélisation issue de la littérature ou développée à partir de celle-ci et implémentée dans des codes de calculs "*home made*".

- Les moyens d'essais, l'instrumentation et leur mise en œuvre

Les moyens d'essais sont mis en œuvre dans deux contextes bien distincts: la salle d'essais feu de Siemens (Buc) et le banc d'essais du Legi. Ces moyens d'essais ont fait l'objet d'efforts particuliers pour la mise en place d'instruments et de techniques de mesure. Les instruments mis en œuvre ne sont pas uniquement ceux du commerce, mais aussi des instruments de recherche (Sonde optique) ayant nécessité un engagement important de l'activité pour les développer et les associer à des outils de traitement du signal et de post-traitement. Ce pôle d'activité est donc étroitement lié à un travail de conception, d'intégration et de réalisation. C'est un travail de fond qui a réclamé un investissement important et qui ne prendra qu'un volume réduit dans ce manuscrit.

- L'industrialisation

Dernier volet des pôles d'activité, celui concernant l'industrialisation. Chacune des thématiques de recherches présentées a une très forte connotation académique. Le transfert vers le monde industriel et applicatif a donc dû être réalisé pour que les résultats obtenus soient exploitables.

L'organisation du mémoire s'inspire partiellement de la démarche de ce projet. La première partie expose l'architecture générale (contexte, problématique, démarche) et apporte un socle de connaissance nécessaire aux trois autres parties. La deuxième partie est centrée sur la tuyère, tandis que la troisième se consacre au jet. La dernière partie aborde la partie applicative comprenant les problèmes de lutte contre les incendies, de refroidissement des procédés métallurgiques et l'industrialisation.

Chapitre 3

Contextes

Les travaux sur les tuyères à jet de brouillard se placent à la fois dans un contexte académique, autour des thématiques des écoulements diphasiques, de l'atomisation effervescente et des jets libres, mais aussi dans un contexte d'application industrielle autour d'un marché identifié prioritaire: la lutte contre les incendies. La diversité de ces contextes est à la fois riche en documents, en histoire mais aussi très complexe. L'association des préoccupations scientifiques, techniques et industrielles n'est pas toujours aisée. En effet, le secteur d'activité sécurité incendie est très concurrentiel, les entreprises doivent intégrer dans leur démarche les aspects performances, coût et prix des produits au travers: de la R&D (innovation), des techniques de mise en œuvre (réalisation des installations), du marketing (définition des marchés prioritaires) et du commercial (vente des produits).

Ce chapitre a pour objectif de décrire la problématique de la lutte contre les incendies et plus généralement la sécurité incendie. Cette activité se décompose en deux volets: l'un technique, s'appuyant sur les solutions à définir pour contrôler et / ou éteindre un sinistre, l'autre réglementaire dont le but est d'assurer au mieux la protection des personnels, du public, des biens et de l'environnement.

3.1 Contexte Socio-Economique

24 Mars 1999, un camion prend feu et s'immobilise au milieu du Tunnel du Mont-Blanc. Un incendie alimenté par les matières combustibles présentes dans les véhicules (carburants, chargement, pneumatiques...) se développe extrêmement rapidement et s'amplifie par l'effet de four provoqué par le tunnel. Le sinistre prend en quelques instants des proportions catastrophiques. Il faudra 53 heures aux pompiers pour le maîtriser. 39 personnes sont mortes carbonisées.

7 Septembre 2006, un court circuit se produit à bord du sous marin russe à propulsion nucléaire Saint-Daniel-de-Moscou qui mouillait en Mer de Barents, provoquant un incendie. Deux personnes périssent, les autorités russes déclarent que le réacteur n'a pas été



FIGURE 3.1 – Véhicules calcinés après l'incendie du tunnel du Mont-Blanc

touché.

21 Décembre 1987, Le Doña Paz un ferry faisant route depuis Tacloban aux Philippines vers Manille rentre en collision avec un pétrolier le Vector transportant 8800 barils de pétrole raffiné. Le pétrole s'enflamme et cause un incendie qui s'étendit rapidement sur le Doña Paz. Le Doña Paz coula en quelques minutes sans qu'aucune embarcation de sauvetage ne puisse être lancée. 1565 victimes périrent officiellement, d'autres rapports affirment que le ferry était surchargé et que le nombre réel de victimes dépasse 4000.

11 Décembre 2005, une série d'explosions survient au dépôt de carburant de Buncefield (Angleterre). Pour maîtriser l'incendie qui a suivi, 180 sapeurs-pompiers du Hertfordshire appartenant à 16 brigades ont été mobilisés. L'incendie qui a suivi a été maîtrisé le 13 décembre (seules quelques flaques de pétrole sur le sol restaient à éteindre), après avoir déversé plus de **15 millions** de litres d'eau et environ **250 000 litres** d'émulseur. Concernant les conséquences financières, Total et Texaco (société gérante du dépôt) estiment que le nettoyage du site coûtera entre 7,5 et 10 millions d'euros. A cela doit s'ajouter 37 millions d'euros pour la reconstruction. La valeur du carburant partie en fumée quant à elle dépasse les 52 millions d'euros.

Ces quelques exemples illustrent les circonstances de quelques incendies. Ils mettent en lumière la diversité des cas rencontrés et les conséquences directes ou évitées de justesse.

Certes, le rappel de ces accidents est désagréables au point que la nature humaine s'oriente plutôt vers l'oubli, mais de tout temps, les leçons tirées de l'analyse des accidents ont constitué un axe important du dispositif général de prévention des risques.

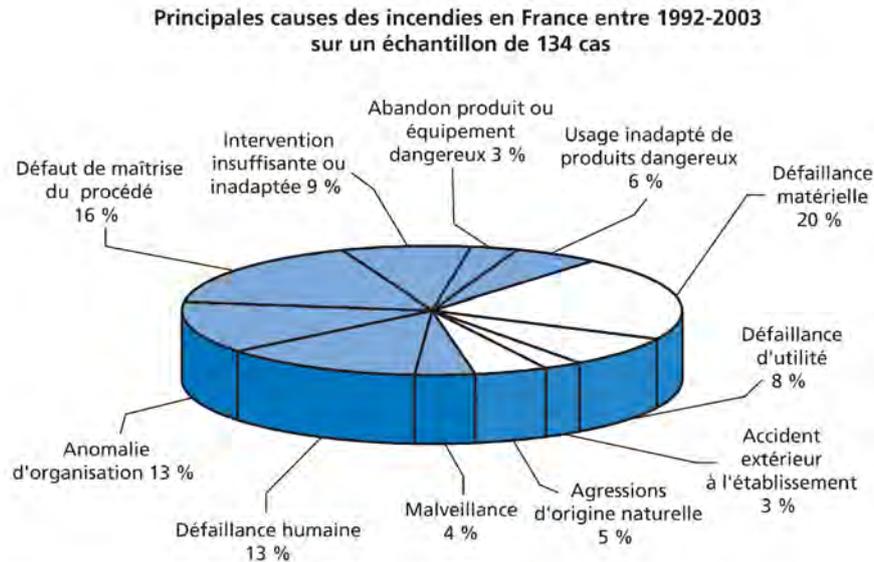


FIGURE 3.2 – Répartition des principales causes incendies (Source base de donnée ARIA)

Pour mieux cerner les causes et les conséquences des incendies, des organismes propres à chaque pays réalisent des analyses précises des sinistres et constituent des bases de données comme celle de l'ARIA¹. Ainsi la NFPA² procède à une expertise détaillée du nombre de sinistres. Le tableau 3.1 présente pour l'année 2003 le nombre d'incendies et le montant estimé des dommages³. Le nombre total d'incendies est de l'ordre de **1,5 millions** pour une facture globale de **9,5 milliards d'Euros**. Concernant la France le nombre d'incendie s'élève à **500 000** foyers déclarés pour un montant des dommages estimé à environ **2,3 milliards d'Euros**.

La première tâche des analystes consiste ainsi à déterminer les causes et les circonstances du sinistres. La figure 3.2 présente une synthèse des causes de 134 incendies survenus sur des sites industriels français sur la période 1992-2003. Deux grandes familles de causes d'incendie sont à distinguer: dans deux tiers des cas c'est l'homme qui est directement lié au départ du sinistre (défaillance humaine ou d'organisation, défaut de maîtrise) et dans les cas restants l'incendie a pour origine une réelle défaillance du matériel ou une agression d'origine extérieure (la foudre par exemple). L'analyse approfondie a mis en évidence qu'en

¹La base de données ARIA (Analyse, recherche et information sur les accidents) du ministère de l'écologie, du développement et de l'aménagement durables, recense les accidents et incidents qui ont, ou auraient pu, porter atteinte à la santé ou à la sécurité publique, l'agriculture, la nature et l'environnement.

²National Fire Protection Association

³Le taux de change dollar-euro est celui d'avril 2004.

	Nombre d'incendies	Montant des dommages (Million d'Euros)	Coût/Nombre (Euros)
Bâtiment dont :	519 500	6 683	12 864
- bâtiments publics	14 000	232	16 571
- enseignement	7 000	53	7 571
- administration	7 000	21	3 000
- habitations	402 000	4 678	11 637
- commerces et bureaux	25 000	555	22 200
- industrie	11 500	481	41 826
- entrepôts	31 500	520	16 508
Autres bâtiments	21 500	141	6 558
Transport routier	286 000	848	2 965
Autres transports	26 000	197	7 577
Feux extérieurs entraînant des pertes	66 000	125	1 894
Feux de landes	360 000	1 578	4 383
Feux de déchets	190 500	/	
Autres	136 500	54	396
Total	1 584 500	9 524	6 011

TABLEAU 3.1 – Nombre d'incendies et montant des dommages exprimé en millions d'euros pour les États-Unis pour l'année 2003 (Source NFPA)

moyenne les incendies ont au moins deux causes. Ces dernières ne sont pas toujours faciles à identifier et il n'est pas rare de suspecter des raisons de sinistre sans pour autant en apporter la preuve⁴.

Les conséquences sont de tous ordres: économiques, sociaux, environnementaux ou/et industriels et d'intensités diverses allant du plus tragique (décès de personnes) au plus anecdotique. Les conséquences ont aussi comme caractéristique d'être soit ponctuelles (perturbation de la circulation le temps d'éteindre le sinistre) ou de pouvoir s'étaler sur des échelles de temps très longues. Le transport par le vent des fumées et des particules issues de l'incendie ou le ruissellement des eaux ayant servies à la lutte contre le sinistre vers les cours d'eau et les nappes phréatiques va étendre un sinistre, pourtant délimité à des zones géographiques limitées, à des zones géographiques beaucoup plus vastes⁵. Le tableau 3.2 présente pour la France un comparatif des conséquences des sinistres pour l'année 2005 et pour la période 1992-2004.

⁴Dans 10.5% des cas (Source CNPP) l'électricité statique est évoquée sans que l'on puisse évoquer le lien directe avec l'incendie.

⁵Le vent est capable de transporter sur plusieurs milliers de kilomètres les fumées

Conséquences des accidents	1992 à 2004	2005
Dommages matériels internes	67.0%	60.0%
Aggravation des risques	19.0%	37.0%
Pertes de production	20.0%	19.0%
Blessés (graves ou légers)	13.0%	17.0%
Évacuation	6.7%	16.0%
Pollution des eaux de surface	22.0%	14.0%
Pollution de berges ou voies d'eau	15.0%	13.0%
Chômage technique	7.6%	11.0%
Limitation de la circulation	6.9%	9.5%
Pollution atmosphérique avérée (plaintes, etc.)	6.8%	7.6%
Contamination des sols	5.1%	5.1%
Atteinte aux animaux d'élevage	3.0%	3.6%
Autres privations d'usage	1.8%	3.3%
Atteinte de la faune sauvage	5.6%	2.3%
Sans conséquence	1.7%	2.3%
Blessés graves (au minimum)	2.9%	2.2%
Arrêt de la distribution de gaz	0.8%	2.2%
Confinement	0.8%	2.1%
Dommages matériels externes	3.3%	2.0%
Arrêt de la distribution d'électricité	0.8%	1.7%
Autres	2.1%	1.5%
Privation de transport public	0.5%	1.1%
Morts	1.6%	0.9%
Arrêt de la distribution d'eau	0.8%	0.9%
Tiers sans abris/incapacité de travailler	0.7%	0.6%
Atteinte de la flore sauvage	1.2%	0.6%
Pollution des eaux souterraines	1.0%	0.5%
Atteinte aux cultures	0.2%	0.4%
Coupure du téléphone	0.1%	0.2%
Effets transfrontiers	0.1%	0.1%

TABLEAU 3.2 – Comparaison des conséquences des sinistres sur l'année 2005 et sur la période de 1992-2004

Le législateur et les assurances mettent en place en permanence des nouvelles lois, règlements et imposent aux entreprises leur application dans le but de réduire le nombre de sinistres ainsi que leur importance. Par exemple en France, la loi du 30 Juillet 2003 définit les quatre orientations suivantes:

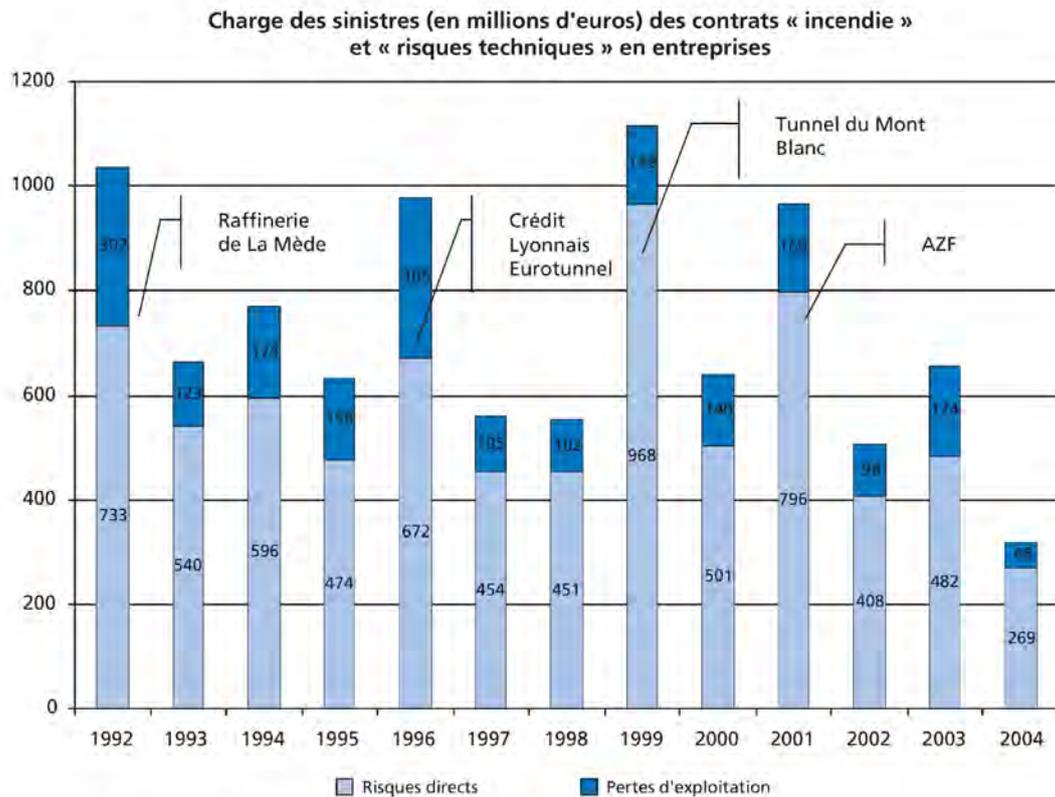
1. réduire les risques à la source avec des mesures techniques et organisationnelles mises en oeuvre par les exploitants sous le contrôle de l'inspection des installations classées.
2. améliorer la concertation et la participation des salariés et du public au processus de gestion des risques.
3. limiter l'exposition aux risques, selon une maîtrise concertée de l'urbanisation autour des établissements les plus dangereux avec la mise en place progressive des plans de prévention des risques technologiques (PPRT).
4. se préparer aux situations de crise et à la gestion des accidents avec des plans de secours adaptés.

Cette volonté de réduire le nombre et les conséquences des sinistres est en premier lieu liée à la protection des personnes mais aussi aux coûts induits par les sinistres. Ainsi pour la France, chaque année les compagnies d'assurances supportent une somme globale équivalente à **2.3 Milliards d'euros** pour environ **500 000 incendies**. La figure 3.3 présente l'évolution de la charge des sinistres (pertes directes + pertes d'exploitation) pour les seuls contrats incendies souscrits sur la période 1992 - 2004. Certaines années des événements particuliers (AZF, Tunnel du Mont-Blanc...) augmentent significativement les coûts des dommages. Globalement, deux tiers des coûts sont liés aux pertes directes et un tiers seulement à la perte d'exploitation.

Ce constat n'est pas propre à la France mais bien entendu mondial. Le tableau 3.3 présente sur la période 1999-2005 les coûts estimés de la protection incendie et les pertes directes estimées causées par l'incendie⁶.

La brève présentation de ces exemples et de ces chiffres illustre les conséquences tragiques et les nombreux risques potentiels lors d'un incendie. Le besoin de disposer de moyens efficaces de lutte contre les incendies ne fait aucun doute, mais nécessite un fort engagement en hommes, en argent et en matériel et une organisation sans faille (donc coûteuse). Ainsi les entreprises doivent investir par obligation mais aussi par anticipation à un sinistre qui potentiellement ne surviendra jamais.

⁶Le taux de change dollar-euro est celui de Janvier 2007



Source : Fédération Française des Sociétés d'Assurance (FFSA), Avril 2006.

FIGURE 3.3 – Charges des sinistres en Million d'euros supportées par les assurances dans le cadre des contrats incendies.

3.2 Contexte contractuel

Le projet Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard a débuté en 1998 au sein du LEGI en partenariat avec la DGA⁷-DSP⁸ et une entreprise Technomesure, et le soutien financier de la Mission à l'Innovation et de la DCN⁹. Cette première phase contractuelle a permis au travers de projets pédagogiques (ENSHMG¹⁰) puis d'un contrat jeune chercheur DGA-CNRS (Bourrilhon (2003)) de développer les premières modélisations et une première maquette. Suite à des campagnes d'essais concluantes au CETEC¹¹ (2000 & 2003) la recherche d'un partenaire industriel a été entreprise. Celle-ci a débouché, après une étude de faisabilité, sur une collaboration de recherche entre la société Siemens (au travers de son activité Building Technology) et le laboratoire LEGI (2004). C'est dans le cadre d'une convention Cifre que j'ai pu poursuivre mes travaux de Recherche. La collaboration s'est concrétisée par un dépôt de brevet et une licence de savoir-faire. La commercialisation des tuyères a quant à

⁷Direction Générale pour l'Armement

⁸Direction des Systèmes Prospectifs

⁹Direction des Constructions Navales

¹⁰École Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble

¹¹Centre d'Essai Technique et d'Evaluation de Cherbourg

	1999	2000	2001	2002	2003
France	1 950 / 2 550	2 200 / 2 450	2 350 / 2 600	2 400 / 2 650	2 450 / 3 400
USA	26 710 / 8 011	28 990 / 8011	28 990 / 33 953	27 090 / 8 393	27 850 / 9 919
Japon	5 540 / 2 910	5 540 / 3 070	4 930 / 3 430	4 680 / 3 110	4 580 / 2 980
UK	2 596 / 1 929	2 745 / 1 780	2 893 / 2 225	3 190 / 2 374	3 487 / 2 225
Danemark	811 / 301	919 / 362	939 / 342	925 / 442	- / 301
Italie	3 500 / 1 750	3 800 / 2 500	4 000 / 1 900	4 300 / 2 550	4 500 / 2 550

TABLEAU 3.3 – Coûts estimés de la protection incendie / les pertes directes estimées causées par l’incendie exprimés en millions d’euros (NB Pour les USA les attentats du 11 Septembre 2001 ne sont pas pris en compte) (Source World Fire Statistics)

elle débuté en 2008.

A ce jour, les applications prioritaires sont la lutte contre les incendies, mais d’autres segments sont en cours d’exploration comme le contrôle du refroidissement dans les procédés métallurgiques. Des essais ont ainsi été menés avec différents partenaires industriels (2006 & 2007) pour évaluer l’intérêt technique et économique des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard pour le refroidissement dans différents contextes industriels.

D’un point de vue organisationnel, les activités de recherche sont menées au LEGI à Grenoble (38), tandis que les activités de développement et d’industrialisation sont menées au sein des équipes de Siemens à Buc (78). En ce qui concerne les activités de recherche, le projet a reçu le concours de nombreuses compétences autour de services (équipe technique, service instrumentation, service visualisation...) et d’infrastructures (salle d’essai, atelier...). Un nombre important de stages a été associé au projet sur la période 2000-2007, qui correspond à un total de 89 mois de stage.

3.3 Contexte applicatif lutte contre les incendies

Le travail du professionnel en sécurité incendie est de réaliser, en premier lieu, une analyse du risque. Cette méthodologie repose sur une identification des dangers¹², l’analyse des conditions d’exposition¹³, l’estimation des conséquences¹⁴. Cette démarche met en exergue les mesures de prévention¹⁵ et les stratégies de protection à mettre en œuvre. Ainsi, l’installation d’un système de lutte contre les incendies ne repose pas sur le seul choix d’un

¹²Inventaires des produits inflammables, Identification des sources d’inflammation

¹³Études des dysfonctionnements raisonnablement envisageables(exemple arrêt d’un circuit de refroidissement, les fuites de produits, les pannes prévisibles), sans oublier de prendre en compte les conditions de température de pression des produits, les réactions exothermiques, les produits de décomposition

¹⁴Estimation prévisible de l’incendie en fonction de critères comme la probabilité d’occurrence, la gravité redoutée, la fréquence d’exposition du personnel, nombre de personnes concernées.

¹⁵supprimer les causes de déclenchement d’un sinistre, combattre les risques à la source, limiter les conséquences humaines et matérielles

agent extincteur, mais dépend également de nombreux autres facteurs extérieurs: contexte industriel, économique, réglementaire...

Les deux sections suivantes présentent sommairement les solutions techniques possibles pour lutter contre un incendie et identifient les différents aspects réglementaires imposés à la profession.

3.3.1 Aspects Techniques

Le démarrage d'un incendie nécessite la présence de trois éléments : le combustible, le comburant (oxygène de l'air), et une énergie d'activation suffisante (chaleur). Cette phase peut être relativement longue en fonction des combustibles présents et le dégagement de chaleur peut rester faible. Il s'en suit une phase de croissance où la réaction de combustion s'intensifie et libère de plus en plus d'énergie et permet au feu de se propager de proche en proche. A ce stade, plusieurs scénarios sont envisageables en fonction des conditions de ventilation. Si l'apport en oxygène est insuffisant, la réaction de combustion devient incomplète, la puissance dégagée diminue et tend vers zéro, mais sature la pièce en gaz imbrûlés et en particules (un apport soudain d'oxygène [ouverture de porte par exemple] peut alors produire un backdraft[ou "explosion des fumées"]). Si l'apport d'oxygène est suffisant le feu connaît une croissance rapide en dégageant de plus en plus d'énergie. De nouveaux plusieurs cas sont possibles: soit la réaction est très incomplète et des imbrûlés s'accumulent au plafond pouvant prendre feu dès que les conditions de température et de pression sont atteintes: c'est le flashover ou ["Embrasement généralisé éclair"], soit la réaction est suffisamment complète et la puissance dégagée passe par un maximum (feu pleinement développé). Arrive ensuite la phase de déclin, lorsque le combustible s'épuise, la réaction de combustion diminue en intensité, et la puissance dégagée diminue.(Figure: 3.4)

Les enjeux sont multiples et dépendent inévitablement du contexte du sinistre (les enjeux ne seront pas les mêmes dans le cas d'une protection d'un procédé industriel automatisé ou d'un lieu accueillant du public). Les objectifs d'un système de lutte contre les incendies pourront donc être simultanément ou indépendamment de contrôler, réduire éteindre et refroidir pour permettre aux équipes d'intervenir sur le sinistre, de réduire l'étendue, de circonscrire, de contrôler le risque, de protéger les personnes et les biens.

Chaque type de feu étant spécifique, un ou plusieurs agents extincteurs sont associés à chaque risque. Quatre classes de feux sont distinguées et associées à des agents extincteurs (Tableau: 3.4).

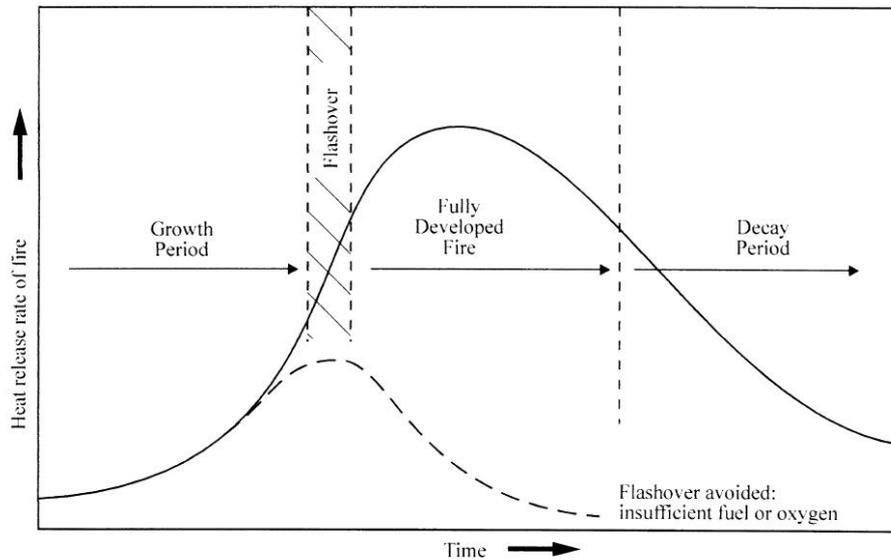


FIGURE 3.4 – Représentation schématique du développement d'un feu Drysdale (1998)

La variation au delà ou en deçà d'un ou plusieurs de ces trois éléments (combustible, comburant ou énergie d'activation) a pour conséquence d'arrêter la combustion. On distinguera les extinctions par inhibition, c'est à dire les extinctions par privation d'oxygène, et les extinctions par refroidissement où le combustible tombe en dessous de son point d'inflammation.

Chaque agent extincteur a un ou plusieurs modes d'action. Pour exemple (sans être exhaustif) le dioxyde de carbone et les "gaz inertes" sont des agents d'extinction d'incendie classiques qui combattent le feu en faisant chuter la concentration en oxygène. Les halocarbures absorbent au contact du feu, de grandes quantités d'énergie calorifique provenant de la combustion et font chuter la température de surface des combustibles. Les brouillards d'eau s'inscrivent dans les deux familles de mode d'action, car la vaporisation de l'eau est un mécanisme endothermique (chaleur latente) qui favorise le refroidissement et que la forte expansion volumique, liée à la vaporisation (changement de phase), permet de faire chuter localement la teneur en oxygène. [Journée Brouillard d'eau 2007 CNPP]

Le choix d'un agent extincteur n'est jamais anodin, mais il résulte de la péréquation entre de nombreux facteurs. L'utilisation de gaz tel que : le dioxyde de carbone, certains halocarbures ou les gaz inertes, sont à proscrire dans des lieux occupés car ils sont toxiques pour les humains et pourraient s'avérer mortels car ils font chuter la teneur en oxygène¹⁶ en dessous des seuils de danger. D'autre part, certains agents comme les halocarbures sont

¹⁶Seul l'Inergen (gaz inerte) (52% d'azote, 40% d'argon, 8% de CO₂) peut être utilisé dans des lieux occupés, car il augmente légèrement la concentration ambiante de dioxyde de carbone, qui permet de stimuler la respiration profonde du corps et d'assurer un apport acceptable en oxygène

Types de feu	Substances de combustion	Agents extincteurs
Classe A	Substance qui génère des cendres. Exemples : papier, bois, tissu...	Halocarbures, poudres chimiques, eau atomisée, mousse, gaz inerte
Classe B	Liquide ou gaz inflammables	Halocarbures, poudres chimiques, eau atomisée, mousses, gaz inertes
Classe C	Lignes, appareils électriques sous tension ou alimentés en courant	Halocarbures, poudre chimique, gaz inertes
Classe D	Métaux exotiques. Exemples : le magnésium, le sodium, le titane, le lithium...	Poudres chimiques, mousses et gaz inertes particuliers

TABLEAU 3.4 – Tableau récapitulatif des différentes classes de feu et des agents extincteurs préconisés

dangereux pour l'environnement immédiat car le gaz émet des ions halogènes hautement réactifs qui une fois mélangés à l'hydrogène libre, dégagé par la combustion des hydrocarbures, donnent un acide ou des gaz corrosifs (par exemple : le fluorure d'hydrogène !). Par ailleurs, le rejet d'halocarbures dans l'atmosphère contribue à l'aggravation de problèmes environnementaux planétaires car leurs potentiels de destruction de la couche d'ozone et/ou de réchauffement de la planète sont considérables. Les halocarbures sont pour ces raisons en voie d'être interdits (cf. paragraphe: 3.3.2). Les brouillards d'eau peuvent être utilisés dans des lieux occupés et ne nuisent pas à l'environnement. En outre, à l'inverse des systèmes d'extinction d'incendie utilisant des gaz, ils s'avèrent efficaces dans des espaces et des enceintes non étanches.

D'un point de vue technique, le brouillard d'eau est d'une approche plus complexe. En effet, contrairement aux autres agents extincteurs, les brouillards d'eau ne reposent pas uniquement sur les qualités intrinsèques du fluide (l'eau), mais surtout sur la technique d'atomisation du fluide en fines gouttes (tableau: 3.5). Un des enjeux essentiels des brouillards d'eau est de contrôler et de maîtriser leurs caractéristiques granulométriques. Pour cela deux grandes familles, basées sur les modes de génération, se distinguent: les systèmes « simple fluide » où l'eau sous pression (de quelques bars à plus de 100 bars) est injectée à travers un orifice très fin qui provoque la formation d'un brouillard et les systèmes « double fluide » ou "diphase" où un gaz comprimé (~ 2 à 10 bars) fragmente le liquide en fines gouttelettes. L'efficacité de ces techniques d'atomisation a déjà été démontrée mais elles souffrent d'un manque de définition claire décrivant précisément

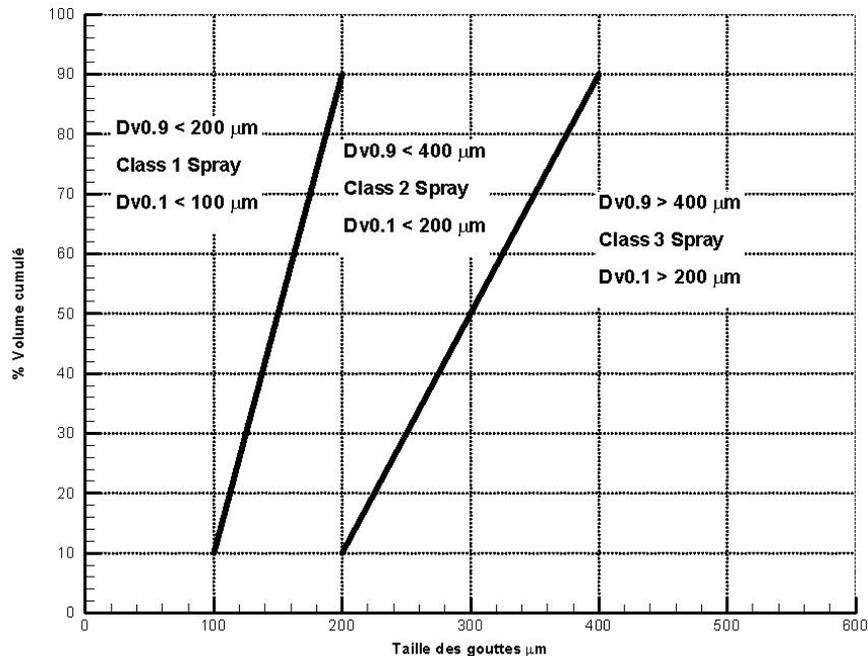


FIGURE 3.5 – Illustration des différentes classes de spray selon la classification de la NFPA750 (2000).

le brouillard d'eau pour la lutte contre les incendies. Cela dit, le premier critère de classification des brouillards est incontestablement lié à la taille des gouttes et micro-gouttes le composant. A ce jour, il n'y a pas d'harmonisation entre les organismes (de certification ou normatifs). Les classifications les plus couramment citées sont La NFPA 750 (édition 2000)[NFPA750 (2000)] ou la norme CEN TS 14975. La norme CEN TS 14975 indique qu'un spray est considéré comme un brouillard d'eau dès que 90% du volume des gouttelettes a un diamètre inférieur à 1mm . Cette définition est extrêmement large, elle peut être affinée en trois classes (NFPA 750) basées sur un diamètre représentatif $Dv_{0,99}$ qui indique dans la distribution granulométrique le diamètre correspondant au volume cumulé de 99% des gouttes. Les trois classes de sprays sont résumées dans la figure: 3.5.

Il n'existe pas, à ce jour, de classification des brouillards d'eau en terme de dynamique de vitesse des gouttes. Il est indiscutable que suivant le mode de production du brouillard d'eau, le brouillard formé peut être aussi bien diffusé (sa présence dans la zone de flamme est alors pilotée par la dynamique du feu) que transporté par le jet¹⁷ (dans ce cas la dynamique propre du jet intervient et peut permettre une pénétration efficace du brouillard dans la zone de flamme).

¹⁷La Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard s'inscrit justement dans ce cas là

Systèmes	Avantages	Inconvénients
«Simple fluide»	Faible encombrement Absence de l'air (oxydant)	Haute pression qui nécessite des pompes et des réseaux dimensionnés; Risque d'encrassement des orifices vu leurs petites tailles.
«Double fluide»	La pression est moins élevée Le choix de la taille des gouttes est plus flexible	Les orifices de passage de grandes dimensions; Une portée accrue à pression et débit identiques; Nécessite d'utiliser un compresseur ou des bouteilles pour le gaz comprimé.

TABLEAU 3.5 – Tableau récapitulatif des différences entre les systèmes «simple fluide» et «double fluide»

Concernant les liens entre classes de brouillard et types de feu, il est communément admis (mais aussi très discutable) que les brouillards de classe 1 sont préconisés dans les situations où l'on cherche à maximiser le refroidissement d'une phase gazeuse. Les brouillards des classes 1 et 2 permettent l'extinction de feux de liquides inflammables en limitant les projections sur leur surface. Les sprays de classe 3 seraient plutôt réservés au refroidissement du foyer, où une pénétration efficace de l'eau est nécessaire (inertie des grosses gouttes) au risque d'apporter une quantité d'eau importante avec pour conséquence un dégât des eaux¹⁸. Cette dernière classe tend à s'éloigner des brouillards d'eau vu sa forte granulométrie.

3.3.2 Aspects Réglementaires

La lutte contre les incendies, et plus généralement la sécurité incendie, repose sur une structure de règles et de codes énoncés à l'échelle des états ou au niveau international dont le but est d'assurer au mieux la protection des travailleurs, du public, des biens et de l'environnement. En France, trois textes encadrent principalement l'activité sécurité incendie:CNPP (2000)

- **Le Code de la Construction et de l'Habitation (CCH)**

Ce code regroupe les disposition législatives (lois) et réglementaires (décrets) relatives à la construction des bâtiments en général, et à la protection des immeubles de

¹⁸Il n'est pas rare que les dégâts des eaux aient un impact (financier, matériel) plus important que celui de l'incendie

grande hauteur et des bâtiments recevant du public.

- **Le code de l'Environnement et la législation des Installations Classées pour la Protection de l'Environnement**

Ce code a pour but de protéger contre les '*dangers ou inconvénients soit pour la commodité du voisinage, soit pour la santé, soit pour la sécurité, la salubrité publique, soit pour l'agriculture, soit pour la protection de la nature et de l'environnement, soit pour la conservation des sites et monuments*'. Sont ainsi pris en compte les risques d'incendie et d'explosion, le bruit, la pollution de l'air et de l'eau... et concerne tous les types d'installation pouvant générer une nuisance.

- **Le Code du Travail**

Ce code contient les dispositions relatives à l'organisation du travail au sens large, et donc à la protection du travailleur.

D'autres textes existent: les jurisprudences (décision de tribunaux servant de référence en matière de droit, en l'absence de texte), les normes [AFNOR, ISO, CEN...](textes fixant les caractéristiques de produits ou de procédures), les règles APSAD (annexe au contrat d'assurance en matière de risque industriel, elles ont un caractère contractuel), les recommandations des Caisses Régionales d'Assurance Maladie (elles ont un effet sur une branche professionnelle par le jeu des taux d'assurance maladie et les risques professionnels).

A cela vient s'ajouter des textes internationaux comme le protocole de Montréal (UNEP (1987)) ou le protocole de Kyoto(ONU (1998)), qui tendent à réduire ou interdire l'émission de gaz à effet de serre (comme les halocarbures).

3.4 Bilan

Le sujet s'inscrit à la fois dans une problématique scientifique, technologique, industrielle et commerciale. Dans le contexte de la lutte contre les incendies, les investissements résultent d'obligations réglementaires adressées aux entreprises qui ne contribuent nullement à l'amélioration de leur produit ou de leur performances économiques. Dans le cas des applications de refroidissement, c'est un gain de performance qui est visé.

Chapitre 4

Moyens Experimentaux pour la caractérisation des tuyères

4.1 Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté schématiquement en figure 4.1. Sa conception a été l'objet de nombreuses réflexions et révisions aussi bien en fonction de l'évolution des besoins exprimés par nos partenaires, qu'en raison des contraintes liées à l'installation de nouveaux instruments de mesure. Le dispositif qui est aujourd'hui présenté, a pour caractéristique principale d'être modulaire, de manière à pouvoir s'adapter à de nombreuses situations et d'être transportable. Les écoulements de gaz et de liquide sous pression empruntent deux circuits distincts jusqu'à la chambre de mélange (bi-tube). De plus son pilotage, son contrôle commande et l'acquisition des données sont entièrement automatisés. L'ensemble des données d'essais et de mesures est archivé sur un ensemble de base de données.

Le dispositif expérimental se décompose en 3 parties (cf. figure:4.1):

- **les sources de fluides** (gaz et eau sous pression) (cf. figure:4.3)
- **le panneau de contrôle** supportant une bonne partie de l'instrumentation (débitmètres, transmetteurs de pressions, thermocouples) et de contrôle commande de l'installation (vannes à siège oblique pilotées, détendeur)(cf. figure:4.3)
- **le caisson insonorisé**, équipé de châssis réglables, accueillant: les tuyères devant être testées, les instruments de mesures servant à l'expertise de leurs fonctionnements (granulomètre à diffraction laser, sondes optique, interféromètre à phase Doppler, appareils de prise de vues, capteur de force...) (cf. figure:4.2)

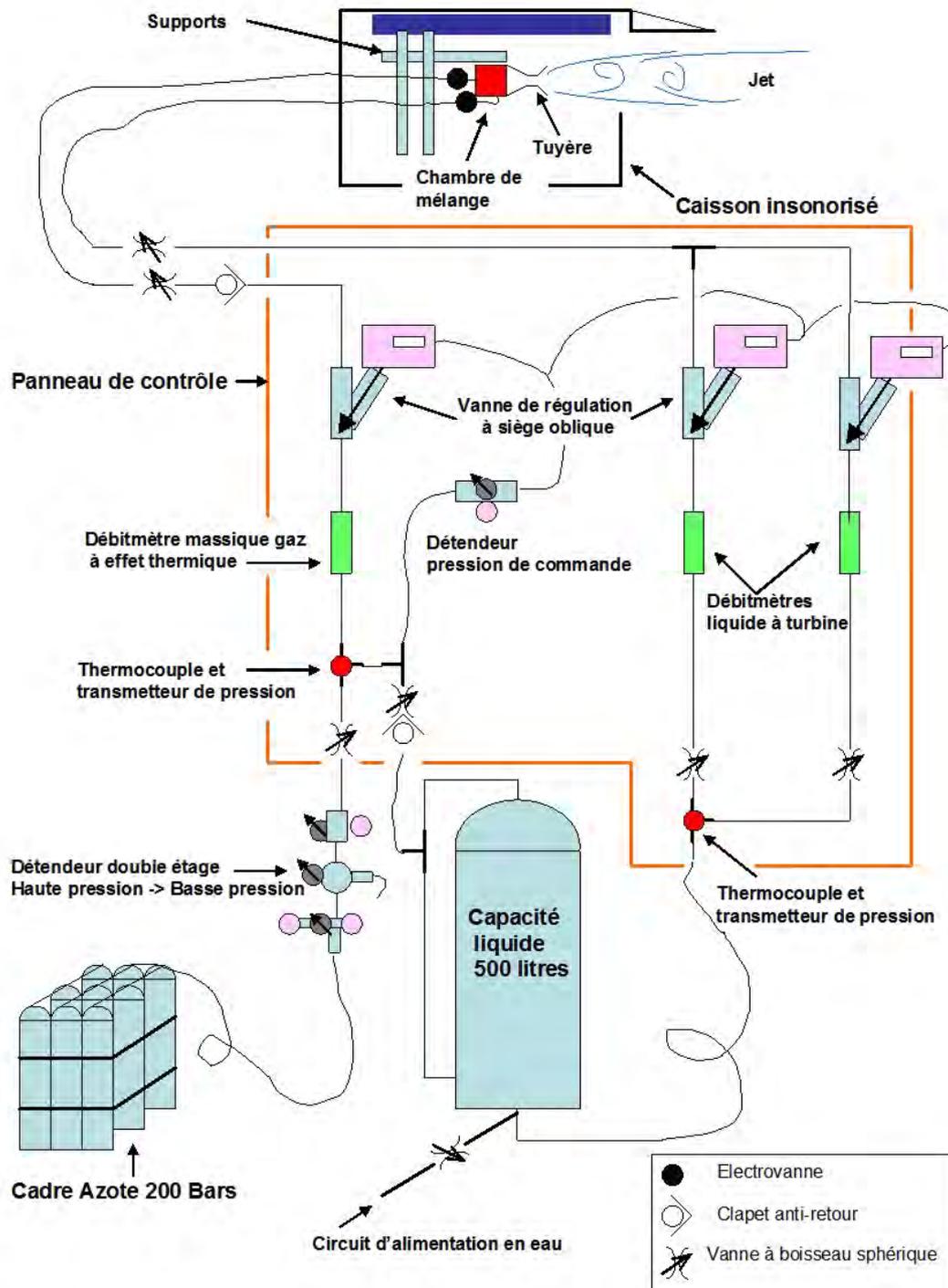


FIGURE 4.1 – Description schématique du dispositif expérimental



FIGURE 4.2 – Photos (grand angle [déformation de l'image]) de l'intérieur du caisson insonorisé. A droite la tuyère et son support réglable. A gauche, la table supportant l'instrumentation pour la caractérisation du jet (ici le granulomètre à diffraction laser et support de la sonde optique). En arrière plan le boîtier étanche de l'appareil photo.

4.1.1 Les sources de fluides

Le dispositif expérimental nécessite deux types de fluides: un liquide et un gaz sous pression (5 à 15 bars abs.).

Les premiers essais ont été réalisés avec l'air comprimé du réseau du laboratoire. Cependant de nombreuses difficultés ont été rencontrées: fluctuations de la pression au cours du temps liées aux cycles de charge et de décharge du compresseur, dépendance non négligeable de la pression en sortie du compresseur en fonction du débit. De plus le sécheur placé en aval du compresseur assèche insuffisamment l'air, ce qui entraîne la condensation d'eau et fausse les mesures de débit gaz réalisées par un débitmètre à effet thermique. Ainsi le choix a été fait de travailler avec des cadres de bouteilles d'azote, pressurisé à 200 bars, et détendu par un détendeur à double étage. L'atout majeur de cette solution est de garantir un gaz quasi-propre, et une pression en sortie de détendeur peu dépendante du débit de gaz. Cependant elle limite le temps de fonctionnement (dans le pire des cas¹ 15 min en cumulé²) et nécessite une gestion de l'approvisionnement en gaz et des manutentions.

¹ c'est à dire pour les forts titres massiques: débit gaz très important et débit liquide réduit

² en utilisant un cadre de 12 bouteilles de 50 litres pressurisés à 200 bar

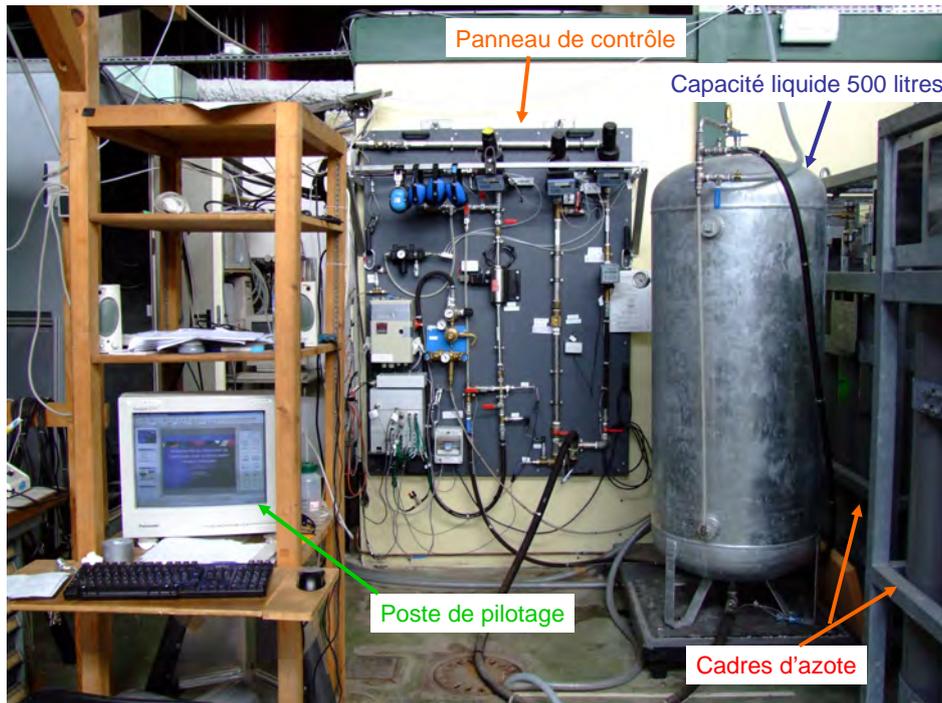


FIGURE 4.3 – Photo illustrant la mise en oeuvre du panneau de contrôle, les sources de fluide et le poste de pilotage

La fourniture en liquide est assurée par une capacité pressurisée (500 litres) fonctionnant en chasse d'eau. Le débit gaz, après avoir été détendu à la pression de service, est séparé en deux. Une partie est destinée à l'alimentation de la tuyère, tandis que l'autre partie pressurise la capacité liquide et la maintient à une pression constante. Un des inconvénients de cette solution est de limiter le temps de fonctionnement (dans le pire des cas³ 4 min en cumulé) mais il garantit une pression stable en entrée du panneau de contrôle contrairement à une pressurisation assurée par un groupe de pompage.

4.1.2 Le panneau de contrôle

Les fluides, après avoir été conditionnés à la pression de service, alimentent le panneau de contrôle. L'état des fluides (pression et température) est alors mesuré pour chacun. Le débit de gaz, servant à l'alimentation de la tuyère, est mesuré par un débitmètre massique à effet thermique puis passe dans une vanne de régulation pilotée à siège oblique. Le circuit liquide, a une conception légèrement différente. Il est composé de deux lignes parallèles comportant respectivement un débitmètre à palettes suivi d'une vanne de régulation pilotée à siège oblique. Chaque ligne fonctionne sur une gamme de débit différente: 0.3 à 30

³c'est à dire pour les faibles titres massiques: débit gaz très réduit et débit liquide important

l/min et 10 à 250 l/min.

Les vannes de régulation à siège oblique ont pour rôle de contrôler débits et pressions en sortie du panneau de contrôle. Elles ont la possibilité d'être asservies soit en position (la consigne de régulation est exprimée en pourcentage d'ouverture), soit en débit (la consigne de régulation est exprimée en débit).

Les fluides sont ensuite transportés par des flexibles jusqu'à la chambre de mélange. Deux électrovannes montées sur chacun des circuits permettent de piloter à distance l'alimentation de la chambre de mélange placée à l'amont de la tuyère.

L'acquisition des mesures (débits, pressions, température) et le pilotage des vannes et électrovannes sont réalisés par deux modules d'acquisition *Keithley* (KUSB3102 et KUSB3108), eux même contrôlés par un programme *Labview*. Ce dernier a permis d'automatiser le fonctionnement de l'installation et de garantir la traçabilité des résultats [Paragraphe: 4.1.4]

4.1.3 Le caisson insonorisé

Le caisson insonorisé a été construit en 2003 (Bourrilhon (2003)). L'intérêt premier de se doter d'un tel local d'essai est de réduire les temps de mise en œuvre de l'ensemble des moyens expérimentaux⁴. Il a été conçu de manière à pouvoir réaliser la majorité des expériences à l'intérieur des bâtiments tout en restant en dessous du seuil légal autorisé de bruit. En effet la nuisance acoustique du jet diphasique est très importante et peut atteindre⁵ 115 *dB* sur un spectre de 1 000 à 10 000 *Hz*. Le caisson se présente comme une pièce munie d'une porte d'accès et d'une large ouverture sur l'extérieur (équipée d'un volet mécanisé) pour évacuer le jet et d'un hublot de grande dimension permet de visualiser le jet ou de disposer des éclairages de forte puissance (4kW) tout en restant à l'extérieur du caisson (et néanmoins dans le laboratoire).

L'intérieur du caisson est doté de deux poutres supports montées au plafond, parallèles l'une à l'autre servant de rail de déplacement pour le cadre support de la tuyère.

Une table à déplacement vertical, équipée d'un plateau horizontal reçoit une partie de l'instrumentation pour l'expertise du jet (Granulomètre à diffraction laser, sonde optique).

⁴Auparavant les expériences étaient réalisées en extérieur et nécessitaient pour chaque journée d'expérimentation 3 à 4 heures de montage et 1 à 2 heures de démontage. Le temps de mis en route ou d'arrêt a été ainsi ramené aujourd'hui à moins de dix minutes.

⁵Valeurs mesurées par une société extérieure(Décibel France) lors du dimensionnement du caisson insonorisé

L’alignement de l’ensemble des instruments est réalisé suivant un protocole rigoureux en utilisant des niveaux et pointeurs laser.

Le caisson a été équipé d’évents pour maintenir la pression constante à l’intérieur de celui ci et éviter les phénomènes de dépressurisation due à l’entraînement d’air par le jet. Les eaux de ruissellement sont quant à elles évacuées dans une capacité en dessous du caisson.

4.1.4 Les outils pour la traçabilité des résultats

En partant du constat qu’un grand nombre de personnes sont intervenues sur ce projet (plus de 30 rien qu’au laboratoire), d’origine et de formation très différentes (IUT, IUP, Licence, Master, Doctorat, formation étrangère, personnels techniques, chercheurs confirmés...) et restant sur des périodes courtes (de l’ordre de la semaine) à plusieurs années, des outils de traçabilité des résultats (expérimentaux et numériques) ont été développés pour répondre aux besoins identifiés de:

- Reproduire à l’identique une expérience ou une simulation
- Trier, confronter différentes expériences aussi bien en fonction des résultats que des conditions initiales
- Normaliser les données, de manière à garantir l’inter-opérabilité des outils de pré-traitement ou post-traitement et de les rendre indépendantes des opérateurs.
- Archiver

Un ensemble de bases de données a été développé et mis en place. Sans rentrer dans les détails, ces bases de données ont toutes été structurées de la même manière. A chaque instrument sont associées deux bases de données: la première décrit les paramètres du mode opératoire, tandis que la seconde décrit les résultats obtenus en fonction des paramètres de post-traitement. La relation entre ces deux bases n’est pas univoque car, pour une expérience donnée, il est possible de procéder à plusieurs post-traitements (Étude de sensibilité). Une mention particulière est accordée pour les bases de données associées au panneau de contrôle: en plus de décrire le mode opératoire, les informations concernant la configuration des ensembles { Corps + tuyères } y sont intégrées.

Associés à ces bases de données, des scripts automatisés utilisent au maximum les méta-données (informations liées directement ou non à chaque fichier résultat et apportant de nombreuses informations sur l’état de l’instrument). Par exemple pour une photo les données "Exif" permettent d’accéder au type de boîtier utilisé, à la longueur focale de l’objectif, au temps d’ouverture, au diaphragme Les bases de données sont ainsi abondées automatiquement et l’expérimentateur est sollicité uniquement pour saisir des informations

qui ne sont pas accessibles directement (ex: la distance entre un instrument et la tuyère). Ces scripts servent par ailleurs à l'archivage des données sur serveur.

Pour garantir la traçabilité de l'information chaque expérience porte une référence unique (composée d'une combinaison de chiffres basée sur la date et un numéro d'essai) qui est générée automatiquement par le logiciel *labview* à chaque réalisation d'essai.

4.2 Description de l'instrumentation

L'instrumentation est mise en place pour caractériser:

1. Les conditions d'alimentation.

Les instruments utilisés sont des débitmètres gaz et liquide, un transmetteur de pression ainsi qu'une sonde optique pour évaluer le taux de vide ⁶ dans la section d'entrée des tuyères. La figure 4.4 illustre une sonde optique et son support de déplacement micrométrique. Le support de déplacement permet de réaliser des profils de taux de vide tels que ceux présentés dans la figure 6.14 [Bourrilhon (2003)].

2. Le fonctionnement "in-situ" des tuyères.

Une approche à la fois qualitative et quantitative a été réalisée. L'aspect qualitatif a été abordé autour de tuyère de visualisation. La figure⁷ 4.5 donne une illustration des résultats obtenus pour trois titres massiques différents⁸. Une mesure de la force de recul a été réalisée. Celle-ci est rendue possible grâce une glissière permettant la translation du support de tuyère "chariot de recul" (cf. figure: 4.4). L'objectif de cette mesure est d'évaluer la vitesse de sortie du jet. Un bilan global de quantité de mouvement permet de montrer que:

$$(\dot{m}_l + \dot{m}_g) V_{qdm} = F_{recul} \quad (4.1)$$

Si la mise en œuvre de la mesure de force de recul reste relativement facile, la précision est quant à elle beaucoup plus sujette à discussion. Sans rentrer dans les détails, l'analyse des mesures a mis en évidence une non reproductibilité des mesures. En effet, il semblerait que les efforts développés par les tuyaux acheminant le liquide et

⁶Le taux de vide α dans un écoulement diphasique caractérise le taux de présence en gaz $\alpha = A_g/A$ avec A_g la section occupée par le gaz et A la section de la tuyère

⁷A noter que le diamètre de la section d'entrée et le diamètre d'entrée de la tuyère sont identiques. La différence de diamètre observable sur les photos a pour origine une distorsion de l'image car la face de prise de vue de section d'entrée est non plane (tout ce passe comme si nous avions une loupe) contrairement à la face de prise de vue de la tuyère.

⁸Pour mémoire le titre massique est le rapport du débit massique gaz sur le débit massique total (liquide + gaz)

le gaz modifient notablement les résultats. D'autres techniques pour évaluer la force de recul existent (Bush *et al.* (1996)). Si le concept reste séduisant, la mise en œuvre ainsi que l'exploitation des résultats restent néanmoins problématiques.

3. Le jet.

Les instruments servant à la caractérisation du jet font l'objet d'une description détaillée en partie III. Il s'agit d'une part d'instruments pour mesurer quantitativement la vitesse et/ou la taille des gouttes et d'autre part de visualisations par ombroscopie suivie de traitement de l'image pour l'analyse de l'enveloppe du jet.

Type	Principe de mesure	Dynamique	Erreur de mesure
Débit gaz	Débitmètre massique à effet thermique avec correction en température du C_p	2-120 m^3/h	$\pm 0.7\%VM$ + $\pm 0.2\%PE$
Débit liquide 1	Débitmètre à Turbine	3-120 l/min	$\pm 0.5\%$ + $\pm 2.5\%VM$
Débit liquide 2	Débitmètre à Turbine	0.3-30 l/min	$\pm 0.5\%$ + $\pm 2.5\%VM$
Transmetteur de pression amont	Transmetteur Keller	0-10 bar absolu	$\pm 0.5\%VM$

TABLEAU 4.1 – Description des dynamiques de mesure des principaux moyens mis en œuvre sur le panneau de contrôle. (VM: Valeur mesuré, PE: Pleine échelle)

4.3 Description des ensembles Corps - Emulseur - Tuyère

Les tuyères diphasiques à jet de brouillard sont constituées d'un assemblage de trois pièces: le corps, l'émulseur et la tuyère

Le corps constitue la pièce support à l'intérieur de laquelle prend place l'émulseur et sur laquelle se fixe la tuyère. Il dispose de deux orifices taraudés pour assurer l'alimentation séparée en gaz et en liquide. La plupart du temps, le gaz est injecté sur l'axe du corps tandis que le liquide pénètre radialement.

L'émulseur, paroi perforée de trous séparant le liquide et le gaz, à l'intérieur duquel se crée le mélange diphasique. L'émulseur est la pièce intermédiaire entre le corps et la tuyère. Son rôle est d'accroître la surface d'échange entre les phases et d'éviter le développement d'instabilités en entrée de tuyère. Son dimensionnement est empirique, la démarche de dimensionnement est donnée au travers de l'annexe H.

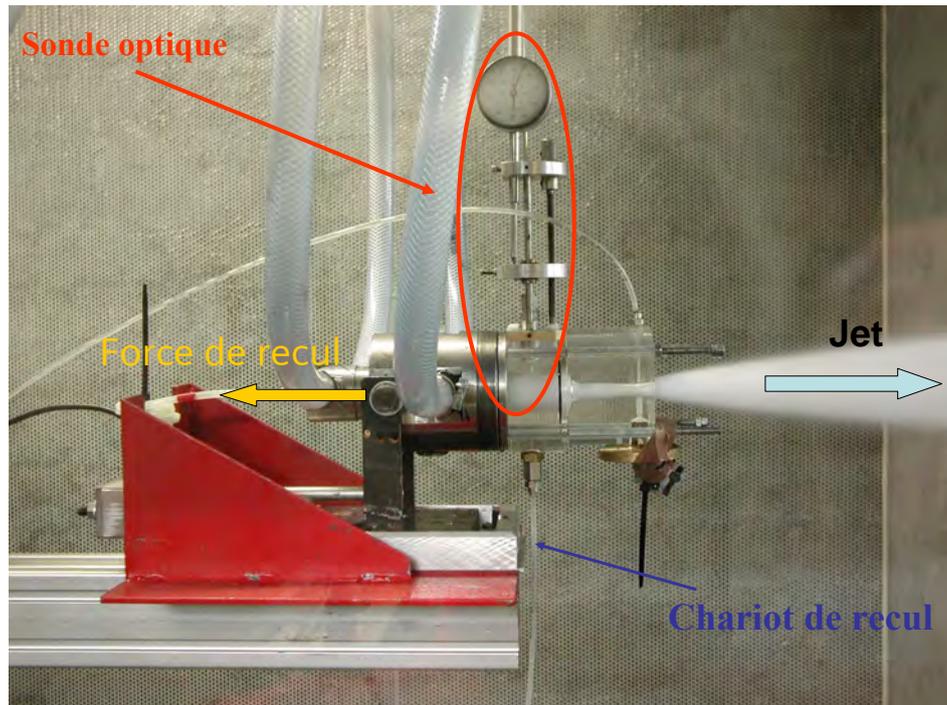


FIGURE 4.4 – Illustration des moyens de mesures pour réaliser des mesures In-situ

La Tuyère , de forme axisymétrique, constitue l'organe de détente de l'écoulement diphasique. Elle est constituée d'un convergent suivi d'un divergent. Le minimum de section est le col de la tuyère. Différentes conceptions ont été envisagées:

- Les tuyères monoblocs où convergent et divergent sont usinés dans une même pièce.
- Les tuyères modulaires où convergent et divergent sont deux pièces différentes faisant l'objet d'un assemblage le temps des essais. L'intérêt de ce concept est le nombre de combinaisons possibles à partir d'un jeu réduit de convergents et de divergents. L'inconvénient réside dans la difficulté de conception et de réalisation de l'assemblage convenable du convergent et du divergent.

La figure 4.6 illustre un assemblage corps - émulseur conique - tuyère Monobloc. Ces ensembles Corps - Emulseur - Tuyère ont fait l'objet de plusieurs études [Hager (2002), F.Rohr (2005)] pour passer d'un prototype "recherche" constitué de plusieurs pièces (5 au total) et de plusieurs joints d'étanchéité à un prototype "industriel" constitué de 3 pièces et d'un unique joint d'étanchéité.

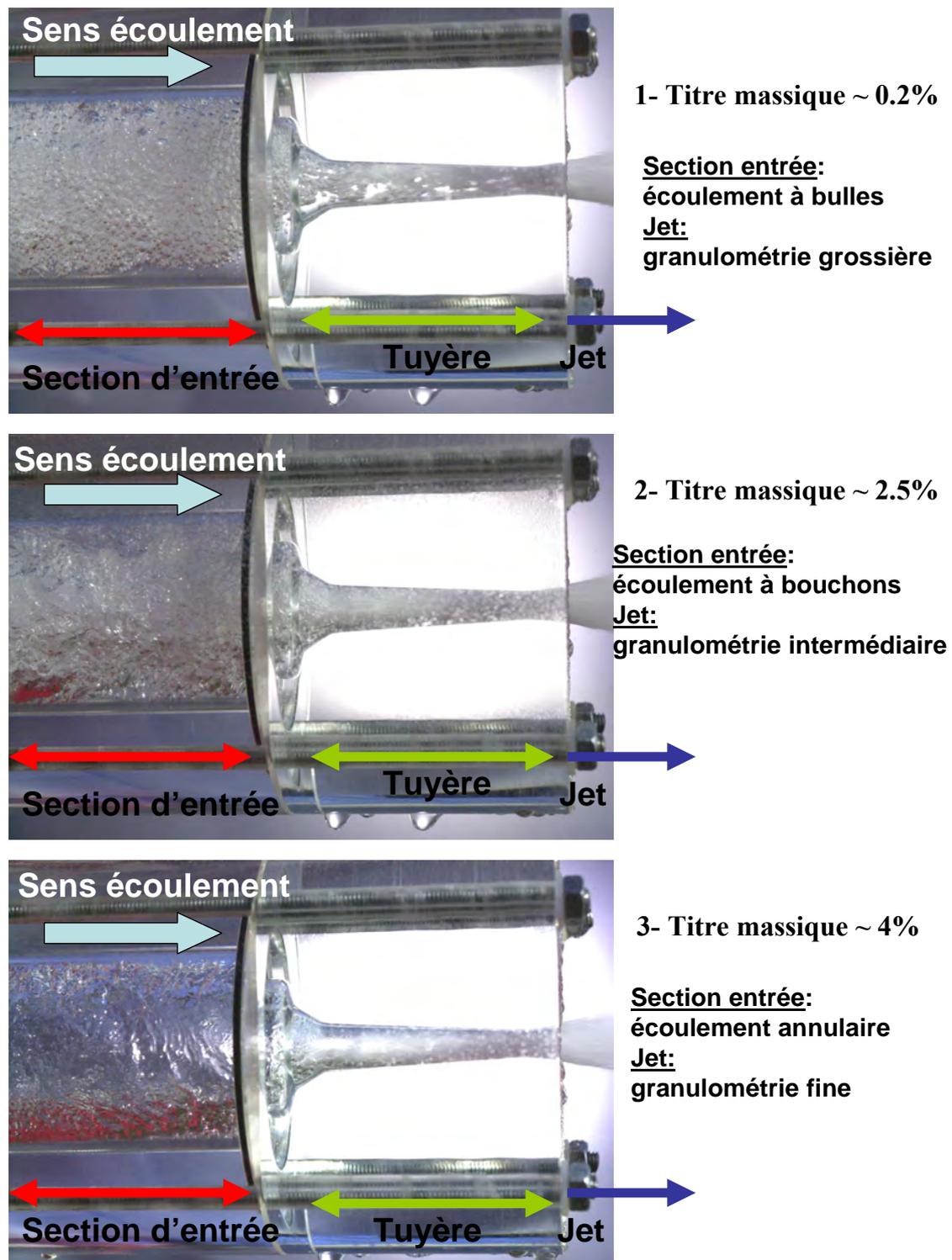


FIGURE 4.5 – Photos de l'écoulement diphasique dans la section amont et dans un tuyère pour différents titres massiques

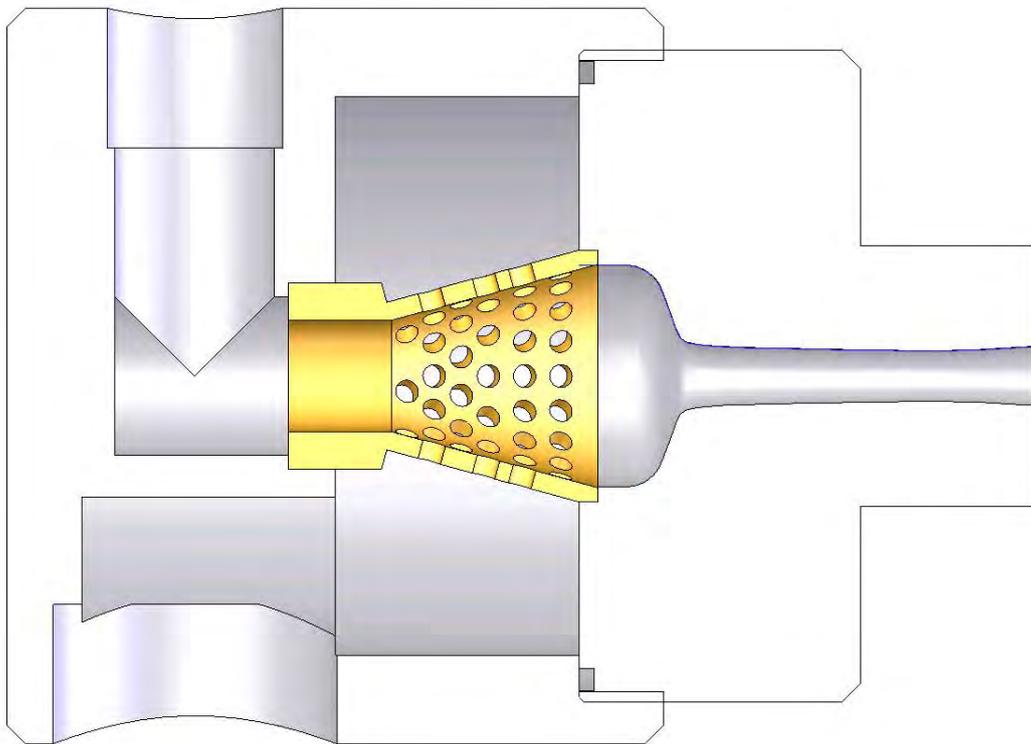


FIGURE 4.6 – Coupe d'un assemblage Corps Emulseur Tuyère

Chapitre 5

Approches prédictives & Simulations

5.1 Rapide Historique, démarches & description phénoménologique des écoulements diphasiques

Historiquement, les premières modélisations des écoulements diphasiques se sont intéressées aux écoulements diphasiques en conduite, en raison de leurs nombreuses applications: génie chimique, génie nucléaire, extraction et transport du pétrole... Les enjeux sont multiples et variés: l'écoulement peut être diphasique par choix, par exemple pour réaliser des transferts de masse, de quantité de mouvement, d'énergie. Il peut aussi être diphasique suite à un effet indésirable par exemple lorsque la pression passe accidentellement en dessous de la pression en vapeur saturante, entraînant des poches de cavitation qui dégradent les performances des machines tournantes (turbine, pompe), ou plus dangereusement qui occasionnent le dysfonctionnement des organes de sécurité [Lemaire (1999), Selmer-Olsen (1991)] en bloquant les débits.

En s'appuyant largement sur les travaux de la littérature, des modèles décrivant l'évolution de l'écoulement dans la tuyère ont été développés puis encodés. Les modèles proposés ici sont tous unidimensionnels et considèrent l'écoulement comme permanent. Deux types de modèles se distinguent: le modèle homogène dont le but est de déterminer les dimensions principales des tuyères, et le modèle dispersé dont l'ambition est d'apporter une aide à l'optimisation de forme intérieure des tuyères et d'aider à la compréhension des mécanismes mis en œuvre.

Les écoulements multiphasiques sont complexes et mettent en jeu une très large gamme d'échelles. Nous retiendrons ici une description macroscopique des deux phases de l'écoulement et des interfaces de séparation. De très nombreuses situations sont envisageables (Hetsroni (1982)), elles ont donné lieu à de nombreuses publications. Sans rentrer dans l'analyse détaillée et complète des différents types d'écoulements, il est possible de dresser un rapide tableau des différentes situations envisageables. Deux classements sont possibles en distinguant: soit les phases présentes (2 liquides non miscibles, solide liquide, gaz solide,

gaz liquide ...) [Figure 5.1], soit la distribution spatiale des interfaces (phases dispersées, phases séparées, Mixte) [Figure 5.2].

La figure 5.1 rassemble des photographies des écoulements caractéristiques en conduite. Les sous-figures (a) et (b) présentent un écoulement à bulles dont la description permet de mettre en évidence une phase continue: le liquide, et une phase dispersée: le gaz. Ce sont des écoulements dispersés. Dans le régime à bulles indépendantes, la distance entre les inclusions gazeuses est grande, tandis que dans le régime à bulles agglomérées les bulles forment un réseau très dense favorisant les interactions. La sous-figure (c) est une photo d'un écoulement à bouchons. Ces bouchons se caractérisent par un front arrondi, un arrière plat et laissent dans leur sillage de nombreuses petites bulles. C'est un écoulement dit mixte associant phases dispersées (petites bulles) et inclusions liquides ou gazeuses de grande taille (bouchons et inclusions liquides) constituant les phases séparées. La sous-figure (e) illustre un écoulement annulaire dispersé pleinement développé, se caractérisant par un coeur central chargé en gouttelettes et un film liquide à la paroi. La sous figure (d) est un état de transition entre les écoulements à bouchons et les écoulements annulaires. Les sous-figures (d) et (e) sont des écoulements dit mixtes en considérant des domaines comme monophasiques limités par des interfaces mobiles (bouchons, coeurs gazeux, films liquides ...) et des particules (gouttes ou bulles) dont la description est limitée à des objets ponctuels.

La figure 5.2 réunit une description schématique des différentes configurations rencontrées.

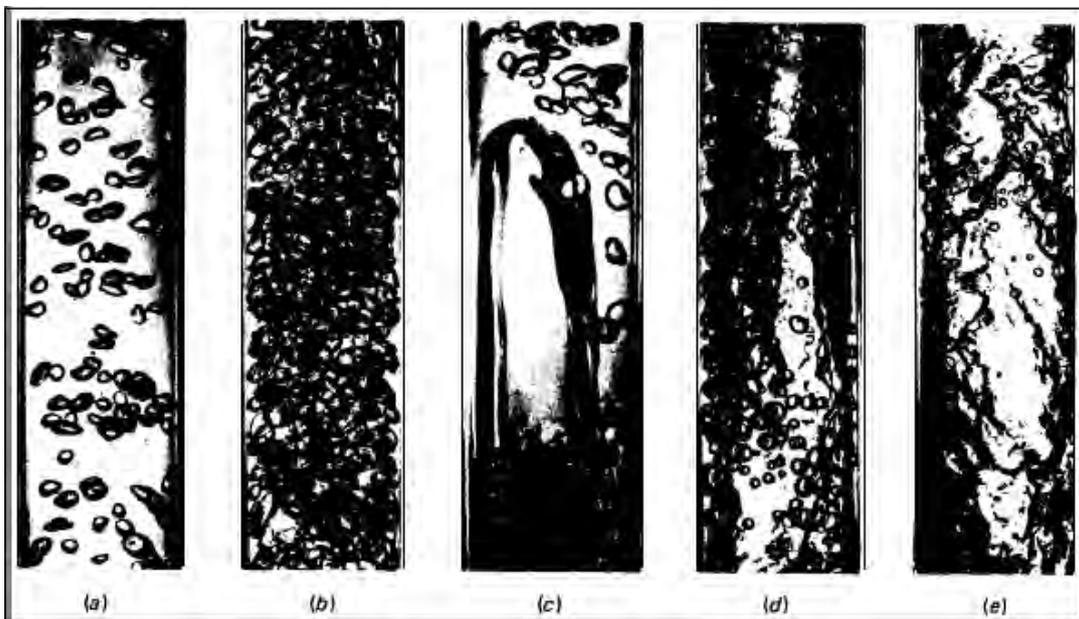


FIGURE 5.1 – Écoulements cocourants ascendants en conduite verticale. Configuration des écoulements eau-air Roumy (1969) (a) Bulles indépendantes, (b) Bulles agglomérées, (c) Bouchons, (d) Semi-annulaire, (e) Annulaire. Diamètre de la conduite: 32mm, Pression atmosphérique

Un écoulement à phases dispersées (écoulement à bulles, à gouttes, suspension) se caractérise par la présence d'une phase continue (liquide ou gaz) et d'une phase dispersée (bulles,

gouttes) dont la description est réduite à une particule ponctuelle. Un écoulement à phases séparées (jet plein, écoulements stratifiés ...) se distingue par l'identification de plusieurs domaines fluides (liquide ou gaz) dont la description de chaque domaine peut-être faite par les lois de la mécanique continue. Les écoulements mixtes regroupent les écoulements ayant à la fois les propriétés des écoulements à phases dispersées (présence de particules assimilables à des objets ponctuels) et les propriétés des phases séparées (plusieurs domaines fluides décrits par la mécanique des milieux continus).

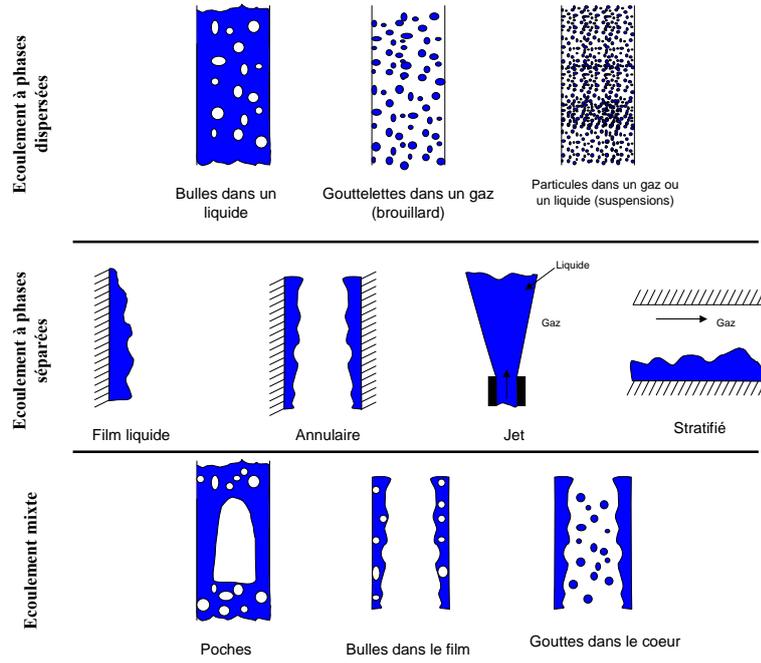


FIGURE 5.2 – Représentation schématique des différentes topologies d'écoulement: Phases séparées, Phases dispersées et Mixtes

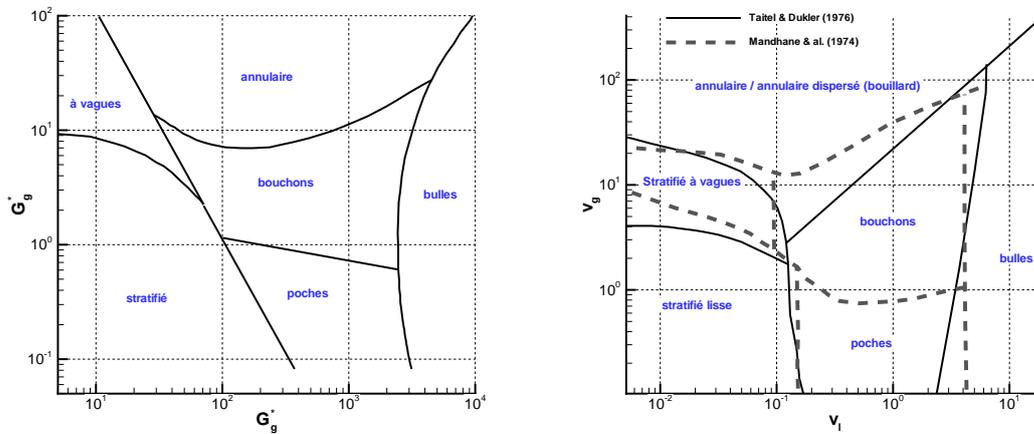
Des cartes empiriques ont été établies pour décrire les configurations d'écoulement. Les figure 5.3(a) et 5.3(b) proposent deux cartographies différentes d'écoulement diphasique en conduite horizontale. L'une des premières cartographies proposées en 1954 (Baker (1954)) décrit différentes configurations d'écoulement en fonction des flux massiques corrigés.

$$G_l^* = \frac{\dot{m}_l}{A} \Psi_l \quad \text{avec} \quad \Psi_l = \frac{\sigma}{\sigma_0} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{eau}} \left(\frac{\rho_{eau}}{\rho_l} \right)^2 \right)^{1/3} \quad (5.1)$$

$$G_g^* = \frac{\dot{m}_g}{A \Psi_g} \quad \text{avec} \quad \Psi_g = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_{air}} \frac{\rho_l}{\rho_{eau}}} \quad (5.2)$$

où les indices *eau*, *air* et 0 indiquent que la grandeur considérée est prise dans les conditions standard de température et de pression. Taitel & Dukler (1976) proposent une cartogra-

phie basée sur les vitesses superficielles¹(figure 5.3(b)) des deux phases v_l et v_g . Cette cartographie a été faite pour une conduite horizontale de 2.5 cm de diamètre et une grande longueur de tube pour permettre l'établissement des configurations. Mandhane *et al.* (1974) ont compilé les résultats de nombreuses expériences et mettent en avant des transitions sensiblement différentes de celles proposées par Taitel & Dukler. Ces différences soulignent toute la difficulté dans la caractérisation des écoulements diphasiques en conduite et rappelle que les résultats proposés sont à prendre avec précaution. Néanmoins ces cartes d'écoulements ont le mérite de donner des tendances globales.



(a) Carte de Baker pour les écoulements gaz-liquide horizontaux (adapté: Baker (1954))

(b) Carte de Mandhane et al. pour les écoulements gaz-liquide horizontaux (trait épais pointillé), comparée aux transition de Taitel et Dukler (adapté de: Taitel & Dukler (1976), Mandhane *et al.* (1974))

FIGURE 5.3 – Différentes cartographies caractérisant les régimes d'écoulements en conduite horizontale

5.2 Schémas de modèle

5.2.1 Les modèles moyennés disponibles

La complexité des écoulements diphasiques et la diversité des situations rencontrées a eu pour effet de favoriser le développement d'un grand nombre de modèles propres à chaque situation [Delhaye (1979)]. La description d'un écoulement diphasique prenant en compte les aspects tri-dimensionnels et instationnaires, les déséquilibres mécaniques (glissement entre les phases) et thermiques (échange de chaleur, évaporation) nécessite une approche complexe. Les efforts à mettre en œuvre forcent à rationaliser la démarche et à choisir les formulations répondant au mieux aux problèmes posés. Ainsi, dans notre cas, un certain nombre d'hypothèses sont formulées afin de simplifier la modélisation de l'écoulement.

¹Pour rappel la vitesse superficielle est la vitesse de la phase si elle était seule dans la section

Ces hypothèses seront détaillées dans les chapitres concernés, mais certaines d'entre elles peuvent, dès à présent, être posées. Elles sont de deux types: les hypothèses sur les propriétés constitutives des phases de l'écoulement et les hypothèses sur l'écoulement lui-même (considérations cinématiques, géométriques ...). L'écoulement décrit présente une direction privilégiée, incitant à poser l'hypothèse que l'écoulement est unidirectionnel. De plus nous faisons l'hypothèse que l'écoulement est axisymétrique et stationnaire.

Selon la configuration de l'écoulement, plusieurs modèles sont envisageables, entre autres parmi les modèles à cinématique imposée:

Modèles Monofluides: le mélange diphasique est assimilé à un seul fluide ayant une masse volumique apparente. Les interfaces sont donc ignorées. A partir de ce point, il est possible d'envisager plusieurs cas comme l'illustre la figure 5.4: Les schémas monodimensionnels sans glissement² ou avec glissement, et les schémas bidimensionnels sans et/ou avec glissement. Bien entendu, comme l'écoulement est supposé unidirectionnel, considérer un profil de vitesse non uniforme (cas des schémas bidimensionnels) revient à introduire des lois de comportement supplémentaires (Delhay (1979)).

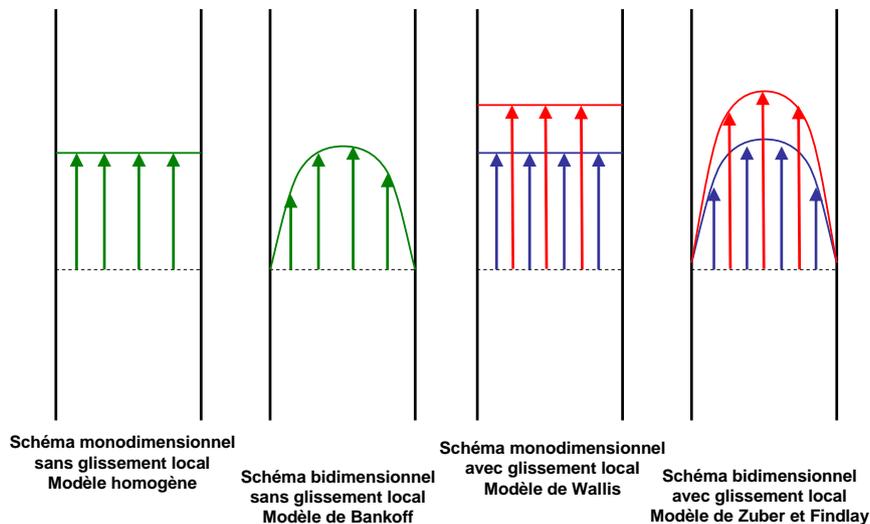


FIGURE 5.4 – Modèles à cinématique imposée

Modèles à deux champs: les deux phases sont présentes dans la section et leur présence respective est décrite par le taux d'occupation (ou de présence) du gaz dans la section du

²Le glissement est ici à prendre comme étant un glissement imposé

gaz appelé taux de vide α .

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \quad (5.3)$$

où A_g est la section occupée par le gaz et A est la section de la conduite.

Les interfaces sont prises en compte globalement et permettent de modéliser les transferts de masse, de quantité de mouvement et/ou d'énergie entre les phases. Ces modèles sont adaptés à la description d'écoulements plus complexes où justement le déséquilibre mécanique et thermique jouent un rôle important (cas des écoulements en tuyères où les forts gradients favorisent les déséquilibres entre phases moyennées).

Deux options sont possibles avec le modèle à deux champs, soit une description tridimensionnelle de l'écoulement est souhaitée et le modèle aura une formulation mathématique reposant sur les équations locales moyennées sur un intervalle de temps, soit une approche mono dimensionnelle est suffisante et les équations locales sont moyennées sur la section (Lemonnier (2005)). C'est cette dernière option qui sera retenue par la suite.

5.2.2 Formulation mathématique, inconnues principales et bilans

L'inventaire des inconnues permet de mettre en évidence les grandeurs suivantes: la pression P , la vitesse V , la température T , la concentration en vapeur dans la phase gazeuse c et le taux de vide α . En faisant l'hypothèse supplémentaire que chacune des phases n'est décrite que par une température, une pression et une vitesse, cela permet de simplifier le problème.

La résolution de ces 8 inconnues repose donc sur l'expression des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie pour chacune des phases. A cela il faut associer les conditions aux interfaces qui traduisent l'équilibre mécanique et thermique des interfaces et les relations topologiques pour tenir compte des hypothèses faites sur la cinématique de l'écoulement. Enfin, derrière tout ces bilans se cachent les lois de couplage qui restituent les interactions entre les phases et qui peuvent se décomposer en 7 lois: 3 à l'interface pour les transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les phases, puis 4 à la paroi pour les échanges de quantité de mouvement et d'énergie entre chaque phase et la paroi. *Les lois d'interaction constituent la clef de voûte de la modélisation des écoulements diphasiques* [Delhaye (1979)].

Les écoulements, objets de cette étude, sont respectivement l'écoulement interne à la tuyère et l'écoulement de jet libre diphasique. Dans la plus grande partie des deux contextes, l'écoulement présente une configuration à phase dispersée à gouttes. Cela dit, en particulier dans la zone d'entrée de la tuyère, et suivant les conditions génératrices, il se peut que la configuration soit très différente (écoulement à bulles - écoulement à bouchons - écoulement annulaire) (cf. 4.5). Le développement de modèles capables de gérer et/ou de prédire de tels changements de configuration est pertinent pour une étude "généraliste" et n'est pas

approprié à un projet dont les objectifs applicatifs et opérationnels sont importants. Aussi l'ensemble du travail de modélisation et de simulation présenté ici reposera sur l'hypothèse d'une seule configuration d'écoulement: l'écoulement à phase dispersée à gouttes.

5.3 Description de la phase dispersée

La fermeture du système d'équations repose en grande partie sur la description de la phase dispersée. Dans le cas des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard le choix retenu est de décrire l'écoulement par une phase continue (la phase gazeuse) et une phase dispersée (les gouttelettes).

La phase dispersée est constituée de gouttelettes de liquide dans un environnement gazeux. Au long de l'écoulement, les grandeurs pression, températures, concentration et vitesse respectives à chaque phase peuvent suivre des évolutions différentes. Ces différences caractérisant les déséquilibres mécaniques, thermiques, de concentration, vont se traduire par des transferts entre les phases. La figure 5.5 illustre les différents transferts envisagés autour d'une goutte. Ainsi, si le gaz environnant n'est pas saturé en humidité (pression de vapeur inférieure à la pression de vapeur saturante $P_v \leq P_{v\ sat}$), la goutte va se vaporiser partiellement. En suivant la goutte au cours du temps (suivi lagrangien), celle-ci va diminuer en masse donc en diamètre. A l'aide d'un bilan de masse 5.4, on montre que la taille de la goutte suit une loi dite loi en d^2 .

$$\frac{d}{dt}m_p = -\dot{\varphi}_v \pi d^2 \quad (5.4)$$

où $\dot{\varphi}_v$ est le flux de masse d'eau vaporisé quittant la goutte [kg/s/m²].

Ce changement de phase est à associer à la chaleur latente Lv qui correspond à la quantité de chaleur nécessaire pour réaliser le changement d'état. Cette quantité de chaleur se comporte comme un puits de chaleur dans le bilan d'énergie de la goutte [eq:5.5]. L'écriture du bilan permet de mettre en évidence deux autres termes: le flux convecto-diffusif et le flux radiatif. Le flux convecto-diffusif est dû au transport de la chaleur par le fluide proche de la goutte et au gradient de température entre les deux phases. Ce flux décrit l'échange de chaleur entre les deux phases. Le flux radiatif est la quantité d'énergie d'origine électromagnétique qui est émise par une source chaude (par exemple un feu) et qui est reçue par la goutte.

$$\frac{d}{dt}m_p (1/2 V_l^2 + h_l) = \sum P(\vec{F}_{ext}) + \sum Q_{ext} \quad (5.5)$$

où $\sum P(\vec{F}_{ext})$ est la puissance des forces extérieures, $\sum Q_{ext}$, est la somme des puissances échangée sous forme de chaleur, h_l l'enthalpie du liquide

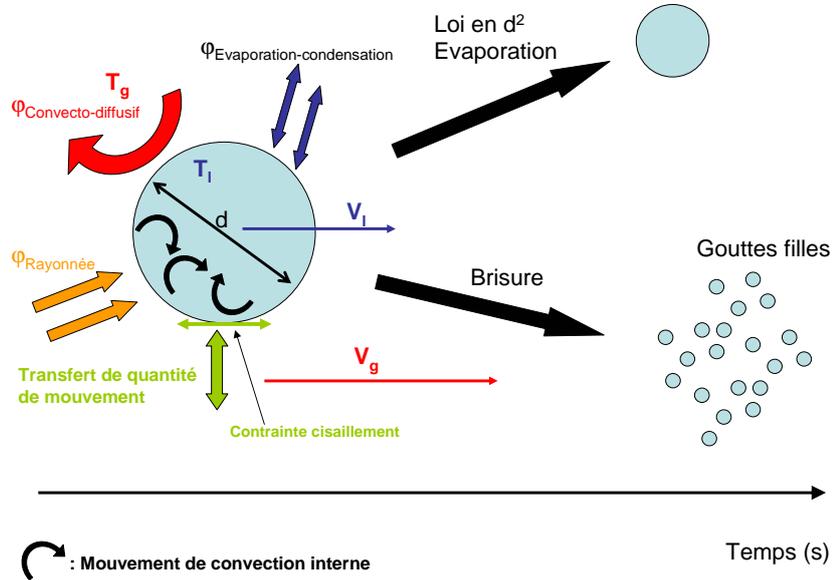


FIGURE 5.5 – Illustration schématique des différents échanges dont une goutte peut être le siège et des différentes évolutions au cours du temps

$$\sum Q_{ext} = \varphi_c \pi d^2 + \varphi_r \pi d^2 - L_v \dot{\varphi}_v \pi d^2 \quad (5.6)$$

où φ_c est le flux convecto-diffusif reçu par la goutte [W/m^2], φ_r est le flux radiatif reçu par la goutte [W/m^2].

Dans la situation où la vitesse relative de la goutte, vis à vis du gaz environnant, est non nulle, l'interface de la goutte est soumise des contraintes locales. L'intégration de ces contraintes sur la surface de la goutte, se traduit par une force: la force de traînée. Cette force intervient directement dans le bilan de quantité de mouvement de la goutte [eq:5.7]. Les contraintes exercées au niveau de l'interface ont pour conséquences de déformer les gouttes. Si la déformation devient trop importante, l'interface se rompt et la goutte "mère" se fragmente en plusieurs gouttes "filles": c'est le mécanisme de brisure.

$$\frac{d}{dt} m_p \vec{V}_l = \sum \vec{F}_{ext} \quad (5.7)$$

\vec{F}_{ext} représente une force extérieure s'appliquant à la particule

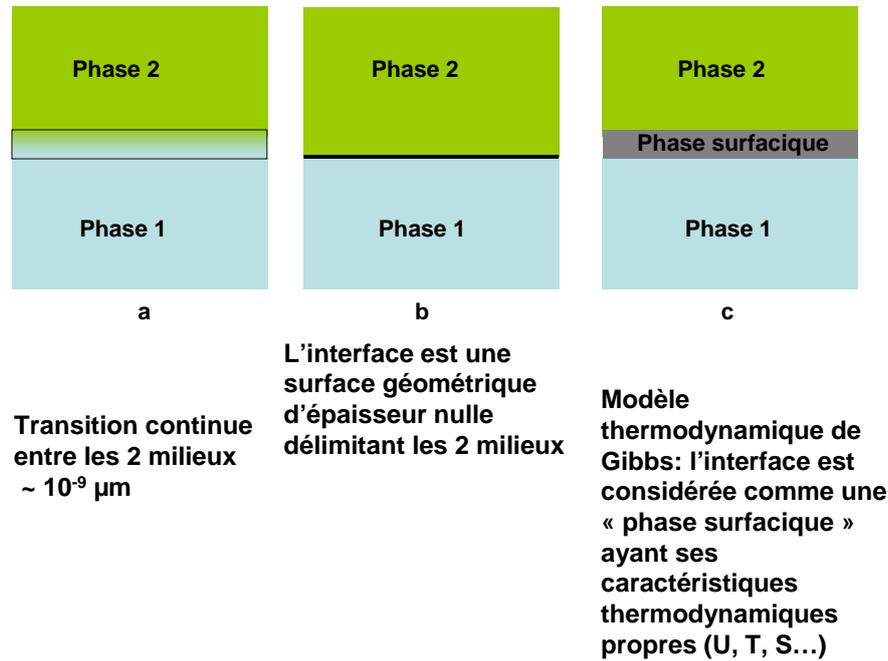


FIGURE 5.6 – Différents types de modèles pour l'interface

5.4 Interfaces

Au sein d'un fluide (liquide ou gaz), les molécules exercent entre elles des forces d'attraction ou de répulsion : force de Van der Waals (attraction), force électrostatique (attraction ou répulsion). Ces forces sont dites des « forces intermoléculaires » dont l'énergie potentielle globale est le potentiel de Lennard-Jones. A proximité immédiate d'une surface de séparation avec un gaz ou un liquide, il existe une couche superficielle d'épaisseur très faible dans laquelle l'isotropie des forces intermoléculaires ne peut plus être considérée (Oesterlé (2006), Biance (2004)). Cette couche de faible épaisseur ($\approx 10^{-9} \mu m$) est modélisée par une discontinuité (figure: 5.6-b) ou un film fluide (phase surfacique: (figure: 5.6-c)) ayant ses propres caractéristiques thermodynamiques.

Lorsque l'interface est modélisée par une discontinuité, qui présente une courbure, le travail δW à fournir pour déformer cette interface de surface S à une surface $S + \delta S$ est : $\delta W = \sigma \delta S$, où σ est la tension de surface [N/m]. La tension de surface est en général une fonction décroissante de la température, en effet elle s'annule au point critique (liquide et vapeur ne font plus qu'un, ils sont alors en quelque sorte "miscibles"). La tension dépend éventuellement de la concentration en molécules tensioactives.

5.4.1 Contraintes normales de part et d'autre de l'interface

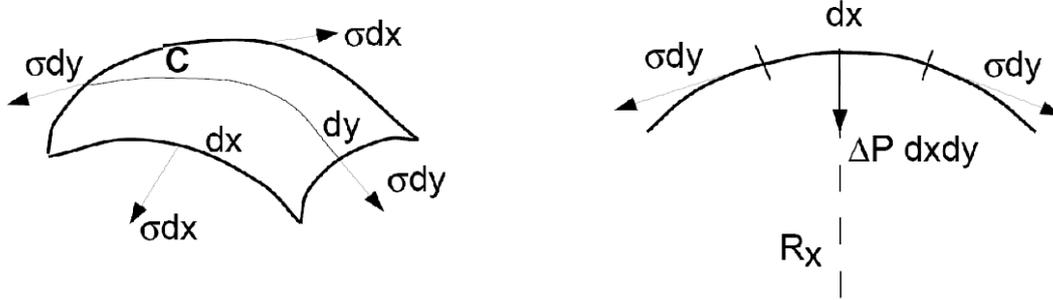


FIGURE 5.7 – Schéma représentant les contraintes sur une interface (Marmottant (2001))

Considérons un élément de volume placé à cheval sur l'interface, dont les faces sont parallèles à l'interface et dont l'épaisseur, perpendiculairement à l'interface, est très petite. La résultante des forces sur cet élément de volume est (figure 5.7):

$$\vec{\Sigma}_1 + \vec{\Sigma}_2 + \vec{F}_{\sigma 1} + \vec{F}_{\sigma 2} = 0 \quad (5.8)$$

Lorsque les contraintes normales $\Sigma_{1 yy}$, $\Sigma_{2 yy}$ sont réduites aux forces de pression, la projection sur la normale à la surface, du bilan 5.8 permet d'exprimer la loi de Young:

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{2}{R} \right) \quad (5.9)$$

où ΔP est la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la goutte. Cette expression peut se généraliser au cas bidimensionnel (loi de Laplace [Pelletier (2004)])

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (5.10)$$

5.4.2 Contraintes tangentiels de part et d'autre de l'interface

En projetant le bilan 5.8 sur la composante tangentielle, il vient:

$$\Delta \Sigma_{xy} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} \quad (5.11)$$

La discontinuité tangentielle est égale au gradient de tension superficielle le long de l'interface. Si la température est uniforme à l'interface et qu'il n'y a pas de tensioactifs dans le liquide (ou que la concentration en tensioactifs est uniforme), il n'y a pas de discontinuité de la contrainte tangentielle à la traversée de la surface. Lorsque le fluide est newtonien, les contraintes tangentiels sont proportionnelles au gradient de vitesse et la relation précédente prend la forme:

$$\mu_l \frac{\partial V_{lx}}{\partial y} = \mu_g \frac{\partial V_{gx}}{\partial y} \quad (5.12)$$

5.4.3 Formes des gouttes

La tension de surface a pour effet immédiat de rendre une goutte sphérique. Lorsqu'une goutte est soumise à des forces extérieures, elle tend inévitablement à se déformer. La forme d'une goutte de diamètre équivalent d , se déplaçant à une vitesse relative $|V_g - V_l|$ est a priori dépendante de sept grandeurs: μ_l , ρ_l , μ_g , ρ_g , σ , d et $|V_g - V_l|$. Quatre paramètres adimensionnels peuvent être exprimés (d'autres combinaisons existent) comme le nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \rho_g |V_g - V_l| d / \mu_g$, le nombre de Weber particulaire $We = \rho_g |V_g - V_l|^2 d / \sigma$, le rapport des densités ρ_l / ρ_g et le rapport des viscosités $\kappa = \mu_l / \mu_g$.

Le problème de la forme d'une particule (goutte ou bulle) a été étudié par de nombreux auteurs dont Grace (Clift *et al.* (1978), Hetsroni (1982)). Les différents régimes observables ont été obtenus pour des bulles ou gouttes en ascension ou en chute libre au sein d'un milieu illimité. Sous l'hypothèse d'une sensibilité négligeable au rapport κ , la forme des particules ne dépend plus que de Re_p et We au premier ordre et éventuellement du rapport ρ_l / ρ_g et ce indépendamment du rôle de la pesanteur (Oesterlé (2006)).

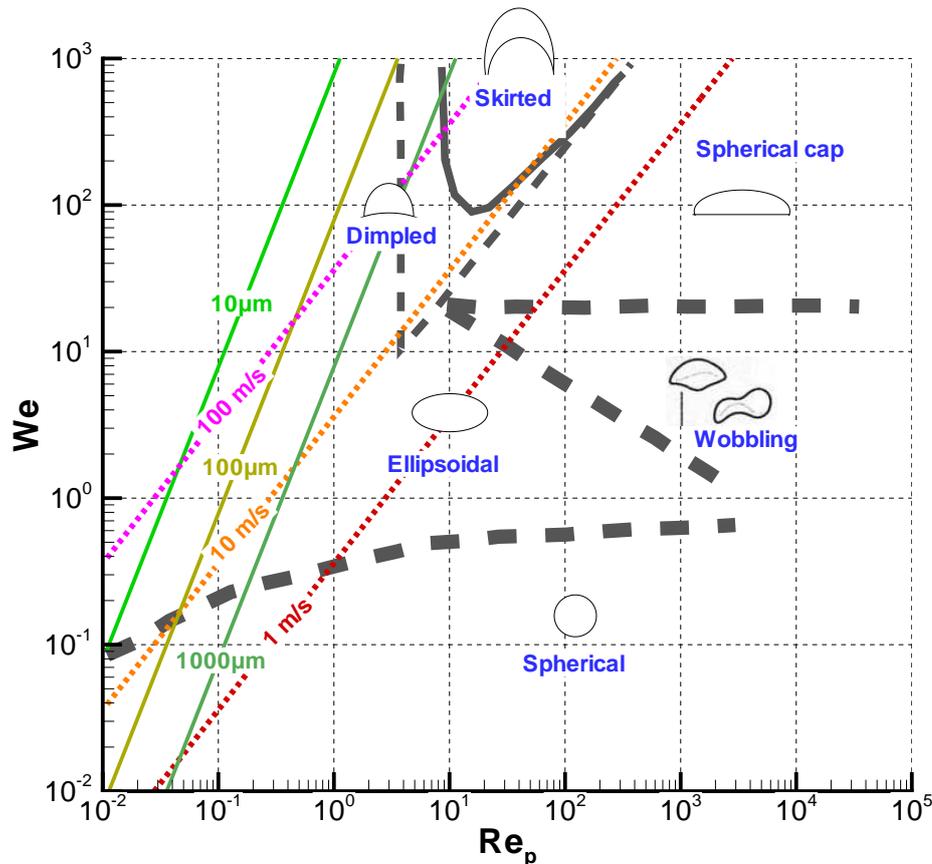


FIGURE 5.8 – Carte délimitant les différentes formes prises par des gouttes ou bulles en fonction des nombres de Reynolds particulaire et de Weber, inspirée des travaux de Clift *et al.* (1978) et modifiée par Oesterlé (2006)

La figure 5.8 est une carte délimitant les différentes formes prises par des bulles ou des gouttes. En remarquant que, dans le cas précis des gouttes d'eau dans de l'air, (sous 1 bar et à 20°C) on a $We/Re_p = \mu_g/\sigma |V_g - V_l|$ et $We/Re_p^2 = \mu_g^2/[\sigma\rho_g d]$, il est possible de superposer à la carte des lignes de niveau à vitesse relative constante (traits pointillés fins) et des lignes de niveau à taille constante (trait continu). Cette cartographie couvre un domaine beaucoup plus étendu que celui de notre étude. Nous limiterons ce dernier à $10\mu\text{m} < d < 1000\mu\text{m}$ et $|V_g - V_l|$ inférieure à 100m/s . Toutes les formes de gouttes envisagées ne sont donc pas possibles. Cette carte met en évidence plusieurs zones. Comme attendu, tant que les forces interfaciales prédominent (petit nombre de Weber) les gouttes restent sphériques. D'un point de vue quantitatif une goutte de $10\mu\text{m}$ évoluant à 25m/s aura une forme identique à une goutte de $100\mu\text{m}$ à 8m/s ou $1000\mu\text{m}$ à 2.5m/s . Avec l'augmentation des forces d'inertie et/ou la diminution des forces interfaciales, les gouttes ont tendance à s'aplatir et à se déformer. Il existe évidemment un diamètre limite au delà duquel les instabilités interfaciales générées par les forces inertielles entraînent la fragmentation des gouttes. Ces tendances, interprétées autour de nombres de Weber et de Reynolds, peuvent l'être de la même manière en analysant les lignes de niveau. Ainsi une goutte de $1000\mu\text{m}$ est sphérique si la vitesse relative $\sim 1\text{m/s}$ puis elle devient ellipsoïdale lorsque le différentiel de vitesse est de l'ordre d'une dizaine de mètres par seconde pour finir en forme de jupe (si elle ne s'est pas fragmentée avant) lorsque la vitesse relative atteint 100m/s .

5.4.4 Changement de phase

5.4.4.1 Les états de l'eau en tant que corps pur

L'eau, sous forme de corps pur, peut exister sous la forme de 3 états: liquide, gaz (vapeur d'eau) et solide (glace) en fonction de la pression et de la température. Ces 3 états sont reportés dans le diagramme de phase (figure: 5.9). Chaque domaine (liquide, solide ou gaz) est limité par une courbe d'équilibre entre deux phases. Le lieu où concourent les 3 courbes est appelé le point triple où coexistent les trois phases ($P = 611\text{ Pa}$ et $T = 273.16^{\circ}\text{C}$). A l'extrémité de la courbe d'équilibre liquide-vapeur, se trouve le point critique au delà duquel il n'est plus possible de distinguer liquide et vapeur ($P = 218\text{ bar}$ et $T = 374^{\circ}\text{C}$). Différentes transformations au changement de phase sont possibles (6 au total, figure: 5.9). Une attention particulière est portée ici au changement liquide-vapeur.

La liquéfaction est un changement d'état de gazeux à liquide. On parle parfois de manière impropre de condensation, qui est en physique une transition gaz - solide. Par la suite nous nous conformons à l'usage, et nous emploierons le terme de condensation pour décrire le changement de phase gaz-liquide. L'évaporation est le changement de phase inverse à la liquéfaction, c'est à dire une transition liquide-gaz. Ces transformations se font à pression et température constantes et ont un coût énergétique appelé chaleur latente de vaporisation (ou de condensation). Il s'agit de la différence d'enthalpie massique entre

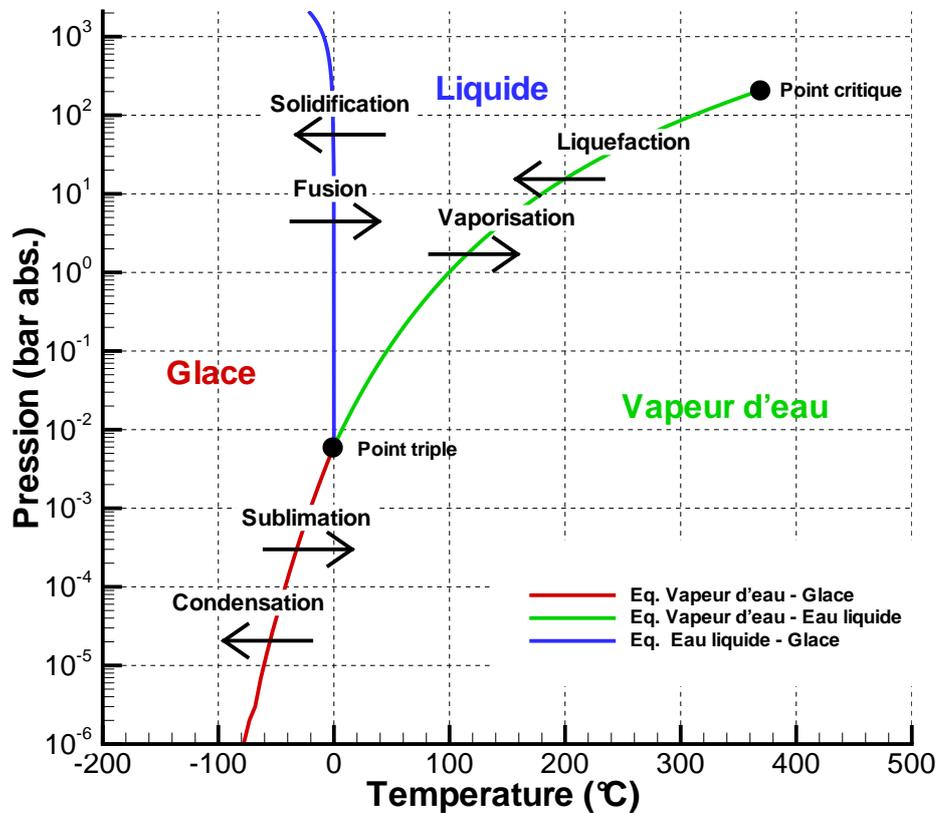


FIGURE 5.9 – Représentation dans un diagramme (P;T) des différents états de l'eau

l'état liquide et l'état vapeur. Ainsi la chaleur latente de vaporisation est l'opposé de la chaleur latente de condensation: $L_v = h_v - h_l = -L_c$. La figure 5.10 illustre la dépendance en température et pression des grandeurs thermodynamiques du changement de phase. Ainsi, dans une enceinte fermée lorsqu'un corps pur, sous forme liquide, est à l'équilibre avec un « ciel » gazeux du même corps pur (vapeur d'eau), la pression de l'enceinte est à pression donnée appelée pression de vapeur saturante $P_{v\ sat}$. La relation de Gibbs-Duhem (égalité des potentiels chimiques) se traduit par la dépendance de la pression de vapeur saturante en fonction de la température:

$$\frac{dP_{v\ sat}}{dT} = \frac{L_v}{T(1/\rho_g - 1/\rho_l)} \quad (5.13)$$

Pression de vapeur saturante :

Dans notre cas, l'eau liquide est en présence d'une atmosphère composée de différents gaz (Azote, oxygène...) et de vapeur d'eau. La proportion de vapeur d'eau dans l'atmo-

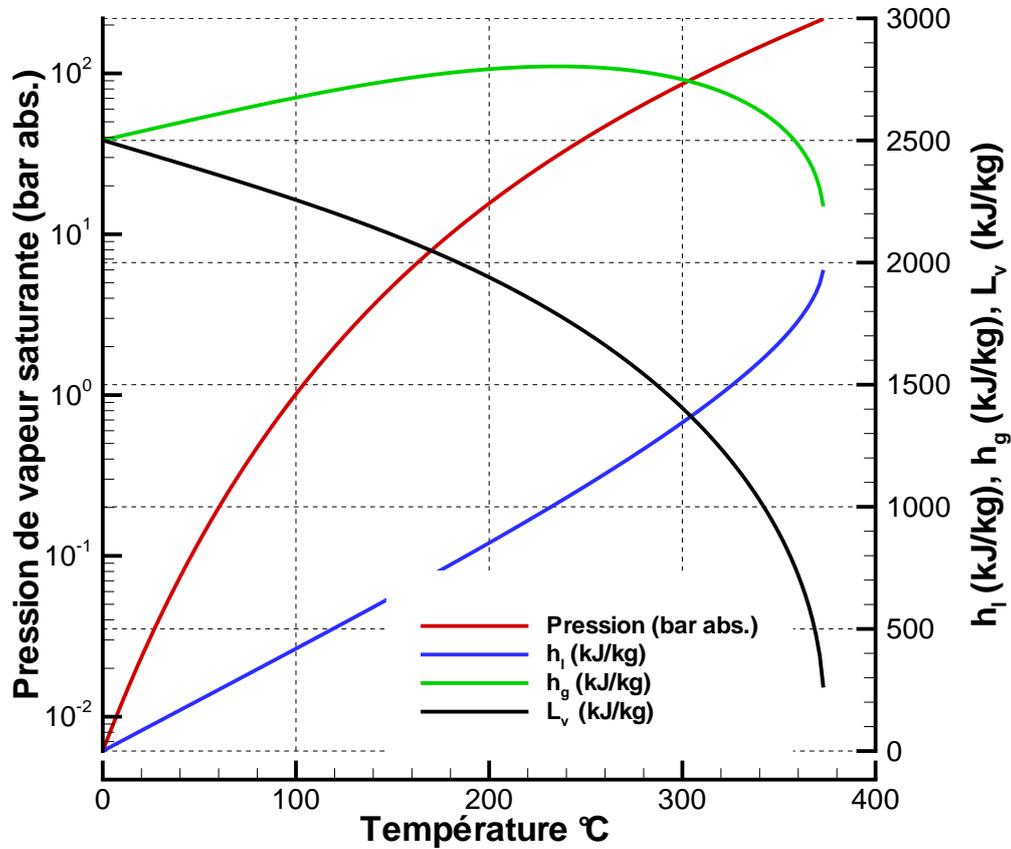


FIGURE 5.10 – Représentation graphique de la pression de vapeur saturante, de l'enthalpie du gaz et du liquide et de la chaleur latente en fonction de la température dans le cas précis d'un mélange d'eau pure et de vapeur d'eau en équilibre.

sphère est donnée par sa pression partielle P_v telle que:

$$P_v = P \frac{n_v}{n_{tot}} \quad (5.14)$$

où n_v est le nombre de moles de vapeur d'eau, n_{tot} est le nombre total de moles dans la phase gazeuse et P la pression totale. A l'équilibre des phases, la pression partielle de vapeur est à la pression de vapeur saturante.

$$\text{A l'équilibre des phases } P_v = P_{v \text{ sat}} \quad (5.15)$$

Ainsi, si la pression partielle de vapeur est inférieure à la pression de vapeur saturante, l'eau liquide va se vaporiser. Si la pression partielle de vapeur est supérieure à la pression de vapeur saturante la vapeur d'eau se condense. Il est possible par ailleurs de définir la fraction massique de vapeur Y_v et l'humidité relative $H_{u_{rel}}$ comme le rapport de la pression partielle de vapeur sur la pression de vapeur saturante. L'air saturé en humidité, quelle

que soit sa température, a une humidité relative égale 1.

$$Y_v = \frac{\rho_v}{\rho_g} \text{ avec } \rho_g = \rho_v + \rho_a \text{ (loi de Raoult)} \quad (5.16)$$

où ρ_v est la pression partielle en vapeur, et ρ_a la pression partielle de l'ensemble des autres gaz.

$$Hu_{rel} = Y_v/Y_{v\ sat} \quad (5.17)$$

où $Y_{v\ sat}$ est la fraction massique de vapeur à la saturation $Y_{v\ sat} = \rho_{v\ sat}/\rho_g$ et Hu_{rel} est l'humidité relative.

La sensibilité de la pression en vapeur à la courbure de l'interface :

Les relations de pression de vapeur saturante sont données pour des surfaces planes. Lorsque la surface est courbe, les valeurs s'en trouvent légèrement modifiées.

$$P_{v\ sat}(R) = P_{v\ sat}(\infty)e^{\frac{2\sigma V_l m}{Rr_v T}} \quad (5.18)$$

5.5 Caractérisation de la phase dispersée

5.5.1 Distributions et diamètres caractéristiques

La phase dispersée est constituée de gouttelettes de liquide. La description de ces gouttelettes peut être entreprise en s'intéressant à certaines propriétés:

- **La densité de la phase dispersée**

En fonction de la distance inter-particulaire Λ et de la taille des particules (idéalisées par des sphères de diamètre d) il est possible d'évaluer le taux de présence en gouttes³ (Oesterlé (2006)) $(1 - \alpha)$

$$1 - \alpha \approx \frac{\pi}{6 \left(\frac{\Lambda}{d}\right)^3} \quad (5.19)$$

L'écoulement est considéré comme dilué lorsque le rapport Λ/d dépasse quelques dizaines, dans le cas contraire l'écoulement est vu comme dense. De la même manière, il est possible de distinguer plusieurs natures de couplage entre les phases:

les couplages *one-way* où l'écoulement de la phase continue n'est pas affecté par la présence de particules, l'écoulement de la phase dispersée est alors simplement forcé par l'écoulement de la phase continue au travers des termes de transferts interfaciaux (cas des écoulements très dilués [$1 - \alpha \leq 10^{-6}$] Sirignano (1999)).

les couplages *two-way* où les phases dispersée et continue échangent réciproquement de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, affectant par ce biais les 2 écou-

³ α étant le taux de présence du gaz

lements (cas des écoulements denses à peu dilués [$10^{-6} \leq 1 - \alpha \leq 10^{-3}$] Sirignano (1999)).

les couplages *four-way* lorsque les mécanismes de collision entre les particules doivent être pris en compte (cas des écoulements très denses [$10^{-3} \leq 1 - \alpha$] Sirignano (1999)).

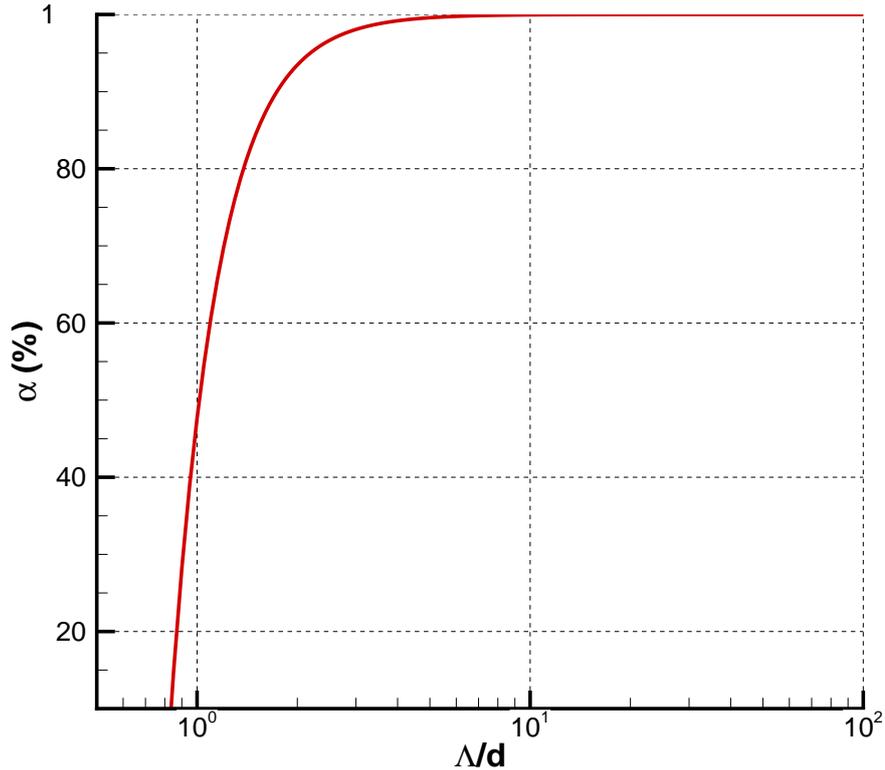


FIGURE 5.11 – Taux de vide α en fonction de la distance inter-particulaire $\frac{\Lambda}{d}$

- **La distribution granulométrique de la phase dispersée**

La taille de la phase dispersée est caractérisée par une fonction de densité de probabilité de présence. Ainsi, il est possible de connaître, dans l'écoulement, la probabilité de présence d'une goutte de diamètre $d_0 \pm \delta d$ parmi toutes les gouttes présentes. Cette probabilité vaut alors $P_n(d_0) \delta d$. Deux représentations sont souvent employées : les fonctions de probabilité basées sur le nombre de gouttes P_n , ou les fonctions de probabilité volumique P_v , reposant sur le volume total de gouttelettes. Ces deux relations sont liées par la relation :

$$P_v(d) = \frac{P_n(d)d^3}{\int_0^\infty P_n(d)d^3 dd} \quad (5.20)$$

$$P_n(d) = \frac{P_v(d)/d^3}{\int_0^\infty P_v(d)/d^3 dd} \quad (5.21)$$

Afin de caractériser globalement l'écoulement, des grandeurs représentatives de la taille des gouttes sont construites autour des fonctions de densité de probabilité de présence (pdf). Sans être l'unique possibilité de calculer ce diamètre représentatif, la formule générique suivante est très souvent rencontrée:

$$d_{mk} = \left(\frac{\int_0^\infty P_n(d)d^m dd}{\int_0^\infty P_n(d)d^k dd} \right)^{\frac{1}{m-k}} \quad (5.22)$$

où m et k sont deux entiers différents l'un de l'autre. Le tableau 5.1 résume les principaux diamètres construits autour de cette formule.

m	k	Nom	symbole	Description	Application
1	0	Diamètre moyen	d_{10}	$\frac{Longueur}{1}$	Sert pour les comparaisons
2	0	Diamètre moyen surfacique	d_{20}	$\frac{Surface}{1}$	Pertinent pour les mécanismes de transfert faisant intervenir la surface d'échange
3	0	Diamètre moyen volumique	d_{30}	$\frac{Volume}{1}$	Pertinent pour les mécanismes où l'inertie de la goutte intervient
2	1	-	d_{21}	$\frac{Surface}{Longueur}$	Pertinent pour les phénomènes d'absorption
3	1	-	d_{31}	$\frac{Volume}{Longueur}$	Pertinent pour les mécanismes d'évaporation et de diffusion moléculaire
3	2	Diamètre de Sauter	d_{32}	$\frac{Volume}{Surface}$	Pertinent pour les mécanismes de transfert de masse

TABLEAU 5.1 – Les diamètres représentatifs d'une distribution et leurs applications (Lefebvre (1989))

Les moments des distributions (en volume ou en nombre) peuvent être exprimés en fonction des diamètres représentatifs d_{mk} [Sowa (1992)]. Le tableau 5.2 rappelle ces relations.

D'autres diamètres caractéristiques de la distribution existent:

d_{v10} : diamètre de coupure tel que 10% du volume total de gouttes a une taille inférieure à d_{v10} et réciproquement 90% du volume total de gouttes a une taille supérieure à d_{v10} .

d_{v50} : diamètre médian de la distribution de taille de gouttes, coupant la distribution en deux moitiés égales tel que 50% du volume totale de gouttes a une taille inférieure (et

	Distribution en Nombre $P_n(d)$	Distribution en Volume $P_v(d)$
Moyenne m_1	d_{10}	d_{43}
Variance m_2	$d_{20}^2 - d_{10}^2$	$d_{53}^2 - d_{43}^2$
Coefficient de symétrie	$\frac{d_{30}^3 - 3d_{20}^2 d_{10} + 2d_{10}^3}{(d_{20}^2 - d_{10}^2)^{3/2}}$	$\frac{d_{65}^3 - 3d_{53}^2 d_{43} + 2d_{43}^3}{(d_{53}^2 - d_{43}^2)^{3/2}}$
Coefficient d'aplatissement	$\frac{d_{40}^4 - 4d_{30}^3 d_{10} + 6d_{20}^2 d_{10}^2 - 3d_{10}^4}{(d_{20}^2 - d_{10}^2)^2}$	$\frac{d_{73}^4 - 4d_{63}^3 d_{43} + 6d_{53}^2 d_{43}^2 - 3d_{43}^4}{(d_{53}^2 - d_{43}^2)^2}$

TABLEAU 5.2 – Relations entre les moments des distributions et les diamètres représentatifs [Sowa (1992)]

supérieure) au d_{v50} .

d_{v90} : diamètre de coupure tel que 90% du volume total de goutte a une taille inférieure à d_{v10} et réciproquement 90% du volume total de goutte a une taille supérieure à d_{v90} .

La grande différence entre les diamètres type d_{mk} et d_v repose sur leur définition. Les diamètres types d_{mk} sont construits à l'aide d'une intégrale, c'est à dire que ce nombre représentatif prend en compte toutes les tailles de gouttes présentes, tandis que les diamètres type d_v sont des diamètres de coupure coupant la distribution en deux parties mais ne prennent pas en compte le comportement des fonctions. L'intérêt des d_v réside dans la simplicité de mise en œuvre, ils restent néanmoins totalement inappropriés pour les interprétations physiques.

La figure 5.12 présente un exemple de distribution granulométrique typique⁴ et permet d'illustrer les différents diamètres représentatifs de la distribution. Les valeurs de chacun des diamètres sont données dans le tableau 5.3. Deux types de courbe sont tracés sur la figure: les fonctions de densité de probabilité de présence (trait continu) et leur fonction de répartition respective (trait mixte). Les deux types de courbe présentes sont basés respectivement sur les distributions basées soit sur le nombre (en rouge), soit sur le volume (en bleu). La comparaison des deux courbes associées aux fonctions densité de probabilité de présence, met en évidence l'importance du choix entre une probabilité basée sur le volume ou sur le nombre. Pour comprendre la différence imaginons une distribution simpliste de gouttelettes constituée de deux types de gouttes, 1 goutte de diamètre $100\mu m$ et de 1000 gouttes de diamètres $10\mu m$ [Figure 5.13]. En volume les deux populations de gouttes sont identiques, tandis qu'en nombre la population des petites gouttes est mille fois plus importante. La proportion de grosses gouttes est mise en avant par les fonctions de densité de probabilité de présence basée sur le volume au détriment des petites gouttes qui peuvent être d'un point de vue numéraire beaucoup plus nombreuses.

⁴Dans le cadre de cette exemple, la distribution choisie se rapporte à la loi de Nukiyama-Tanasawa. Cette distribution a pour principal objectif d'être didactique

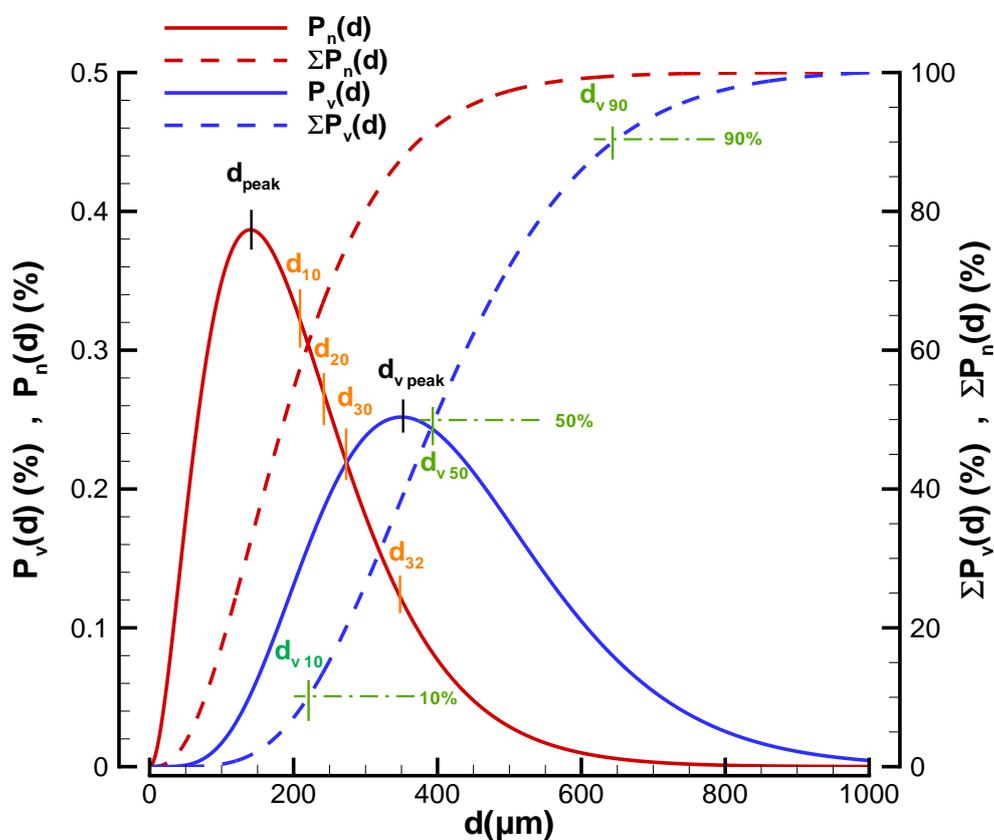


FIGURE 5.12 – Représentation graphique pour une distribution granulométrique "type" (inspiré de la loi de Nukiyama-Tanasawa modifié pour l'exemple) des fonctions de densité de probabilité en volume et en nombre ainsi que leur fonction de répartition associée.

	diamètre	$P_n(d)$	$P_v(d)$	$\sum P_n(d)$	$\sum P_v(d)$
d_{10}	210 μm	0.32	0.14	57.6	8.4
d_{20}	242 μm	0.26	0.18	67.2	13.8
d_{30}	273 μm	0.22	0.21	74.6	20.
d_{32}	349 μm	0.12	0.25	87.3	38.1
d_{v10}	220 μm	0.3	0.15	60.9	10.
d_{v50}	396 μm	0.07	0.24	92.1	50.
d_{v90}	644 μm	0.006	0.07	99.4	90.
d_{peak}	138 μm	0.38	0.05	31.6	1.58
$d_{v peak}$	350 μm	0.12	0.25	87.3	38.1

TABEAU 5.3 – Les valeurs des différents diamètres représentatifs de la distribution de granulométrique de la figure 5.12

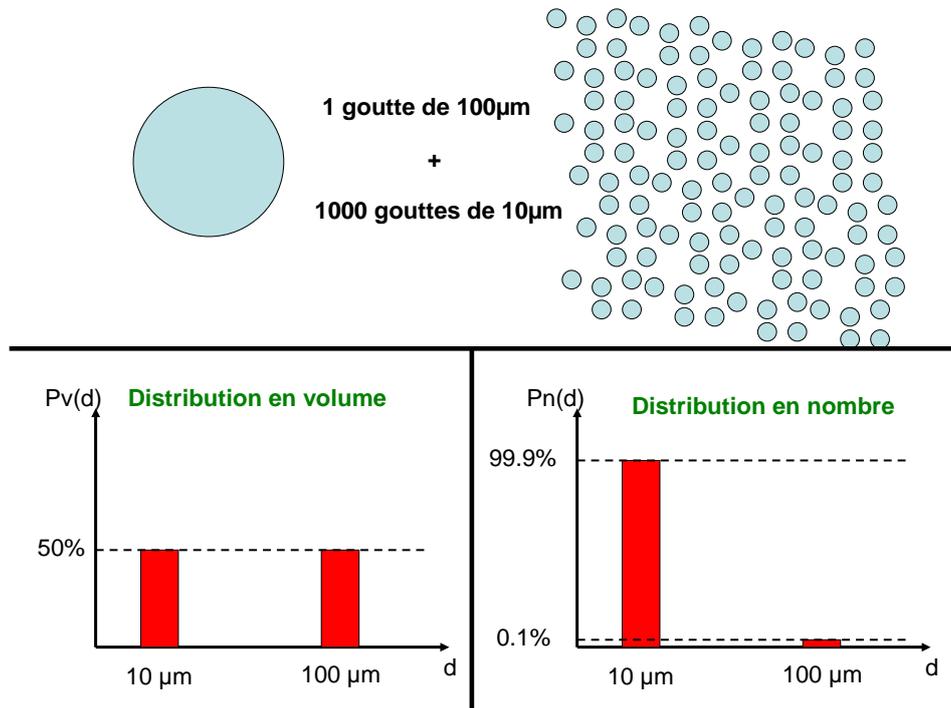


FIGURE 5.13 – Exemple simplifié pour comparer distribution en nombre et distribution en volume

Sur les différentes courbes de la figure 5.12 les différentes valeurs des diamètres représentatifs (tableau 5.3) ont été positionnées. Il est à souligner qu’il n’existe pas de relation explicite entre ces différents diamètres. Tout au plus des relations d’ordre sont possibles ($d_{v10} \leq d_{v50} \leq d_{v90}$) mais aucune règle générale.

5.5.2 Les modélisations de distribution granulométrique

Les distributions obtenues (numériquement ou expérimentalement) peuvent être modélisées et représentées par des lois empiriques. Les buts en sont multiples: permettre une extrapolation des tailles de gouttes en dehors des intervalles explorés, faciliter le calcul des diamètres représentatifs et fournir idéalement des indications sur les mécanismes physiques impliqués dans les mécanismes d’atomisation. La modélisation des distributions de taille peut être conduite à l’aide de différentes approches [Babinsky & Sojka (2002)]

- Les modèles empiriques consistant à déterminer une loi mathématique définie par plusieurs paramètres (plus le nombre de paramètres est élevé plus la loi mathématique décrira finement les données, mais plus l’interprétation est complexe).
- Les modèles d’entropie maximum reposent sur un formalisme qui consiste à calculer des distributions qui satisfont les contraintes que la physique des processus d’atomisation impose. L’intérêt est d’aboutir à l’état du système le plus probable à partir d’informations réduites.

5.5.2.1 La loi normale

La loi normale est la distribution la plus classique:

$$P_*(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi b}} \exp \left[-\frac{(d-a)^2}{2b} \right] \quad (5.23)$$

$$a = m_1 \quad (5.24)$$

$$b = m_2 \quad (5.25)$$

où m_1 et m_2 sont respectivement la moyenne et la variance de la distribution. Le théorème central limite donne une interprétation physique à cette distribution en justifiant que la somme d'événements indépendants peut être approchée par une loi normale. La fonction de répartition $\sum P_*$ associée se met sous la forme:

$$\sum P_*(d) = 1/2 + 1/2 \operatorname{erf} \left(\frac{d-a}{\sqrt{2b}} \right) \quad (5.26)$$

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp[-t^2] dt \quad (5.27)$$

5.5.2.2 La loi log-normale

Cette loi est directement reliée à la loi normale. Elle est décrite par deux paramètres a et b :

$$P_*(d) = \frac{1}{d\sqrt{2\pi b}} \exp \left[-\frac{(\ln(d) - a)^2}{2b} \right] \quad (5.28)$$

$$a = \ln(m_1) - 1/2 \ln \left(1 + \frac{m_2}{m_1^2} \right) \quad (5.29)$$

$$b = \ln \left(1 + \frac{m_2}{m_1^2} \right) \quad (5.30)$$

La fonction de répartition $\sum P_*$ associée se met sous la forme:

$$\sum P_*(d) = 1/2 + 1/2 \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(d) - a}{\sqrt{2b}} \right) \quad (5.31)$$

L'expression des diamètres représentatifs peut, dans le cas précis de la distribution log-normale, être généralisée sous la forme:

$$d_{mk} = \exp[a + b/2(m+k)] \quad (5.32)$$

Nous utilisons ce modèle de distribution granulométrique lorsque nous exploitons les résultats issus des mesures granulométriques.

5.5.2.3 La loi Rosin-Rammler

Rosin & Rammler (1933) proposent une expression empirique de la fonction cumulative volumique $\sum P_v(d)$. C'est une loi à deux paramètres qui se met sous la forme:

$$\sum P_v(d) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{d}{a} \right)^b \right] \quad (5.33)$$

$$P_v(d) = \frac{b}{a} \left(\frac{d}{a} \right)^{b-1} \exp \left[- \left(\frac{d}{a} \right)^b \right] \quad (5.34)$$

$$a = d_{v63.2} \quad (5.35)$$

$$b = \frac{\ln(\ln 2)}{\ln(d_{v50}/d_{v63.2})} \quad (5.36)$$

Le paramètre b fixe la dispersion de la distribution et le paramètre a est équivalent à un diamètre représentatif $d_{v63.2}$. Les diamètres représentatifs peuvent être généralisés:

$$d_{mk} = a \left[\frac{\Gamma \left(\frac{m-3}{b} + 1 \right)}{\Gamma \left(\frac{k-3}{b} + 1 \right)} \right]^{1/(m-k)} \quad (5.37)$$

$$\Gamma(t) = \int_0^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt \quad (5.38)$$

5.5.2.4 La loi Nukiyama-Tanasawa

Nukiyama & Tanasawa (1939) ont introduit une distribution à trois paramètres (a , b et c) sous la forme:

$$P_n(d) = K d^a \exp[-bd^c] \quad (5.39)$$

$$K = \frac{cb^{\frac{a+1}{c}}}{\Gamma \left(\frac{a+1}{c} \right)} \quad (5.40)$$

La constante K assure la normalisation et est calculée à partir des trois paramètres. Les diamètres représentatifs s'expriment de la manière suivante:

$$d_{mk} = b^{-1} c \left[\frac{\Gamma \left(\frac{m+a+1}{c} \right)}{\Gamma \left(\frac{k+a+1}{c} \right)} \right]^{\frac{1}{m-k}} \quad (5.41)$$

5.6 Bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sur une goutte

Que ce soit en tuyère ou en jet libre, l'écoulement diphasique est le siège de transferts entre les phases. Moyennant quelques hypothèses sur l'écoulement diphasique, ces échanges de masse, de quantité de mouvement et/ou d'énergie peuvent se réduire à l'observation de l'échange autour d'une goutte. Trois bilans sont alors formulés: un bilan de masse, un bilan

de quantité de mouvement et un bilan d'énergie.

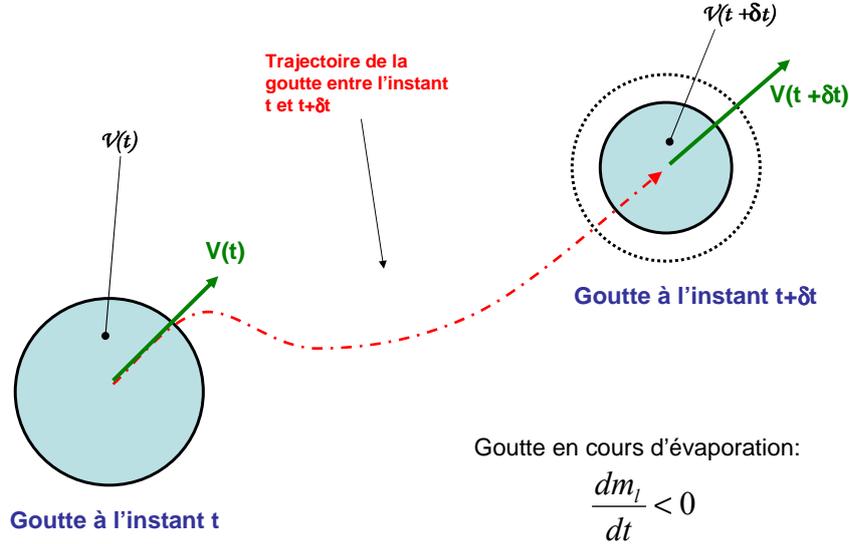


FIGURE 5.14 – Bilan sur une goutte en cours d'évaporation

Bilan de masse :

Le bilan de masse stipule la *conservation de la masse* du liquide (que celle-ci soit sous forme liquide ou vapeur). Ainsi le bilan peut se mettre sous la forme:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho_l d\tau = -\dot{m}_v \quad (5.42)$$

où le terme de droite décrit la variation de la masse de la goutte au cours du temps et le terme de gauche le débit massique de vapeur dû au changement de phase ($\dot{m}_v > 0$ si la goutte s'évapore).

Bilan de quantité de mouvement :

D'après le *principe fondamental de dynamique*, la variation de la quantité de mouvement de la goutte est égale à la somme des forces de contact et de volume appliquées à la goutte.

Ainsi:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho_l \vec{V} d\tau = \int_{S(t)} \vec{n} \mathbf{T} dS + \int_{V(t)} \rho_l \vec{F}_v d\tau \quad (5.43)$$

où \vec{F}_v sont les densités de forces volumiques et \mathbf{T} le tenseur des contraintes

Bilan d'énergie :

Le premier principe de la thermodynamique établit l'équivalence entre travail et chaleur. Le taux de variation de l'énergie contenue dans $V(t)$ est égal à la somme du travail effectué par unité de temps par les forces extérieures appliquées au volume $V(t)$ et du flux de chaleur qui passe par unité de temps à travers $S(t)$.

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho_l [u + V^2/2] d\tau = \int_{S(t)} [\vec{n}\mathbf{T}] \vec{V} dS + \int_{V(t)} \rho_l \vec{F}_v \vec{V} d\tau - \int_{S(t)} \vec{n} \vec{\varphi}_I dS \quad (5.44)$$

où $\vec{\varphi}_I$ est le flux de chaleur reçu sur l'interface de la goutte⁵.

5.7 Formulation détaillée du bilan de quantité de mouvement

Boussinesq, Basset et Oseen à la fin du XIX^e siècle ont formulé l'équation du mouvement pour une particule dans le cas du régime de Stokes ($Re_p \ll 1$ avec $Re_p = \rho_g d |V_g - V_l| / \mu_g$). De nombreux auteurs ont complété cette formulation (Gatignol (1983), Maxey & Riley (1983), Kim I. & A. (1998)) pour tenir compte des effets instationnaires lorsque Re_p est plus élevé.

$$m_p V_l \frac{\partial V_l}{\partial z} = F_{Trainée} + F_{Gradient\ pression} + F_{Masse\ ajoutée} + F_{Historique} + F_{Portance} \quad (5.45)$$

5.7.1 Force de Portance

$F_{Portance}$ deux configurations sont possibles pour que la force de portance ne soit pas nulle: soit la particule est placée dans un écoulement cisaillé (effet de Saffman), soit la particule tourne sur elle même (effet Magnus). Le modèle développé étant unidimensionnel, les vitesses étant moyennées dans la section et la rotation des particule n'étant pas prise en compte, ceci constitue trois raisons suffisantes pour considérer cette force comme négligeable.

5.7.2 Masse ajoutée

$F_{Masse\ ajoutée}$ est une force d'inertie due à l'accélération du fluide environnant la particule. Odar et Hamilton (Odar & Hamilton (1964)) proposent comme formulation:

$$F_{Masse\ ajoutée} = C_v \rho_g \frac{\pi d^3}{6} V_l \frac{\partial V_l}{\partial z} \quad (5.46)$$

où

$$C_v = 1.05 - \frac{0.066}{A_C^2 + 1} \quad (5.47)$$

⁵Le signe "-" rappelle que la normale à l'interface est orienté vers l'extérieur du volume

$$A_C^2 = \frac{\|V_g - V_l\|^2}{2V_l \frac{\partial V_l - V_g}{\partial z}} \quad (5.48)$$

Cette force d'inertie qui peut être importante dans le cas des écoulement à bulles, se retrouve être négligée dans les écoulements à gouttes car $\rho_g \ll \rho_l$

5.7.3 Terme d'histoire

$F_{Historique}$ est le terme historique de Basset ou d'histoire car elle tient compte du mouvement antérieur. Cette force traduit le fait qu'une particule ne peut pas réagir instantanément, et que les accélération et décélération antérieures engendrent des forces non nulles qui s'atténuent avec le temps. Dans le cas d'un suivi lagrangien d'une particule, cette force prend l'expression

$$F_{Historique} = \frac{3}{2} C_B d^2 \sqrt{\pi \mu_g \rho_g} \int_0^t \frac{d(V_l - V_g)}{dt} \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \quad (5.49)$$

$$C_B = 2.88 + \frac{3.12}{(A_C^2 + 1)^3} \quad (5.50)$$

Compte tenu, d'une part du coût de calcul important pour évaluer ce terme et d'autre part que le rapport ρ_l/ρ_g est grand, cette force sera considérée comme négligeable dans notre cas.

5.7.4 Gradient de pression

$F_{Gradient\ pression}$ cette force volumique est le terme moteur pour le mouvement des gouttelettes. Il peut se mettre sous la forme:

$$F_{Gradient\ pression} = -\frac{\pi d^3}{6} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (5.51)$$

5.7.5 Traînée

$F_{Traînée}$ la force de traînée est la force qu'oppose le fluide environnant au mouvement de la goutte. Dans le modèle développé c'est la seule force d'interaction d'origine mécanique. La formulation générale de cette force dépend de taille des gouttes et de la vitesse relative entre les deux phases:

$$F_{Traînée} = -C_d \rho_g \frac{\pi d^2}{8} |V_g - V_l| (V_l - V_g) \quad (5.52)$$

De très nombreuses formulations du coefficient C_d existent pour des configuration différentes: particules solides sphériques, particules fluides sphériques (bulles ou gouttes). Elles dépendent toutes du nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \rho_g |V_g - V_l| d / \mu_g$. Quand le Reynolds particulaire est très petit $Re_p \leq 1$ les lignes de courant autour de la sphère pré-

Sphère solide	Loi de Stokes	$C_d = \frac{24}{Re_p}$	$Re_p < 1$
	Loi d'Oseen	$C_d = \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{3}{16} Re_p\right)$	$Re_p < 5$
	Loi de Schiller et Naumann	$C_d = \frac{24}{Re_p} \left(1 + 0.15 Re_p^{0.687}\right)$ $C_d = 0.44$	$Re_p < 10^3$ si $Re_p > 10^3$
Sphère fluide	Loi de Hadamard	$C_d = \frac{8}{Re_p} \frac{2+3\kappa}{1+\kappa}$ $\kappa = \frac{\mu_l}{\mu_g}$	$Re_p \approx 1$
	Loi de Rivkind	$C_d = \frac{1}{1+\kappa} \left(\frac{14.9}{Re_p} + \frac{4\kappa}{Re_p} \left[6 + Re_p^{2/3} \right] \right)$	$2 < Re_p < 500$

TABLEAU 5.4 – Tableau récapitulatif des différentes formulations du coefficient de traînée d'une sphère

sentent une symétrie remarquable. Cet écoulement est résolu théoriquement par Stokes et permet de donner une formulation exacte du coefficient de traînée. Au delà d'un nombre de Reynolds de l'ordre de 4, il devient impossible de calculer analytiquement le coefficient de traînée.

Le tableau 5.4 récapitule les différentes formulations du coefficient de traînée dans le cas d'une sphère solide et d'une sphère fluide. Le cas des gouttes (particules fluides sphériques) diffère du cas des particules solides sphériques car la condition limite d'adhérence à l'interface de la particule solide se retrouve remplacée par une condition de continuité de la contrainte tangentielle. Ainsi, un écoulement interne aux particules fluides peut exister et diminuer la traînée. Lorsque Re_p est petit, la formule de Hadamard sera choisie pour estimer le coefficient de traînée, et lorsque Re_p devient plus grand que 2 et plus petit que 500 la formule de Rivkind sera retenue (au delà de Re_p 500, la goutte se déforme et la fragmentation de celle-ci devient possible ($We \approx 10$)).

Ces différentes formulations sont représentées dans la figure 5.15.

Les formulations du coefficient de traînée proposées précédemment sont extraites de la littérature dans la situation idéalisée d'une particule isolée en l'absence d'évaporation. Pour tenir compte des effets collectifs et des effets dus à la vaporisation, un coefficient correctif⁶ ϕ est ajouté tel que le coefficient de traînée réel s'exprimera :

$$C_d = \phi C_{d0} \quad (5.53)$$

où C_{d0} est le coefficient de traînée d'une particule isolée en l'absence de vaporisation. La vaporisation agit comme un soufflage de la couche limite et se traduit par une réduction de la traînée. Le facteur correctif est calculé en fonction du nombre de Spalding (de transfert

⁶Le coefficient ϕ est indicé T pour les effets dus à la vaporisation et $conc$ pour les effets dus à la concentration. Le coefficient global intégrant les effets cumulés de la concentration et de la vaporisation est pris comme le produit des deux coefficients $\phi = \phi_T * \phi_{conc}$

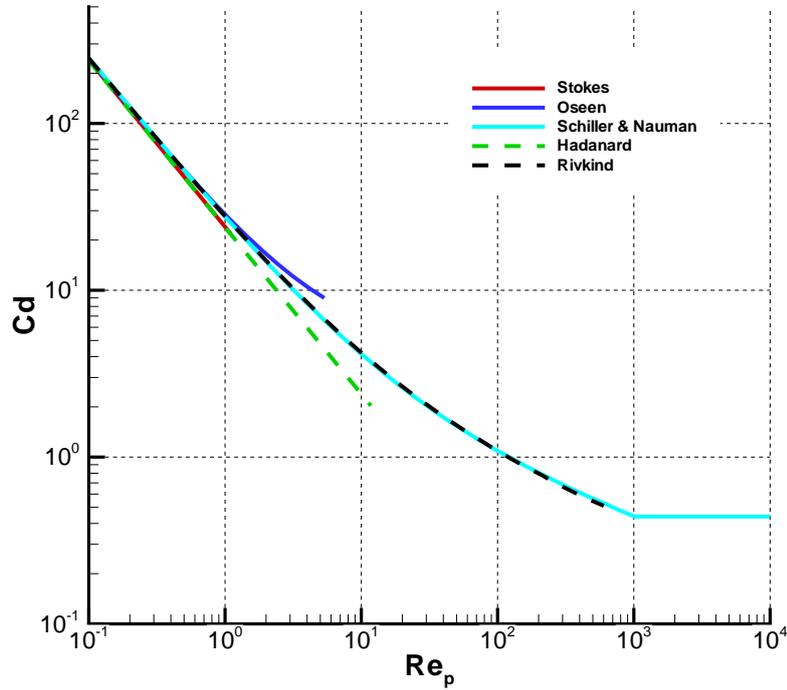


FIGURE 5.15 – Coefficient de traînée d'une sphère solide ou fluide (cas d'une goutte d'eau dans de l'air) pour différents nombres de Reynolds particuliers

de chaleur) B_T :

$$\phi_T = \frac{1}{1 + B_T} \quad (5.54)$$

$$B_T = \frac{C_{pl} (T_g - T_I)}{L_v} \quad (5.55)$$

où T_g est la température du mélange gaz vapeur loin de la gouttelette, T_I est la température de l'interface de la goutte et L_v est la chaleur latente de vaporisation. La figure 5.16 donne une représentation graphique du coefficient correcteur en fonction de la différence de température dans le cas d'une goutte d'eau dans de l'air.

Lorsque la distance interparticulaire diminue, l'écoulement autour des particules s'en trouve modifié et les forces exercées le sont aussi. Les effets constatés vont toujours dans le sens de l'augmentation de la force de traînée lorsque la concentration augmente. De nombreux auteurs proposent des corrections en fonction du taux de concentration: Aux faibles concentrations ($1 - \alpha < 0.01$ [$\alpha > 0.99$]) Batchelor (Batchelor (1972)) propose:

$$\phi_{conc} = \frac{1}{1 - 6.55 * (1 - \alpha)} \quad (5.56)$$

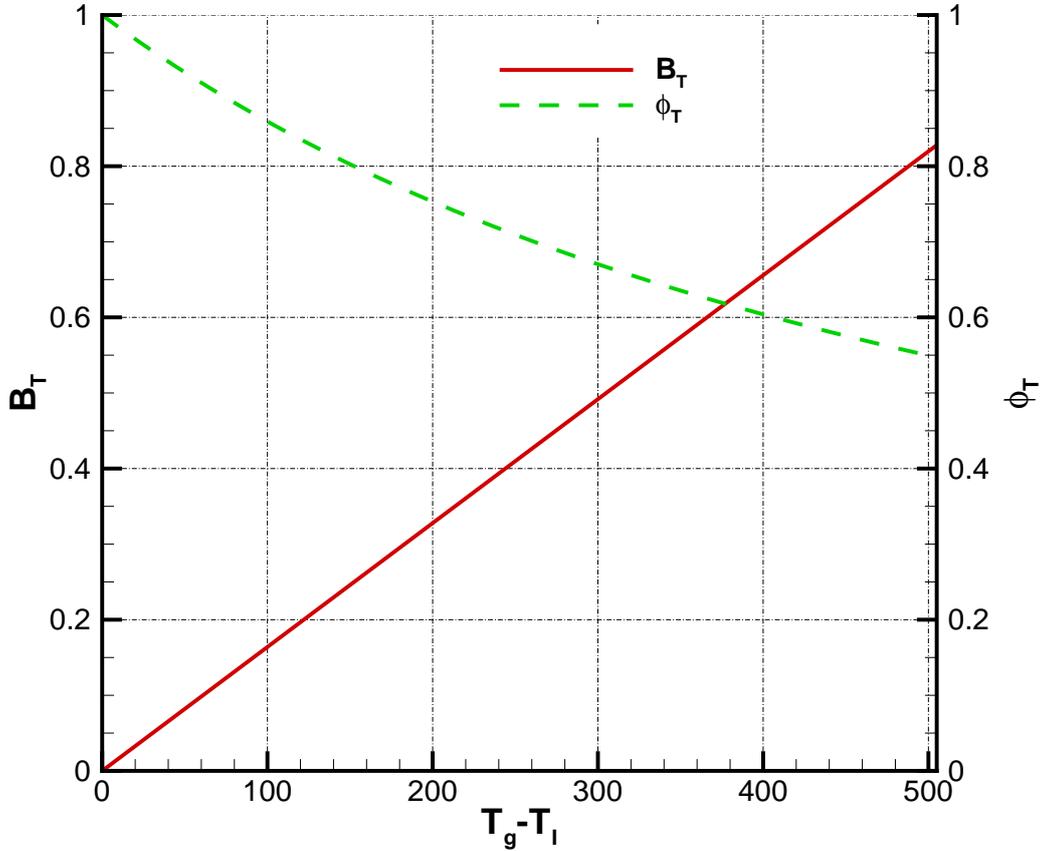


FIGURE 5.16 – Représentation graphique du coefficient correcteur du à la vaporisation apportée au coefficient de traînée dans le cas d'une goutte d'eau ($C_p = 4.18 \text{ kJ/kg/}^\circ\text{C}$ et $L_v = 2550 \text{ kJ/kg}$)

Pour des concentrations plus élevées Gal'Or & Waslo (1968):

$$\phi_{conc} = \frac{3 + 2(1 - \alpha)^{5/3}}{3 - 9/2(1 - \alpha)^{1/3} + 9/2(1 - \alpha)^{5/3} - 3(1 - \alpha)^2} \quad (5.57)$$

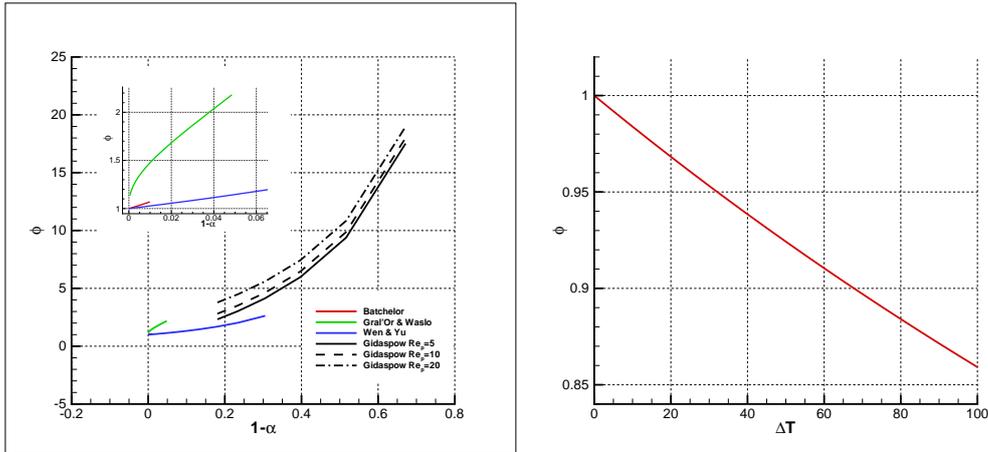
ou encore Wen & Yu (1966):

$$\phi_{conc} = \alpha^{-2.65} \quad (5.58)$$

Dès lors que le taux de vide chute en deçà de 80% ($1 - \alpha > 0.2$ [$\alpha < 0.8$]) le facteur correctif est donné par Gidaspow (Gidaspow (1994))

$$\phi_{conc} = 8.33 \frac{1 - \alpha}{\alpha} + 0.0972 Re_p \quad (5.59)$$

On soulignera que cette analyse reste identique que la sphère (fluide ou solide) soit immobile dans un gaz en mouvement, ou mobile dans un gaz immobile. Or des études en soufflerie [Comolet (1984)] ont soulevé un paradoxe qui tend à montrer que la traînée est



(a) Facteur correctif pour prendre en compte l'influence de la concentration en goutte (b) Facteur correctif pour prendre en compte l'influence de l'évaporation des gouttes

FIGURE 5.17 – Influence de la concentration et / ou évaporation

dépendante du référentiel. En effet le taux de turbulence est toujours plus important dans le premier cas (sphère immobile) que le deuxième cas (sphère mobile). Pour être plus exact, le coefficient de traînée devrait donc intégrer de plus le taux turbulence locale, aspect qui ne sera pas pris en compte.

L'étape suivante va consister à choisir un modèle de traînée (cf. 8 et 9.3) parmi les différents modèles décrits ci-dessus.

5.8 Transfert de chaleur en l'absence d'évaporation

Que ce soit en tuyère ou en jet libre, l'écoulement diphasique est le siège de transferts de chaleur entre les phases. L'analyse de cet échange peut se réduire à l'observation de l'échange autour d'une goutte (moyennant quelques hypothèses sur l'écoulement diphasique).

Une approche rigoureuse des échanges de chaleur autour d'une goutte fait intervenir de nombreux processus (déformation de la goutte, inhomogénéité en température de la goutte, modification de la couche limite thermique due à l'écoulement du gaz environnant ...) qui doivent être pris en compte pour décrire correctement la physique de l'échange de chaleur. Dans notre cas, cette partie a pour objectif de proposer différentes familles de modèles pour:

1. Estimer les flux de chaleur échangés entre les phases,
2. Modéliser la température du gaz environnant,
3. Modéliser la température à l'intérieur de la goutte.

Afin de simplifier les modèles certaines hypothèses simplificatrices sont retenues ici:

- **Les gouttes sont sphériques**
- **La température à la surface de la goutte est uniforme**

En l'absence d'évaporation, seuls deux modes d'échange sont retenus: les échanges convecto-diffusifs, et les échanges par rayonnement.

5.8.1 Échange de chaleur convectif-diffusif

Les échanges convectifs diffusifs sont décrits par le nombre de Nusselt Nu :

$$Nu = \frac{\varphi_{TI}d}{\lambda_g(T_I - T_g)} \quad (5.60)$$

où φ_{TI} est le flux de chaleur à l'interface, λ_g est la conductivité thermique du gaz, T_I et T_g respectivement la température à l'interface de la goutte et la température du gaz. On définit par la même occasion le coefficient d'échange thermique h qui caractérise l'échange thermique à la surface:

$$h = \frac{\varphi_{TI}}{(T_I - T_g)} \quad (5.61)$$

5.8.1.1 Les échanges de chaleur

La Goutte immobile

Dans le cas d'une goutte immobile, les mouvements de fluide autour de la goutte sont peu importants, et il est possible de modéliser la situation comme un simple problème de diffusion thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_T \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (5.62)$$

où D_T est la diffusivité thermique définie par:

$$D_T = \begin{cases} D_{Tl} = \frac{\lambda_l}{\rho_l C_{pl}} & \text{quand } r \leq d/2 \\ D_{Tg} = \frac{\lambda_g}{\rho_g C_{pg}} & \text{quand } d/2 < r \leq \infty \end{cases} \quad (5.63)$$

où λ est la conductivité thermique (du gaz ou du liquide) et C_p la capacité calorifique à pression constante (du liquide et du gaz). La résolution de l'équation différentielle impose de se donner des conditions initiales et aux frontières (cf. annexe K). Une analyse de la solution proposée (Sazhin (2006)) permet de montrer que, dans le cas où $D_{Tl} \ll D_{Tg}$, la fonction $T(r,t)$ adopte un comportement tel que le champ de température à l'intérieur de la goutte se trouve découplé du champ de température à l'extérieur de la goutte.

Ainsi le champ de température du gaz s'exprime par:

$$T(r > d/2, t) = T_{g\infty} + \frac{d}{2r} (T_{l0} - T_{g\infty}) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - d/2}{2\sqrt{D_{Tg} t}} \right) \right] \quad (5.64)$$

où

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (5.65)$$

et $T_{g\infty}$ est la température du gaz loin de la goutte et T_{l0} la température de la goutte à l'instant $t = 0$.

Ainsi l'expression du flux de chaleur peut se mettre sous la forme:

$$\varphi_{TI} = \frac{\lambda_g (T_{l0} - T_{g\infty})}{d/2} \left(1 + \frac{d/2}{\sqrt{\pi D_{Tg} t}} \right) \quad (5.66)$$

Dès lors que $t \gg (d/2)^2 / (\pi D_{Tg})$ l'expression du flux de chaleur peut se simplifier à:

$$|\varphi_{TI}| = h (T_{g\infty} - T_{l0}) \quad (5.67)$$

où h est le coefficient d'échange. Dans le cas précis de la goutte stagnante en régime stationnaire ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$), le coefficient d'échange vaut $h = 2 * \lambda_g / d$. Le nombre de Nusselt vaut donc $Nu = 2$.

Goutte en mouvement

L'observation de l'écoulement autour d'une sphère, montre qu'à faible nombre de Reynolds, il n'y a pas de recirculation derrière une sphère. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, une recirculation apparaît en aval de la goutte et devient très prononcée aux très grands nombres de Reynolds. Cette recirculation a pour effet d'augmenter les transferts de chaleur (Feng & Michaelides (2001)). L'analyse d'une goutte immobile dans un gaz est un problème simple à analyser car il ne dépend que de r et de t . La prise en compte du mouvement du gaz environnant la goutte complexifie largement la situation. En effet, le transfert de chaleur ne peut plus se réduire à la seule conduction de la chaleur, mais il doit intégrer à la fois l'advection (due aux mouvements du fluide) et la diffusion (conduction de la chaleur). Dans le cas général, l'équation de la chaleur peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}(t, \vec{x}) T) = D_T \nabla^2 T \quad (5.68)$$

Deux situations sont distinguées: soit le transfert de chaleur est supposé quasi-stationnaire ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$), soit il est instationnaire ($\frac{\partial T}{\partial t} \neq 0$). Par la suite seule la solution stationnaire est conservée. Les hypothèses initiales de sphéricité et d'uniformité de la température en

tout point de la surface sont maintenues. Une analyse dimensionnelle (Incropera & Dewitt (1996)) permet de montrer que le nombre de Nusselt dépend seulement du nombre de Reynolds particulaire (Re_p) et du nombre de Prandtl (Pr) (ou du nombre de Peclet ($Pe = Re_p Pr$)). En considérant de plus que lorsque Re_p tend vers 0, Nu tend vers 2, il est possible d'exprimer le nombre de Nusselt de manière générique:

$$Nu = 2 + \beta_T Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (5.69)$$

avec

$$Re_p = \frac{Ud}{\nu_c} \quad (5.70)$$

$$Pr = \frac{\nu_c}{\alpha_c} = \frac{\mu_c C p_c}{\lambda_c} \quad (5.71)$$

Différentes relations décrivant l'échange de chaleur en convection forcée existent, les principales formulations empiriques sont rappelées dans le tableau 5.5. Dans le cas précis d'une sphère rigide, le nombre de Nusselt peut être défini de manière plus précise et différentes expressions sont possibles (tableau 5.6).

Corrélation de Froessling	$Nu = 2 + C Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$ $1 < Re_p < 70 \cdot 10^3$ et $0.6 < Pr < 400$ $C=0.6$
Corrélation de Kramer	$Nu = 2 + 1.3Pr^{0.15} + 0.66Re_p^{1/2} Pr^{0.31}$ $1 < Re_p < 10^5$ et $0.6 < Pr < 380$
Corrélation Clift <i>et al.</i> (1978)	$Nu = 1 + (1 + Re_p Pr)^{1/3} f_T$ où f est une fonction de Re_p tel que $f_T = 1$ si $Re_p \leq 1$ et $f_T = Re_p^{0.077}$ pour $1 < Re_p < 400$

TABLEAU 5.5 – Tableau récapitulatif des différentes expressions obtenues empiriquement du Nusselt

Acrivos & Taylor (1962)	$Nu = 2 (1 + 1/4Pe + 1/8Pe^2 \ln Pe + 0.01702Pe^2 + 1/32Pe^3 \ln Pe)$ $0 \leq Pe, Re_p \leq 0.7$ $Nu = 0.991Pe^{1/3} (1 + 1/16Re_p + 3/160Re_p^2 \ln Re_p)$ $Pe \rightarrow \infty$
Feng & Michaelides (1999)	$Nu = 0.922 + Pe^{1/3} + 0.1Re_p^{1/3} Pe^{1/3}$ $0 \leq Re_p \leq 2000$ et $0 \leq Pe \leq 1000$
Melissari & Argyropoulos (2005)	$Nu = 2 + 0.47Re^{1/2} Pr^{0.36}$ $3.E^{-3} \leq Pr \leq 10$ et $100 \leq Re_p \leq 50\,000$

TABLEAU 5.6 – Tableau de synthèse des différentes expressions du nombre de Nusselt pour une sphère rigide

Les études sur une sphère fluide font intervenir le coefficient $\kappa_v = \frac{\mu_l}{\mu_g}$ le rapport des viscosités dynamiques du liquide et du gaz environnant (cas des gouttes). La première expression peut être attribuée à Levich (1962). Feng & Michaelides (2001) ont étudié la

sensibilité du nombre de Nusselt vis à vis des nombres Re_p et Pe et des rapport κ_v et $\lambda_\rho = \rho_l/\rho_g$. Ils ont mis en évidence la quasi indépendance du nombre de Nusselt vis à vis du rapport de densité λ_ρ . Ce résultat a été prouvé pour un λ_ρ compris entre 0.1 et 10, or, dans le cas de goutte d'eau dans de l'air, le rapport des densités est de l'ordre de 1000 ce qui pose la question de validité de la relation. Nous supposons qu'elle reste cependant valable. Le tableau 5.7 synthétise les résultats dans le cas d'une sphère fluide.

Levich (1962)	$Nu = \sqrt{\frac{4}{3\pi} \frac{1}{1+\kappa_v} Pe}$ Solution asymptotique valable pour des petits Re_p et des grand Pe
Feng & Michaelides (2001)	$0 \leq Re_p \leq 1 \text{ et } 10 \leq Pe \leq 1000$ $Nu(\kappa_v, Pe, Re_p) = \left[\frac{0.651}{1+0.95\kappa_v} Pe^{1/2} + \frac{0.991\kappa_v}{1+\kappa_v} Pe^{1/3} \right] [1 + f(Re_p)]$ $+ \left[\frac{1.65(1-f(Re_p))}{1+0.95\kappa_v} + \frac{\kappa_v}{1+\kappa_v} \right]$ avec $f(Re_p) = \frac{0.61Re_p}{Re+21} + 0.032$ $1 \leq Re_p \leq 500 \text{ et } 10 \leq Pe \leq 1000 \text{ et } 0 \leq \kappa_v \leq 2$ $Nu(\kappa_v, Pe, Re_p) = \frac{2-\kappa_v}{2} Nu(0, Pe, Re_p) + \frac{4\kappa_v}{6+\kappa_v} Nu(2, Pe, Re_p)$ $1 \leq Re \leq 500 \text{ et } 10 \leq Pe \leq 1000 \text{ et } 2 \leq \kappa_v \leq \infty$ $Nu(\kappa_v, Pe, Re) = \frac{4}{2+\kappa_v} Nu(2, Pe, Re_p) + \frac{\kappa_v-2}{\kappa_v+2} Nu(\infty, Pe, Re_p)$ avec $Nu(0, Pe, Re_p) = 0.651 Pe^{1/2} \left[1.032 + \frac{0.61Re_p}{Re_p+21} \right] + \left[1.60 - \frac{0.61Re_p}{Re_p+21} \right]$ $Nu(2, Pe, Re_p) = 0.64 Pe^{0.43} \left[1. + 0.233 Re_p^{0.287} \right] + 1.41 - 0.15 Re_p^{0.287}$ $Nu(\infty, Pe, Re_p) = 0.852 Pe^{1/3} \left[1 + 0.233 Re_p^{0.287} \right] + 1.3 - 0.182 Re_p^{0.355}$

TABLEAU 5.7 – Tableau de synthèse des nombres de Nusselt pour une sphère fluide

5.8.1.2 L'évolution de la température au sein de la goutte

Pour le champ de température à l'intérieur de la goutte ($T(r < d/2, t)$), plusieurs modèles ont été développés (cf. annexe K). Le tableau 5.8 récapitule les différentes familles de modèles proposées dans la littérature.

L'introduction du nombre de Biot⁷ Bi (comparaison du flux de chaleur à la surface de la goutte et du flux conductif à l'intérieur de la goutte) permet dans le cas d'une goutte de conclure sur l'homogénéité de la température si:

$$Bi = \frac{h d}{2\lambda_l} = Nu \frac{\lambda_g}{2\lambda_l} < 0.1 \quad (5.72)$$

⁷Lorsque $Bi > 1$ la conduction de la chaleur est plus lente à l'intérieur qu'à sa surface. Les gradients thermiques sont donc non négligeables au sein du corps. Si $Bi < 1$ la résistance thermique devient négligeable, la température peut être considérée comme uniforme.

Diffusivité nulle	$\forall t > 0 \quad T(r \leq d/2, t) = T_{l0}$ $\varphi_{Tg} = \frac{D_{Tg}(T_{l0} - T_{g\infty})}{d/2} \left(1 + \frac{d}{2\sqrt{\pi D_{Tg} t}} \right)$ Ce modèle revient à considérer que la capacité calorifique du liquide tend vers l'infini. Il présente de nombreuses contradictions avec le problème physique modélisé lors de l'étude des cas limites
Spalding	$T_l = T_{g\infty} + (T_{l0} - T_{g\infty}) e^{\left(\frac{-3ht}{C_{pl} \rho_l d/2}\right)}$ $\varphi_{Tg} = h(T_{g\infty} - T_l)$ avec h le coefficient d'échange Ce modèle revient à considérer que la température de la goutte est uniforme (excellente conduction thermique) et dépend du temps. L'inconvénient de ce modèle est de considérer les transferts de chaleur au sein de la goutte sont infiniment rapides.
Conduction limitée	Pour résoudre l'équation 5.62 on impose: $h(T_{g\infty} - T_{ls}) = D_{Tl} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right _{r=1/2d}$ Sazhin <i>et al.</i> (2004) ont étudié les différentes solutions analytiquement selon que h soit constant ou dépendant du temps. Il est peu usité car gourmand en temps de calcul
Profil Imposé	$T(r, t) = T_{lc}(t) + [T_{ls}(t) - T_{lc}(t)] \left(\frac{2r}{d}\right)^2$ où $T_{lc}(t)$ et $T_{ls}(t)$ sont deux fonctions du temps explicites (cf. Annexe K) L'intérêt de ce modèle est d'approcher simplement l'expression du champ de température en supposant sa forme

TABLEAU 5.8 – Tableau récapitulatif des différents modèles de champ de température à l'intérieur de la goutte

Ce résultat a été confirmé par l'analyse de l'évolution de la température au sein d'une particule dont la surface est soumise à un flux constant (Fan & Zhu (1998)). Dans le cas d'une goutte d'eau dans de l'air⁸, l'homogénéité de la température à l'intérieur de la goutte est assurée dès lors que $Nu < 4.6$. Cette condition est garantie dès lors que⁹ $Re_p < 50$ (cf. 5.19).

Au delà de cette valeur il faut prendre en compte la condition limite à l'interface qui diffère selon que l'on suppose la goutte comme une sphère solide (condition d'adhérence à la paroi) ou comme une sphère fluide (condition de continuité de la contrainte tangentielle de cisaillement). Ainsi les effets de "friction" à la surface de la goutte ont pour conséquence d'induire de forts mouvements de convection (Vortex de Hill [Figure 5.18]) au sein de la particule et tendent à homogénéiser la température au sein de la goutte (Abramzon & Sirignano (1989), Clift *et al.* (1978)). Ainsi quelque soit le régime de Re_p , l'hypothèse de température uniforme au sein de la goutte d'eau dans l'air semble être justifiée.

⁸ $\lambda_l = 0.6 \text{ W/m/K}$ $\lambda_g = 26.2 E^{-3} \text{ W/m/K}$

⁹Pour mémoire $Re_p = \rho_f |V_i - V_g| d / \mu_f$

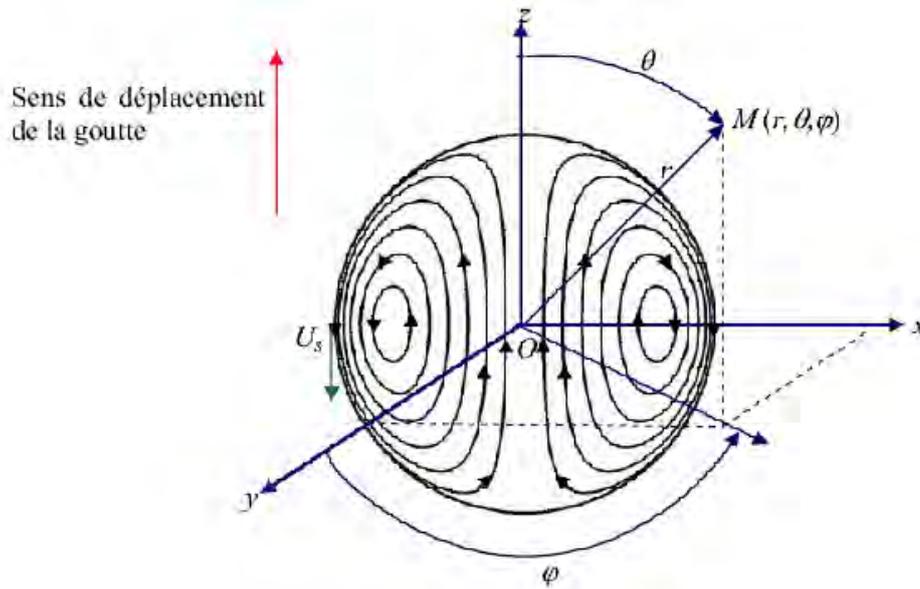


FIGURE 5.18 – Lignes de courant caractéristiques d'un vortex de Hill [Castanet (2004)]

5.8.1.3 Modèle retenu

La figure 5.19 présente une représentation graphique de différentes relations du nombre de Nusselt en fonction du Reynolds particulaire¹⁰ Re_p . Les différences principales apparaissent lorsque Re_p tend vers 0 (Figure 5.19). Les courbes restent cependant dans un fuseau assez étroit ce qui montre que le choix du modèle importe peu au final (au domaine de validité près).

La température de la phase liquide est prise comme uniforme au sein de la goutte (nous sommes dans le cas de la goutte d'eau dans l'air). Cette approximation reste valable tant que Re_p est inférieur à 50, ce qui est le cas la plupart du temps.

5.8.2 Transfert de chaleur par rayonnement

Le modèle le plus simple pour décrire le transfert de chaleur par rayonnement repose sur l'hypothèse d'une goutte se comportant comme un corps gris d'émissivité ϵ_R . Le flux radiatif peut être exprimé par la relation suivante:

$$\varphi_R = \epsilon_R \sigma_{SB} (T_S^4 - T_I^4) \quad (5.73)$$

où T_S est la température de la source qui émet le rayonnement électromagnétique, T_I la température de l'interface, σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann¹¹. Cette relation fait par ailleurs l'hypothèse que le milieu est optiquement transparent. Cette formulation est séduisante par sa simplicité, malheureusement elle est peu représentative de la réalité. En

¹⁰Si besoin nous nous sommes mis dans le cas d'une goutte d'eau dans de l'air

¹¹ $\sigma_{SB} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4$

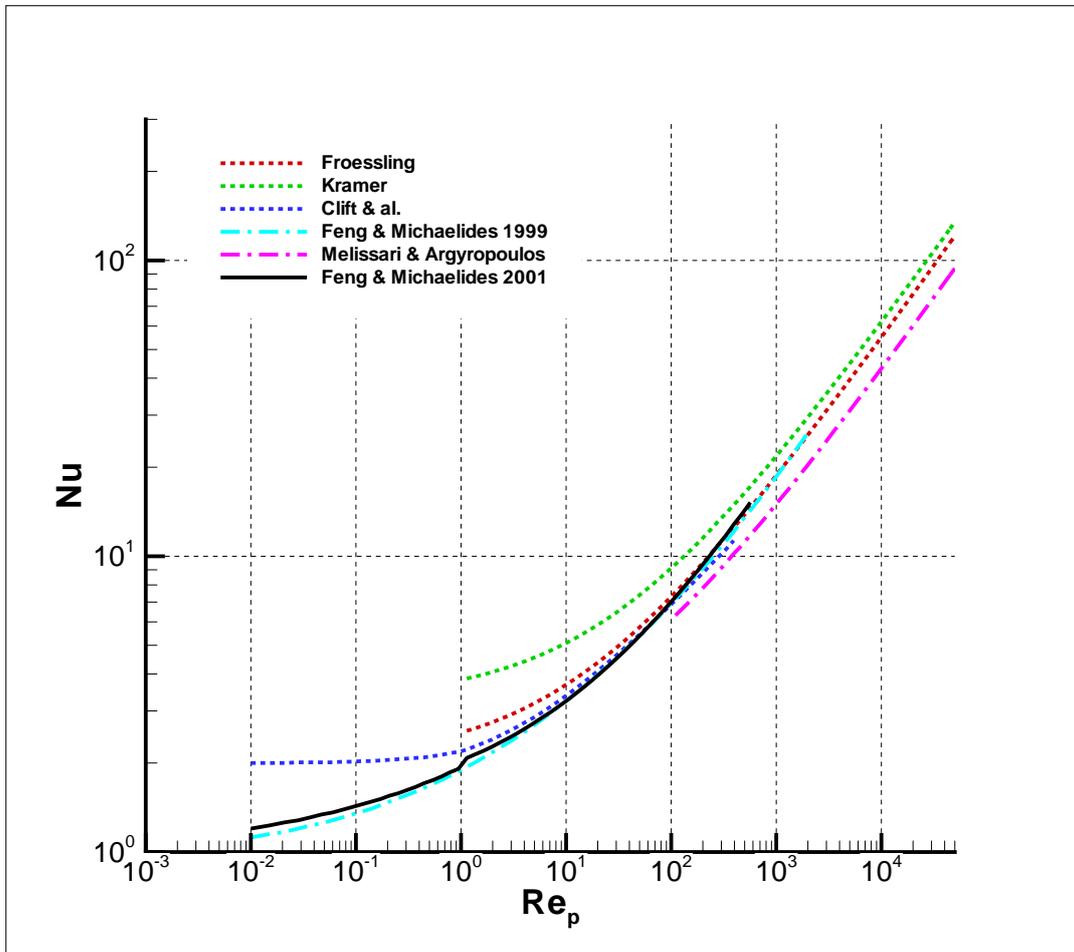


FIGURE 5.19 – Nusselt en fonction du Reynolds particulaire dans le cas des gouttes d'eau ($Pr = 0.67$)

effet, elle ne tient compte que de l'absorption et omet les aspects diffusifs. Une description correcte de l'interaction entre une goutte et une onde électromagnétique peut être entreprise en considérant les équations de Maxwell et les conditions de saut au niveau de l'interface (continuité de la composante normale du champ électrique, saut contrôlé par les indices de réfraction de la composante tangentielle). Cette démarche est celle de la théorie de Mie (Collin (2006)). Le formalisme attaché à ces développements est assez lourd, et, est tout compte fait, peu adapté à notre démarche. C'est pour cela que nous resterons sur la formulation approchée de l'équation 5.73.

5.9 Transfert de masse / Changement de phase

5.9.1 Bilan de masse sur une goutte

$$\frac{dm_p}{dt} = -\dot{m}_v \quad (5.74)$$

où \dot{m}_v est le débit massique de liquide quittant la goutte sous forme de vapeur ($\dot{m}_v > 0$ si la goutte se vaporise). L'analyse phénoménologique du processus de vaporisation fait apparaître deux étapes (Sazhin (2006)):

- La mise en mouvement des molécules de liquide provenant de la surface de la goutte vers le gaz à proximité immédiate de la goutte (changement de phase).
- La diffusion des vapeurs provenant de l'interface liquide-gaz vers le gaz environnant.

Ces deux mécanismes ont pour conséquence d'agir sur l'écoulement au voisinage de l'interface des gouttes et de ce fait de modifier notablement les relations de force de traînée et d'échange de chaleur, dès lors que le changement de phase est pris en compte. Les modèles classiques ignorent la plupart du temps, la première étape et se focalisent sur la seconde, en considérant que la surface de la goutte est à la saturation. Plusieurs approches sont proposées: les modèles purement diffusifs, les modèles convecto-diffusifs et les relations empiriques qui ont un lien éloigné avec la physique. Dans tout ces modèles, le transfert de masse est caractérisé par un nombre sans dimension le nombre de Sherwood Sh :

$$Sh = \frac{\dot{m}_v / (\pi d^2)}{D_{Mvg} (\rho_{v\infty} - \rho_{vI})} \quad (5.75)$$

où \dot{m}_v est le débit d'eau vaporisé [kg/s], πd^2 la surface d'échange de la goutte, D_{Mvg} le coefficient de diffusion massique de la vapeur vers le gaz et les indices I pour interface et ∞ pour loin de la goutte. A l'image du nombre de Nusselt Nu , le nombre de Sherwood compare le flux de vaporisation $\dot{m}_v / (\pi d^2)$ en régime convecto-diffusif au flux de vaporisation du modèle purement diffusif.

A ce stade deux autres hypothèses sont formulées:

- $D_{Mvg} = D_{Mgv}$.
- $\rho_g = cste$.

Dans le cas de goutte stagnante, la formulation de modèles simples est possible. Le tableau 5.9 synthétise les deux principaux résultats.

A l'image des développements réalisés pour le nombre de Nusselt, dans le cas de la goutte en mouvement (lorsque la vitesse relative du gaz environnant la goutte est non nulle), le transfert de masse augmente. L'analogie ne s'arrête pas là, puisque les corrélations obtenues pour le nombre de Nusselt sont étendues au nombre de Sherwood en substituant le nombre de Prandtl au nombre de Schmidt:

$$Sc = \frac{\mu_g}{\rho_g D_{Mvg}} \quad (5.76)$$

Modèle diffusif type 1	$Sh = 2$ Seul le mécanisme de diffusion est pris en compte Ce modèle est justifié uniquement si le taux de vaporisation est faible
Modèle diffusif type 2	$Sh = 2 \frac{\ln[1+B_M]}{B_M}$ avec $B_M = \frac{Y_{vI} - Y_{v\infty}}{1 - Y_{vI}}$ et $Y_v = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_a}$ Le flux de vapeur est décomposé en flux diffusif et convectif.

TABLEAU 5.9 – Tableau de synthèse des expressions du nombre de Sherwood pour la goutte stagnante

Ainsi en convection forcée les expressions du modèle diffusif de type 1 ou 2 deviennent:

$$\text{Type 1} \Rightarrow Sh = Sh_0 \quad (5.77)$$

$$\text{Type 2} \Rightarrow Sh = Sh_0 \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \quad (5.78)$$

Sh_0 apparaît donc comme le nombre de Sherwood en l'absence d'écoulement de Stefan.

De nombreuses relations empiriques existent [Clift *et al.* (1978)]. Les relations les plus courantes sont les relations de:

Froessling (valable tant que $Sc < 1$):

$$Sh = 2 + 0.57 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \quad (5.79)$$

La relation de Chiang et Sirignano [Chiang *et al.* (1992)]:

$$Sh = \frac{2 + 0.87 Re_f^{1/2} Sc_l^{1/3}}{[1 + B_M]^{0.7}} \quad (5.80)$$

où l'indice f indique que les grandeurs sont prises dans la région du film.

En supposant que l'on connaisse l'évolution de la température de la goutte au cours du temps il est possible par ailleurs de déterminer le nombre de Nusselt en cours d'évaporation. Cette approche étant difficile à entreprendre, Yao (Yao *et al.* (2003)) propose une analyse basée sur un bilan d'énergie pour une gouttelette en cours d'évaporation en régime permanent. En introduisant Nu_0 le nombre de Nusselt en l'absence de vaporisation Yao montre (Sazhin (2006)):

$$Nu = Nu_0 \frac{\zeta}{e^\zeta - 1} = \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} Nu_0 \quad (5.81)$$

avec

$$\zeta = \frac{Sh}{2} Le \frac{Cp_v}{Cp_g} B_M \quad (5.82)$$

$$Le = \frac{D_M v_g}{D_{Tg}} \quad (5.83)$$

$$B_T = \frac{Cp_l (T_g - T_I)}{L_v} \quad (5.84)$$

5.9.2 Le modèle d'Abranzon et Sirignano

Afin de prendre en compte les effets de transport convectif au voisinage de la surface de la goutte, Abranzon et Sirignano (Abranzon & Sirignano (1989)) ont employé un modèle dit de théorie du "film". Ce modèle s'appuie sur la description au premier ordre de la couche limite thermique d'épaisseur δ_T pour les transferts de chaleur, et d'une couche limite pour les transferts de masse δ_M (figure 5.20). Les transferts de masse et de chaleur s'effectuent à l'intérieur du film dont l'épaisseur dépend des nombre de Nusselt et de Sherwood, ils sont définis tel que la diffusion de masse et la conduction de la chaleur à l'intérieur du film soient égales aux flux réellement échangés par convection ou diffusion entre la goutte et le milieu extérieur. La démarche se fait, en un premier mouvement, en s'intéressant uniquement à l'aspect diffusif du problème, puis en intégrant au travers d'un facteur correctif, Abranzon et Sirignano proposent des expressions des nombres de Nusselt et de Sherwood:

$$Nu = 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T} \quad (5.85)$$

$$F_T = (1 + B_T)^{0.7} \frac{\ln[1 + B_T]}{B_T} \quad (5.86)$$

$$Sh = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M} \quad (5.87)$$

$$F_M = (1 + B_M)^{0.7} \frac{\ln[1 + B_M]}{B_M} \quad (5.88)$$

Le modèle est validé pour¹² $0 < B_M; B_T < 20$ et $1 < Sc; Pr < 3$

D'autres modèles assez proches de celui d'Abranzon et Sirignano existent (exemple le modèle de Yao, Abdel-Khalik et Ghiaasiaan [Yao *et al.* (2003)]). Ils reposent tous sur une description des couches limites autour d'une goutte mais diffèrent dans la description de la sensibilité du nombre de Sherwood par rapport à l'écoulement de Stefan.

5.9.3 Bilan sur l'influence du terme correctif pour prendre en compte l'écoulement autour de la goutte

La figure 5.21 présente pour différents taux d'évaporation (B_M) le rapport Sh/Sh_0 . La représentation graphique met en évidence l'écart entre les différents modèles. Pour les

¹²Pour rappel: $B_T = \frac{Cp_l(T_g - T_I)}{L_v}$ et $B_M = \frac{Y_{vI} - Y_{v\infty}}{1 - Y_{vI}}$ et $Y_v = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_a}$

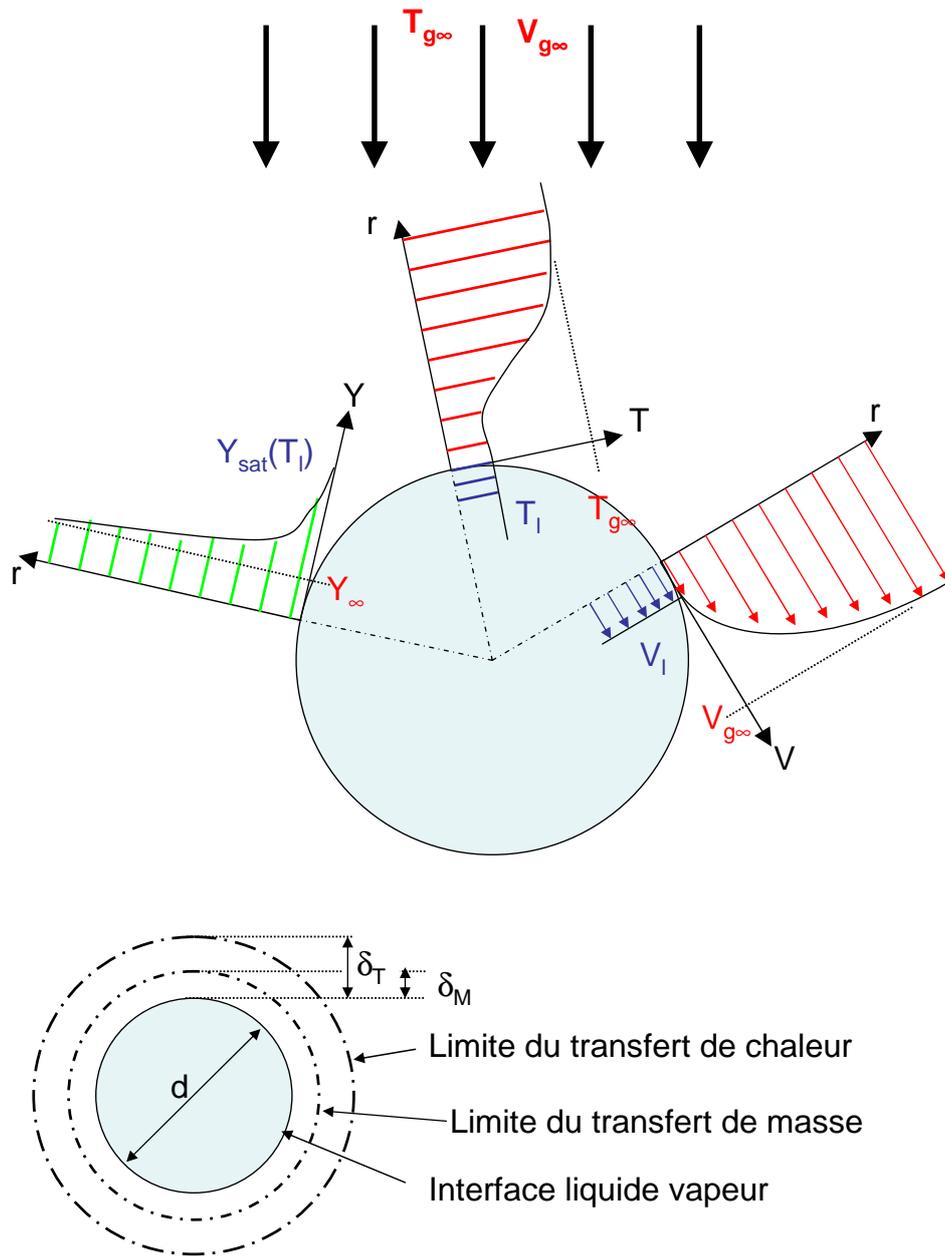


FIGURE 5.20 – Modèle physique d'un écoulement d'air autour d'une goutte: théorie du "film"

faibles taux d'évaporation le rapport Sh/Sh_0 tend vers 1 pour toutes les loi, mais dès que le taux d'évaporation devient supérieur à 0.1, le modèle diffusif de type 2 ainsi que la relation empirique de Chiang et Sirignano se séparent très nettement des solutions obtenues à l'aide du modèle d'Abranzon et Sirignano.

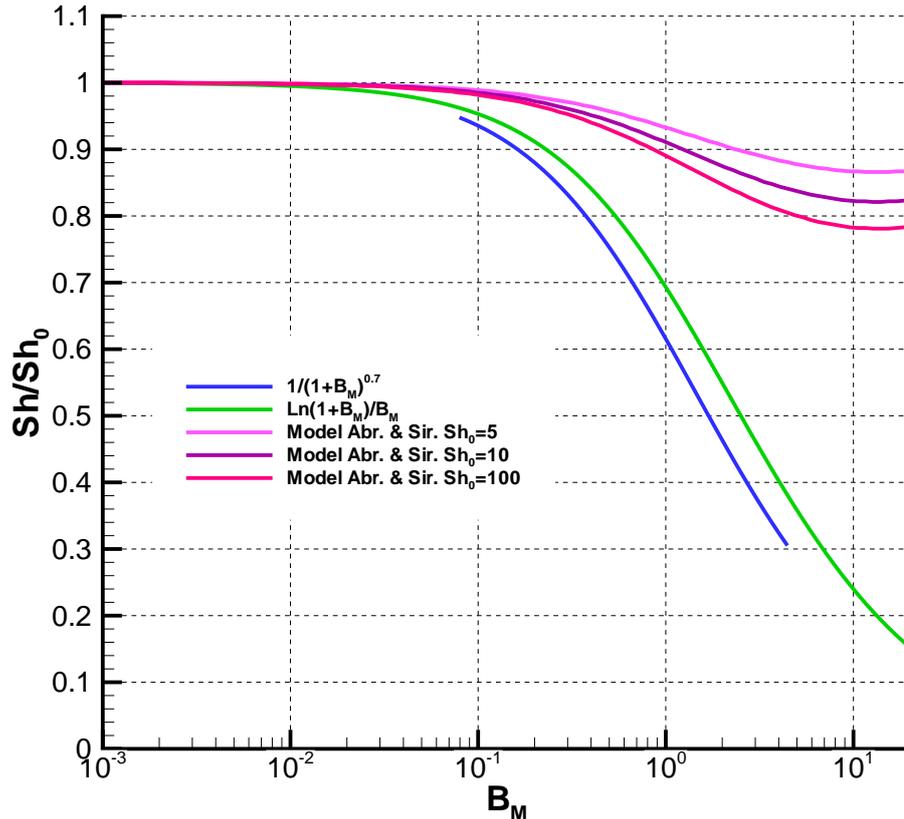


FIGURE 5.21 – Effet de la prise en compte d'un facteur correctif pour l'écoulement autour de la goutte

5.9.4 Effet collectif

L'étude de l'évaporation de gouttes en interaction les unes avec les autres a fait l'objet de nombreux travaux [Chiang & Sirignano (1993), Daïf A. & Sarh (1995) Imaoka & Sirignano (2005) Devarakonda & Ray (2003)]. La plupart de ces travaux s'intéressent à l'interaction d'un nombre limité de gouttelettes. Pour des distances faibles (distance interparticulaire Λ de l'ordre de 2 à 3 diamètres) les modifications de l'écoulement de gaz autour des gouttes a pour conséquence de diminuer considérablement les échanges de masse. Les avis sur la distance limite au delà de laquelle les effets de l'interaction sont encore ressentis semblent être toujours du domaine de la prospective.

5.10 Fragmentation des gouttes

5.10.1 Phénoménologie de la brisure

Pour briser une goutte, il est nécessaire d'exercer une force extérieure qui va la déformer, accroître les contraintes à son interface et la fragmenter. Les contraintes locales exercées par ces forces extérieures peuvent avoir plusieurs origines: le différentiel de vitesse entre les phases entraînant le cisaillement, la turbulence provoquant les fluctuations de pression sur l'interface. Dans un premier temps, nous considérerons une goutte de liquide se déplaçant dans un environnement gazeux à la vitesse $|V_g - V_l|$. Ainsi, une analyse dimensionnelle, identique à celle développée au paragraphe 5.4.3, mettra en évidence les mêmes quatre paramètres adimensionnels.

5.10.1.1 Brisure par cisaillement

La goutte se brise lorsque la pression inertielle est suffisamment forte, c'est à dire lorsque le nombre de Weber dépasse une valeur critique. En première approche, on considère souvent que la brisure est possible dès que la pression de Laplace¹³ $4\sigma/d$ est égale à la pression d'arrêt de l'écoulement $\rho_g |V_g - V_l|^2$, ce qui est équivalent à un nombre de Weber critique de 8. Les mesures minimales de vitesse de brisure conduisent à un Weber critique de 10.5 [Lane (1951)]. Les valeurs couramment retenues sont plutôt de l'ordre de 12 [Pilch & Erdman (1987)]. Pilch & Erdman (1987) décrivent une classification des différents modes de désintégration d'une goutte en fonction du nombre de Weber (figure 5.22).

1. $We < 12$ *vibrational break-up* pour les petites vitesses différentielles, la goutte rentre en résonance et se brise.
2. $12 < We < 50$ *Bag break-up* la goutte s'aplatit et forme un sac résultant d'un gonflement de la goutte. S'en suit un éclatement de la pellicule liquide en nombreuses petites goutelettes.
3. $50 < We < 100$ *Bag and jet break-up* en augmentant les forces d'inertie, la goutte prend la forme d'un sac et crée un jet en son centre et se brise plus tard.
4. $100 < We < 350$ *Sheet stripping* la goutte se déforme en offrant une forme convexe au flux d'air. La goutte se fait épilucher et se brise rapidement.
5. $350 < We$ *Wave crest and catastrophic break-up* au passage d'une onde de choc, des vagues de courtes longueur d'onde et de grande amplitude se forment et sont érodées par le flux d'air.

5.10.1.2 Brisure turbulente

Si une particule de taille d est plongée dans un écoulement turbulent ($Re > 10^4; 10^5$)¹⁴, les forces induites par la turbulence peuvent être supérieures aux forces interfaciales et

¹³Surpression interne de la goutte, voir paragraphe 5.4.3

¹⁴Le nombre de Reynolds est celui de la phase continue

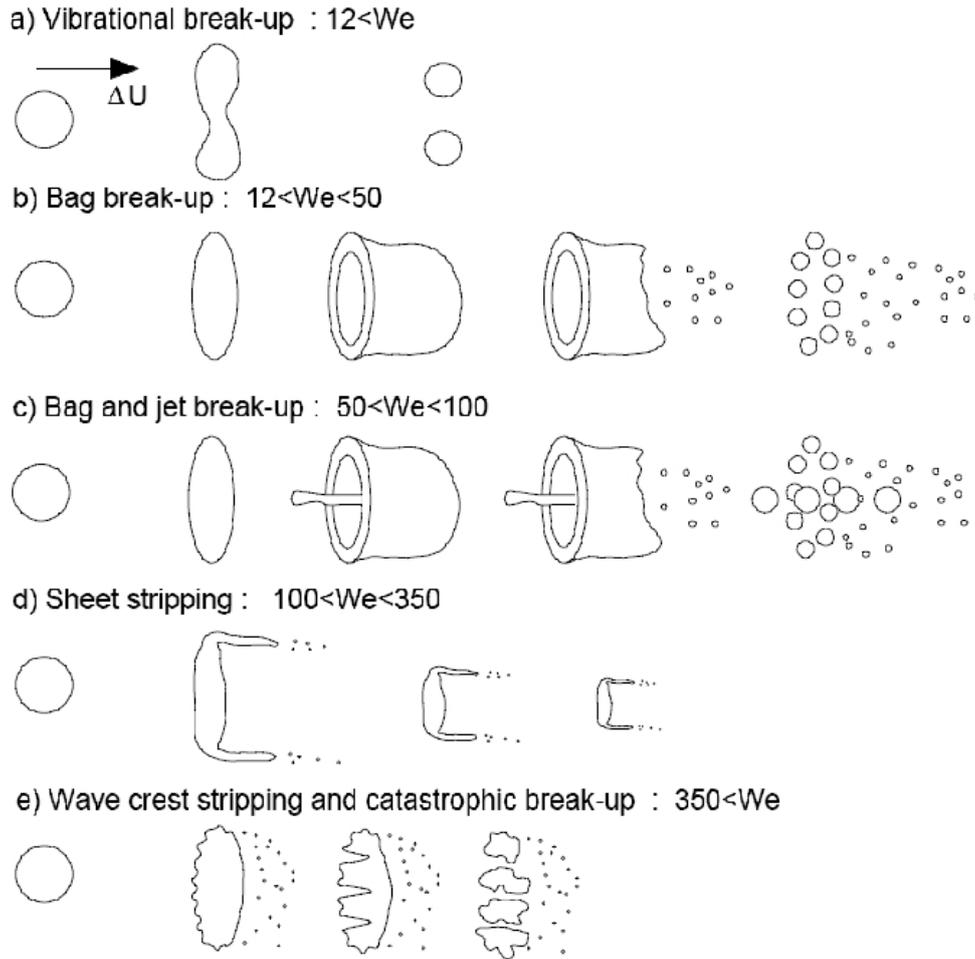


FIGURE 5.22 – Modes de désintégration d’une goutte en fonction du nombre de Weber Pilch & Erdman (1987)

visqueuses qui maintiennent l’intégrité de la goutte [Hinze (1955), Kolmogorov (1949)]. Kolmogorov montre que si la taille des petits tourbillons η (micro-échelles de Kolmogorov) est telle que $d \gg \eta [\nu_l/\nu_g]$ les effets de la viscosité interne deviennent faibles. Le facteur prédominant pour la brisure est la pression dynamique de l’écoulement turbulent dont l’ordre de grandeur est: $\rho_g v_g'^2(d)$ [Lasheras & Hopfinger (2000)]. $v_g'^2(d)$ est la variance de la fluctuation relative de vitesse entre deux points séparés par une distance de l’ordre du diamètre représentatif de la phase dispersée. La théorie de Kolomogorov-Hinze [Hinze (1955)] soumet que seuls les tourbillons de taille égale ou plus petite à la taille des gouttes participent à la brisure. Ainsi la probabilité de brisure est une fonction décroissante du ratio entre l’énergie de surface $\sim \sigma d^2$ et l’énergie disponible pour fragmenter la goutte $\sim \rho_g d^3 v_g'^2(d)$. En supposant de plus que la turbulence est homogène et isotrope et que l’échelle de taille d fait partie du domaine inertiel du spectre d’énergie alors $v_g'^2(d) \sim \epsilon^{2/3} d^{2/3}$ Batchelor (1956) (ϵ est le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente). La probabilité de brisure peut se mettre sous la forme [Galinata *et al.* (2005), Coualoglou &

Tavlarides (1977), Lasheras *et al.* (2002)]:

$$P(d, \epsilon) = C_2 d^{-2/3} \epsilon^{1/3} e^{-\frac{C_1}{We'}} \quad \text{où} \quad We' = \frac{\rho_g v_g'^2(d)}{\sigma/d} \sim \frac{\rho_g (\epsilon d)^{2/3}}{\sigma/d} \quad (5.89)$$

où C_1 et C_2 sont deux constantes déterminées par l'expérience.

Une autre approche de la probabilité de rupture consiste à définir un nombre de Weber critique au delà duquel la brisure est observée. Pour calculer ce nombre de Weber critique Taylor (1934) remarque que les gouttes sont des systèmes vibrants et suggère que le mécanisme de rupture de l'interface est une réponse dynamique liée à la fréquence des fluctuations de pression du milieu environnant. De ce constat, Sevik & Park (1973) proposent une formulation générale du nombre de Weber critique en se basant sur les fréquences propres f_n d'une goutte sphérique:

$$f_n = \sqrt{\frac{n[(n+1)(n-1)(n+2)]\sigma}{2\pi(d/2)^3[(n+1)\rho_l + n\rho_g]}} \quad (5.90)$$

n est un entier (≥ 2) correspondant aux modes propres de la goutte. En identifiant la variance de la fluctuation $v_g'^2(d)$ à $[df_n]^2$ on obtient la formulation du nombre de Weber critique:

$$We'_c = \frac{2\rho_g [df_n]^2}{\sigma/d} \quad (5.91)$$

Les applications numériques montrent que la valeur minimum ($n = 2$) du nombre de Weber critique est inférieure à 0.59 et décroît si le rapport ρ_l/ρ_g augmente. Ce résultat est en accord avec la valeur critique de 0.59 trouvée par Hinze (1955) sur les expériences menées par Clay (1940).

5.10.2 Caractéristiques des gouttes formées

La distribution granulométrique des gouttelettes formées a fait l'objet de divers analyses théoriques, dont celle de Kolmogorov qui a montré que la distribution granulométrique en nombre tend asymptotiquement vers une loi en log-normale à condition de supposer, entre autre, que la probabilité qu'une goutte se fragmente en un nombre donné soit indépendante de la taille de la goutte.

Le diamètre de Sauter des gouttelettes résultant de la désintégration d'une goutte de diamètre d_0 peut être évalué par le modèle proposé par Hsiang et Faeth [Hsiang & Faeth (1992), Hsiang & Faeth (1993)]:

$$d_{32} = d_0 Oh^{1/2} We^{1/4} \quad (5.92)$$

Une autre stratégie, dans le cadre de la caractérisation des gouttes formées, revient à déterminer la taille maximum des gouttes. Pour cela, l'égalité entre le nombre de Weber de la goutte et le nombre de Weber critique suffit. Ainsi dans le cas d'un régime de brisure par turbulence:

$$d_{max} = [We'_c]^{3/5} \left(\frac{\sigma}{\rho_g} \right)^{3/5} \epsilon^{-2/5} \quad (5.93)$$

L'expression du diamètre maximum est obtenue par l'expression du taux de dissipation de l'énergie cinétique ϵ .

De plus, dans le cas d'un régime de brisure par cisaillement l'expression du diamètre maximum d_{max} est:

$$d_{max} = We_c \frac{\sigma}{\rho_g} \frac{1}{|V_g - V_l|^2} \quad (5.94)$$

5.10.3 Temps caractéristique de brisure

Le temps caractéristique de brisure dans le cas de la fragmentation d'une goutte est une approche qui permet de distinguer le mécanisme préférentiel de rupture. Deux temps caractéristiques sont identifiables [Oesterlé (2006)]: le temps nécessaire pour initier la fragmentation τ_i et le temps total de la fragmentation τ_{frag} . Selon Pilch & Erdman (1987) pour une brisure de gouttes reposant sur un mécanisme de cisaillement, ces deux temps sont reliés au temps caractéristique τ^* :

$$\tau^* = \frac{d_0}{|V_g - V_l|} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (5.95)$$

$$\frac{\tau_i}{\tau^*} = 1.9 \frac{1 + 2.2Oh^{1.6}}{(We - 12)^{0.25}} \quad (5.96)$$

$$\frac{\tau_{frag}}{\tau^*} = \frac{6}{(We - 12)^{0.25}} \quad (5.97)$$

Dans le cas d'un brisure reposant sur un mécanisme turbulent Coualoglou & Tavlarides (1977) affirme que le temps caractéristique de fragmentation est proportionnel à $d_0^{2/3} \epsilon^{-1/3}$

$$\tau_{frag} = d_0^{2/3} \epsilon^{-1/3} \quad (5.98)$$

Si le mécanisme de rupture de l'interface est une réponse dynamique liée aux fréquences propres de la goutte sphérique, le temps de fragmentation doit être comparé aux temps caractéristiques des premiers modes propres $1/f_n$ de la goutte.

5.11 Atomisation

5.11.1 Rappel sur l'atomisation d'un jet liquide

Lorsqu'un écoulement liquide passe à travers un orifice, il se forme un jet libre. En fonction de la quantité d'énergie mise en jeu pour forcer l'écoulement et des caractéristiques de l'injecteur et des fluides, différentes situations sont observables. En effet, il existe une compétition entre les forces de cohésion, liées à la tension de surface, et les forces disruptives (oscillations, perturbations) Lin & Kang (1987). Lorsque les conditions sont réunies, ces oscillations peuvent croître et l'écoulement se fragmente en goutte: c'est l'atomisation primaire. Ces gouttes peuvent se fragmenter à nouveau en gouttes plus petites si leur taille dépasse la taille critique: c'est l'atomisation secondaire.

En introduisant le nombre de Reynolds Re_B , basé sur le diamètre de l'injecteur D ($Re_B = \rho_l V_l D / \mu_l$) et le nombre de Weber de l'injecteur ($We_B = \rho_l V_l^2 D / \sigma$), Fritsching [Fritsching (2006a)] distingue plusieurs régimes d'atomisation primaire comme l'illustre la figure 5.23:

1. Si $We_B \sqrt{Re_B} \leq 1.74 \cdot 10^4$, le jet se rompt en gouttes dont le diamètre est proche de celui de l'injecteur (régime de Rayleigh, instabilité variqueuse [1, figure 5.23]).
2. Si $1.74 \cdot 10^4 \leq We_B \sqrt{Re_B} \leq 94 \cdot 10^4$, Pour des nombres de Reynolds plus importants, la formation des gouttes est influencée par les forces aérodynamiques. Une instabilité se développe (Kelvin-Helmholtz) et déstabilise l'interface (régimes aérodynamiques). Cette déstabilisation est dans un premier temps symétrique *first wind induced breakup* [2 figure 5.23], puis devient asymétrique *second wind induced breakup* [3 figure 5.23].
3. Lorsque $94 \cdot 10^4 \leq We_B \sqrt{Re_B}$, le jet s'atomise dès la sortie de l'injecteur (régime d'atomisation [4, figure 5.23]) comme l'illustre la figure 5.24.

De façon générale, dans un spray en régime d'atomisation, deux régions sont caractéristiques (figure 5.24). Vient d'abord au voisinage de la section de sortie, la zone de désintégration et de spray dense, avec un cœur central liquide s'amincissant au fur et à mesure que des gouttelettes en sont arrachées. Vient ensuite la région du Spray dilué où le transport aérodynamique des gouttelettes est prédominant. De très nombreuses corrélations ont été exprimées pour évaluer le diamètre représentatif des gouttes après cette première phase d'atomisation [Lefebvre (1989)]. Si les gouttes formées par le mécanisme d'atomisation primaire sont trop grosses, elles peuvent subir une deuxième fragmentation (atomisation secondaire).

5.11.2 Atomiseurs diphasiques

Les atomiseurs diphasiques (*twin-fluid atomizers*) utilisent un gaz pour atomiser ou assister à l'atomisation de la phase liquide. Plusieurs catégories d'atomiseur sont possibles: *airblast atomizer*, *flashing atomizer*, *effervescent atomizer*.

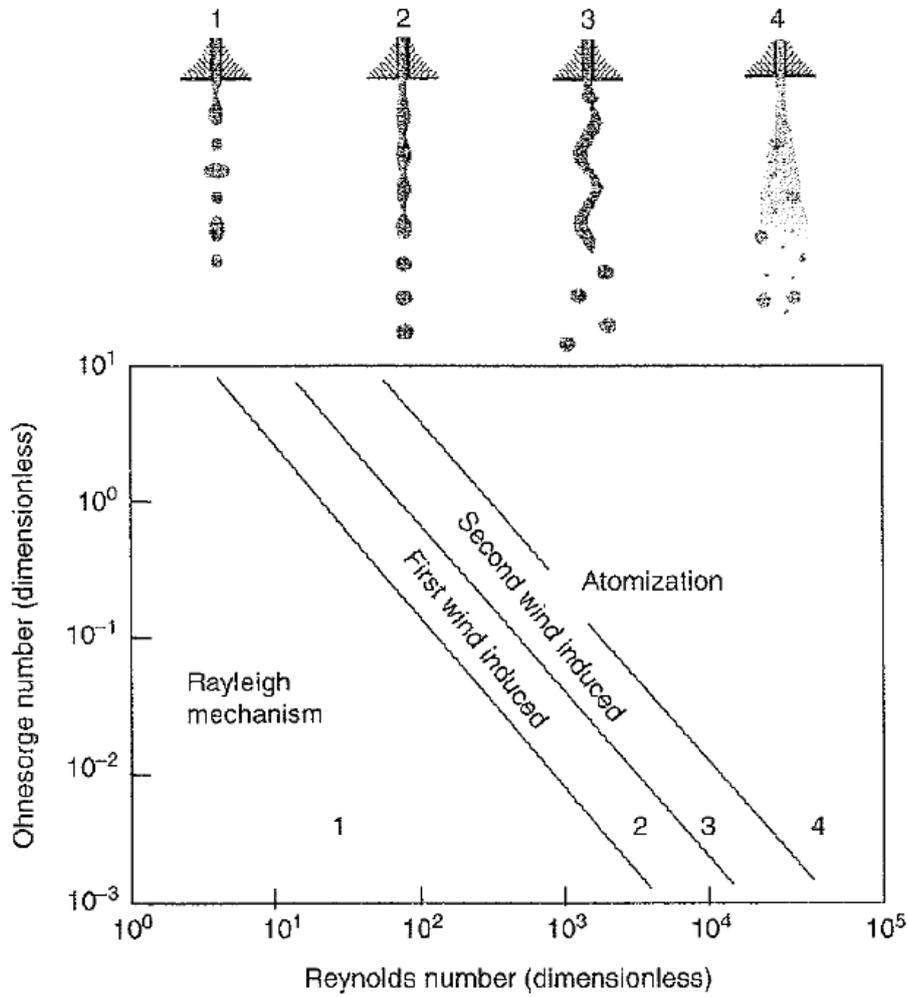


FIGURE 5.23 – Les différents modes d'atomisation primaires d'un jet liquide Fritsching (2006a)

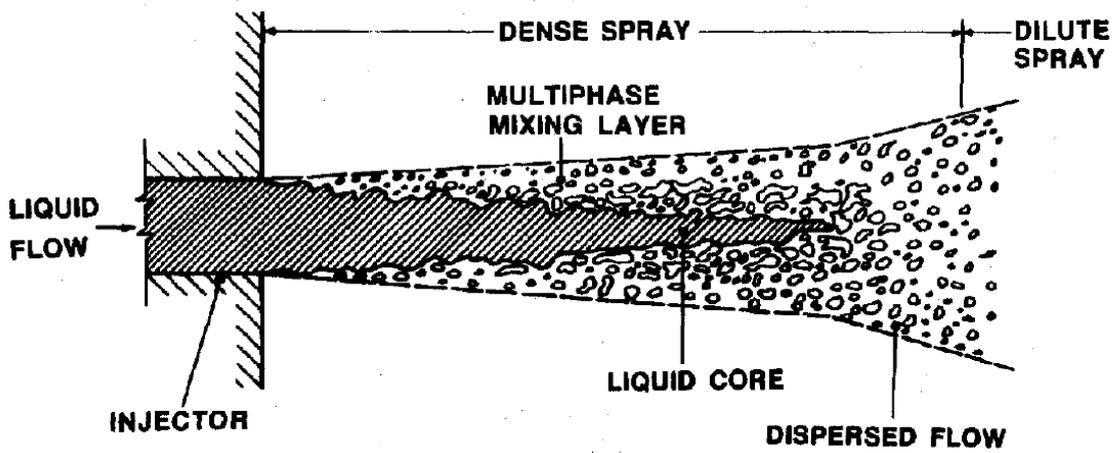
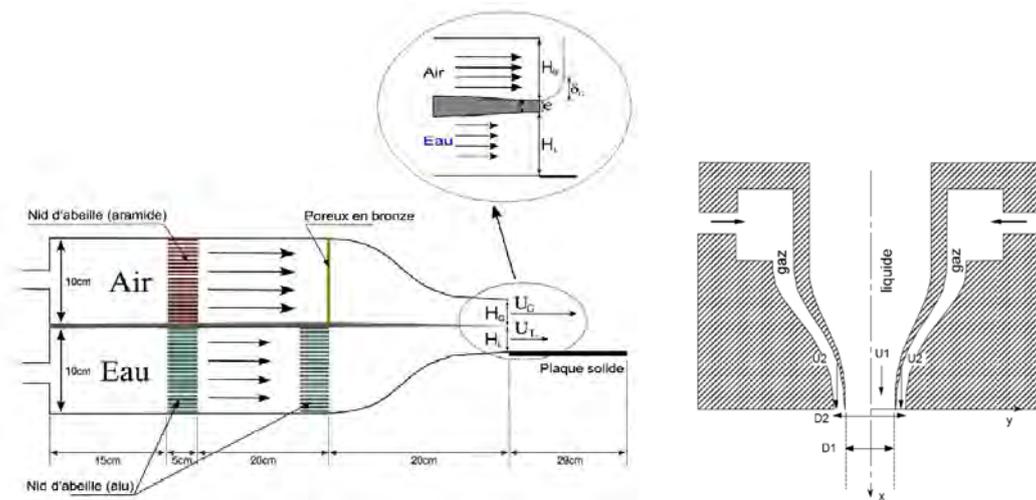


FIGURE 5.24 – Schéma d'un spray en régime d'atomisation Faeth *et al.* (1995)

La première consiste à produire un jet de gaz qui "épluche" le jet liquide. Cette catégorie (*external-mixing*) regroupe toutes les techniques qualifiées d'atomisation assistée (*airblast atomizer*). La figure 5.25 est une illustration de deux technologies mises en œuvre au laboratoire LEGI dans une configuration plane (5.25(a)) ou coaxiale (5.25(b)). Les deux écoulements sont initialement parallèles. Le cisaillement interfacial, consécutif au différentiel de vitesse entre les deux phases, déclenche des instabilités axiales et transverses qui fragmentent le jet liquide (Raynal (1997), Marmottant (2001), Hong (2003), Ben-Rayana (2007)).



(a) Schéma d'une installation d'une couche de mélange diphasique plane Ben-Rayana (2007) (b) Schéma d'un injecteur coaxial Marmottant (2001)

FIGURE 5.25 – Illustration de différentes technologies d'atomisation assistée

La deuxième technique repose sur la vaporisation partielle d'un liquide suite à dépressurisation rapide. Cette technique porte le nom de *flash atomization*. La figure 5.26 illustre une expérience de flashing (Attou & Seynhaeve (1999)). Dans un réservoir amont de grande dimension est stocké un liquide sous pression. Ce réservoir est mis en communication avec une cuve avale maintenue à une pression inférieure à la pression de vapeur saturante du liquide. En régime établi, le fluide transitant d'une cuve à l'autre voit donc sa pression diminuer et passer en dessous de la pression de vapeur saturante. On assiste à l'apparition de bulles de vapeur qui confèrent à l'écoulement un caractère diphasique et compressible. La proportion de gaz croissant, l'écoulement change de configuration et passe d'un écoulement à bulles à un écoulement à gouttes. Les inconvénients de cette technique est qu'elle nécessite un fluide dont les propriétés thermodynamiques (changement de phase entre autre) soient compatibles avec les gammes de température et de pression rencontrées. Cette technique possède donc une gamme de fonctionnement réduite.

La dernière technique exposée consiste à réaliser un prémélange de liquide et de gaz et à le détendre au travers d'un orifice (*internal-mixing*) [Sovani *et al.* (2001b)]. Ces atomiseurs portaient le nom d'atomiseur à liquide aéré *aerated liquid atomizer* et sont maintenant plus

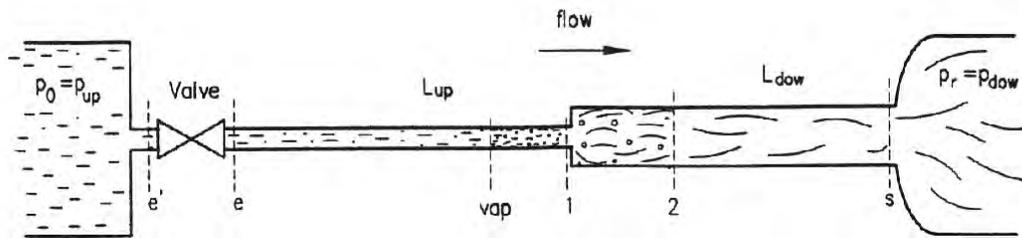


FIGURE 5.26 – Illustration d’une expérience de flashing Attou & Seynhaeve (1999)

communément nommés atomiseurs effervescents (*effervescent atomizer*).

Ils sont constitués d’une chambre de mélange à l’intérieur de laquelle un gaz et un liquide sont mélangés. Le mélange est ensuite éjecté soit par un simple orifice (trou dans une paroi) ou dans une tuyère (convergent suivi d’un divergent). De très nombreuses solutions technologiques sont envisageables à ce stade pour la réalisation de ces pièces et nous ne rentrerons pas volontairement dans la description détaillée de chacune d’elle.

A titre d’exemple: la figure 5.27 est une illustration de différents concepts d’atomiseurs effervescents. Deux situations sont à considérer, soit l’alimentation en gaz est axiale (en anglais: *Inside-out*) (figures: 5.27(a), 5.27(b), 5.27(d), 5.27(e) et 5.27(e)), soit l’alimentation est radiale (en anglais: *Outside-in*) (figure: 5.27(c)). L’une des différences fondamentales des techniques effervescentes par rapport aux techniques d’atomisation assistée est l’injection à très basse vitesse du gaz servant à l’atomisation dans le liquide. L’intérêt de cette technique a déjà été prouvé car elle apporte un certain nombre d’avantages par rapport aux techniques classiques [Sovani *et al.* (2001b)]:

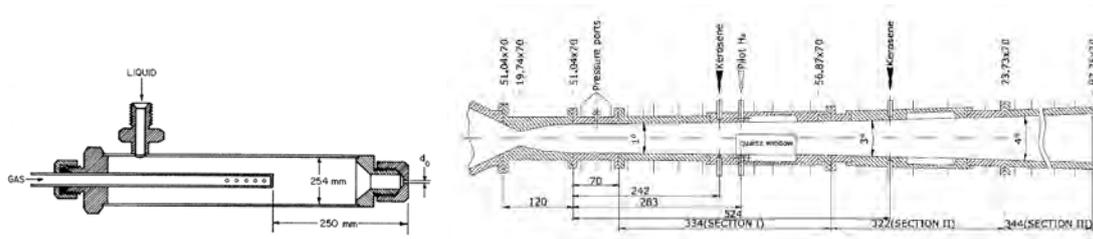
- Pour obtenir une bonne atomisation, les atomiseurs effervescents requièrent une pression d’utilisation beaucoup plus basse que les autres atomiseurs.
- Pour un pression donnée, les gouttes obtenues sont plus petites que celles produites par des atomiseurs conventionnels.
- La quantité de gaz nécessaire pour l’atomisation est plus faible que dans le cas des procédés à atomisation assistée.
- A pression équivalente la portée des jets issus des atomiseurs effervescents est largement supérieure à celles obtenues traditionnellement.
- A débit équivalent, le diamètre des orifices est nettement supérieur à celui des techniques classiques d’atomisation de jet.
- Dans les applications de combustion, la stoechiométrie de la réaction peut être parfaitement contrôlée et conduit à une réduction de l’émission de polluant.
- La conception des atomiseurs est simple et n’exige pas une grande précision de fabrication.

Le principal inconvénient de l’atomisation effervescente par rapport à l’atomisation de jet liquide sous pression est de nécessiter le recours à une source de gaz sous pression (bou-

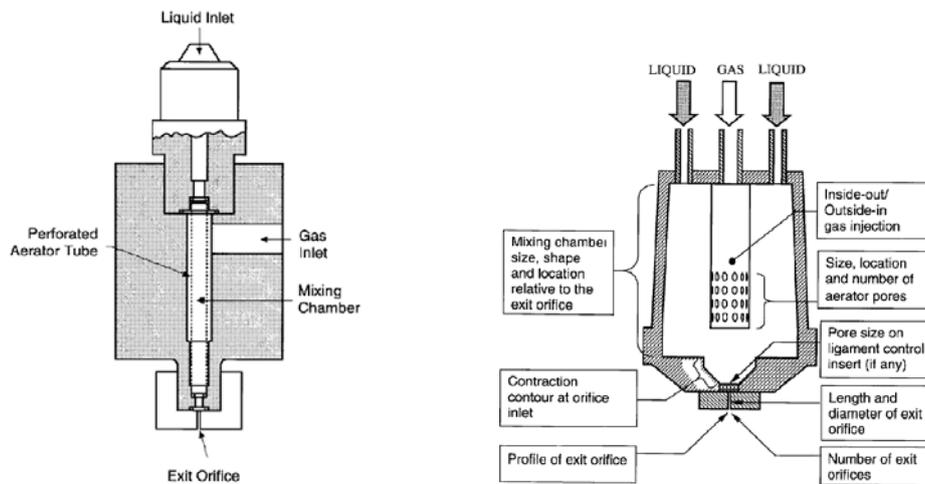
teilles ou compresseurs) qui peut selon le cas être un handicap majeur d'un point de vue du coût des consommables.

5.12 Bilan

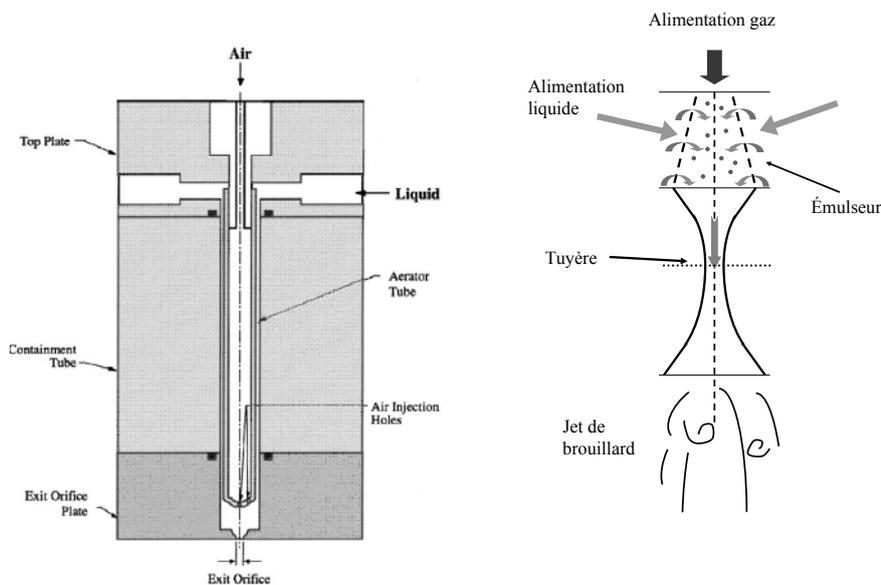
Ce chapitre dresse un état des lieux d'un ensemble de modèles "classiques" développés dans un contexte tout autre que celui des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard. L'étape suivante consiste à sélectionner et adapter les modèles les plus appropriés à la situation particulière de nos tuyères: atomisation effervescente en tuyère accélératrice. A titre d'exemple les modèles de transfert (de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) dédiés au cas d'une goutte isolée seront transposés à une population dense de goutte.



(a) Schéma de principe d'un atomiseur (b) Description schématique d'un atomiseur hydrogène kerosene Yu *et al.* (2005) Lefebvre *et al.* (1988)



(c) Injecteur Diesel effervescent Sovani *et al.* (2001a) (d) Description d'un atomiseur effervescent Outside-in Sovani *et al.* (2001b)



(e) Description d'un atomiseur effervescent Inside-out Sovani *et al.* (2001b) (f) Concept de la Tuyère à Jet de Brouillard

FIGURE 5.27 – Illustration des différentes solutions technologiques pour la conception d'un atomiseur effervescent

Deuxième partie

Détente d'écoulement diphasique et Atomisation en Tuyère

L'objectif de ce chapitre est de décrire les caractéristiques physiques de l'écoulement en tuyère. Historiquement, les premières modélisations des écoulements diphasiques se sont intéressées aux écoulements diphasiques en conduite, en raison de leurs nombreuses applications: génie chimique, génie nucléaire, extraction et transport du pétrole... Les enjeux sont à la fois multiples et variés car la nature diphasique de l'écoulement peut-être souhaitée pour réaliser des transferts de masse, de quantité de mouvement, d'énergie, ou subie lorsque la pression passe accidentellement en dessous de la pression de vapeur saturante. Celle-ci s'accompagne d'une dégradation des performances des machines tournantes (turbine, pompe), ou plus dangereusement conduit au dysfonctionnement des organes de sécurité [Lemaire (1999), Selmer-Olsen (1991)] en bloquant les débits.

Une approche phénoménologique est tout d'abord entreprise. Puis, en s'appuyant largement sur les travaux de la littérature, des modèles décrivant l'évolution de l'écoulement dans la tuyère ont été développés et encodés. Deux types de modèles se distinguent: le modèle homogène, dont le but est de déterminer les dimensions principales des tuyères et le modèle dispersé, dont l'ambition est d'apporter d'une part une aide à la conception optimisée des tuyères, et d'autre part une aide à la compréhension des mécanismes mis en œuvre.

Chapitre 6

Détente d'un écoulement diphasique en tuyère

6.1 Phénoménologie

La modélisation de l'écoulement diphasique interne à la tuyère a pour objectif central d'identifier et d'analyser les principaux mécanismes intervenant au cours de la détente accélératrice. L'objectif complémentaire est de proposer des géométries optimisées et de prédire les caractéristiques de fonctionnement des tuyères.

Le contexte physique de cette modélisation est extrêmement sévère. En effet, sur une courte distance (~ 10 cm), l'écoulement est soumis à un fort gradient de pression (~ 60 bars/m) qui résulte en une forte expansion volumique du gaz et une forte accélération. Typiquement, les conditions d'entrée (conditions génératrices) sont en moyenne dans une gamme de pression de 5 à 8 bars, à des vitesses faibles (quelques mètres par seconde) et dans des configurations allant de l'écoulement à bulles, à l'écoulement annulaire à gouttes.

Dans les conditions de sortie, l'écoulement est à une pression de l'ordre de la pression atmosphérique ambiante et à une vitesse de 50 à 150 m/s. Si le titre massique de gaz¹ reste inchangé (en l'absence de miscibilité entre les phases liquide et gaz), le titre volumique s'est lui considérablement accru jusqu'à atteindre 90 à 99%.

Le fort gradient de pression et de vitesse débitante (~ 1000 m.s-1/m) conduit inévitablement au découplage entre la phase liquide (grande inertie) et la phase gazeuse (faible inertie). Il en résulte un glissement interfacial qui est un mécanisme clef dans le fractionnement de la phase liquide en micro gouttelettes. L'expérience et les simulations montrent de plus que la granulométrie dépend des conditions d'entrée dans la tuyère.

¹Pour rappel, le titre massique en gaz X_m est défini par la relation: $X_m = \dot{m}_g / (\dot{m}_l + \dot{m}_g)$

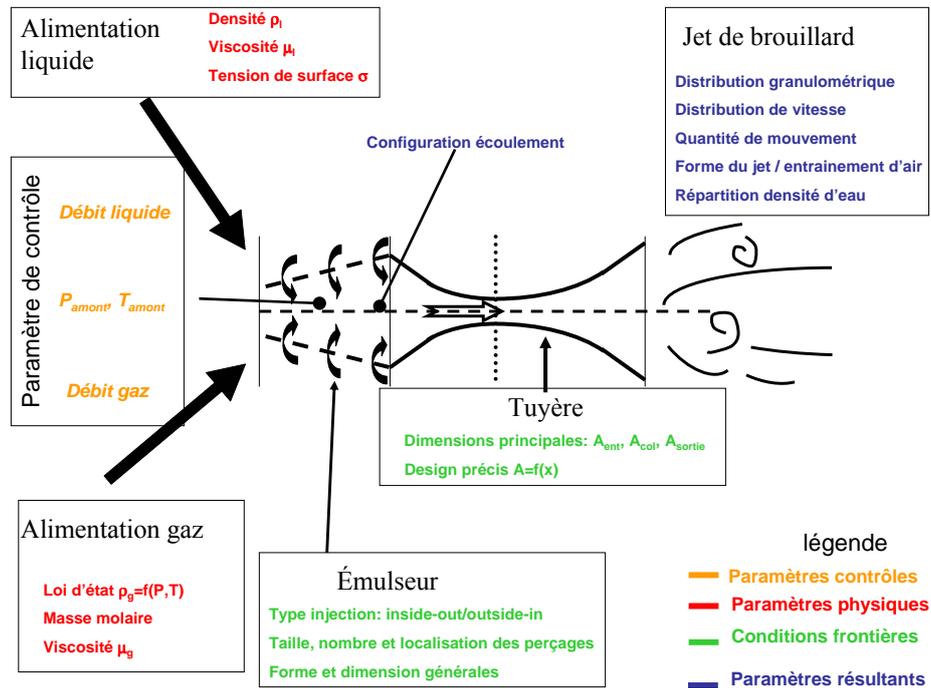


FIGURE 6.1 – Représentation symbolique des différents paramètres retenus comme pertinents pour étudier l'écoulement dans la Tuyère et dans le Jet.

L'écoulement diphasique modélisé combine la grande compressibilité du gaz avec la grande masse volumique du liquide. En conséquence, si l'on construit la vitesse caractéristique (c) appelée vitesse du son dans les écoulements monophasiques, celle-ci présente des valeurs (typiquement quelques dizaines de m/s) qui sont beaucoup plus faibles que celles attendues en sortie de tuyère. Ainsi la tuyère présente un col (minimum de section) qui est le lieu possible pour atteindre les conditions critiques (ou soniques) qui permettent de poursuivre la détente dans la section divergente, dans laquelle, alors, la pression diminue et la vitesse augmente. Ce comportement étant analogue à celui d'un écoulement de gaz compressible dans une tuyère De Laval, Candel (2001).

La suite de ce chapitre a pour vocation de rappeler la détente en tuyère d'un écoulement monophasique (gaz seul) et d'exposer les spécificités de la détente des écoulements diphasiques. Chacune de ces détentes est abordée en combinant le point de vue du mécanicien des fluides et celui du thermodynamicien.

6.2 Le point de vue du mécanicien des fluides

Les écoulements dans les tuyères ont fait l'objet d'études approfondies (Chassaing (2000a)). Au premier ordre la propriété qui confère aux écoulements tout leur intérêt est

leur compressibilité. Cette propriété est soit intrinsèque à l'écoulement (par exemple les gaz, un écoulement diphasique prémélangé) soit acquise suite à un changement des conditions de température et de pression (par exemple vaporisation partielle d'un liquide suite à dépressurisation rapide [Flashing voir paragraphe:5.11.2]).

La compressibilité d'un écoulement diphasique confère à celui-ci des propriétés qui sont semblables à celle des écoulements de gaz en tuyère De Laval. Ainsi, les comportements sonique et de blocage de débit rencontrés dans les tuyères De Laval, se retrouvent dans le cas des écoulements diphasiques. De nombreuses études et expériences [Selmer-Olsen (1991), Lemonnier & Selmer-Olsen (1992), Lemaire (1999), Ho-Kee-King (1996)] sur le blocage de débit en écoulement diphasique ont confirmé l'analogie.

6.2.1 La Tuyère De Laval

La tuyère dite De Laval est un conduit rectiligne à section variable constitué d'un convergent et d'un divergent (figure 6.2). Cette géométrie présente donc un minimum de section: le *col* et peut être le siège de différentes configurations d'écoulement. Le paragraphe qui suit rappelle les 6 cas possibles. On supposera que la P_{amont} est fixe et la pression de sortie P_{sortie} est ajustable. Les figures 6.2 et 6.3 illustrent les différents profils de pression, de Mach dans la tuyères et le blocage débit. La description phénoménologique conduirait au même résultat en inversant les rôles de P_{amont} et P_{sortie} .

1. $P_{amont} = P_{sortie}$ Il n'y a pas d'écoulement, car pas de terme moteur.
2. $P_{amont} > P_{sortie} \geq P_{sortie 1}$ Le fluide se déplace de l'amont vers l'aval de la tuyère. Le profil de pression présente une décroissance dans le convergent (accélération du fluide) puis une croissance dans le divergent (décélération du fluide). Le débit masse croît au fur et à mesure que le différentiel de pression $P_{amont} - P_{sortie}$ croît. Les écoulements sont en tout point de la tuyère subsoniques sauf pour le cas limite où $P_{sortie} = P_{sortie 1}$ qui constitue la dernière solution pleinement subsonique.
3. $P_{sortie 1} > P_{sortie} \geq P_{sortie 2}$ En diminuant la pression en dessous de la pression $P_{sortie 1}$, le profil de pression dans le convergent ne change pas jusqu'au col qui est sonique (débit critique). Nous sommes dans un situation de blocage du débit. Par application de la relation d'Hugoniot, une région supersonique apparaît en aval du col. Afin de raccorder le profil supersonique à la pression de sortie, un choc normal se produit dans le divergent à une abscisse donnée x_{choc} . Cette abscisse coïncide avec la section de sortie dans le cas limite où $P_{sortie} = P_{sortie 2}$.
4. $P_{sortie 2} > P_{sortie} > P_{sortie 3}$ A partir de ce stade le profil de pression est invariant dans la tuyère: l'écoulement dans la tuyère est pleinement supersonique. La recompression de l'écoulement a lieu en dehors de la tuyère au travers d'un ou plusieurs chocs obliques.

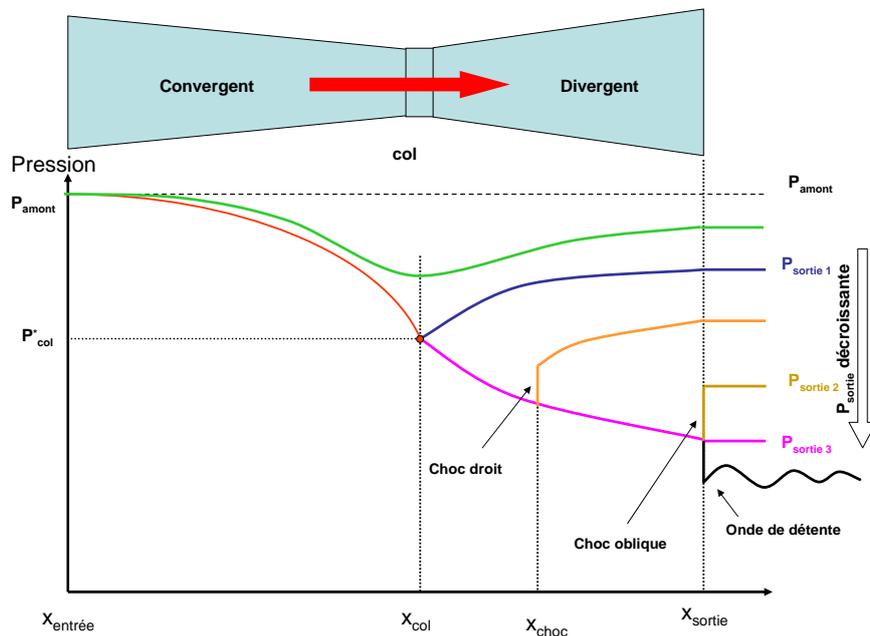


FIGURE 6.2 – Profils de pression dans une tuyère De Laval convergente divergente pour une pression amont donnée et plusieurs cas de pression aval

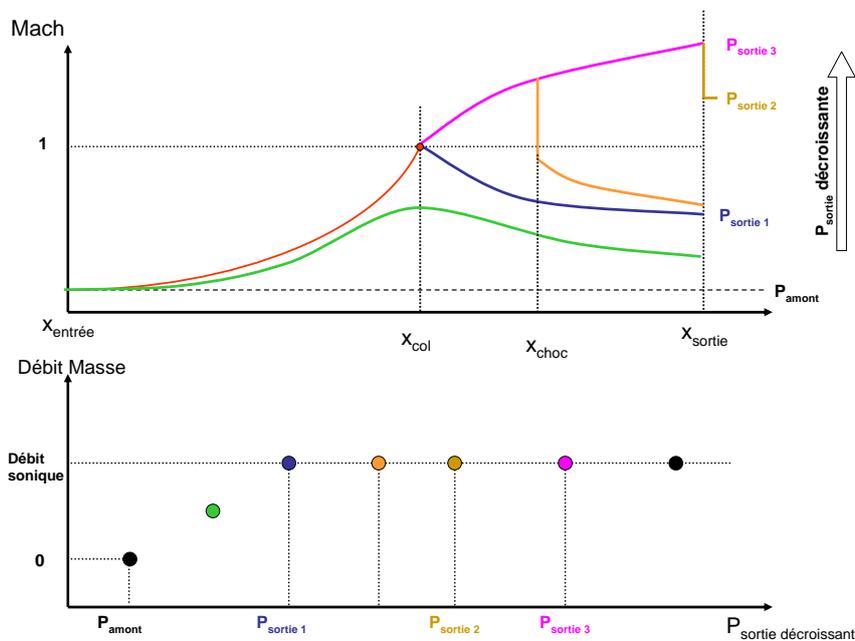


FIGURE 6.3 – Profils de nombre de Mach dans une tuyère De Laval convergente divergente pour une pression amont donnée et plusieurs profils de pression aval ainsi que le débit massique en fonction de la pression de sortie pour une pression amont fixée.

5. $P_{sortie} = P_{sortie3}$ L'écoulement est dit adapté, et l'écoulement en sortie de tuyère forme un jet supersonique.
6. $P_{sortie3} > P_{sortie}$ Dans ce cas la pression statique est inférieure à la pression au niveau de la section de sortie de la tuyère. L'adaptation en pression se fait par une détente qui forme un système d'onde sur le frontière du jet libre.

6.2.2 Vitesse du son dans un écoulement diphasique

Dans cette section, nous supposons afin de faciliter l'approche, que le mélange diphasique se comporte comme un fluide monophasique ayant des propriétés particulières: celui de l'écoulement homogène.

Par définition, l'expression de la vitesse du son c est:

$$c^2 = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_s \quad (6.1)$$

Pour expliciter l'expression de la vitesse du son, il faut se donner une loi constitutive pour la masse volumique de l'écoulement. De nombreuses lois ont été énoncées, sans pour autant apporter une réponse universelle [Hetsroni (1982)]. Pour rester cohérent avec les autres lois constitutives de l'écoulement nous choisissons d'exprimer les grandeurs massiques équivalentes de l'écoulement diphasique comme la somme de la fraction massique des grandeurs massiques constituant l'écoulement². Ainsi:

$$\frac{1}{\rho_{2\varphi}} = \frac{X_m}{\rho_g} + \frac{1 - X_m}{\rho_l} \quad (6.2)$$

$$Cp_{2\varphi} = X_m Cp_g + (1 - X_m) Cl \quad (6.3)$$

$$Cv_{2\varphi} = X_m Cv_g + (1 - X_m) Cl \quad (6.4)$$

où l'indice 2φ précise que la grandeur est relative à l'écoulement diphasique, Cp ($/Cv$) la capacité calorifique massique à pression constante ($/$ à volume constant). La relation 6.2 traduit les variations de la masse volumique par rapport aux variations de pression à entropie constante. La phase gazeuse est considérée comme un gaz parfait³ $\rho_g = P/(rT)$. Pour le liquide, le coefficient β de compressibilité est introduit de telle manière que $d\rho_l/\rho_l = \beta \cdot dP$ ($\beta \sim 5 \cdot 10^{-10} m^2/N$ pour l'eau). Les températures des deux phases sont prises égales en considérant que les échanges thermiques entre les phases sont idéaux.

L'état thermodynamique du système peut être décrit par deux variables thermodynamiques l'énergie interne e et l'entropie s . L'expression des identités remarquables de la thermodynamique peut se mettre sous la forme:

²Nous sommes dans la situation idéalisée où la phase liquide et la phase gazeuse vont à la même vitesse cf. Modèle Homogène

³Pour rappel: r est la constante massique du gaz parfait considéré

$$de = C v_{2\varphi} dT + (l - P) d(1/\rho_{2\varphi}) \quad (6.5)$$

$$ds = \frac{C v_{2\varphi}}{T} dT + \frac{l}{T} d(1/\rho_{2\varphi}) \quad (6.6)$$

où l est un coefficient calorimétrique défini par l'expression: $l = T (\partial P / \partial T)_{1/\rho}$. Sous ces hypothèses il est possible de donner une expression explicite de la vitesse du son dans un écoulement diphasique:

$$c^2 = \left. \frac{dP}{d\rho} \right)_s = \frac{1}{\rho_{2\varphi}^2 \left[\frac{X_m}{P\rho_g} + \frac{(1-X_m)\beta}{\rho_l} \right]} + \frac{X_m}{T C v_{2\varphi} \rho_g^2 \rho_{2\varphi}^2 \left[\frac{X_m}{P\rho_g} + \frac{(1-X_m)\beta}{\rho_l} \right]^2} \quad (6.7)$$

lorsque X_m tend vers 0 c tend vers $1/\sqrt{\rho_l\beta}$

lorsque X_m tend vers 1 c tend vers $\sqrt{\gamma r T}$

La figure 6.4 représente la vitesse du son en fonction du titre massique. La figure est

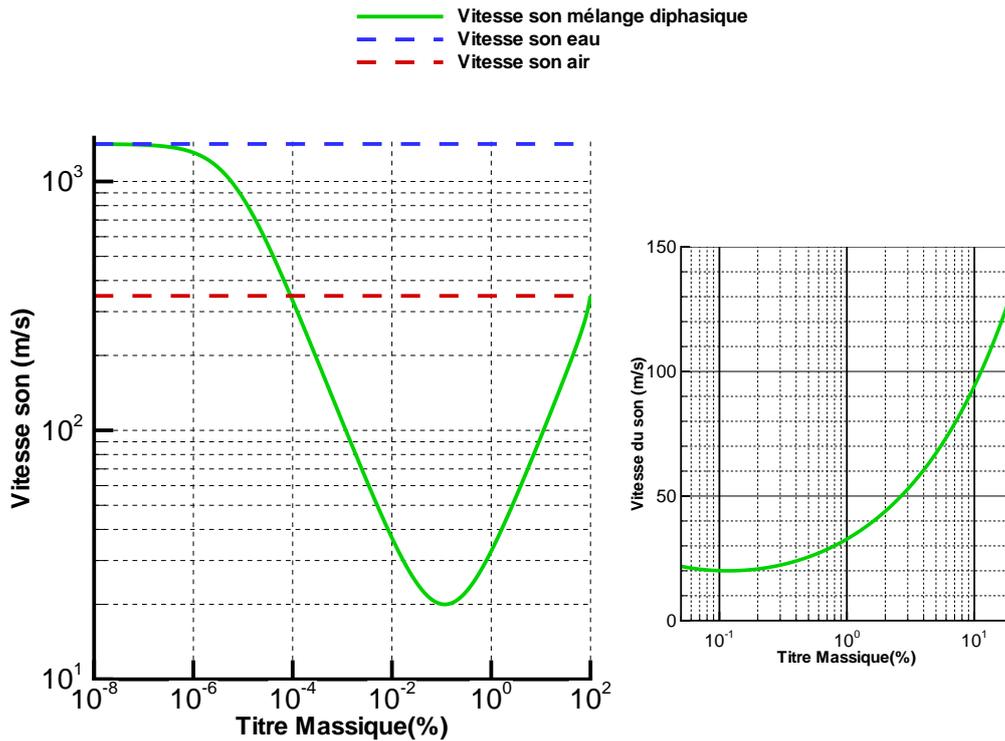


FIGURE 6.4 – Vitesse du son dans un écoulement diphasique ($P=1$ bar, $T=20^\circ\text{C}$)

décomposée en deux, la figure de gauche est une représentation log-log pour des titres massiques compris entre $10^{-8}\%$ et 100% , tandis que la figure de droite est un agrandisse-

ment dans la zone pertinente pour notre application des titres massiques en gaz ($10^{-1}\%$ à 10%). A cette figure est associée la figure 6.5 qui représente, en fonction du titre massique, l'évolution de la compressibilité χ_T et le rapport de densité $\rho_{2\varphi}/\rho_l$.

$$\chi_T = -\rho_{2\varphi} \left(\frac{\partial 1/\rho_{2\varphi}}{\partial P} \right)_T \quad (6.8)$$

Trois situations sont représentées sur le graphique 6.4: la vitesse du son dans l'eau pure (trait pointillé bleu), la vitesse du son dans l'air (trait pointillé rouge) et la vitesse du son dans un écoulement diphasique. Lorsque le titre massique tend vers zéro, la vitesse du son dans l'écoulement diphasique tend bien vers la vitesse du son dans l'eau seule. Dès que le titre massique en gaz dépasse $10^{-6}\%$, les effets de la compressibilité du gaz se font sentir et la vitesse du son chute très rapidement pour atteindre un minimum $\sim 20 \text{ m/s}$ pour un titre assez faible: $\sim 10^{-1}\%$. l'écoulement se comporte à la fois comme un écoulement extrêmement dense (99.9% de sa masse est de l'eau) et néanmoins très compressible (figure: 6.5). Au delà de cette valeur critique, si le titre massique continue à croître, la vitesse du son dans l'écoulement diphasique commence à croître pour finir par tendre, par valeur inférieure, vers la vitesse du son dans l'air. La figure 6.5 montre qu'aux titres en gaz élevés l'écoulement voit sa densité diminuer et reste évidemment très compressible.

Pour résumer: quatre domaines sont ainsi mis en évidence:

1. Pour un titre massique inférieur à $10^{-6}\%$, l'écoulement diphasique se comporte comme l'eau pure. La vitesse du son dans l'écoulement diphasique est de l'ordre de $1/\sqrt{\rho_l \beta}$.
2. Pour un titre massique compris entre $10^{-6}\%$ et $10^{-2}\%$, l'écoulement diphasique conserve typiquement la densité du liquide, mais devient très compressible.
3. Pour un titre massique compris entre $10^{-2}\%$ et 1% , c'est une zone de transition où la compressibilité de l'écoulement diphasique croît en même temps que sa densité diminue. La vitesse du son passe par un minimum du à la combinaison de sa grande compressibilité et sa forte densité.
4. Pour un titre massique supérieur à 1% , l'écoulement diphasique a atteint la compressibilité du gaz et sa densité continue à diminuer pour tendre vers celle du gaz. La vitesse du son tend vers $\sqrt{\gamma r T}$.

6.3 Approche thermodynamique de la détente

6.3.1 Bilan d'énergie chaleur

La figure 6.6 illustre dans un diagramme entropique différents chemins thermodynamiques de la détente d'un écoulement monophasique (type gaz parfait). Deux cas caractéristiques sont discernables: la détente isentropique (indiqué *is* - typique des détentes

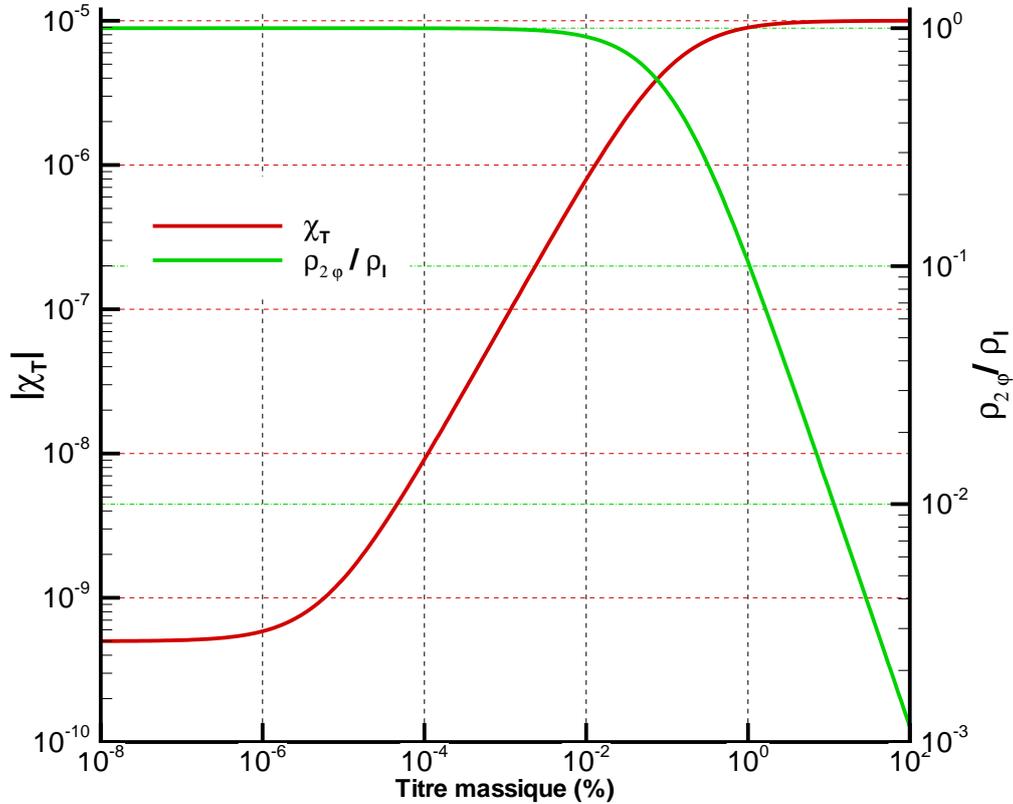


FIGURE 6.5 – Compressibilité et densité de l'écoulement diphasique

réversibles adiabatiques) et la détente isotherme (indiqué *it* - typique des détentes parfaitement réchauffées). Le tableau 6.1 rappelle⁴ les températures en fin de détentes ainsi que le travail cédé par le fluide⁵.

Dans le cas d'un écoulement diphasique (gaz-liquide), l'échange de chaleur entre les phases ainsi que leur capacité thermique doivent être pris en compte. En effet, le gaz échange de la chaleur avec le liquide. Ainsi la détente du gaz n'est pas adiabatique. Elle évolue suivant la proportion massique de gaz et de liquide entre la détente adiabatique et isotherme. Pour préciser cela un bilan de puissance thermique global peut être écrit:

$$\underbrace{\dot{m}_g q_e}_a + \underbrace{\dot{m}_l C_l [T_{l2} - T_{l1}]}_b = 0 \quad (6.9)$$

⁴Rappel en annexe J

⁵On notera au passage que le travail de détente fourni au cours d'une détente isotherme est supérieure au travail d'une détente adiabatique

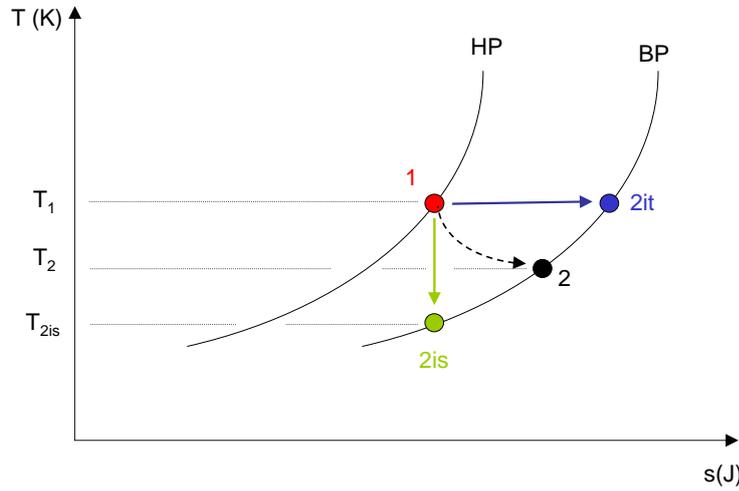


FIGURE 6.6 – Représentation dans un diagramme Entropique des différentes détente possibles

	Température	Travail de transvasement
Isotherme $\frac{P}{\rho} = cste$	$T_{2it} = T_1$	$\delta\omega_{it} = \frac{dP}{\rho} = rT \frac{dP}{P}$
Adiabatique $\frac{P}{\rho^\gamma} = cste$	$T_{2is} = T_1 \cdot \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$	$\delta\omega_{is} = Cp \cdot dT$

TABEAU 6.1 – Caractéristiques thermodynamiques des détente d'un gaz parfait

Nous supposons, à ce stade, que l'état de l'écoulement est décrit par une pression P et deux températures respectivement T_g pour le gaz et T_l pour le liquide. Les indices 1 et 2 correspondant à l'état initial et final de la détente (On pose en outre que $T_{l1} = T_{g1}$). Les termes a et b sont les puissances thermiques respectivement reçues ou cédées par la phase gazeuse et par la phase liquide. Plusieurs scénarios sont possibles:

1. La détente se réalise sans échange de chaleur entre les phases.

En d'autres termes la phase gazeuse se détend de manière adiabatique et la phase

liquide de manière isotherme. Ainsi⁶:

$$T_{l2} \approx T_{l1} \quad (6.10)$$

$$T_{g2} = T_{g1} \cdot \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad (6.11)$$

Hormis la situation où le titre massique en gaz tend vers l'unité, cette détente conduit à un paradoxe, puisque les deux phases se retrouvent dans un déséquilibre thermique important.

2. La détente se réalise avec un échange de chaleur entre les phases.

Dans cette situation, nous idéalisons la détente du gaz par une transformation polytropique permettant de passer de l'état initial 1 à l'état final 2 en suivant un loi de comportement polytropique $P/\rho^k = \text{cste}$ (avec k le coefficient de polytropie et $k \leq \gamma$). Le bilan de puissance thermique⁷ permet donc d'écrire que si:

$k = 1$ (détente isotherme)

$$T_{l2} - T_{l1} = -\frac{X_m}{1 - X_m} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Cp_g}{Cl} T_{g1} \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (6.12)$$

$$T_{g2} = T_{g1} \quad (6.13)$$

$k \neq 1$

$$T_{l2} - T_{l1} = -\frac{X_m}{1 - X_m} \frac{Cp_g}{Cl} \left(1 - \frac{k/(k-1)}{\gamma/(\gamma-1)} \right) T_{g1} \left[\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} - 1 \right] \quad (6.14)$$

$$T_{g2} = T_{g1} \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} \quad (6.15)$$

On remarquera que si k tend vers γ le scénario numéro deux tend bien vers le scénario numéro un (détente sans échange de chaleur entre les phases). Le scénario numéro deux constitue ainsi une généralisation des différentes détentes possibles.

⁶on suppose la réversibilité de la transformation pour la phase gazeuse

⁷En introduisant le rendement polytropique η_{pol} de la détente, c'est à dire la grandeur décrivant l'écart de la détente suivant un parcours polytropique par rapport à la détente adiabatique $\eta_{pol} = \frac{\gamma/(\gamma-1)}{k/(k-1)}$, l'équation 6.14 s'écrit sous la forme: $T_{l2} - T_{l1} = -\frac{X_m}{1-X_m} \frac{Cp_g}{Cl} \left(1 - \frac{1}{\eta_{pol}} \right) T_{g1} \left[\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} - 1 \right]$

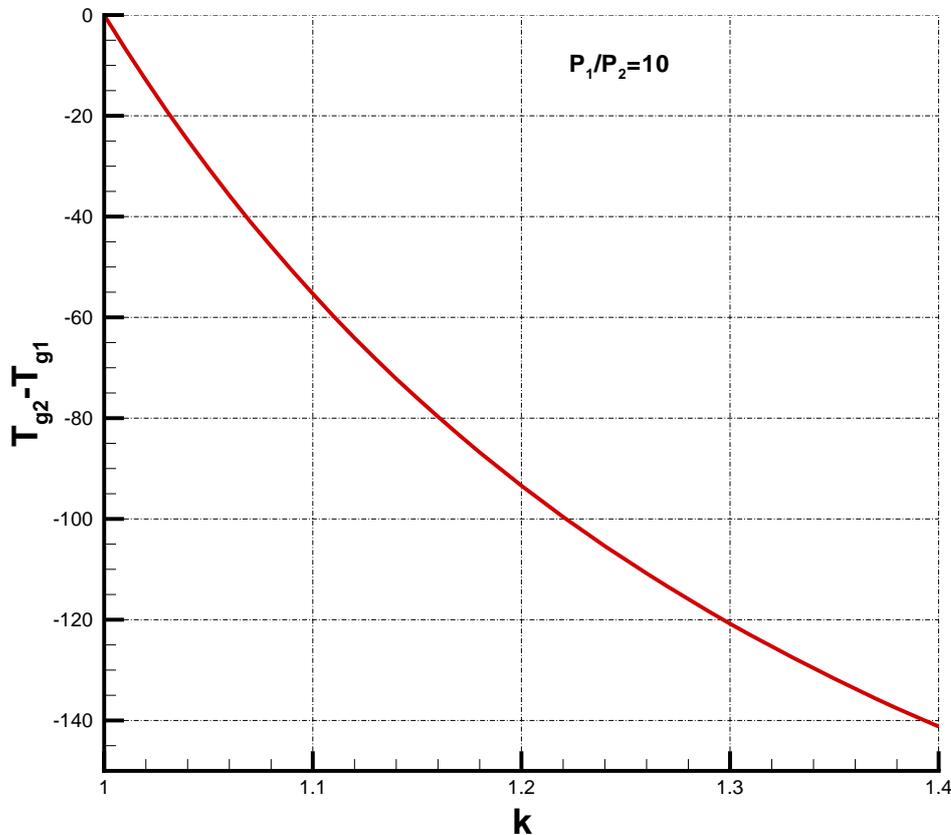


FIGURE 6.7 – Courbe représentative de l'évolution de l'abaissement de la température en fonction de la valeur du coefficient de polytropie k lors d'une détente d'un gaz (ici de l'azote) dont le rapport de pression est de 10 et la température initiale $T_{g1} = 298K$.

La figure 6.7 illustre l'abaissement de température de la phase gazeuse en fonction de la valeur du coefficient de polytropie⁸ k . Cet abaissement de température peut atteindre⁹ 140°C dans le cas d'une détente adiabatique ($k = \gamma$ c'est à dire sans échange de chaleur avec la phase liquide). On notera que l'abaissement de température de la phase gazeuse dépend uniquement du coefficient de polytropie, du rapport de pression de la détente et de la température initiale du gaz.

La figure 6.8 présente un réseau de courbes décrivant l'abaissement de la température du liquide pour différents coefficients de polytropie. L'abaissement de température de la phase liquide, qui est dû à la chaleur cédée par le liquide, est une fonction croissante du

⁸Pour rappel le coefficient de polytropie ne dépend que de l'état initial et final et peut être calculé par la relation $k = \frac{\ln(P_2/P_1)}{\ln(P_2/P_1) - \ln(T_2/T_1)}$ (La représentation graphique illustre une détente avec un rapport 10 de pression et pour une température initiale $T_{g1} = 298K$). Les indices 1 et 2 correspondent respectivement à l'état initial et l'état final.

⁹Pour un rapport de pression de 10 et une valeur de $\gamma = 1.4$

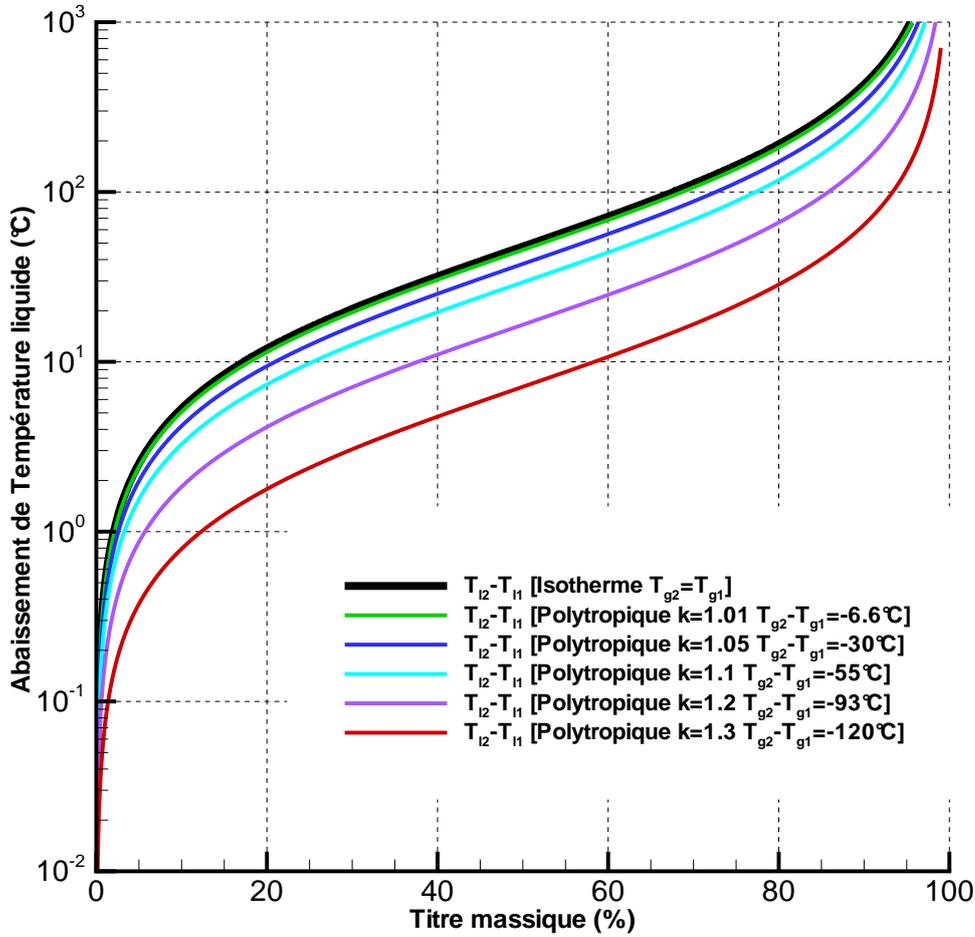


FIGURE 6.8 – Représentation graphique de l'abaissement de température de la phase liquide en fonction du titre massique pour différentes détente polytropiques (Dans ce cas la phase liquide est de l'eau, la phase gazeuse est de l'azote et le rapport de pression est de 10)

titre massique mais dépend aussi du coefficient de polytropie caractéristique de la détente. A titre massique fixé, l'abaissement de température est maximum si k tend vers 1 (détente isotherme de la phase gazeuse) et minimum k tend vers γ (détente adiabatique de la phase gazeuse). On notera qu'à titre massique élevé, l'abaissement de température de la phase liquide peut dépasser les 100°C .

La figure 6.9 illustre le déséquilibre thermique entre les phases en fin de détente $T_{g2}-T_{l2}$ (dans le cas d'un rapport de pression de 10, les phases gazeuses et liquide étant initialement à l'équilibre thermique $T_{g1}=T_{l1}$). Le réseau de courbes est une fonction croissante du titre massique quelque soit le coefficient de polytropie. Le déséquilibre thermique peut être aussi bien négatif ($T_{g2}<T_{l2}$ cas des détente adiabatiques) que positif ($T_{g2}>T_{l2}$ cas

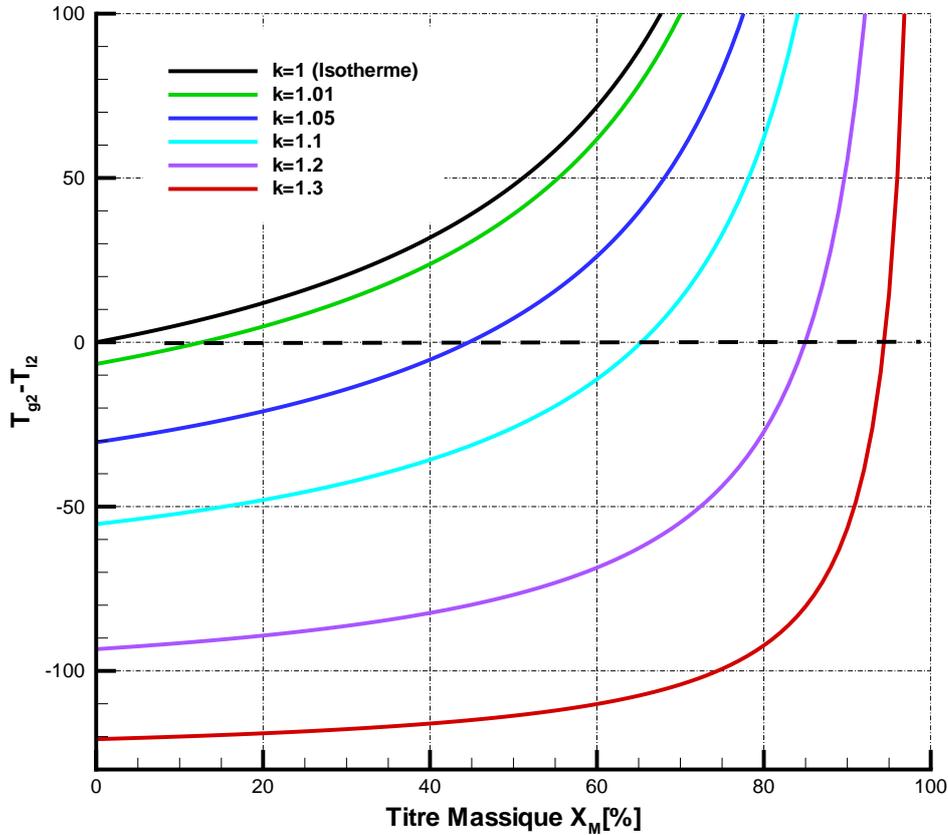


FIGURE 6.9 – Illustration du déséquilibre thermique entre les phases en fonction du titre massique et du coefficient de polytropie de la détente (Dans ce cas la phase liquide est de l'eau, la phase gazeuse est de l'azote et le rapport de pression est de 10)

des détente isothermes)¹⁰ selon les valeurs de titre massique et du coefficient de polytropie.

Il est possible à ce stade de calculer le coefficient k_{eq} qu'aurait la détente de l'écoulement sans déséquilibre thermique interfacial ($T_{l1} = T_{g1}$ et $T_{l2} = T_{g2}$):

$$k_{eq} = \frac{X_m C_{p_g} + (1 - X_m) C_l}{X_m [C_{p_g} - r] + (1 - X_m) C_l} \quad (6.16)$$

Ce coefficient k_{eq} est indépendant du rapport de pression et dépend uniquement des caractéristiques du mélange diphasique¹¹ c'est à dire des capacités calorifiques et du titre massique du mélange. Sans apport de chaleur de l'extérieur et en imposant la condition

¹⁰Ce cas n'a pas de sens physique car lors de la détente c'est la phase liquide qui apporte de la chaleur à la phase gazeuse, hors si $T_g < T_l$ le transfert de chaleur ne peut avoir lieu que du gaz vers le liquide (loi de Fourier)

¹¹Le coefficient k_{eq} n'est rien d'autre que le rapport des capacités calorifiques à pression et volume constant du mélange diphasique équivalent. $k_{eq} = C_{p_{2\varphi}} / C_{v_{2\varphi}}$

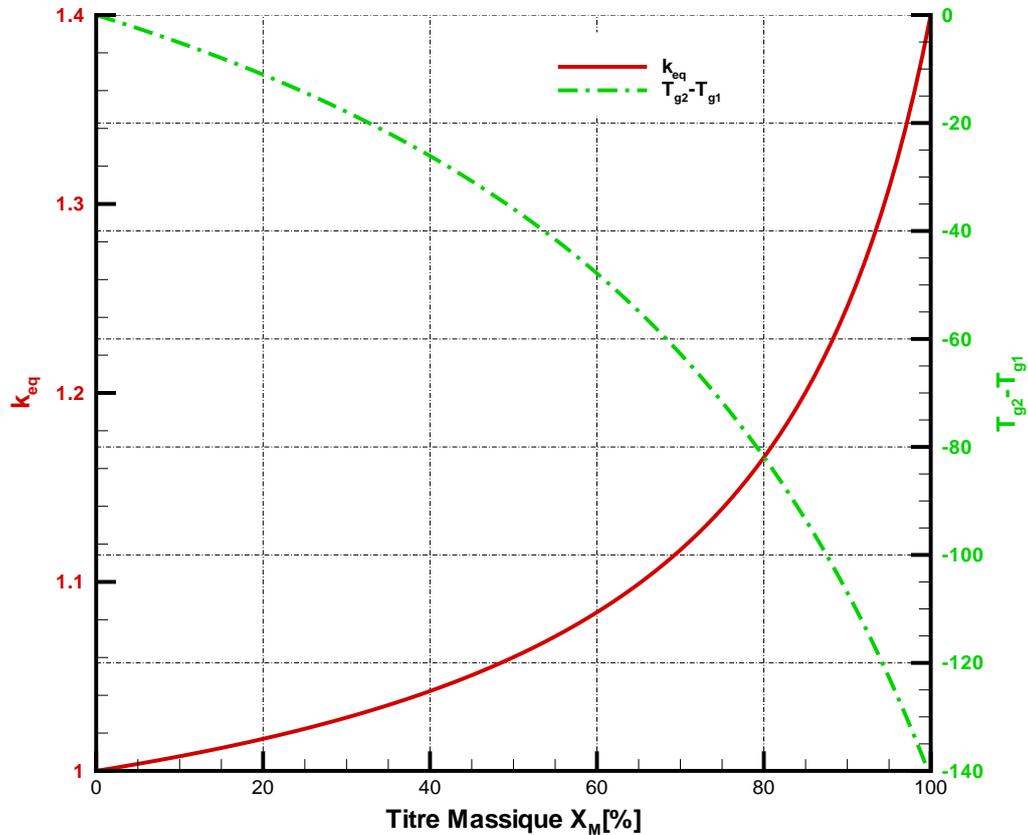


FIGURE 6.10 – Valeur du coefficient de polytropie en fonction du titre massique dans le cas où $T_{g2} - T_{g1} = T_{l2} - T_{l1}$. Le rapport de pression est de 10 et la température initiale est de 298K

d'équilibre thermique entre les phases en début et fin de détente ($T_{g1} = T_{l1}$ et $T_{g2} = T_{l2}$) l'abaissement de température reste modéré pour des titres massiques inférieurs à 25% et peut dépasser les 100°C pour des titres massiques supérieurs à 80% (figure: 6.10).

Au bilan, tant que les titres massiques du mélange diphasique restent modérés (c'est à dire inférieurs à 20% (Pour un rapport de pression de 10)) il est justifié en très bonne première approximation de considérer:

1. l'équilibre thermique entre les phases
2. la détente du gaz et donc du mélange diphasique comme quasi-isotherme

Par quasi-isotherme, on entend que l'abaissement de la température du liquide est faible. Dès lors que les titres massiques deviennent importants l'hypothèse d'équilibre thermique entre les phases devient difficilement justifiable au vue des abaissements de température calculés et observés expérimentalement¹². Il y a donc un découplage thermique inévitable

¹²Aucun changement de phase même partiel n'a jamais été observé (du moins visuellement ou "tactilement")

entre les phases. La notion de titre massique *modéré* et *important* dépend du rapport de pression entre le début et la fin de la détente.

Dans le cas pratique des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard, le titre massique est compris entre 1% et 10%, nous prendrons donc les approximations précédentes pour les calculs d'ordre de grandeur.

6.3.2 Bilan d'énergie cinétique

Au cours de la détente, l'écoulement grâce à la présence de la phase gazeuse, convertit de l'énergie chaleur en énergie cinétique. Si l'on considère que la puissance de transvasement¹³ sert à produire la puissance cinétique, il est possible, par un simple bilan de puissance¹⁴ d'exprimer une vitesse limite théorique de l'écoulement V_{lim} :

$$(\dot{m}_l + \dot{m}_g) 1/2 [V_{lim}^2 - V_{ini}^2] = \dot{m}_g \omega_g^t + 2\dot{m}_l \omega_l^t \quad (6.17)$$

$$V_{lim} = \sqrt{2X_m \omega_g^t + 2(1 - X_m) \omega_l^t} \quad (6.18)$$

L'expression du travail massique de transvasement du liquide au cours de la détente est: $\omega_l^t = (P_1 - P_2)/\rho_l$. Le travail massique de détente du gaz est lui pris égal au travail de détente isotherme $\omega_g^t = rT_1 \ln(P_1/P_2)$. Précisons que le choix de la détente isotherme est pleinement justifié si le titre massique est faible, il ne l'est plus lorsque le titre massique tend vers l'unité (gaz seul dans la section). L'expression de la vitesse limite est:

$$V_{lim\ it} = \sqrt{2(1 - X_m) \frac{P_1 - P_2}{\rho_l} + 2X_m r T_1 \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)} \quad (6.19)$$

Pour information, le cas limite où la détente de la phase gazeuse se ferait de manière adiabatique conduirait à l'expression

$$V_{lim\ is} = \sqrt{2(1 - X_m) \frac{P_1 - P_2}{\rho_l} + 2X_m C_p T_1 \left[\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (6.20)$$

A ce stade différentes comparaisons peuvent être menées autour de vitesses de référence: la vitesse finale qu'aurait le gaz s'il se détendait seul (pour le même rapport de pression P_1/P_2) de manière isotherme V_{git} , adiabatique V_{gis} , la vitesse du liquide seul V_{lit} et la vitesse du son c (au sens de l'écoulement diphasique).

$$V_{git} = \sqrt{2rT_1 \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)} \quad (6.21)$$

¹³Puissance associée au travail massique de transvasement $\delta w_T = \frac{dP}{\rho}$

¹⁴ V_{ini} est une vitesse théorique de l'écoulement en entrée de tuyère. On suppose par ailleurs que $V_{lim}^2 \gg V_{ini}^2$

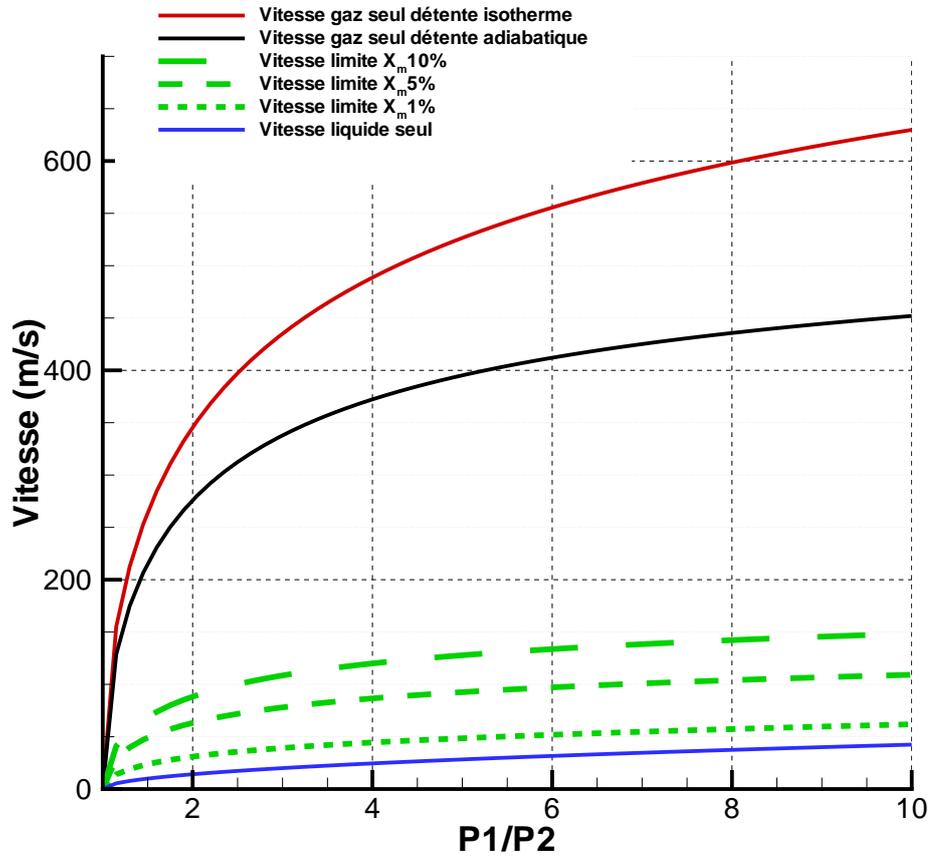


FIGURE 6.11 – Représentation graphique des différentes vitesses pouvant être calculées en fonction des hypothèses faites sur la nature de la détente (isotherme, adiabatique) et la nature du fluide (liquide seul, gaz seul, mélange diphasique), en fonction du rapport de pression.

$$V_{gis} = \sqrt{2 \cdot (r - Cp) T_1 \left(1 - \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right)} \quad (6.22)$$

$$V_{lit} = \sqrt{2 \frac{P_1 - P_2}{\rho_l}} \quad (6.23)$$

La figure 6.12 superpose la vitesse limite de l'écoulement diphasique, la vitesse du son et le nombre de Mach $Mc = V/c$ en fonction du titre massique (Le rapport de pression entre la pression amont et aval est de l'ordre de 10). La vitesse du son est calculée en fonction du titre massique à 1 bar et 298 K. L'analyse de la courbe de vitesse montre que la vitesse de l'écoulement reste typiquement constante tant que le titre massique est inférieur à $10^{-2}\%$. Au delà de ce seuil, le travail de détente du gaz devient de plus en plus important, la vitesse de l'écoulement croît. En comparant la vitesse limite avec la vitesse du son, il est mis en évidence que les deux courbes se croisent pour un titre massique

$X_m \sim 0.7 \cdot 10^{-2}\%$, ce qui marque la séparation entre le domaine subsonique ($c \leq 1$) et supersonique ($c \geq 1$).

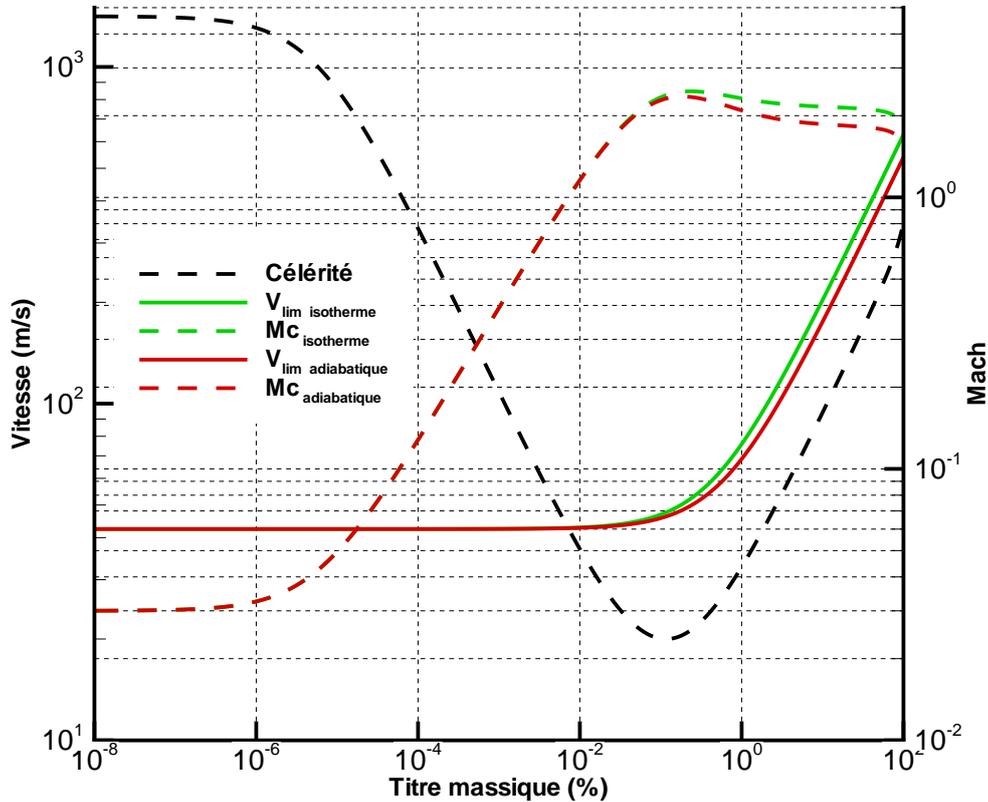


FIGURE 6.12 – Représentation graphique des différentes vitesses de l'écoulement et des différents nombres de Mach (isotherme ou adiabatique) en fonction du titre massique.

6.4 Topologie des solutions

La topologie des solutions pour un écoulement visqueux et compressible a été analysée par Kestin & Zaremba (1953). Ils montrent que le point sonique dans les tuyères convergentes-divergentes est un point singulier de type point selle [Bilicky *et al.* (1987)]. Une démarche équivalente peut être appliquée aux écoulements diphasiques, en partant du constat que pratiquement tous les modèles mathématiques connus pour l'analyse d'un écoulement diphasique stationnaire monodimensionnel peuvent être mis sous la forme:

$$A_{ij}(\vec{Y}) \frac{d\vec{Y}}{dx} = \vec{B} ; \quad i, j \in [1 \dots n] \quad (6.24)$$

avec A la matrice du système différentielle, \vec{Y} le vecteur des n variables inconnues qui ne dépendent que de x et \vec{B} le second membre. A ce système est associé un ensemble de conditions initiales \vec{Y}_0 . La résolution du système et son intégration mettent en évidence les fonctions déterminant du système $\Delta(x) = \det(A)$ et les n fonctions déterminants des comatrices $N_i(x)$:

$$\forall x \forall i \in \mathbb{N} \quad Y_i(x) = \int_0^x \frac{N_i(t)}{\Delta(t)} dt \quad (6.25)$$

Trois cas sont à considérer en fonction de l'évolution des solutions au voisinage du point selle. Ces trois cas mettent en évidence soit aucune singularité, soit un point de rebroussement, soit un point singulier.

Lorsque pour tout x , $\Delta(x) \neq 0$, le système est entièrement intégrable et ne présente aucune singularité. L'écoulement est quant à lui pleinement subcritique.

Lorsqu'il existe un x_c tel que $\Delta(x_c) = 0$ et qu'il existe ir tel que $N_{ir}(x_c) \neq 0$ le vecteur \vec{Y} présente une tangente verticale et le système n'est pas intégrable en x_c . Cette situation ne correspond à aucune réalité physique et correspond d'un point de vue topologique à un point de rebroussement.

Lorsqu'il existe un x_c tel que $\Delta(x_c) = 0$ et que pour tout i on a $N_i(x_c) = 0$ le système présente un point singulier du type $\frac{0}{0}$ en x_c . Dans la situation où $\Delta(x_c) = 0$, cela implique que le rang de la matrice A en x_c est inférieur ou égal à $n - 1$. Bilicky *et al.* (1987) remarquent que le système présente une solution physique uniquement si le rang de la matrice A en x_c est strictement égal à $n - 1$ (Système non dégénéré). Dans tous les autres cas le système est dit dégénéré et ne peut être rattaché à aucune réalité physique (il ne sera donc pas étudié). Ce point singulier, dans le cas du système non dégénéré demande un traitement particulier pour que le calcul d'un point de vue formel puisse être possible. Bilicky *et al.* (1987) démontrent que la matrice A admet en x_c $n - 1$ valeurs propres nulles et deux valeurs propres non nulles et distinctes. A ces deux valeurs propres sont associées deux vecteurs propres. Trois cas sont distingués:

- Les deux valeurs propres sont réelles et de signes distincts. Nous sommes dans la situation précise du point selle. Deux solutions existent, elles passent précisément par le point fixe et suivent chacune une direction donnée par un vecteur propre. (figure 6.13)
- Les deux valeurs propres sont réelles et sont de même signes. Ils existent une infinité de solutions qui passe par le point singulier.
- Les deux valeurs propres sont complexes. Les solutions convergent vers le point singulier par une topologie de type spirale [Lemonnier & Bilicki (1992)].

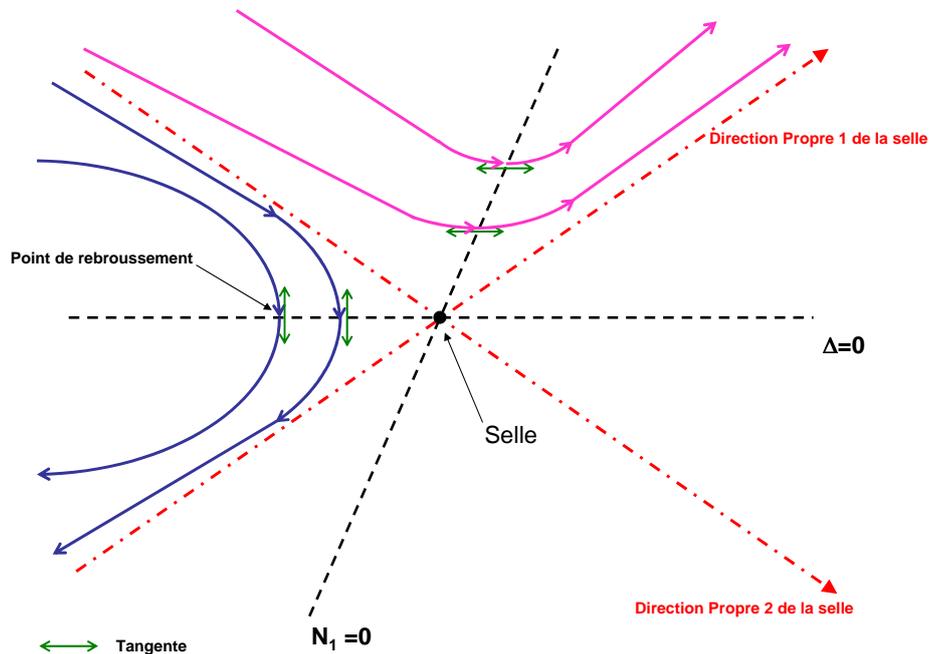


FIGURE 6.13 – Représentation schématique d'un point selle

D'un point de vue pratique, l'existence d'un point selle rend impossible la détermination d'une trajectoire passant par celui-ci car simultanément le déterminant et les déterminants des comatrices s'annulent. Les méthodes d'intégration numérique classique échoueront donc inévitablement. La difficulté principale est la localisation de ce point singulier d'abscisse x_c défini tel que $\Delta(x_c) = 0$

6.5 Configuration de l'écoulement en entrée

Tout ce qui a été décrit dans le début de ce chapitre, ne prenait pas en compte la configuration de l'écoulement. Comme le montre la figure 4.5 les configurations d'écoulement en entrée de tuyère peuvent être très différentes. Nous abordons donc succinctement la configuration en entrée de tuyère.

La figure 6.14 donne une illustration dans deux cas bien précis de l'évolution du taux de vide¹⁵ en entrée de Tuyère. Ces profils radiaux ont été réalisés à l'aide d'une sonde optique (cf. paragraphe 10.3). Deux points de fonctionnement "extrêmes" ont été réalisés correspondant à un titre massique faible (inférieur à 1%) et un titre massique élevé (supérieur à 7%). Les résultats illustrés sur la figure mettent en évidence qu'en fonction des conditions

¹⁵Pour mémoire le taux de vide $\alpha = \alpha_g/A$

d'alimentation la configuration de l'écoulement passe de l'écoulement à bulles, avec un profil en forme de selle (*M-Shape*), à un profil de type annulaire (déficit en liquide au cœur de l'écoulement et un film liquide sur la paroi). Les profils de taux de vide montrent une dissymétrie par rapport à l'axe de la conduite. Cette dissymétrie a pour origine à la fois les effets gravitaires et les effets dus à l'alimentation de la section d'entrée.

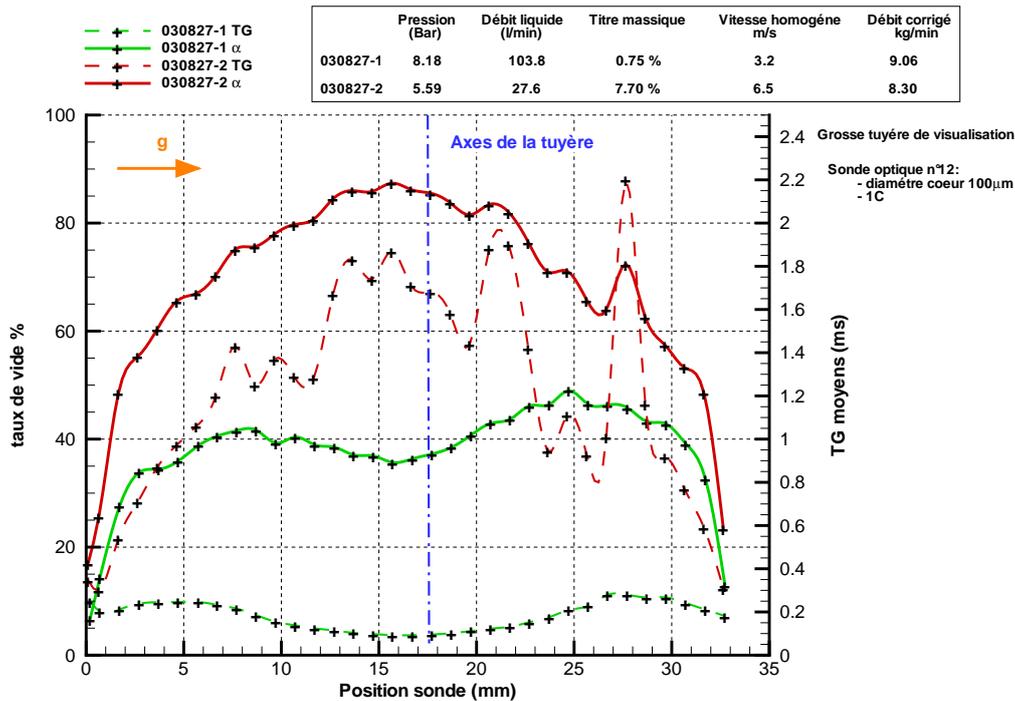


FIGURE 6.14 – Profils radiaux de taux de vide pour deux points de fonctionnement distincts 1 - $P_{alim} = 8.2$ bar $\dot{m}_l = 1.73$ kg/s, $X_m = 0.7\%$ 2 - $P_{alim} = 5.6$ bar $\dot{m}_l = 0.46$ kg/s, $X_m = 7.70\%$

6.6 Diverses approches de modélisation 1D

Les objectifs des modèles sont de différents ordres: prédictifs, dimensionneurs et/ou une aide à l'interprétation des mesures et à l'identification des mécanismes prépondérants (atomisation, accélération...). L'introduction dans la littérature des modèles dimensionneurs est motivée par la préoccupation de dimensionner correctement les organes de sécurité des boucles de refroidissement à eau pressurisée dans les centrales nucléaires. L'objectif dans ce cas est alors de prédire les débits critiques d'un écoulement diphasique [Fisher (1994), Fauske (1984)]. Devant la complexité des mécanismes mis en jeu une deuxième famille de modèle a vu le jour dont le but est d'apporter une aide à l'analyse des mécanismes d'atomisation et des transferts de masse et de chaleur. Elias & Lellouche (1994) proposent une revue d'une dizaine de modèles adaptés pour l'étude des écoulements critiques diphasiques. Ils en précisent en outre dans chaque cas les attendus et surtout les limitations. Lemaire (1999) a réalisé une étude comparative de différents modèles pour quelques cas tests en

utilisant différentes techniques de résolution. Il est mis en évidence que la difficulté va croissante au fur et à mesure que le modèle se complexifie. Entre autres, dès que la proportion de liquide devient importante, les méthodes numériques ne sont plus suffisamment performantes pour prédire correctement la criticité. La comparaison aux données expérimentales a confirmé dans le cas du modèle de Selmer-Olsen [Selmer-Olsen (1991)] le très bon accord entre les mesures et les modèles.

Notre choix a donc été de développer 2 modèles distincts. Le premier extrêmement rudimentaire, servant au dimensionnement des tuyères. Le deuxième, beaucoup plus évolué s'appuyant très fortement sur les travaux de Selmer-Olsen.

Ainsi dans le présent document, deux familles de modèle 1D seront utilisés:

- **Les modèles monofluides** (cf. chapitre 7)

Le mélange diphasique est assimilé à un seul fluide ayant une masse volumique décrite par une loi constitutive "exotique" couplant à la fois les propriétés de compressibilité du gaz et la densité élevée du liquide. Les interfaces sont ignorées rendant impossible la description de l'atomisation. (Voir paragraphe 5.2.1)

- **Les modèles à deux fluides** (cf. chapitre 8)

Les deux phases sont présentes dans la section (Le taux surfacique d'occupation de la phase gazeuse est décrit par le taux de vide α). L'évolution de chaque phase est décrite suivant différentes propriétés physiques (Température, Pression, Vitesse, taille ...). La difficulté réside dans la détermination des lois de transfert de masse, d'énergie et de quantité de mouvement. (Voir paragraphe 5.2.1)

Chapitre 7

Modèle homogène 1D

Le modèle homogène est le plus rustique des modèles développés. Les enjeux pour ce modèle:

1. Prédire, pour une géométrie donnée de tuyère, l'ensemble des points de fonctionnement (en fonction des conditions génératrices).
2. A partir d'un ensemble de points de fonctionnement prédéfinis, aider au dimensionnement des tuyères

Le modèle est mis en œuvre suivant deux démarches distinctes: un sens direct (prédiction des points de fonctionnement) et un sens inverse (aide au dimensionnement). Il a été largement décrit dans une première phase du projet [Bourrilhon (2003)], seuls les principaux points seront développés ci dessous.

7.1 Formulation

7.1.1 Hypothèses

Ce modèle repose sur un nombre important d'hypothèses qui se classent en deux catégories: les propriétés respectives des deux fluides et les propriétés constitutives de l'écoulement.

Hypothèse sur la phase liquide:

- la phase liquide est supposée incompressible

$$\rho_l = cste \tag{7.1}$$

Hypothèse sur la phase gazeuse:

- la phase gazeuse se comporte comme un gaz parfait

$$\rho_g = \frac{P}{rT} \tag{7.2}$$

où r est la constante massique du gaz.

Hypothèses sur l'écoulement

- L'écoulement est supposé stationnaire
- L'écoulement est unidirectionnel
Vitesse, pression et taux de vide, sont uniformes dans chaque section droite.
- Égalité des pressions entre les phases dans la section droite.
La surpression de Laplace (cf. paragraphe 5.4.1) est négligée.

$$P_g = P_l = P \quad (7.3)$$

- Couplage thermique parfait
Le transfert thermique entre les phases est supposé suffisamment grand pour supposer l'égalité des températures.

$$T_g = T_l = T \quad (7.4)$$

- Les deux phases sont immiscibles, Il n'y a pas de transfert de masse entre les deux phases
- Couplage mécanique parfait
Le produit de la surface d'échange par le coefficient de traînée est supposé infiniment grand, autorisant l'écriture de l'égalité des vitesses.

$$V_g = V_l = V \quad (7.5)$$

- La détente de l'écoulement est supposée adiabatique et quasi-isotherme au cours de la détente (En raison du faible titre massique $< 10\%$ cf. chapitre 6.3.1).

En effet, la détente de l'écoulement diphasique est à la fois adiabatique puisque sans échange de chaleur avec le milieu extérieur, mais aussi quasi-isotherme à cause du faible titre massique en gaz. Le gaz agit comme un transformateur d'énergie chaleur en énergie mécanique (travail de détente) [cf. paragraphe 6.3.1]. Cependant, il reçoit continûment de la phase liquide une énergie-chaleur qui se traduit par un abaissement faible de la température du fait de la très grande capacité thermique du liquide.

7.1.2 Formulation Mathématique

L'écoulement diphasique homogène se comporte comme un fluide ayant la propriété d'être à la fois compressible "comme un gaz", et dense "comme un liquide". La loi d'état de ce fluide exprime la masse volumique du fluide en fonction de la pression P , de la température T et du titre massique en gaz X_m .

$$\rho_{2\varphi} = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \quad (7.6)$$

ou de manière rigoureusement équivalente¹:

$$\frac{1}{\rho_{2\varphi}} = \frac{X_m}{\rho_g} + \frac{1 - X_m}{\rho_l} \quad (7.7)$$

où α est le taux de vide (Taux de présence en gaz) et X_m est le titre massique en gaz tel que $X_m = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l}$.

En choisissant comme variables principales la vitesse V , le taux de vide α et la pression P , il est possible d'exprimer l'intégralité du modèle à l'aide des deux bilans de masse respectifs à chaque phase (Equations: 7.9 et 7.8) et d'un bilan de quantité de mouvement mixé (liquide + gaz)[Equation: 7.10].

$$\frac{\partial [\rho_g \alpha V A]}{\partial x} = 0 \quad (7.8)$$

$$\frac{\partial [(1 - \alpha) V A]}{\partial x} = 0 \quad (7.9)$$

$$\frac{\partial [\rho_{2\varphi} V^2 A]}{\partial x} = -A \frac{\partial P}{\partial x} \quad (7.10)$$

Pour résoudre le système il faut de plus se donner une géométrie de tuyère $A = f(x)$ et des conditions initiales du modèle peuvent être déduites de grandeurs physiques caractéristiques des conditions génératrices (conditions d'entrée) par exemple: un débit liquide \dot{m}_l , un titre massique en gaz X_m une pression amont P_{amont} . Ce choix impose pour les variables P , α et V de s'exprimer de la manière suivante:

$$P(x = 0) = P_{amont} \quad (7.11)$$

$$V(x = 0) = \dot{m}_l \frac{1 + \frac{X_m}{1 - X_m}}{\rho_{2\varphi} A} \quad (7.12)$$

$$\alpha(x = 0) = \frac{X_m}{1 + (1 - X_m) [\rho_l / \rho_g - 1]} \quad (7.13)$$

La combinaison des équations 7.8, 7.9 et 7.10 permet de réduire le système à une équation différentielle couplée à deux équations explicites [Bourrilhon (2003)]. Ainsi:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \left[1 + \frac{P}{P_\varphi} \right] \frac{P}{P_{crit}} \frac{1}{1 - \left(\frac{P}{P_{crit}} \right)^2} \frac{\partial P_{crit}}{\partial x} \quad (7.14)$$

$$V = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l A} \left(1 + \frac{P_\varphi}{P} \right) \quad (7.15)$$

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{P}{P_\varphi}} \quad (7.16)$$

$$(7.17)$$

¹L'équation 7.7 n'est rien d'autre que la somme des fractions massiques des volumes massiques de chaque phase

avec

$$P_\varphi = \frac{X_m r T \rho_l}{1 - X_m} \quad (7.18)$$

$$P_{crit} = \frac{\dot{m}_l \sqrt{X r T}}{A(1 - X_m)} \quad (7.19)$$

Cette formulation fait apparaître deux pressions caractéristiques. P_{crit} la pression critique coïncide avec la pression au col, si nous sommes dans une configuration d'écoulement critique. P_φ est homogène à une pression. $1 + P_\varphi/P$ s'interprète comme le rapport entre la section de passage est la section occupée par le liquide².

La vitesse au sens homogène ne dépend à géométrie fixée que de la pression et des conditions initiales: X_m et \dot{m}_l . Elle peut être décrite comme étant la somme des vitesses superficielles³. L'intérêt pratique de cette relation est de pouvoir accéder directement à la vitesse de l'écoulement (au sens homogène) à l'aide d'une simple mesure de pression et de débit.

Le taux de vide, c'est à dire le taux de présence du gaz dans une section droite de la tuyère ne dépend que de la pression et des conditions initiales. Il est de plus remarquable que, dans le cadre du modèle homogène, le taux de vide est égal au titre volumique en gaz $\beta = \frac{\dot{m}_g/\rho_g}{\dot{m}_g/\rho_g + \dot{m}_l/\rho_l}$. Ce dernier ne dépend ici que de la pression P puisque la température, la masse volumique de l'eau et les débits massiques sont constants.

Les études de topologie [Bourrilhon (2003)] (cf. paragraphe 6.4) ont mis en évidence, que pour le modèle homogène, la présence d'un point selle n'est possible qu'au niveau du col. Ce point selle correspond à une bifurcation des solutions entre les régimes sub-critique et super-critique. Le modèle proposé étant conservatif et réversible (il n'y a aucune dissipation irréversible), le profil intérieur de la tuyère n'intervient pas dans l'expression de la pression P en fonction de x (à condition que la fonction $A(x)$ soit de classe au moins C^2) [Bourrilhon (2003)]. Ainsi la pression P ne dépend que de $A(x)$ et des conditions initiales⁴ P_{amont} et A_{ent} . Le profil de la tuyère n'affectant pas les résultats, les tests de sensibilité sont réalisés à l'aide d'une géométrie simplement conique. Un schéma numérique de *Runge-Kutta* d'ordre 4 à pas adaptatif est mis en œuvre pour résoudre l'équation 7.14. La condition de criticité est obtenue en l'abscisse x_{col} dès lors que la pression P devient inférieure à la pression critique P_{crit} comme l'illustre la figure 7.1. Cette démarche met en avant cinq paramètres principaux qui sont liés dans le cas d'un écoulement critique. Ces cinq paramètres peuvent être regroupés en deux familles: les paramètres opérationnels: la pression amont P_{amont} ,

² $1 + P_\varphi/P = A/A_l = 1/(1 - \alpha)$

³Pour rappel: Vitesse superficielle c'est la vitesse de la phase considérée si elle était seule dans la section $u_g = \dot{m}_g/[\rho_g A]$ et $u_l = \dot{m}_l/[\rho_l A]$. Ainsi $V_{homo} = u_g + u_l$

⁴Pour rappel: l'indice *ent* est associé à la section d'entrée de la tuyère

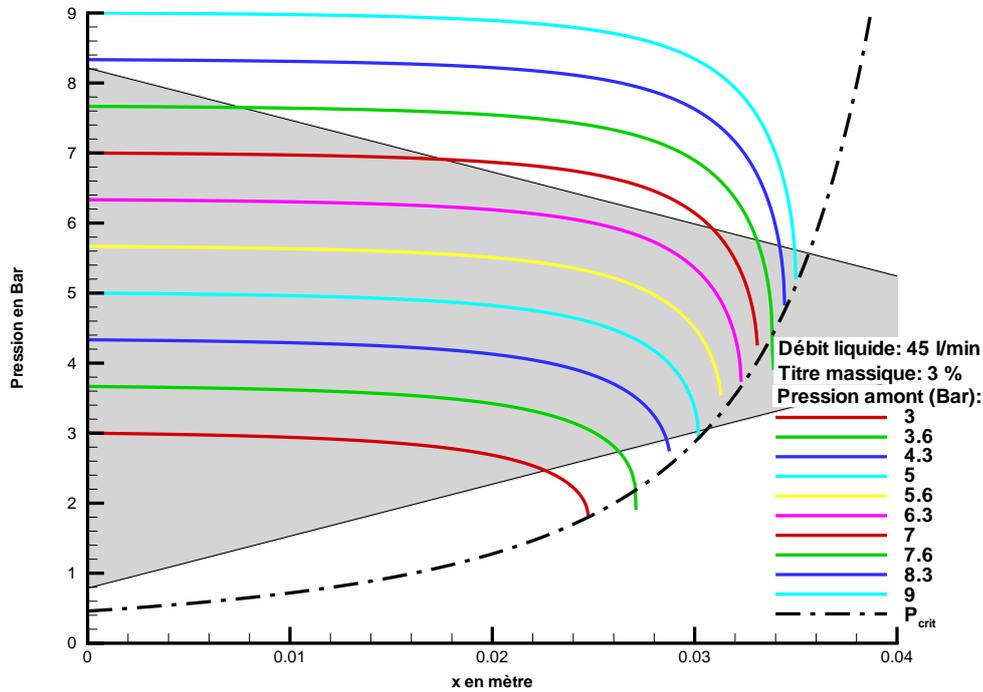


FIGURE 7.1 – Courbes caractéristiques de l'évolution de la pression dans un convergent conique pour un titre massique 3% et un débit liquide de 45 l/min. La pression amont varie de 3 à 9 bar. A ces profils est rajoutée la courbe P_{crit} propre à cette géométrie. La criticité, qui détermine le col, est obtenue à l'intersection de la courbe de pression critique et du profil de pression.

le titre massique en gaz X_M et le débit liquide \dot{m}_l et les paramètres géométriques de la tuyère: la section d'entrée A_{ent} et la section au col A_{col} .

7.2 Résultats & Interprétation

L'expression du modèle homogène met en évidence l'importance des paramètres d'entrée (pression, débit liquide, titre massique en gaz) et des caractéristiques géométriques (section entrée, section au col). Les simulations numériques présentées en figure 7.2 montrent une carte qui met en évidence la sensibilité aux paramètres d'entrée vis à vis des diamètres au col. La nappe "gauche" (figure 7.2), correspondant à l'ensemble des points de fonctionnement critique d'une géométrie de tuyère donnée (diamètres au col et d'entrée sont fixés), montre qu'il faut fixer deux parmi les trois paramètres opérationnels⁵ pour déterminer un point de fonctionnement. D'un point de vue mathématique, pour un point de

⁵correspondant par exemple aux grandeurs des trois axes de la figure 7.3

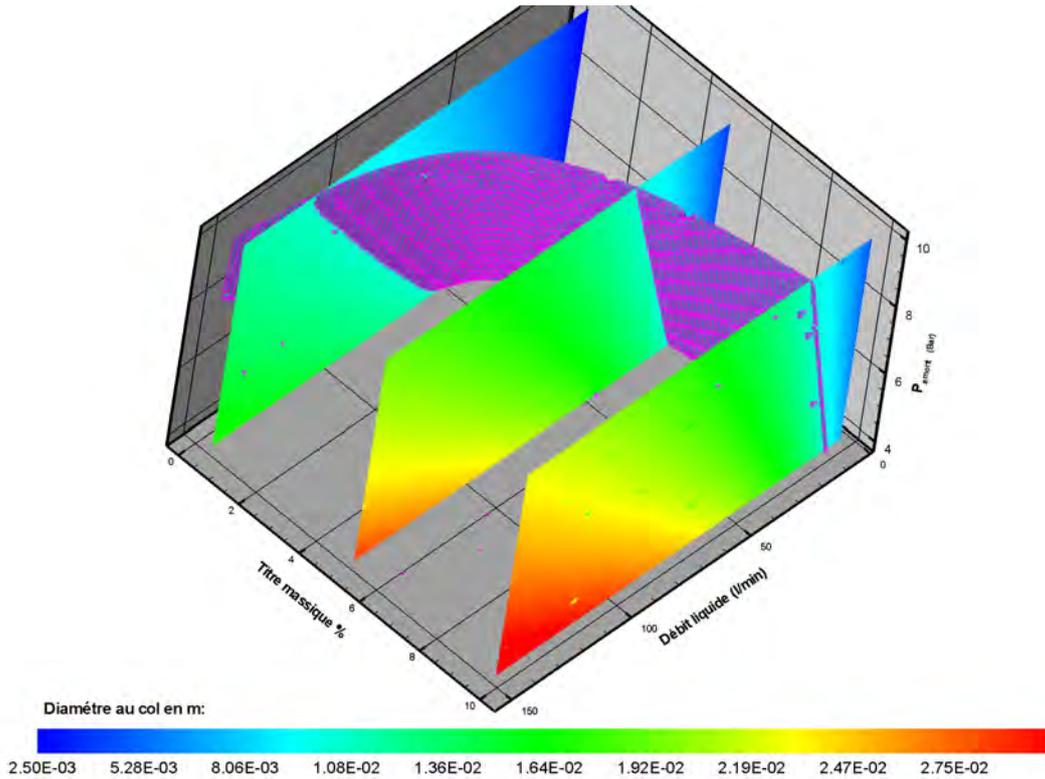


FIGURE 7.2 – Cartographie des points de fonctionnement en régime critique, en fonction du titre massique, du débit liquide et de la pression amont. La nappe "gauche" correspond à l'ensemble des points de fonctionnement pour une géométrie au col donnée. Les plans de coupe, à titre massique fixé, donnent la dimension du col en fonction de la pression amont et du débit liquide

fonctionnement donné, la section au col et les conditions génératrices vérifient :

$$P_{col} = P_{crit}(x = x_{col}) = \frac{\dot{m}_l \sqrt{XrT}}{A_{col}(1 - X_m)} \quad (7.20)$$

où P_{col} est la pression au col de la tuyère calculée en intégrant l'équation différentielle 7.14. D'un point de vue numérique, la résolution exacte de l'équation est impossible (point singulier du type 0/0), nous utilisons une méthode de tir pour encadrer la solution (du même type que la méthode PIF *Possible Impossible Flow* cf. chapitre 8).

Ainsi, ce graphique nous permet, d'une part de dimensionner le col des tuyères à partir des conditions d'entrée connues (illustration avec les plans de coupe à titre massique fixé), et d'autre part de connaître l'ensemble des points de fonctionnement en régime critique d'une géométrie de tuyère (illustration avec la nappe à diamètre constant⁶).

⁶sur la figure 7.2 une seule nappe de point de fonctionnement pour un diamètre donné est représentée (nappe gauche)

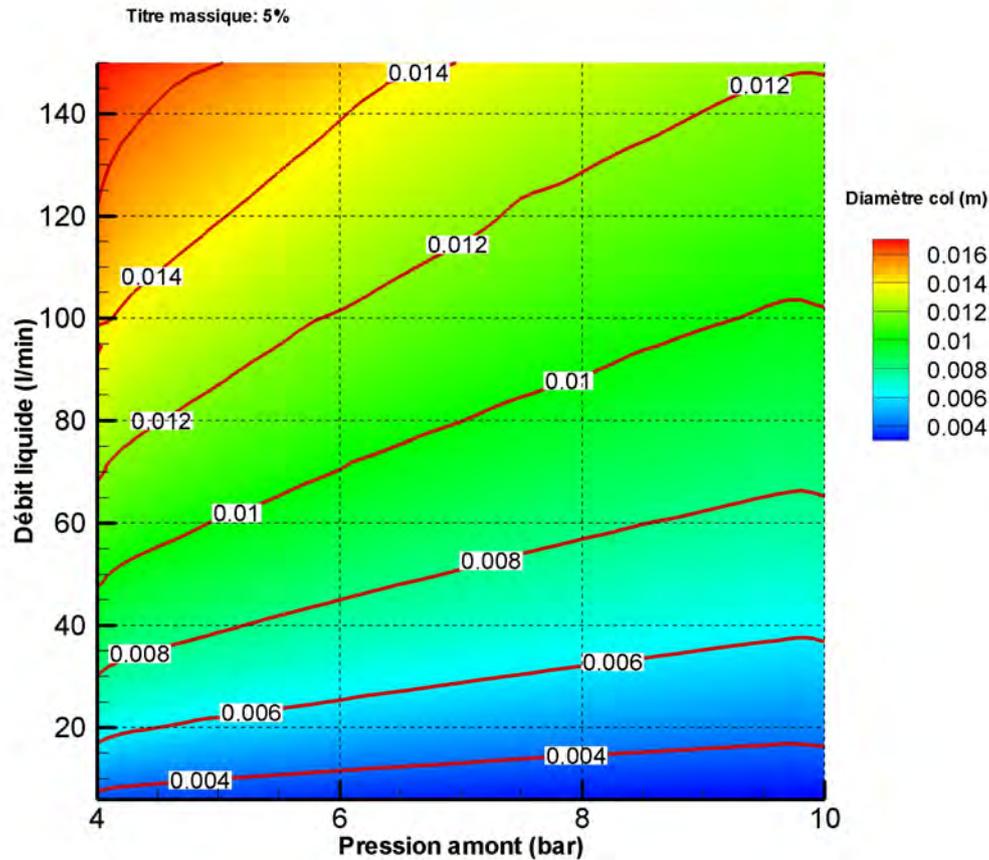


FIGURE 7.3 – Coupe de la figure 7.2 dans un plan à titre massique fixé, réseau de courbes à section de passage au col constant.

La figure 7.3 illustre une coupe à titre massique fixé ($X_m = 5\%$) extraite de la carte 3D figure 7.2. A partir d'un choix de valeur de conditions génératrices (par exemple imposées par un cahier des charges [le titre massique dans le cas présent]), il est possible de sélectionner une valeur appropriée du diamètre au col. Une deuxième information est disponible par l'analyse de ce graphique. A chaque diamètre au col est associée une ligne de niveau (courbe de diamètre constant) qui correspond aux points de fonctionnement critique. Cette ligne délimite deux zones: une zone où l'écoulement est sub-critique (au-dessous de la ligne de niveau) et une zone interdite⁷ (au-dessus de la ligne de niveau).

La figure 7.4 présente une projection de la nappe "gauche" présentée dans la figure 7.2. Cette carte représente l'ensemble des points de fonctionnement pour une géométrie fixée. Elle permet de connaître l'ensemble des triplets de conditions génératrices (P_{amont} , X_m et \dot{m}_l) pour lesquels on observe les conditions critiques au col.

⁷Topologiquement cela correspond aux solutions présentant un point de rebroussement

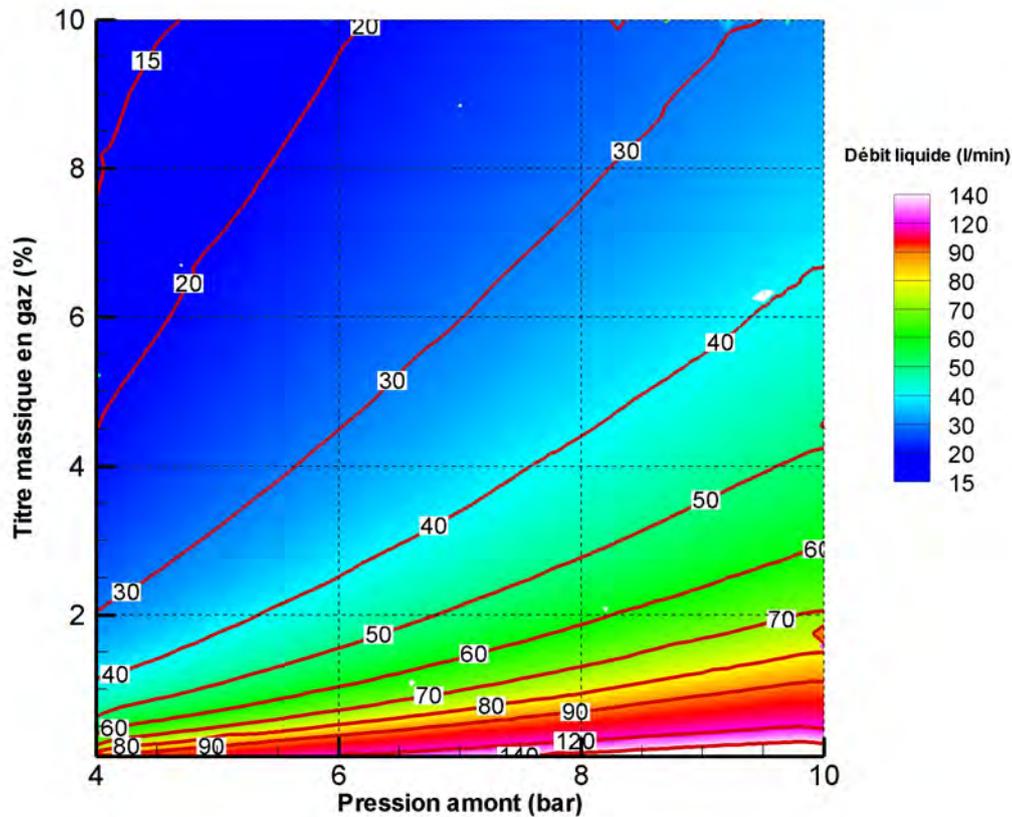


FIGURE 7.4 – Projection en plan de la nappe solution de la figure 7.2 pour un diamètre au col de 10.75 mm

Les grandes tendances de fonctionnement apparaissent au travers de ces figures. La figure 7.3 illustre qu'à pression et titre fixés l'accroissement de la section de col autorise une augmentation du débit liquide (et par conséquent du débit gaz). La figure 7.4 illustre à débit et géométrie fixés l'accroissement de la pression en fonction du titre massique.

7.3 Confrontation avec les expériences

Au travers de ces quelques illustrations, le modèle homogène montre tout son intérêt pour le dimensionnement et la prédiction des points de fonctionnement. Il est possible à ce stade de comparer les résultats du modèle homogène avec les résultats expérimentaux. La figure 7.5 présente une carte de points expérimentaux obtenus sur le banc du LEGI à partir de 70 points expérimentaux. Une technique de triangulation des points permet de reconstruire la surface passant par l'ensemble des points expérimentaux. Les frontières de la carte des points de fonctionnement, dans le cas expérimental sont différentes de celles des simulations numériques. Cela tient principalement aux limites intrinsèques du banc

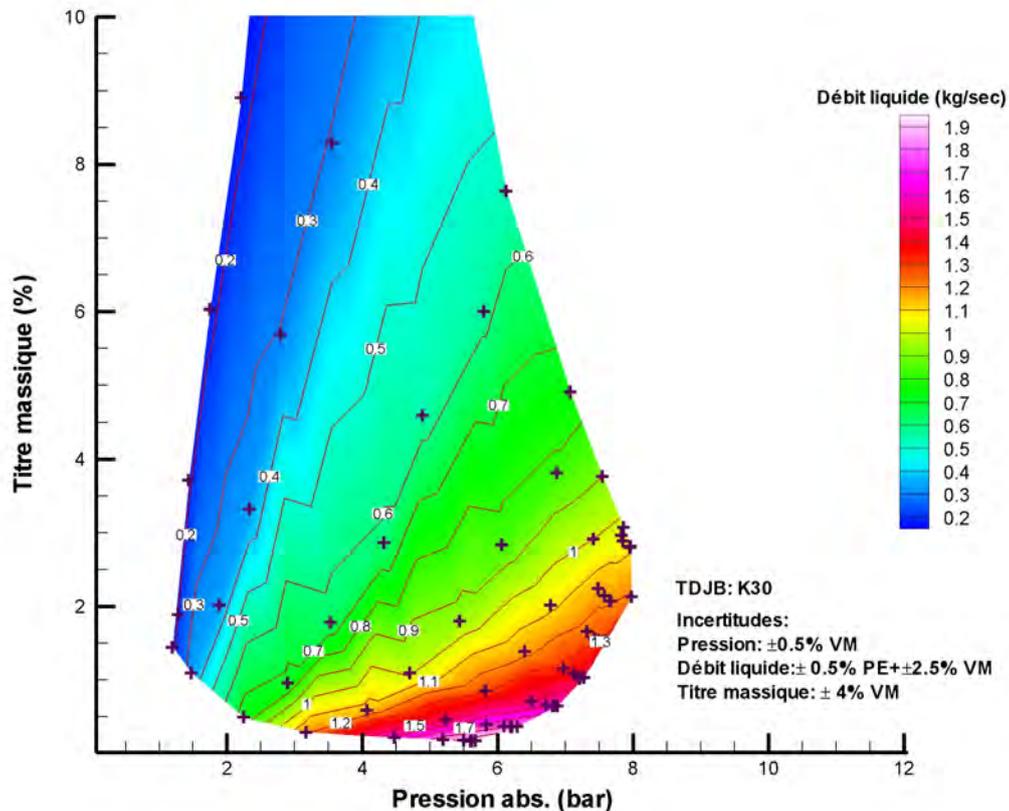


FIGURE 7.5 – Carte des points de fonctionnement de la tuyère K30 obtenue expérimentalement

expérimental. Une analyse qualitative met en évidence que les tendances générales issues de l'exploitation du modèle sont confirmées par l'expérience. A pression fixée, lorsque le titre massique augmente le débit liquide diminue. A titre massique fixé, la pression s'accroît avec l'augmentation du débit liquide. Les maillages des deux domaines numériques et expérimentaux étant forcément différents, une étape de post-traitement supplémentaire de reconstruction des données sur une grille identique est donc proposée. Celle-ci se décompose de la manière suivante:

1. Détermination du domaine d'intersection entre les valeurs explorées numériquement et expérimentalement.
2. Réalisation d'un maillage bidimensionnel (dans le plan: "pression amont", "titre massique") identique dans les domaines numériques et expérimentaux.
3. Interpolation de la grandeur "débit liquide" à l'aide d'une méthode dérivée de la triangulation de Delaunay [Mathworks (2006)] pour chacun des domaines
4. Confrontation des résultats numériques et expérimentaux sur les nœuds de la grille

Cette méthode souffre d'un défaut identifié qui est la reconstruction des données sur le bord du domaine. En effet, si les frontières du domaine présentent une convexité trop importante, des éléments de reconstruction (triangles) peuvent se retrouver en dehors du domaine physique. La figure 7.6 illustre exactement ce phénomène. En fonction des choix des paramètres du maillage, il est possible de faire apparaître des éléments de construction aberrant comme le triangle 9 de la figure 7.6(b). La possibilité de supprimer ces éléments de reconstruction étant très fastidieuse, le choix a été fait de les laisser et de les signaler au moment opportun.

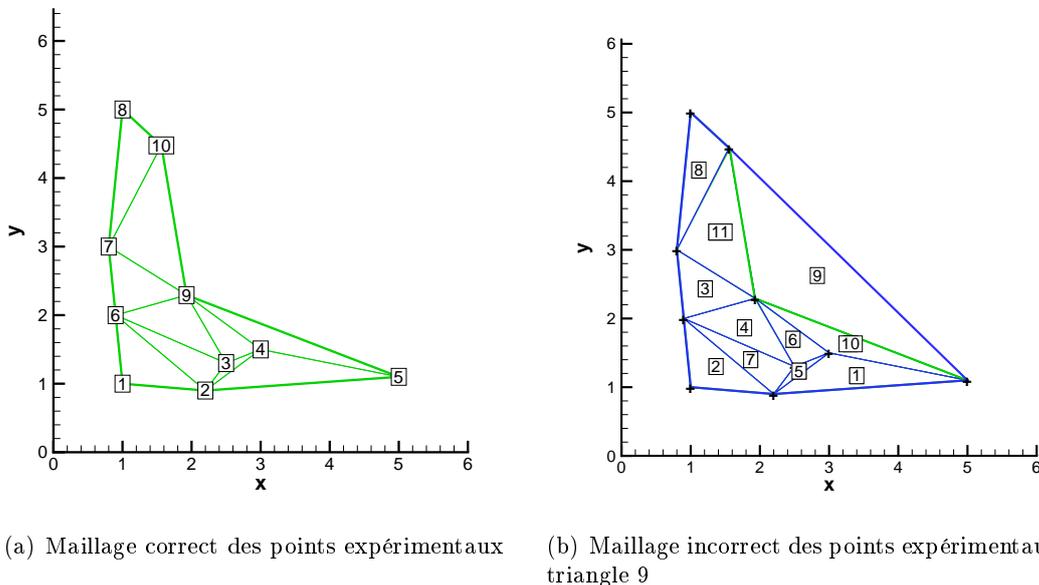


FIGURE 7.6 – Illustration de deux maillages

A l'aide de cette méthode, on construit une variable d'évaluation de l'erreur *err* entre modèle et expérience définie par:

$$err = \frac{\dot{m}_l \text{ homo} - \dot{m}_l \text{ exp}}{\dot{m}_l \text{ exp}} \quad (7.21)$$

La figure 7.7 illustre la comparaison entre simulation numérique et expérience. En fond de carte est tracée l'erreur *err* du modèle homogène par rapport aux expériences en fonction de la pression amont et du titre massique en gaz. A cette carte est superposé un réseau de courbes indiquant le débit de liquide effectivement mesuré. Cette représentation met en évidence que le modèle homogène a tendance, quelque soit le point de fonctionnement, à sous estimer le débit liquide passant expérimentalement dans la tuyère. Cette erreur est comprise entre 0% et -35%⁸. 90% des points de fonctionnement simulés (le cœur de la carte) a une erreur estimée à -25%, seuls les points sur la frontière du domaine se dis-

⁸le signe moins est là pour rappeler que le débit est sous estimé par le modèle

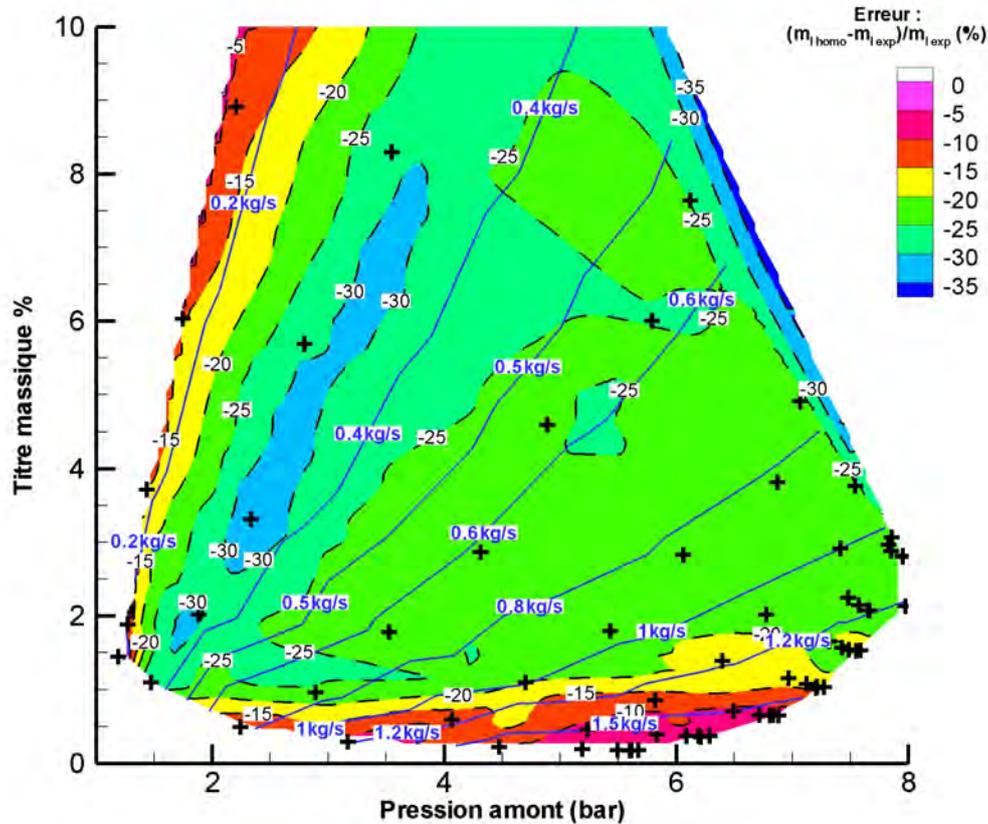


FIGURE 7.7 – Carte estimant l'erreur $err = \frac{\dot{m}_l \text{ homo} - \dot{m}_l \text{ exp}}{\dot{m}_l \text{ exp}}$ du débit liquide estimée par le modèle homogène par rapport aux mesures expérimentales en fonction de la pression amont P_{amont} et du titre massique en gaz X_m . A cette carte est superposé un réseau de courbes indiquant le débit de liquide effectivement mesuré.

tinguent avec une erreur plus importante.

Un argument pour interpréter l'évolution de l'erreur consiste à remettre en perspective l'hypothèse la plus forte du modèle homogène, c'est à dire le couplage mécanique parfait. En effet, du fait de leur grand écart de densité, les deux phases tendent à être soumises à une accélération différentielle (accélération du gaz > accélération du liquide) qui tend à rompre le couplage mécanique. Ainsi, la construction d'un temps caractéristique de relaxation pour une particule τ_p (liquide ou gazeuse) soumis à échelon de vitesse donne une bonne indication du temps nécessaire à une particule pour rattraper la différence de vitesse avec la phase continue.

$$\tau_p = \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} + 1/2 \right) \frac{4d}{3Cd|V_p - V_f|} \quad (7.22)$$

Les indices p et f sont relatifs respectivement à la particule et à la phase continue.

La comparaison, à taille et échelon de vitesse identiques, du temps caractéristique de relaxation d'une bulle et d'une goutte met en évidence que $\tau_p \text{ bulle} \ll \tau_p \text{ goutte}$. De ce fait un écoulement à bulles présente un couplage nettement plus important qu'un écoulement à gouttes.

A titre d'illustration et sans pour autant tirer des conclusions trop rapides⁹ les données expérimentales sont projetées (figure 7.7) dans un repère G_l^*, G_g^{*10} pour permettre de superposer les points de fonctionnement avec les cartes d'écoulement de Baker (1954) (cf. paragraphe: 5.1).

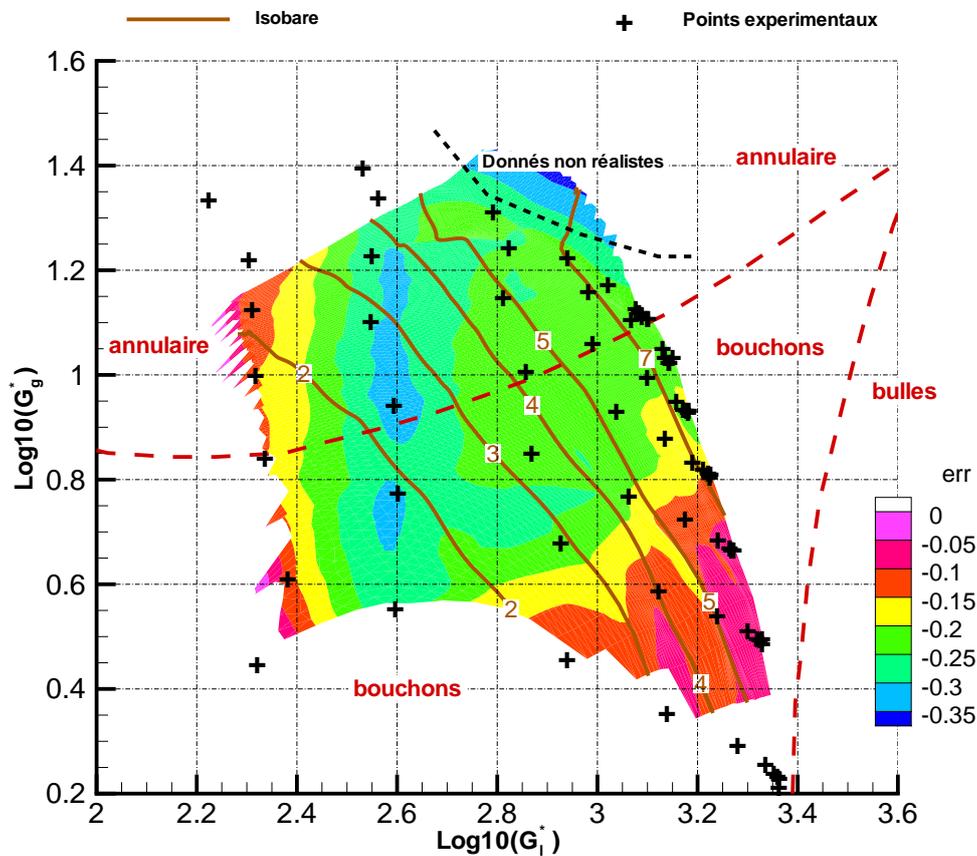


FIGURE 7.8 – Graphique superposant les informations issues des expériences et des cartes de configuration de Baker (1954)

La figure 7.8 superpose les différentes informations issues des expériences et des travaux de Baker (1954) sur les configurations d'écoulement. En fond de carte, l'erreur err est tracée en fonction des variables G_l^*, G_g^* . Les mesures expérimentales sont marquées par

⁹Les cartes Baker sont largement soumises à discussion. Elles ont été établies dans des conditions particulières, pour des canalisations de grande longueur en regard de la longueur de la tuyère et pour de faible gradient de pression soit pour un écoulement 1D quasi-établi ce qui est loin d'être le cas ici.

¹⁰ G_l^*, G_g^* sont les flux massiques de chaque phase corrigés cf. paragraphe: 5.1

une croix noire et les transitions proposées par Baker (1954) sont marquées par des traits continus. La lecture de cette figure illustre que trois types de configuration d'écoulement sont possibles: à bulles, à bouchons et annulaire. La bonne concordance entre mesures et simulations, lorsque la configuration initiale de l'écoulement tend vers l'écoulement à bulles, confirme cette interprétation. Cette explication paraît être mise en défaut à l'analyse des points présentant un bon accord entre modèle et expérience alors que la configuration d'écoulement est de type annulaire. Cependant, l'examen de la pression amont montre que le gradient de pression entre l'entrée et la sortie de la tuyère reste petit et ne favorise donc pas une accélération trop grande de la phase gazeuse. Ainsi, malgré la configuration d'écoulement annulaire, les deux phases restent suffisamment couplées pour que le modèle homogène demeure adapté. Le reste du domaine correspond à des écoulements annulaires ou à poches soumis à un gradient de pression important et favorisant le découplage entre les phases. Raison apparemment suffisante pour expliquer le moins bon accord entre modèle et expérience.

7.4 Bilan du modèle homogène

Le modèle homogène apparaît comme un bon outil pour une première approche de la détente d'écoulement diphasique en tuyère. Tout en restant rustique et rapide à mettre en œuvre, il apporte des éléments pertinents sur la physique des tuyères diphasiques (en restant dans la limite de ces hypothèses). Il constitue une aide précieuse pour le dimensionnement des tuyères diphasiques. Cependant, l'écart constaté entre les résultats issus du modèle homogène et les mesures réalisées sur le banc démontre les limites du modèle homogène. Le modèle à phase dispersées, présenté au chapitre suivant, lèvera une bonne part de ces restrictions.

Chapitre 8

Modèle à phases dispersées 1D

Les enjeux relevés par ce modèle sont plus ambitieux que ceux du modèle homogène. Les intentions initiales restent la prédiction des points de fonctionnement et l'aide au dimensionnement. Les objectifs additionnels du modèle dispersé sont de prendre en compte le découplage des phases et d'apporter une aide à la compréhension des mécanismes d'atomisation et d'accélération différentielle. L'expression mathématique du modèle dispersé dans une tuyère a déjà été proposée par Lemonnier & Selmer-Olsen (1992) , Selmer-Olsen (1991), Lemonnier & Bilicki (1992) et largement reprise par Ho-Kee-King (1996) et Lemaire (1999). Ce modèle se formule en suivant l'expression de plusieurs bilans conservatifs sur une tranche de l'écoulement et l'expression de lois de fermeture.

8.1 Formulation

8.1.1 Hypothèses

Ce modèle repose sur un nombre important d'hypothèses qui se distinguent en deux catégories: les propriétés respectives des deux fluides¹ et les propriétés constitutives de l'écoulement.

Hypothèses sur la phase liquide:

- la phase liquide est supposée compressible au premier ordre.

$$\partial\rho_l/\partial P = \beta\rho_l \tag{8.1}$$

$$\beta \sim 5 \cdot 10^{-10} m^2/N \text{ pour l'eau.}$$

¹L'écoulement a deux phases: liquide et le gaz et trois constituants: le liquide, sa vapeur et le gaz non condensable. Dans le cas immiscible, il n'y a plus que deux constituants qui sont aussi les deux phases.

- la phase liquide est supposée non dilatable

$$\partial \rho_l / \partial T = 0 \quad (8.2)$$

Hypothèses sur la phase gazeuse:

- la phase gazeuse, qui est en fait un gaz humide, comporte une fraction de gaz non condensable (indiqué a) et une fraction de la vapeur du liquide (indiqué v)
- Le mélange de gaz est supposé idéal et respecte la loi de Dalton (additivité des pressions partielles)

$$P_g = P_{p a} + P_{p v} \quad (8.3)$$

- la fraction non condensable de la phase gazeuse se comporte comme un gaz parfait

$$\rho_a = \frac{P_{p a}}{r_a T} \quad (8.4)$$

où r_a est la constante massique du gaz non condensable.

- la fraction de vapeur du liquide se comporte comme un gaz parfait

$$\rho_v = \frac{P_{p v}}{r_v T} \quad (8.5)$$

où r_v est la constante massique de la vapeur d'eau.

Hypothèses sur l'écoulement

- L'écoulement est supposé stationnaire

$$\partial / \partial t = 0 \quad (8.6)$$

- L'écoulement est unidirectionnel (1D)

Toutes les variables, sont uniformes sur la section droite. Le taux d'occupation dans la section de chaque phase est décrit par le taux de vide² α .

- La configuration de l'écoulement est imposée par hypothèse: la phase liquide constitue la phase dispersée, la phase gazeuse constitue la phase continue de l'écoulement diphasique.

Le choix de fixer la configuration de l'écoulement est très critiquable mais simplifie considérablement la formulation du problème. La configuration de l'écoulement sortant est toujours de ce type dans les limites de conditions génératrices considérées. La configuration de l'écoulement entrant dépend des conditions génératrices (cf.

²Pour mémoire le taux de vide est défini dans une section droite comme le rapport de la section occupée par le gaz sur la section de la conduite $\alpha = \frac{A_g}{A}$

paragraphe 6.5) et présente fréquemment une phase liquide continue. Le développement d'un modèle capable de décrire la transition de configuration dépasse largement le cadre de ce travail. Le choix fait ici présente un compromis satisfaisant qui sera conforté par la comparaison mesures-simulations. Dans ce cas, les lois fermeture sont réduites à la formulation des échanges entre une goutte et un gaz [cf. paragraphe:5.3].

- Égalité des pressions entre les phases dans la section droite.
La surpression de Laplace (cf. paragraphe 5.4.1) est négligée.

$$P_g = P_l = P \quad (8.7)$$

- Les parois de la tuyère sont supposées adiabatiques
- Le frottement pariétal repose sur un modèle basé sur un écoulement monophasique de la phase continue. En effet, on étend la configuration du cœur de l'écoulement à la zone pariétale en considérant que cette phase est le siège du frottement pariétal. Il est néanmoins connu et admis qu'un film liquide est toujours présent à la paroi même si son épaisseur est faible devant celle du cœur de l'écoulement.

Hypothèses spécifiques à la phase continue

- Dans une section droite, la phase gazeuse (gaz humide) est décrite par une vitesse V_g et une température T_g
- La composition de la phase gazeuse (humidité du gaz) est supposée uniforme sur toute la section droite

Hypothèses spécifiques à la phase dispersée

- Les gouttes sont supposées sphériques
- Dans une section droite, les gouttes sont décrites par une seule taille assimilée au diamètre de Sauter d_{32} que l'on notera d (cf. paragraphe 5.5)
- Les gouttes sont suffisamment petites pour supposer que la température du fluide est uniforme à l'intérieur de celles-ci (cf. paragraphe 5.8)
- Dans une section droite, la phase liquide est décrite par une vitesse V_l et une température T_l

8.2 Mise en équation & Formulation du système d'équations

Pour décrire ce modèle, sept variables principales ont été retenues: la pression P , le taux de vide α , la vitesse du gaz V_g , la vitesse du liquide V_l , la température du gaz T_g ,

la température du liquide T_l et la pression partielle de vapeur d'eau P_{pv} . L'expression du modèle nécessite l'écriture de sept bilans conservatifs: trois bilans de masse (un pour chaque constituant), un bilan de quantité de mouvement et un bilan d'énergie pour chaque phase. La taille des gouttes d constitue une variable secondaire qui exige un traitement particulier permettant la prise en compte des mécanismes de vaporisation (cf. paragraphe 5.9) et de fragmentation (cf. paragraphe 5.10).

8.2.1 Bilans de masse

Les bilans de masse sont au nombre de trois: un pour la fraction de la phase gazeuse non condensable (indiqué a), un pour la phase liquide (indiqué l) et un pour la fraction de vapeur du liquide présente dans le gaz humide (indiqué v):

$$\frac{\partial \rho_a \alpha V_g A}{\partial x} = 0 \quad (8.8)$$

$$\frac{\partial \rho_l (1 - \alpha) V_l A}{\partial x} = -\gamma A \varphi_v \quad (8.9)$$

$$\frac{\partial \rho_v \alpha V_g A}{\partial x} = \gamma A \varphi_v \quad (8.10)$$

où γ est la densité de surface d'échange³ et φ_v est le débit massique d'eau vaporisée par unité de surface d'échange ($\varphi_v > 0$ si le liquide se vaporise, $\varphi_v < 0$ si la vapeur se condense).

8.2.2 Bilans de quantité de mouvement

Les bilans de quantité de mouvement sont réalisés sur les deux phases liquide et gaz. L'équation 8.11 constitue le bilan de quantité de mouvement du mélange (liquide + gaz). Le bilan de quantité de mouvement du mélange (Equation 8.11) s'obtient en additionnant les bilans propres à chaque phase [Lemonnier (2005)].

$$\frac{\partial \rho_l (1 - \alpha) V_l^2 A}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g \alpha V_g^2 A}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} A - \tau_w 2\sqrt{\pi A} \quad (8.11)$$

La deuxième équation (Equation: 8.12) retenue est le bilan de quantité de mouvement sur la phase dispersée. Cette équation fait apparaître la force de traînée volumique, terme de couplage mécanique entre les deux phases.

$$\rho_l V_l \frac{\partial V_l}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{f_{traînee}}{\pi d^3/6} \quad (8.12)$$

³ $\gamma A \delta z$ est la surface d'échange développée par les interfaces sur une tranche d'écoulement d'épaisseur δz

où τ_w (Equation 8.11) est la contrainte de frottement pariétal, $f_{trainee}$ (Equation: 8.12) est la force de traînée volumique et d est le diamètre de la phase dispersée.

8.2.3 Bilans d'énergie

Le bilan d'énergie totale, formulé en enthalpie, moyenné sur la section est donné par l'équation 8.13. Il est obtenu en additionnant les bilans d'énergie sur chaque phase. En supposant que la paroi est adiabatique on obtient:

$$\frac{\partial (h_l + 1/2V_l^2) \rho_l (1 - \alpha) V_l A}{\partial x} + \frac{\partial (h_g + 1/2V_g^2) \rho_g \alpha V_g A}{\partial x} = 0 \quad (8.13)$$

La deuxième équation (Equation: 8.14) retenue est le bilan d'énergie sur la phase dispersée. Cette équation fait apparaître les termes d'échanges de chaleur dus à la différence de température entre les phases ainsi que la chaleur latente des changements de phase.

$$\rho_l V_l^2 \frac{\partial V_l}{\partial x} + \rho_l V_l \frac{\partial h_l}{\partial T_l} \frac{\partial T_l}{\partial x} = V_l \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\pi d^2}{\pi d^3 / 6} \{ \varphi_{TI} - \varphi_v [Lv(T_{int}) + Cp_l (T_l - T_{int}) + 1/2 (V_l^2 - V_g^2)] \} \quad (8.14)$$

où φ_{TI} est le flux thermique à l'interface, φ_v est le débit massique d'eau vaporisée par unité de surface d'échange, Lv la chaleur latente de vaporisation, Cp_l la capacité massique thermique du liquide, T_{int} la température de l'interface.

8.2.4 Bilan sur la taille des gouttes et le flux de gouttes

En introduisant le flux numérique de gouttes \dot{n} , il est possible d'exprimer une relation entre la taille d des gouttes ⁴ et le débit liquide \dot{m}_l .

$$\dot{m}_l = \rho_l \frac{\pi d^3}{6} \dot{n} \quad (8.15)$$

Dans le cas où la phase liquide est soumise au seul mécanisme de changement de phase, le flux numérique de gouttes reste constant. Seul le diamètre des gouttes change: $\delta [d] = \Gamma_l / (1/2 \rho_l d^2 \dot{n})$. Si la phase liquide est soumise au seul mécanisme d'atomisation le flux numérique et le diamètre des gouttes changent simultanément tel que ⁵ $\delta [\dot{n} d^3] = 0$. Au travers de cette modélisation le mécanisme de changement de phase est vu comme un mécanisme continu et celui de la brisure comme un mécanisme non continu. Ainsi ces deux mécanismes régissant la taille des gouttes nécessitent deux traitements particuliers. La résolution du système différentiel étant réalisée à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (cf. paragraphe 8.5) le diamètre des gouttes est corrigé pour les mécanismes

⁴Pour rappel le modèle ne prend en compte qu'une unique taille de goutte: le diamètre de Sauter d_{32}

⁵Expression de la conservation de la masse

de changement de phase **sur** chaque intervalle δx et les mécanismes d'atomisation **entre** chaque intervalle δx .

8.2.5 Les conditions initiales et aux frontières

La résolution du système différentiel nécessite à la fois des conditions initiales (appelées aussi conditions génératrices) et des conditions aux frontières (la géométrie de la tuyère). Les conditions initiales sont au nombre de huit (identique au nombre de variables): la pression P_0 , le taux de vide α_0 , la vitesse du gaz V_{g0} , la vitesse du liquide V_{l0} , la température du gaz T_{g0} , la température du liquide T_{l0} , la pression partielle de vapeur d'eau P_{pv0} et la taille de la phase dispersée d_0 .

Ces conditions initiales sont regroupées en deux lots: le premier constitué des conditions initiales principales $P_0, \alpha_0, V_{g0}, V_{l0}, T_{l0}$ (elles sont directement reliées aux grandeurs pertinentes de l'expérience) et le deuxième lot regroupant les conditions initiales dites secondaires T_{g0}, d_0, P_{pv0} . Les grandeurs pertinentes principales de l'expérience sont le débit liquide \dot{m}_l , le titre massique en gaz X_m la pression amont P_{amont} et la température initiale du liquide $T_{l\ amont}$. Ces grandeurs par l'écriture de la conservation des débits massiques, des lois d'état et l'expression d'un glissement initiale S_0 entre les phases ($S_0 = V_g/V_l$) permettent d'exprimer les conditions initiales comme:

$$P_0 = P_{amont} \quad (8.16)$$

$$T_{l0} = T_{l\ amont} \quad (8.17)$$

$$\alpha_0 = \frac{X_m \rho_l}{(1 - X_m) \rho_g S_0 + X_m \rho_l} \quad (8.18)$$

$$V_{g0} = \frac{\dot{m}_g}{\rho_g \alpha_0 A_0} \quad (8.19)$$

$$V_{l0} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l (1 - \alpha_0) A_0} \quad (8.20)$$

Les conditions initiales dites secondaires sont moins critiques dans leur évaluation comme le montre l'étude de sensibilité T_{g0}, d_0, P_{pv0} et S_0 .

8.3 Propriétés des phases et de l'interface

8.3.1 Phase gazeuse

La phase gazeuse est constituée d'un gaz incondensable (indice a) et de vapeur du liquide (indice v). La masse volumique apparente du gaz (indice g) est:

$$\rho_g = \rho_a + \rho_v \quad (8.21)$$

En introduisant c la fraction massique de vapeur:

$$c = \frac{\rho_v}{\rho_a + \rho_v} \quad (8.22)$$

Le gaz incondensable, la vapeur du liquide et le mélange des deux sont considérés comme des gaz parfaits. La constante massique du gaz parfait équivalent est alors:

$$r_g = (1 - c) r_a + c r_v \quad (8.23)$$

Les propriétés du gaz, sont évaluées par pondération massique puisque l'enthalpie est une grandeur extensive (attachée à la masse)

$$h_g = (1 - c) h_a + c h_v \quad (8.24)$$

soit encore:

$$Cp_g = (1 - c) Cp_a + c Cp_v \quad (8.25)$$

La viscosité dynamique μ et la conductivité thermique λ du mélange de gaz sont aussi exprimées par pondération massique⁶

$$\mu_g = (1 - c) \mu_a + c \mu_v \quad (8.26)$$

$$\lambda_g = (1 - c) \lambda_a + c \lambda_v \quad (8.27)$$

8.3.2 Interface

Les relations de fermeture font intervenir de nombreuses propriétés [Lemonnier (2005)]. Selon les relations de fermeture envisagées, ces dernières doivent être évaluées à des pressions et températures différentes. En général, les propriétés physiques relatives aux corrélations de transferts de chaleur et de masse sont évaluées à la température dite de film que nous appellerons aussi température d'interface (indiqué *int*):

$$T_{int} = \varpi T_g + (1 - \varpi) T_l \quad (8.28)$$

$$\varpi = 2/3 \quad (8.29)$$

8.4 Relations de fermetures

8.4.1 L'aire interfaciale / Densité d'aire interfaciale

Les termes d'interactions entre les phases font intervenir une surface qui est confondue avec l'aire interfaciale δS_{ech} développée par l'ensemble des gouttes comprises dans une tranche d'écoulement d'épaisseur δx . Il est possible de définir la densité d'aire interfaciale

⁶Il existe un grand nombre de corrélations pour exprimer ces deux grandeurs en fonction de la composition et de la nature du mélange. Dans un soucis de simplification, la pondération massique des grandeurs a été préférée

comme l'aire interfaciale par unité de volume. (cf. annexe E).

$$\delta S_{ech} = \gamma A \delta x \quad (8.30)$$

avec

$$\gamma = \frac{6(1-\alpha)}{d_{32}} \quad (8.31)$$

8.4.2 La loi de traînée interfaciale

Le frottement interfacial est décrit par la force de traînée interfaciale (cf. paragraphe 5.7 et annexe I).

$$f_{traînee} = -1/2\rho_g (V_l - V_g) |V_l - V_g| C_d \frac{\pi d^2}{4} \quad (8.32)$$

$$C_d = \left[C_{dn} \frac{1-\alpha}{\alpha} + 1 \right] \left[\frac{24}{Re_g} + C_{d0} Re_g^a \right] \quad (8.33)$$

$$Re_g = \frac{\rho_g |V_l - V_g| d}{\mu_g} \quad (8.34)$$

$$(8.35)$$

L'expression de la loi de traînée que nous avons retenue, repose sur la formulation du coefficient C_d qui dépend de trois paramètres:

- C_{dn} coefficient dont l'objectif est de tenir compte des effets collectifs. C_{dn}
- C_{d0} et l'exposant a dont le rôle est de décrire l'écart à la loi de Stokes pour les grands nombres de Reynolds particulières.

Les paramètres par "défaut" sont synthétisés dans le tableau 8.1

C_{dn}	C_{d0}	a
0	6	-0.385

TABLEAU 8.1 – Valeurs par défaut des paramètres C_{dn} , C_{d0} et l'exposant a

8.4.3 Le transfert de chaleur interfaciale

Le transfert de chaleur est décrit à l'aide du nombre de Nusselt. (cf. paragraphe 5.8 et annexe K).

$$\varphi_{TI} = \frac{\lambda_g (T_g - T_{int})}{d} Nu \quad (8.36)$$

$$Nu = 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T} \quad (8.37)$$

$$F_T = (1 + B_{Tg})^{0.7} \frac{\ln[1 + B_{Tg}]}{B_{Tg}} \quad (8.38)$$

$$Nu_0 = Nu_1 \left(\left[1 + C_1 Re_f^{1/2} Pr_g^{1/3} \right] \right) \quad (8.39)$$

$$Re_f = \frac{\rho_g |V_l - V_g| d}{\mu_g} \quad (8.40)$$

$$Pr_g = \frac{\mu_g C_p g}{\lambda_g} \quad (8.41)$$

$$B_{Tg} = \frac{C_p g (T_g - T_l)}{L_v} \quad (8.42)$$

où T_{int} la température de l'interface

La formulation de l'échange de chaleur dispose de deux paramètres Nu_1 et C_1 . Les valeurs par défaut de ces deux paramètres sont synthétisées dans le tableau 8.2.

Nu_1	C_1
2	0.44

TABLEAU 8.2 – Valeurs par défaut des paramètres relatifs aux transferts de chaleur.

8.4.4 Le changement de phase

Le transfert de masse emploie la formulation du nombre de Sherwood pour quantifier la fraction massique d'eau vaporisé (ou condensé):

$$\varphi_v = Sh D_{Mvg} (\rho_{v\infty} - \rho_{vI}) \quad (8.43)$$

$$Sh = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M} \quad (8.44)$$

$$F_M = (1 + B_M)^{0.7} \frac{\ln[1 + B_M]}{B_M} \quad (8.45)$$

$$Sh_0 = Sh_1 \left(1 + C_2 Re_f^{1/2} Sc_g^{1/3}\right) \quad (8.46)$$

$$Re_f = \frac{\rho_g |V_l - V_g| d_{32}}{\mu_g} \quad (8.47)$$

$$Sc_g = \frac{\mu_g}{\rho_g D_{Mvg}} \quad (8.48)$$

$$B_M = \frac{Y_{vI} - Y_{v\infty}}{1 - Y_{vI}} \quad (8.49)$$

$$Y_v = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_a} \quad (8.50)$$

La formulation du transfert de masse dispose de deux paramètres Sh_1 et C_2 . Les valeurs par défaut de ces deux paramètres sont synthétisées dans le tableau 8.3.

Sh_1	C_2
2	0.44

TABLEAU 8.3 – Valeurs par défaut des paramètres relatifs aux transferts de masse

8.4.5 Frottement pariétal

Le bilan de quantité de mouvement du mélange, fait apparaître un seul terme: le frottement pariétal. Différentes approches sont possibles, cependant comme le frottement pariétal ne joue qu'un rôle secondaire, nous avons classiquement retenu un modèle basé sur un écoulement monophasique en gaz seul.

$$\tau_w = 1/2 \rho_g V_g^2 f_w \quad (8.51)$$

$$f_w = C_B Re_D^b \quad (8.52)$$

$$Re_D = \frac{\rho_g V_g D_h}{\mu_g} \quad (8.53)$$

Les coefficient C_B et l'exposant b sont les deux paramètres de la loi de frottement pariétal. Leurs valeurs par défaut sont données dans le tableau 8.4

C_B	Exposant b
0.079	-0.25

TABLEAU 8.4 – Valeurs par défaut des paramètres relatifs aux frottements pariétaux

8.4.6 Mécanismes de brisure de la phase dispersée

Les mécanismes de brisure ont déjà été évoqués au paragraphe 5.10. Pour mémoire, une goutte (dite mère) est fragmentée en plusieurs gouttes (dites filles) lorsque les forces extérieures sont suffisamment importantes pour la déformer et rompre l'interface. Dans le cadre de notre modèle, deux types de fragmentation sont retenus: la brisure par cisaillement et la brisure par turbulence. Les problématiques principales du modèle de fragmentation reposent:

1. sur le choix du mécanisme privilégié pour briser une goutte, compte tenu des forces extérieures appliquées sur celle-ci,
2. sur un indicateur objectif de la brisure effective de la goutte (Ce n'est pas parce qu'une goutte est soumise à une force que celle-ci se brise).
3. sur la détermination de la taille des gouttes filles.

La solution adoptée par Selmer-Olsen (1991) est quant à elle un peu différente. Elle se limite aux mécanismes par brisure turbulente, la taille des gouttes est imposée en fonction du taux de turbulence de la phase gazeuse (travaux de Berne (1983) sur la fragmentation turbulente). Notre choix de mettre en compétition plusieurs modèles de brisure contraint à trouver un critère déterminant le mécanisme le plus probable. La première option revient à retenir le type de fragmentation dont le nombre de Weber est le plus grand. Cela revient indirectement à sélectionner la force extérieure la plus grande. Une autre option est d'analyser les temps caractéristiques des différents types de fragmentation possibles et de retenir le mécanisme dont le temps caractéristique est le plus court.

Qu'un type de fragmentation soit sélectionné en fonction des forces extérieures n'implique pas qu'une goutte se brise. Il faut pour cela que la déformation de la goutte soit suffisante. Traditionnellement, la rupture d'une goutte s'appuie sur l'expression d'un Weber critique qui conditionne la fragmentation (Pas de brisure si $We < We_{critique}$, et brisure si $We > We_{critique}$). La diversité des nombres de Weber critique disponibles dans la littérature montre que ce critère est largement discutable, cependant à défaut de mieux il sera retenu.

La distribution de taille des gouttes filles, résultant de la fragmentation d'une goutte mère, est directement liée au type de brisure. Une première approche consiste à écrire que la taille des gouttes filles est définie tel que le nombre de Weber de la phase dispersée soit égal au nombre de Weber critique $We = We_{critique}$. En d'autres termes que la taille de

la phase dispersée après fragmentation reste au plus égale à la plus grosse goutte n'ayant pas été fragmentée. L'intérêt de cette première approche réside dans sa simplicité de mise en œuvre. Une autre approche consiste à s'appuyer sur les modèles prédisant la taille des gouttes filles (cf. paragraphe 5.5) mais elle n'a pas été mise en œuvre ici.

8.5 Algorithmes de résolution

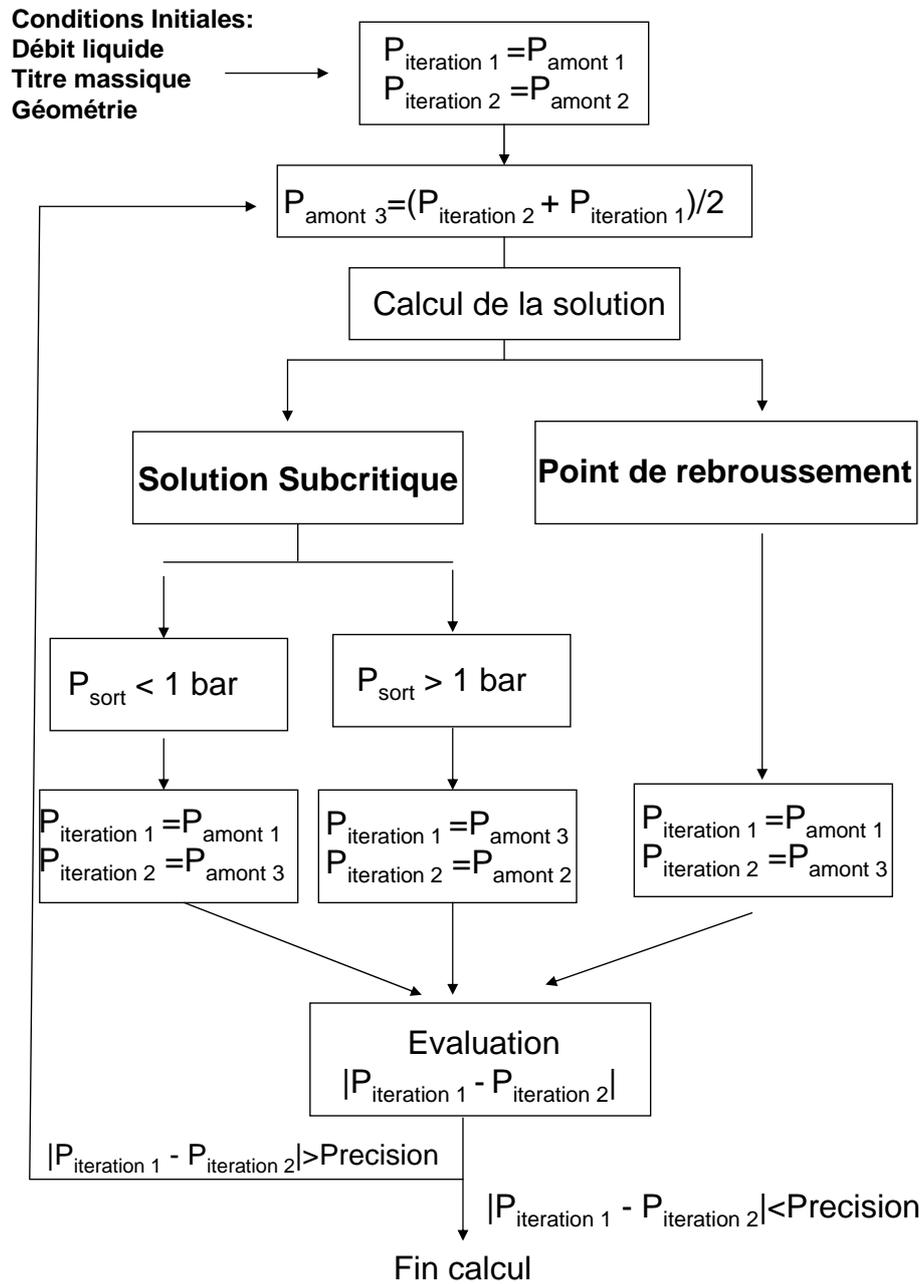
La formulation mathématique du modèle se présente comme un système différentiel sous la forme $Md\vec{Y}/dz = \vec{B}$ où M est une matrice réelle définie (de dimension 7x7), \vec{Y} est le vecteur constitué des 7 inconnues et \vec{B} le vecteur second membre. La première étape consiste à calculer le déterminant de la matrice A . Si ce déterminant est nul la matrice est singulière, la solution décrite passe par un point singulier (point de rebroussement, point selle [cf. paragraphe 6.2.1]), dans le cas contraire le système est inversé par une méthode de Gauss puis intégré par une méthode de Runge-Kutta, d'ordre 4 en précision, à pas adaptatif.

Cet algorithme est le cœur de différentes stratégies possibles aboutissant à différentes formes de résultats:

1. Un triplet de conditions génératrices P_{amont} , \dot{m}_l et X_m est fixé arbitrairement en entrée de tuyère, et sert de condition initiale pour la description de la solution dans une géométrie de tuyère donnée. Le produit de ce type de simulation est l'ensemble des profils des variables du systèmes.
2. A ce schéma est associé une méthode de tir appelée PIF (*Possible Impossible Flow* [Vromman (1988), Yan (1991)]). Cette méthode de tir nécessite une boucle d'itération sur une des conditions initiales et permet d'encadrer, par dichotomie, la branche amont qui correspond à la solution sub-critique la plus proche du point selle. Le résultat de cette technique est la détermination des conditions génératrices proches du point de fonctionnement critique [Lemaire (1999)].
3. La méthode de tir est imbriquée dans un ensemble de boucles balayant les différentes conditions génératrices. Le fruit de cette approche est une carte de points de fonctionnement de la tuyère.

Des précisions substantielles sont apportées autour de la méthode *Possible Impossible Flow*. La figure 8.1 donne une représentation schématique de l'algorithme. La géométrie de tuyère est imposée ainsi que le titre massique en gaz et le débit massique en liquide. La variable d'itération choisie est la pression amont P_{amont} . Pour une pression amont donnée, deux familles de solutions sont envisageables: les solutions sub-critiques, et les solutions présentant un point de rebroussement (les autres points selles sont numériquement quasi-improbables). Si la solution présente un point de rebroussement, la pression amont retenue pour le calcul est inférieure à la pression amont *critique*⁷. Si la solution est pleinement sub-

⁷dont la trajectoire passe exactement par le point selle

FIGURE 8.1 – Algorithme de résolution par la méthode PIF (*Possible Impossible Flow*)

critique, la pression amont retenue pour la calcul est supérieure à la pression amont *critique*.

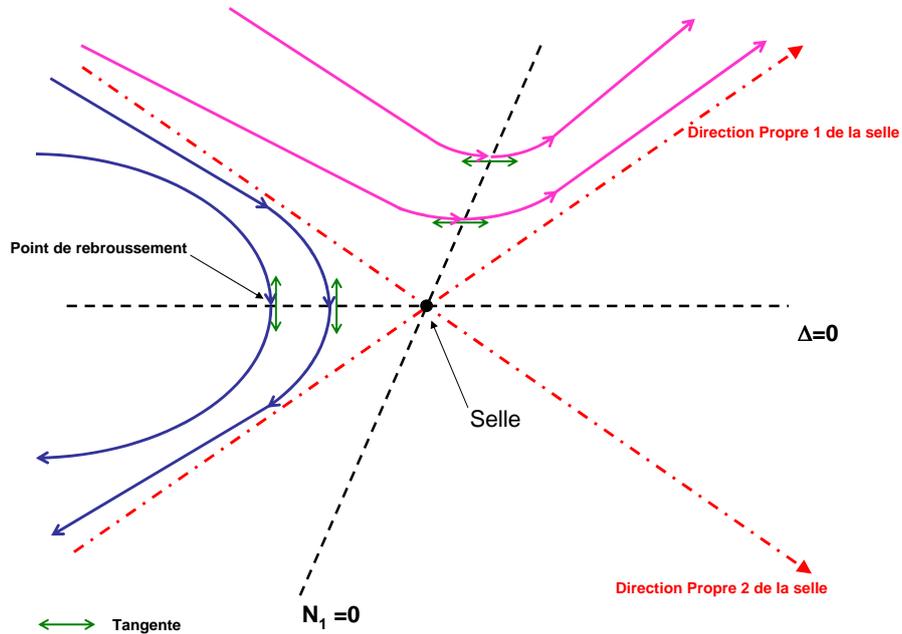


FIGURE 8.2 – Détermination du point selle à l’aide des extremums des solutions sub-critiques et présentant un point de rebroussement

La pression amont *critique* est ainsi encadrée jusqu’à une précision considérée comme suffisante. Le point selle peut alors être calculé en utilisant les extremums (figure 8.2) des deux dernières solutions sub-critiques et présentant un point de rebroussement qui approche au plus près le point selle. A partir de ces deux extremums un point appelé *point critique estimé* est choisi [Lemaire (1999)]. La méthode de Newton est alors utilisée pour résoudre le système suivant en itérant deux des coordonnées de ce point.

$$\Delta(x_c) = 0 \quad (8.54)$$

$$N_i(x_c) = 0 \quad (8.55)$$

où $\Delta(x_c)$ est le déterminant du système à l’abscisse du point critique x_c et $N_i(x_c)$ un des huit déterminants des comatrices (cf. paragraphe: 6.2.1). Le nouveau point calculé est appelé *point critique calculé*. La matrice jacobienne du système est linéarisée au voisinage du *point critique calculé* et permet le calcul des directions caractéristiques [Bilicky *et al.* (1987)]. L’intégration vers l’aval permet l’obtention théorique des deux branches limites sub-critique et critique.

Cette méthode a été mise en œuvre par Lemaire (1999) et a permis de mettre en évidence que des problèmes subsistent lorsque le système est dit "raide", c'est à dire lorsque le titre massique en gaz est inférieur à 15% (Ce qui est le cas de l'étude). En effet, les difficultés résident dans la localisation du *point critique estimé*. Lorsque la précision est augmentée sur la détermination de la pression amont (jusqu'à 10^{-12} limite de la machine), le point critique recherché glisse vers l'aval de la tuyère et finit par dépasser la section de sortie. La méthode précédemment développée devient donc inadaptée.

Dans notre cas d'étude, les points de fonctionnement considérés correspondent malheureusement à des systèmes "raides". Il est donc quasi-impossible de déterminer la position du point selle. La solution retenue est de conserver la dernière solution sub-critique calculée comme solution la plus réaliste. L'algorithme proposé par Vromman (1988) et Yan (1991) (*Possible Impossible Flow*) est complété pour tenir compte de cette contrainte. Lorsque la trajectoire solution est sub-critique **et** que la pression de sortie calculée est inférieure à la pression de sortie réelle, l'algorithme cherche à déterminer non plus la trajectoire critique, mais la trajectoire sub-critique adaptée en pression au niveau de la section de sortie. Cette modification de l'algorithme permet d'apporter une réponse aux difficultés rencontrées dans les systèmes raides.

NB: Par la suite, une large part est accordée à la méthode *PIF*, cependant nous évoquerons aussi la méthode *directe*. La différence entre ces deux méthodes réside par le statut accordé à la pression amont. Dans la méthode *PIF*, la pression amont est un résultat que l'on cherche à déterminer avec une précision voulue, alors que dans la méthode *directe* c'est un simple paramètre d'initialisation du calcul. Le but de la méthode *directe* est de calculer l'évolution des profils suivant différentes grandeurs sur l'axe de la tuyère .

8.6 Résultats & Interprétation

8.6.1 Prédiction des points de fonctionnement

La prédiction des points de fonctionnement est réalisée à l'aide de la méthode *Possible Impossible Flow* modifiée. La figure 8.3 donne une représentation graphique du débit liquide dans la tuyère en fonction du titre massique en gaz et de la pression amont. Cette carte permet aussi d'estimer la taille de la phase dispersée (toujours en fonction des conditions d'alimentation) au niveau de la section de sortie. Les prédictions pour le débit liquide du modèle dispersé sont en tout point comparables avec celle du modèle homogène.

La comparaison du modèle dispersé avec l'expérience permet de construire une carte de comparaison (figure 8.4). Cette carte est construite sur le même principe que les cartes de comparaison réalisées avec le modèle homogène (les données non réalistes sont entre

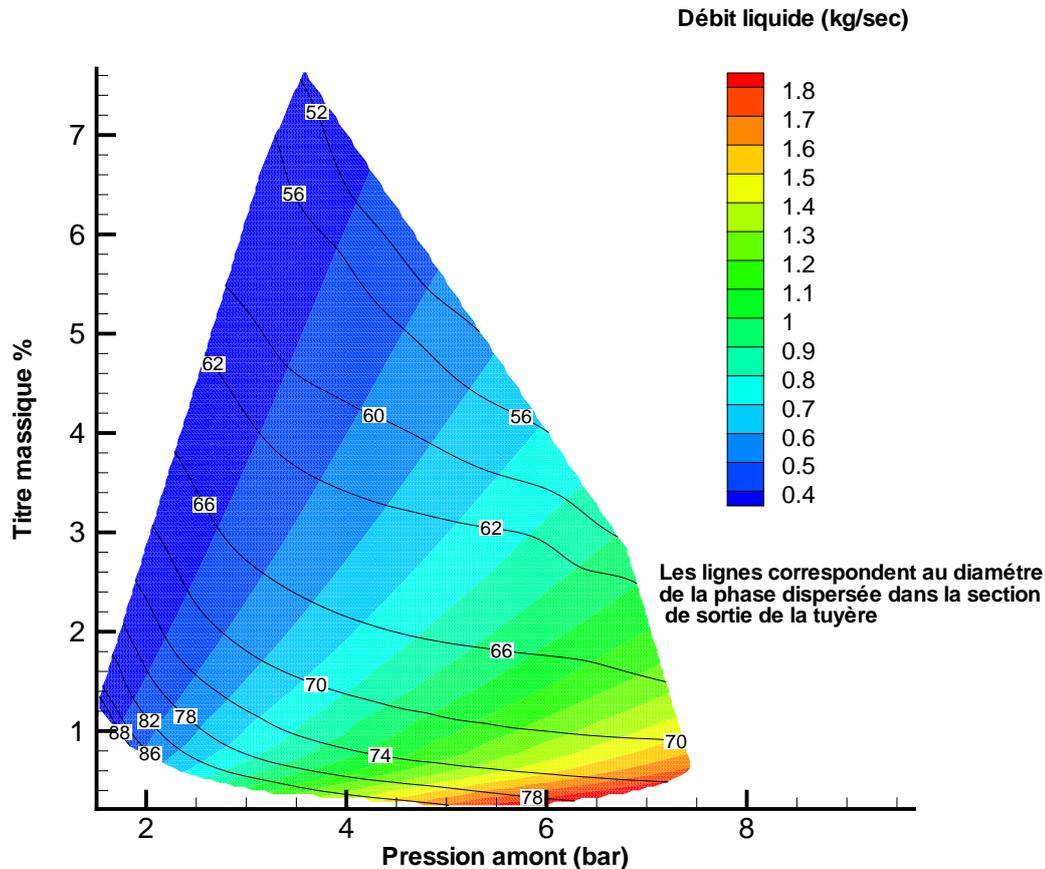


FIGURE 8.3 – Carte des points de fonctionnement prédits à l'aide du modèle dispersé et de l'algorithme *Possible Impossible Flow* modifié pour la géométrie de tuyère **K30**. L'unité du diamètre de la phase dispersée est le micromètre.

autres signalées). Cette carte de comparaison montre l'excellent accord entre modèle et expérience. L'erreur de prédiction du débit liquide est comprise entre $\pm 5\%$ par rapport au débit effectivement mesuré⁸. Les erreurs les plus importantes sont observées pour des faibles titres massiques, des pressions amont très modérées et des débits liquides faibles. Ces erreurs importantes sont probablement liées à la proximité des limites des instruments.

Concernant les diamètres de la phase dispersée en sortie de tuyère, la comparaison entre les prédictions du modèle et les mesures réalisées à l'aide d'un granulomètre à diffraction laser (cf. paragraphe 10.4) montre une discordance entre modèle et expérience. A ce stade de l'exposé, nous ferons l'hypothèse que les mesures effectuées sont fiables⁹ et sont considérées comme faisant référence¹⁰. L'analyse des cartes comparatives (figure 8.5)

⁸La précision expérimentale du débit liquide mesurée est de l'ordre $\pm[0.5\%$ de la pleine échelle (ici pleine échelle=2 kg/sec) + 2.5% de la valeur mesurée]

⁹nous verrons que c'est loin d'être le cas

¹⁰L'erreur commise sur la taille de la phase dispersée est théoriquement de l'ordre de $\pm 6.5\%$ de la valeur mesurée

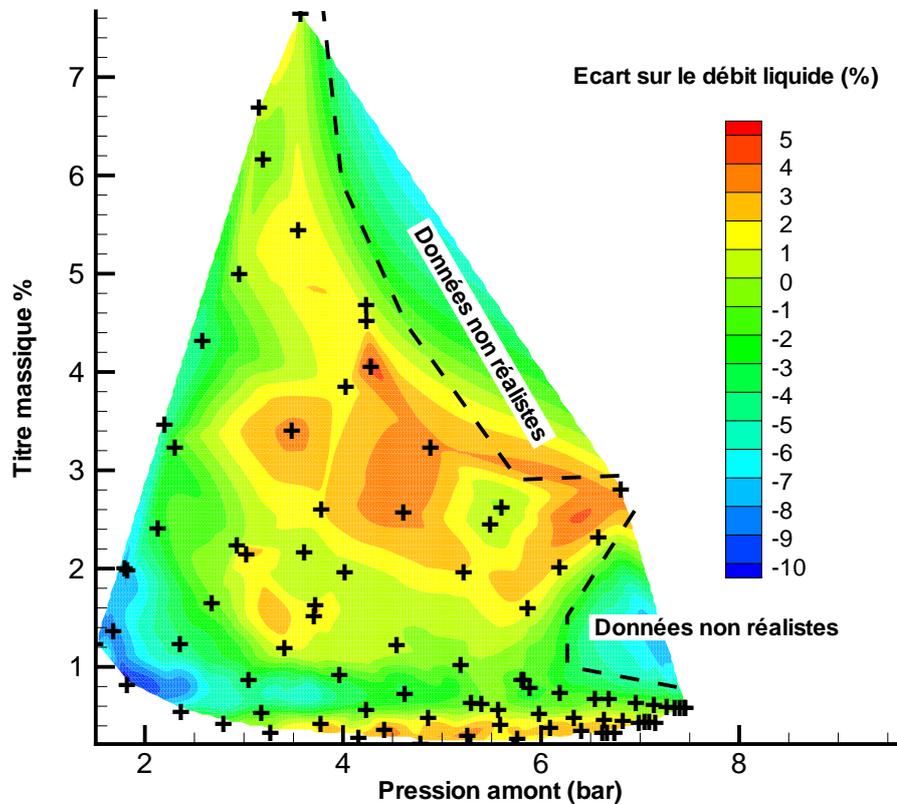


FIGURE 8.4 – Différence des débits liquides ($\frac{\dot{m}_{l/simu} - \dot{m}_{l/exp}}{\dot{m}_{l/exp}}$) entre les résultats obtenus expérimentalement et par simulation numérique pour la tuyère **K30**.

met clairement en évidence que le modèle sous-estime la taille des gouttes. Une remarque qui facilite l'analyse est de constater que les lignes d'iso-écart sont très proches des lignes d'iso-débit gaz. Ainsi, lorsque le débit gaz devient important l'écart entre modèle et expérience se réduit pour tendre vers un accord "quasi"-parfait entre mesures et prédictions.

8.6.2 Analyses des mécanismes mis en œuvre

L'analyse des mécanismes mis en œuvre a déjà fait, pour partie, l'objet d'une étude menée précédemment Bourrilhon (2003). Dans l'analyse qui va suivre le choix a été fait de montrer les mécanismes mis en œuvre dans une tuyère de forme simplifiée (figure 8.6). La géométrie dite optimisée des tuyères utilisées en essais, est classée confidentielle dans le cadre des accords liant les partenaires: entreprises et établissement de recherche. L'entrée de la tuyère est constituée d'une courte partie cylindrique, puis d'un convergent conique. Le col est cylindrique et le divergent conique. Le tableau 8.5 donne les principales caractéristiques

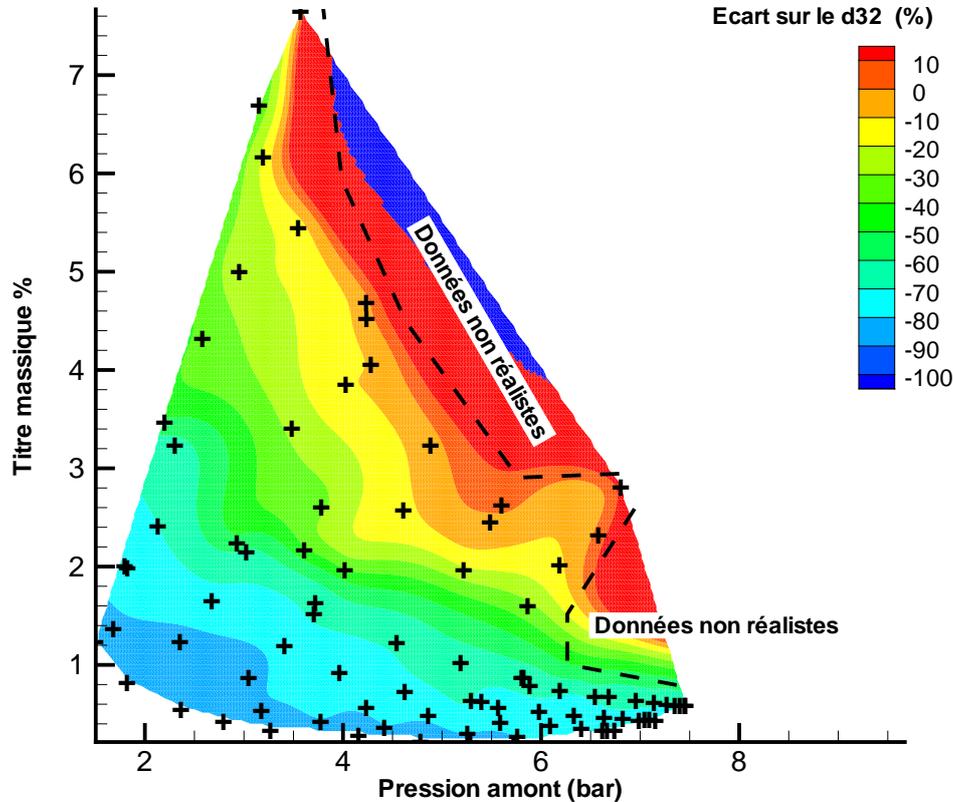


FIGURE 8.5 – Carte comparative modèle-Expérience (granulomètre à diffraction laser à 1m en aval de la section de sortie) portant sur le diamètre de la phase dispersée pour une géométrie **K30**

$$\frac{d_{32/simu} - d_{32/exp}}{d_{32/exp}}$$

téristiques géométriques de cette tuyère.

Neuf points de fonctionnement sont comparés. Ces points de fonctionnement couvrent trois débits liquide (6l/min, 30l/min et 60l/min) ainsi que trois titres massiques en gaz (1%, 5% et 10%). Les autres conditions initiales sont identiques pour toutes les simulations. Le tableau 8.6 synthétise les conditions initiales retenues pour l'analyse. La méthode de résolution est la technique *PIF*, permettant de déterminer la pression amont avec une précision de 10^{-3} .

L'exploitation des résultats fait apparaître deux familles de simulation: celle dont la pression de sortie est adaptée en pression et celle dont la pression de sortie n'a pu s'adapter¹¹. Les trajectoires solutions de ces dernières ont pour caractéristique de "passer" suffi-

¹¹Pour mémoire, la méthode de résolution basée sur l'algorithme *PIF* conserve uniquement la dernière solution subcritique lorsque la précision souhaitée sur la pression amont est atteinte. Ainsi les solutions non adaptées seraient peut être adaptées en pression si la précision sur la pression amont avait été accrue.

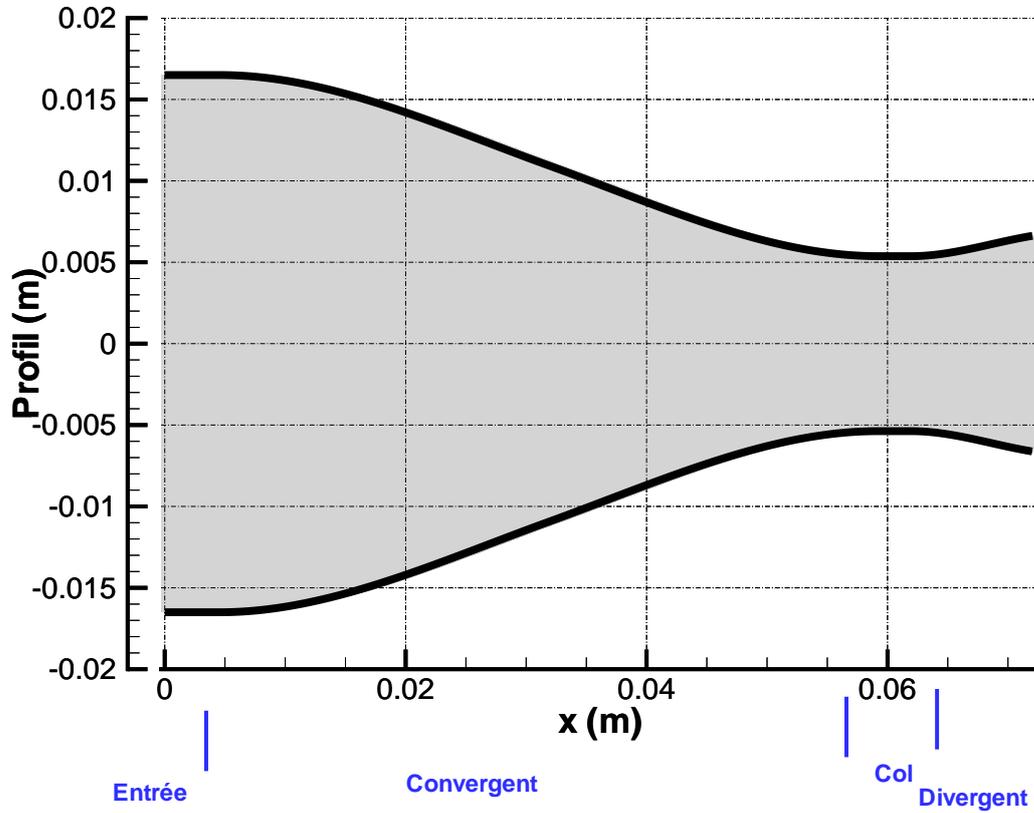


FIGURE 8.6 – Vue en coupe de la tuyère "simplifiée" servant à l'analyse des mécanismes mis en jeu

Diamètre d'entrée	33 mm
Longueur cylindre d'entrée	4.6 mm
Longueur du convergent	54.6 mm
Demi angle au sommet (valeur moyenne)	15°
Diamètre au col	10.75 mm
Longueur du col	2.8 mm
Longueur du divergent	10 mm
Demi angle au sommet (valeur moyenne)	7°
Diamètre de sortie	13.3 mm

TABLEAU 8.5 – Caractéristique géométrique de la tuyère simplifiée servant à l'analyse des mécanismes mis en œuvre

Glissement initial	$S_0 = \frac{V_{g0}}{V_{l0}}$	3
Taille de la phase dispersée	d_0	1 mm
Température du liquide	T_{l0}	10°C
Température du gaz	T_{g0}	10°C
Pression partielle en vapeur	P_{pv0}	0 bar
Pression de sortie	P_{sort}	1 bar

TABLEAU 8.6 – Conditions initiales et limites utilisées lors de l’analyse des mécanismes mis en œuvre.

	\dot{m}_{l0} kg/sec	X_{m0} -	$(\frac{dP}{dx})_{max}$ bar/m	P_{amont} bar abs.	Adapté	$d32_{sortie}$ μm	$V_{lsortie}$ m/sec
1	0.1	1%	-1.6	1.029	Oui	300	4
2	0.1	5%	-7	1.123	Oui	162	15
3	0.1	10%	-17	1.274	Oui	122	31
4	0.5	1%	-40	1.733	Oui	177	19
5	0.5	5%	-155	3.765	Oui	88	58
6	0.5	10%	-300	6.550	Non	51	96
7	1.0	1%	-132	3.648	Oui	152	34
8	1.0	5%	-390	9.261	Non	60	82
9	1.0	10%	-640	15.040	Non	41	118

TABLEAU 8.7 – Tableau de synthèse des résultats

samment proche du point critique¹² pour se démarquer notablement des autres solutions.

La figure 8.7 illustre les profils de pression dans la tuyère pour les différentes conditions génératrices. Les profils de pression présentent tous la même topologie: une zone de faible gradient de pression en entrée de tuyère, puis une zone de fort gradient de pression sur le dernier tiers de la tuyère. Le tableau 8.7 donnent les valeurs maximales des gradients pour les neuf simulations. Le comportement observé dans le convergent est somme toute très semblable à ce qui se passe dans le cas des écoulements monophasiques (compressibles ou non). Le comportement dans le divergent est quant à lui plus singulier. Le gradient de pression reste négatif malgré le changement de signe du gradient de section. En écoulement compressible monophasique (type tuyère de Laval) ce profil de pression est typique d’un écoulement supersonique en aval du col. Dans le cas des écoulements diphasiques, malgré les apparences, les conditions soniques ne sont pas atteintes. Ce profil de pression est dû au caractère diphasique de l’écoulement et à la mise en place d’une forte expansion volumique du gaz en raison du fort gradient de pression. En d’autre terme l’expansion volumique de

¹²Le point critique se caractérise numériquement par une formulation du système d’équation $\frac{0}{0}$

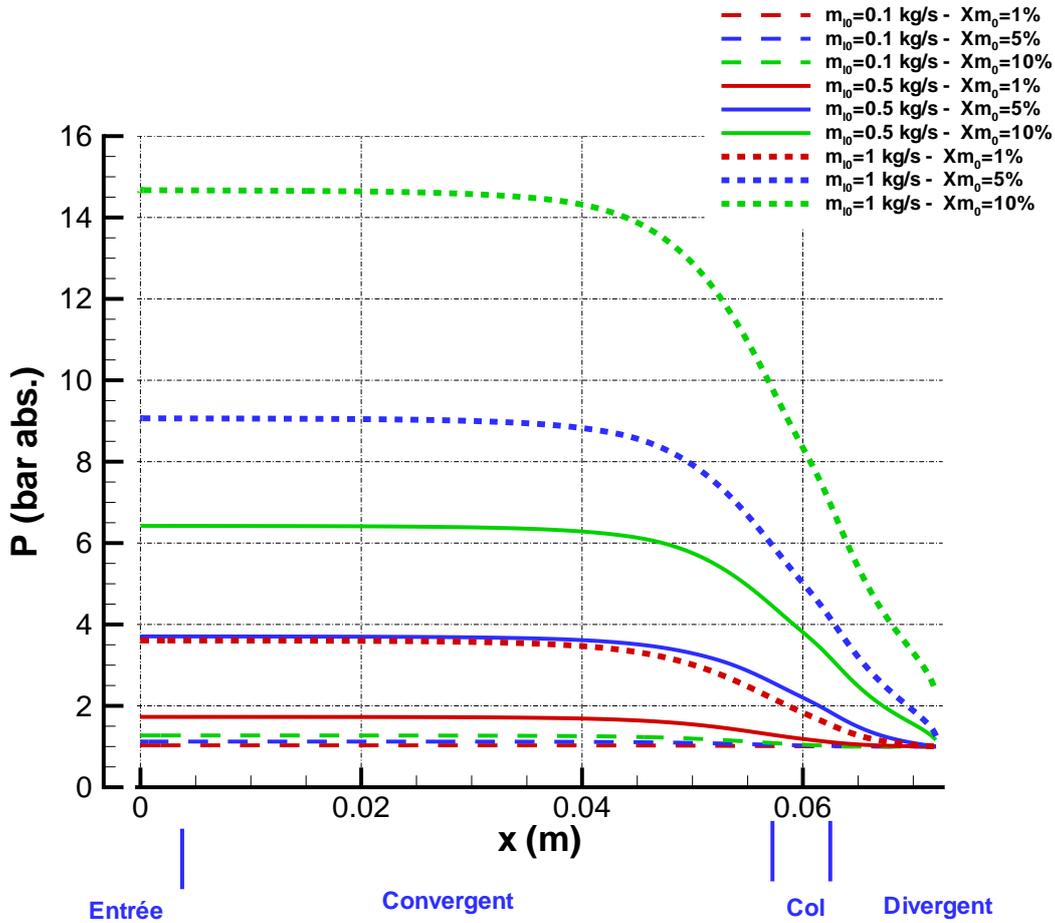


FIGURE 8.7 – Profils de pression pour différents débit liquide et titre massique. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solution est *PIF*.

l'écoulement est plus rapide que celle de la section d'essai.

Les figures 8.8 et 8.9 illustrent respectivement les profils de vitesse de la phase liquide et gazeuse dans la tuyère. Le gradient de vitesse de la phase liquide se comporte au signe près comme le gradient de pression, ce qui n'est pas le cas du gradient de vitesse de la phase gazeuse. En effet en remarquant que le bilan de quantité de mouvement du mélange peut se mettre sous la forme (en négligeant le terme de frottement pariétal):

$$\dot{m}_l \left[\frac{\partial V_l}{\partial x} + \frac{X_m}{1 - X_m} \frac{\partial V_g}{\partial x} \right] = - \frac{\partial P}{\partial x} A \quad (8.56)$$

on montre que le gradient de pression et le gradient de vitesse de la phase liquide évoluent de manière semblable compte tenu des titres massiques explorés ($X_m/(1 - X_m) \approx 1/100$). Ainsi l'inertie de l'écoulement est principalement celle de la phase liquide.

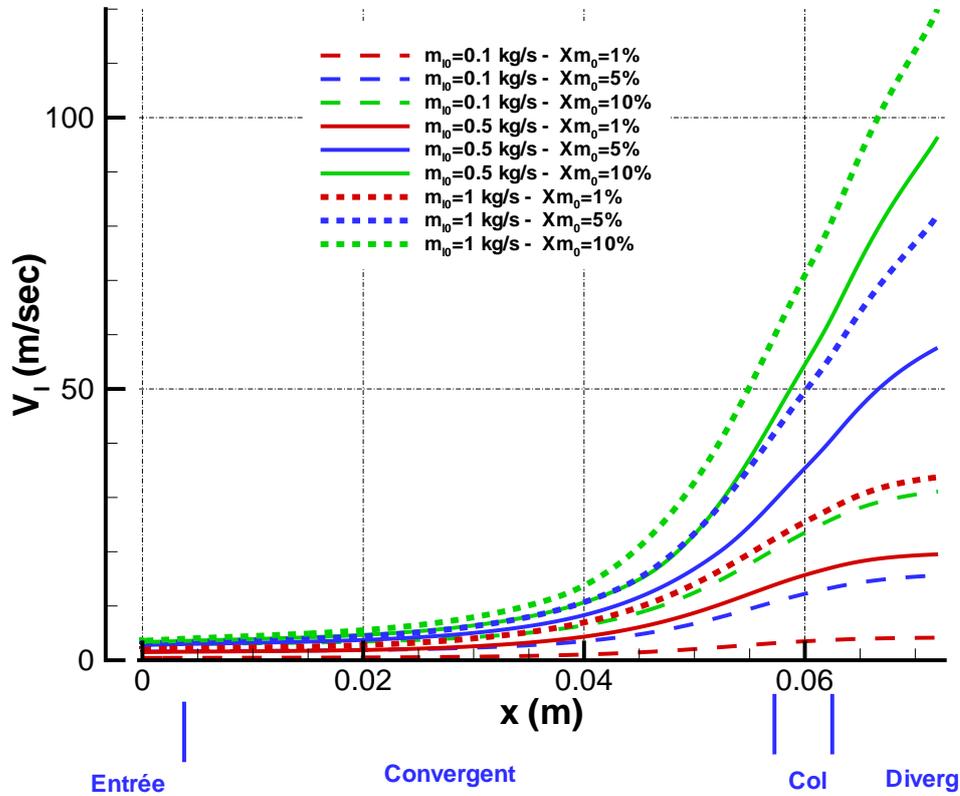


FIGURE 8.8 – Profils des vitesses de la phase liquide pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solution est *PIF*.

Le gradient de vitesse gaz présente dans le divergent un changement de signe pour toutes les solutions adaptées et une forte accélération pour les autres. Cette différence de comportement est caractéristique de l'inertie des phases et fait l'objet du développement ci-après.

Initialement, les phases entrent dans la tuyère avec un glissement interfacial contrôlé (ici $S_0 = 3$). La section d'entrée étant cylindrique, on observe une légère diminution de la vitesse du gaz et une augmentation très mesurée de la vitesse du liquide. Cette phénoménologie est le signe d'échanges de quantité de mouvement intenses entre les phases. La conséquence directe est une diminution du glissement interfacial (figure 8.10).

Vient ensuite le convergent caractérisé par son fort gradient de section. Deux zones se démarquent dès lors, la première partie du convergent où "seul" le gaz accélère, c'est la mise en place du glissement interfacial (figure 8.10) entre les phases dû à un fort différen-

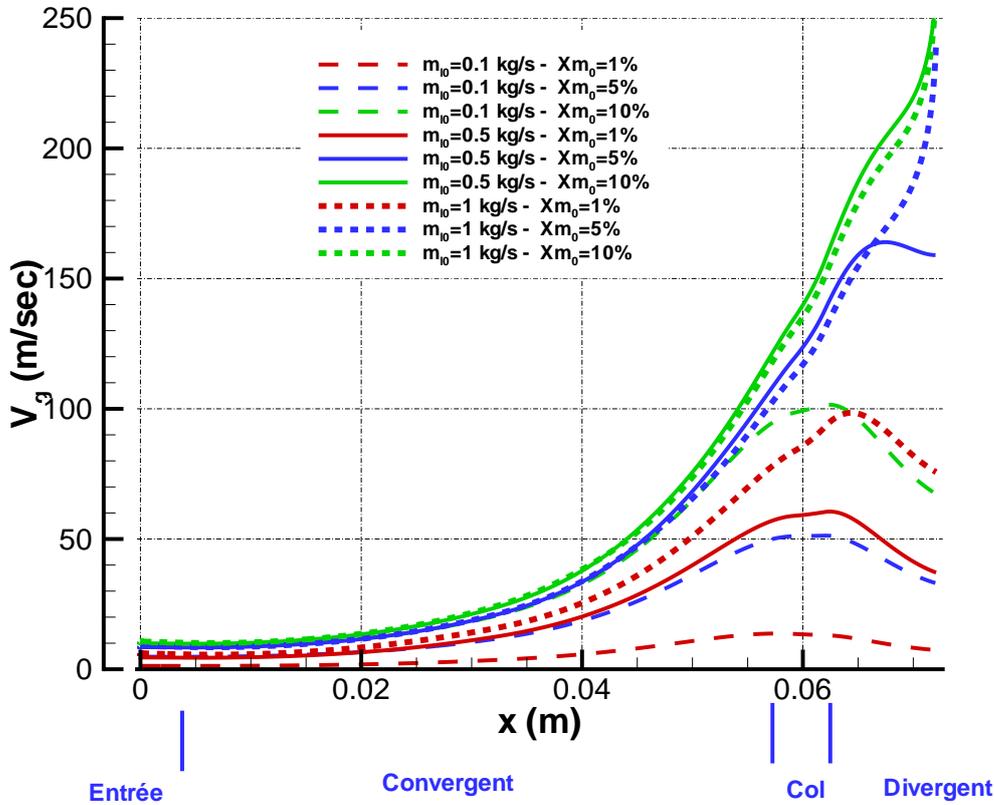


FIGURE 8.9 – Profils des vitesses de la phase gazeuse pour différents débits liquides et titres massique. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solutions est *PIF*.

tiel d'inertie entre les phases et conduisant à d'importants écarts de vitesse entre la phase liquide et la phase gazeuse (figure 8.11). Ce fort glissement va actionner les mécanismes de fragmentation du liquide (figure 8.12) et accroître les effets de la force de traînée interfaciale. L'intensification des transferts de quantité de mouvement qui en résulte se caractérise par la forte accélération de la phase liquide¹³. La phase liquide connaît donc alors une forte accélération (figure 8.8).

En effet, pour mémoire nous rappelons l'expression du bilan de quantité de mouvement sur la phase dispersée et la formulation de la force de traînée:

$$\rho_l V_l \frac{\partial V_l}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{f_{trainee}}{\pi d^3/6} \quad (8.57)$$

¹³Pour mémoire, la diminution de la taille de la phase dispersée (due à l'atomisation), s'accompagne d'une diminution de l'inertie de la phase liquide.

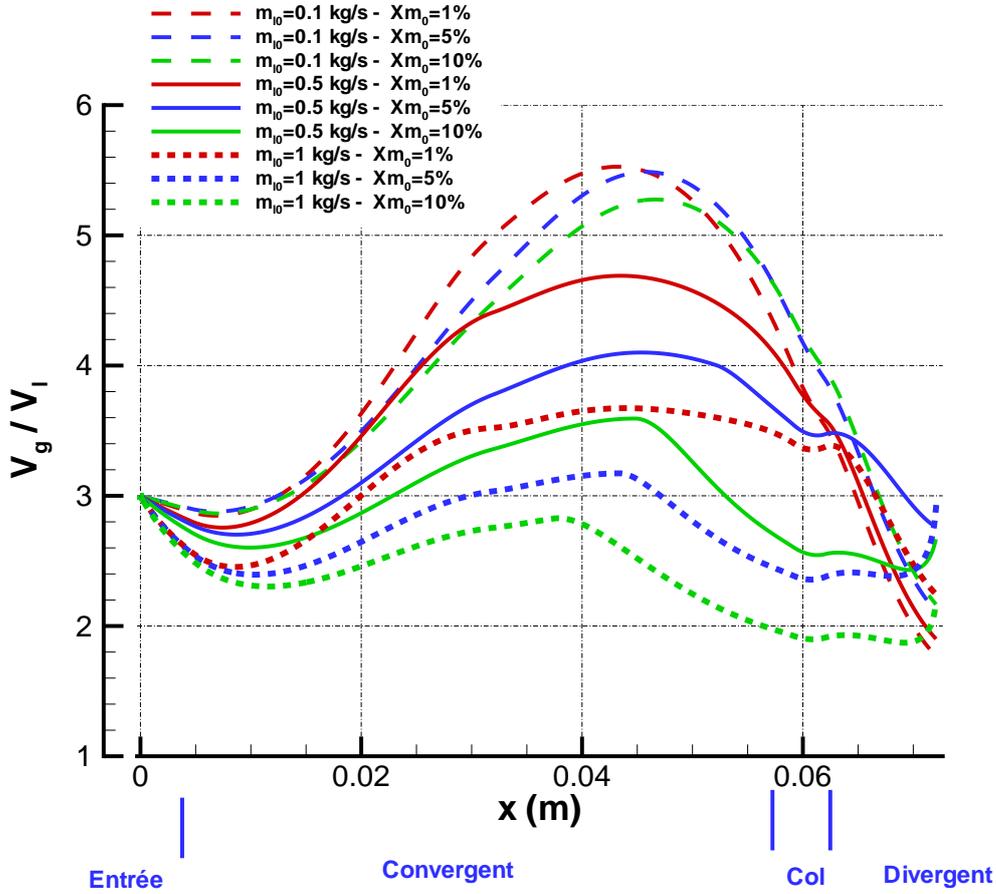


FIGURE 8.10 – Profils du glissement entre les phases $S = V_g/V_l$ pour différents débits liquide et titre massiques. La géométrie de la tuyère est conique et la méthode de recherche de solutions est la méthode PIF.

Le calcul du Re_g montre que le coefficient de traînée peut être approximé par l'expression $Cd = Cd_0 Re_g^a$ car Re_g est de l'ordre de 1000. L'expression de la force de traînée par unité de volume peut se mettre sous la forme:

$$\frac{f_{trainee}}{\pi d^3/6} = -\frac{6 Cd_0 \rho_g^{(1+a)} |V_g - V_l|^{2+a}}{8 \mu_g^a d^{3-a}} \quad (8.58)$$

avec a qui vaut par défaut -0.385 . Ainsi l'intensité de la force de traînée par unité de volume croît rapidement dès lors que la taille de la phase dispersée diminue.

Une fois le col franchi, la section de la tuyère augmente. Dans tous les cas la phase liquide continue à accélérer et le gradient de pression à diminuer. Plusieurs comportements distincts sont observés sur la phase gazeuse. Soit le gradient de vitesse de la phase gazeuse s'inverse dans le divergent et une diminution de la vitesse gaz est observée. Soit le gaz continue à accélérer. Comme signalé précédemment c'est une caractéristique particulière

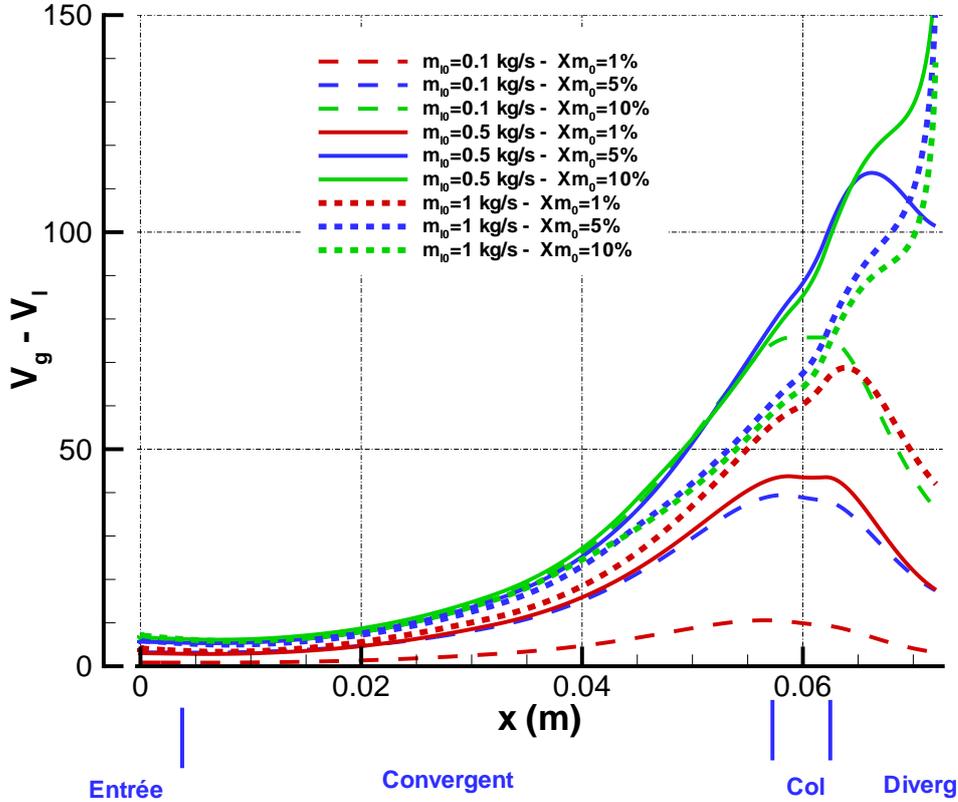


FIGURE 8.11 – Profils de la différence de vitesse entre les phases $V_g - V_l$ pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solutions est *PIF*.

séparant les solutions adaptées, des solutions non adaptées. La différence de comportement entre les deux solutions peut être explicitée en combinant le bilan de quantité de mouvement du mélange et celui de la phase dispersée.

$$\frac{X_m}{1 - X_m} \frac{\partial V_g}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_l V_l} \left[\frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{f_{trainée}}{\pi d^3/6} \right] - \tau_w 2\sqrt{\pi A} \quad (8.59)$$

La séparation des solutions provient d'une compétition d'origine mécanique entre le gradient de pression (terme moteur pour la phase gazeuse) et la traînée interfaciale et le frottement à la paroi (termes puits pour la phase gazeuse). Deux cas sont envisagés :

- Si le gradient de pression est suffisamment important pour compenser la traînée et le frottement pariétal, le gradient de vitesse gaz reste positif. La phase gazeuse peut continuer à accélérer et le transfert de quantité de mouvement entre les phases a toutes les raisons de s'accroître permettant à la phase liquide d'être accélérée. Nous

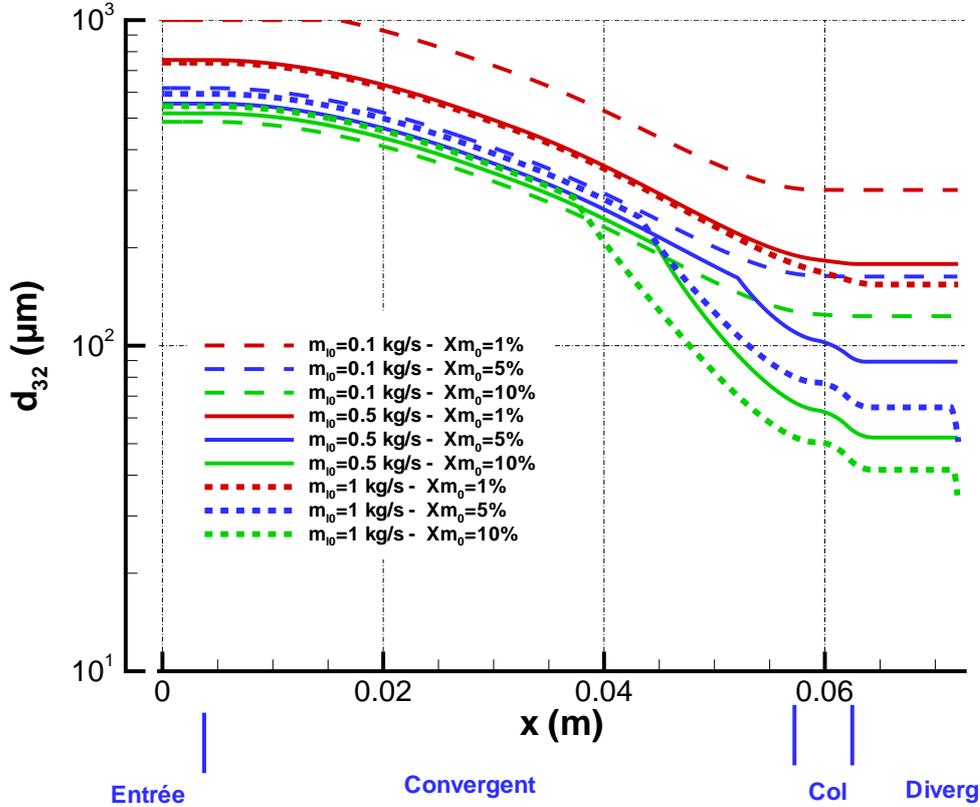


FIGURE 8.12 – Profils de l'évolution du d_{32} pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solutions est *PIF*.

sommes typiquement sur un mécanisme qualifié d'"explosif" qui conduit à l'existence physique d'un point critique (dont le modèle numérique a du mal à rendre compte).

- Si le gradient de pression n'est pas suffisamment important pour compenser la traînée et le frottement pariétal, le gradient de vitesse gaz change de signe et la vitesse de gaz décroît. Tant que la vitesse gaz est supérieure à la vitesse liquide, la phase liquide reçoit du gaz une quantité de mouvement comme un terme source. Si la vitesse gaz devient inférieure à la vitesse du liquide, la phase liquide cède de la quantité de mouvement au gaz (cas non présenté dans ces simulations). Dans tous les cas, l'accélération de la phase liquide diminue et contribue à une diminution du gradient de pression. Contrairement au cas précédent, nous sommes typiquement dans un mécanisme de "relaxation".

Le bilan de ce rapide aperçu des mécanismes mis en œuvre montre l'importance de l'équilibre mécanique entre les phases. Concernant, le bilan énergétique, celui-ci est de

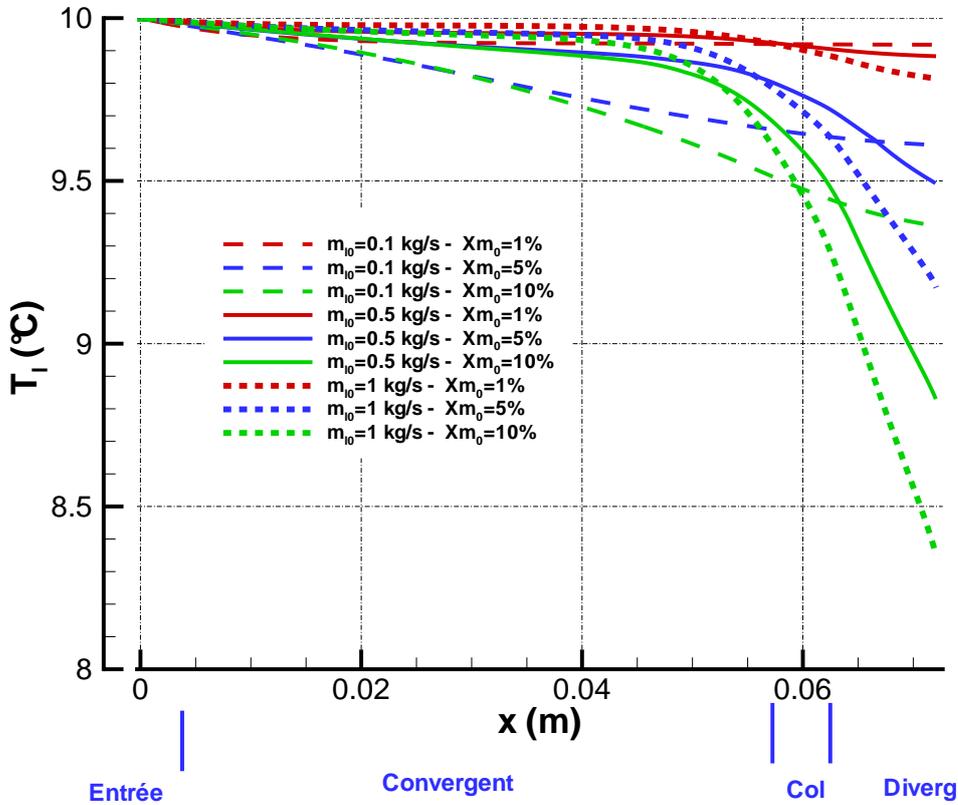


FIGURE 8.13 – Profils de l'évolution de la température du liquide pour différents débits liquides et titres massiques. La géométrie de la tuyère est "simplifiée". La méthode de recherche de solution est *PIF*.

moindre importance par rapport au bilan mécanique. Les figures 8.13 et 8.14 présentent les évolutions des températures des phases liquide et gazeuse dans la tuyère. L'abaissement de la température du liquide est assez limité (au maximum de l'ordre 1.5°C). Celui de la phase gazeuse est plus important tout en restant très éloigné des abaissements de température que l'on aurait si la détente avait été adiabatique. Ce comportement montre le bon fonctionnement des mécanismes d'échange de chaleur et conforte l'analyse produite au paragraphe 6.3.

8.7 Étude de sensibilité des lois de fermeture vis à vis de la méthode de résolution *PIF*

La bonne corrélation trouvée entre mesures et prédictions du modèle est certes encourageante mais soulève tout un ensemble de questions autour de la sensibilité des résultats

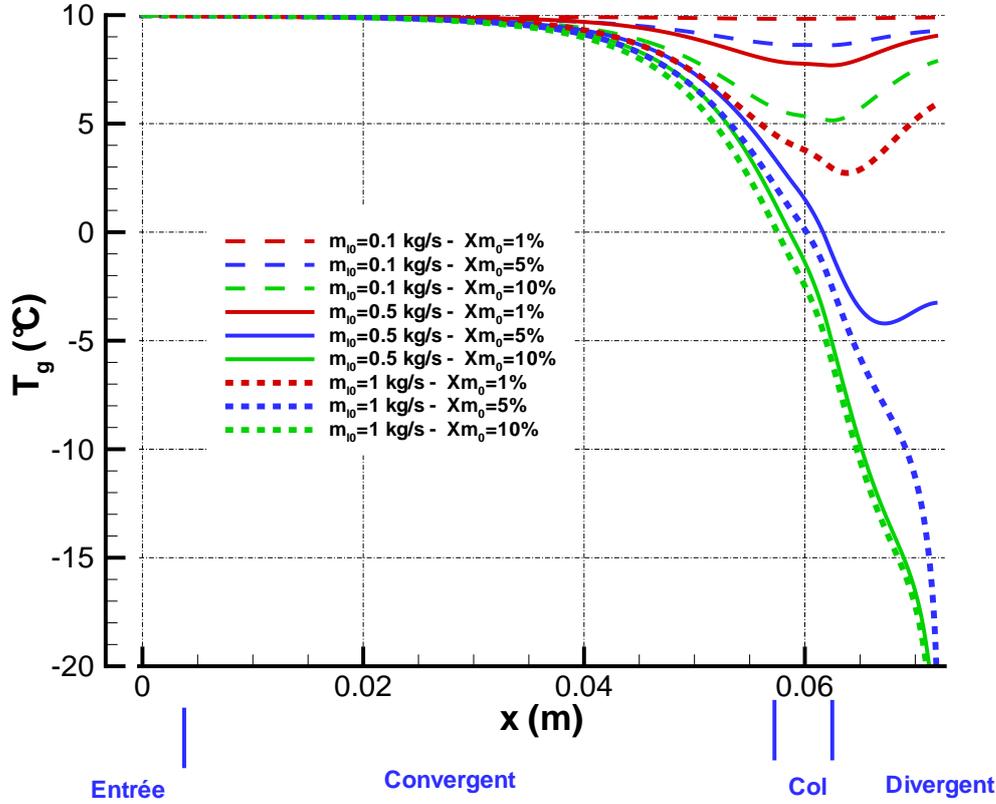


FIGURE 8.14 – Profils de l'évolution de la température du gaz pour différents débit liquide et titre massique. La géométrie de la tuyère est simplifiée et la méthode de recherche de solution est la méthode PIF.

à la formulation des lois de fermetures dont les paramètres empiriques restent discutables.

8.7.1 La loi de traînée interfaciale

$$C_d = \underbrace{\left[C_{dn} \frac{1 - \alpha}{\alpha} + 1 \right]}_{b1} \underbrace{\left[\frac{24}{Re} + C_{d0} Re_g^a \right]}_{b2} \quad (8.60)$$

L'expression du coefficient de traînée retenu pour les simulations numériques est composée de deux termes: le terme $b1$ qui permet de prendre en compte les effets collectifs à l'aide du coefficient C_{dn} (qui vaut 0 dans le cas de la goutte isolée). Le terme $b2$ correspond à une expression plus ou moins "générique" du coefficient de traînée pour la goutte isolée. Les paramètres C_{d0} (qui vaut 0 pour la loi de Stokes) et l'exposant a sont les paramètres de sensibilité de la loi de traînée. La figure 8.15 donne une représentation graphique du

coefficient de traînée pour la goutte isolée, pour les différentes valeurs de Cd_0 et d'exposant a utilisées pour tester la sensibilité au modèle. La figure 8.16 illustre les différentes valeurs prises par le coefficient correcteur (facteur $b1$) pour tenir compte des effets collectifs.

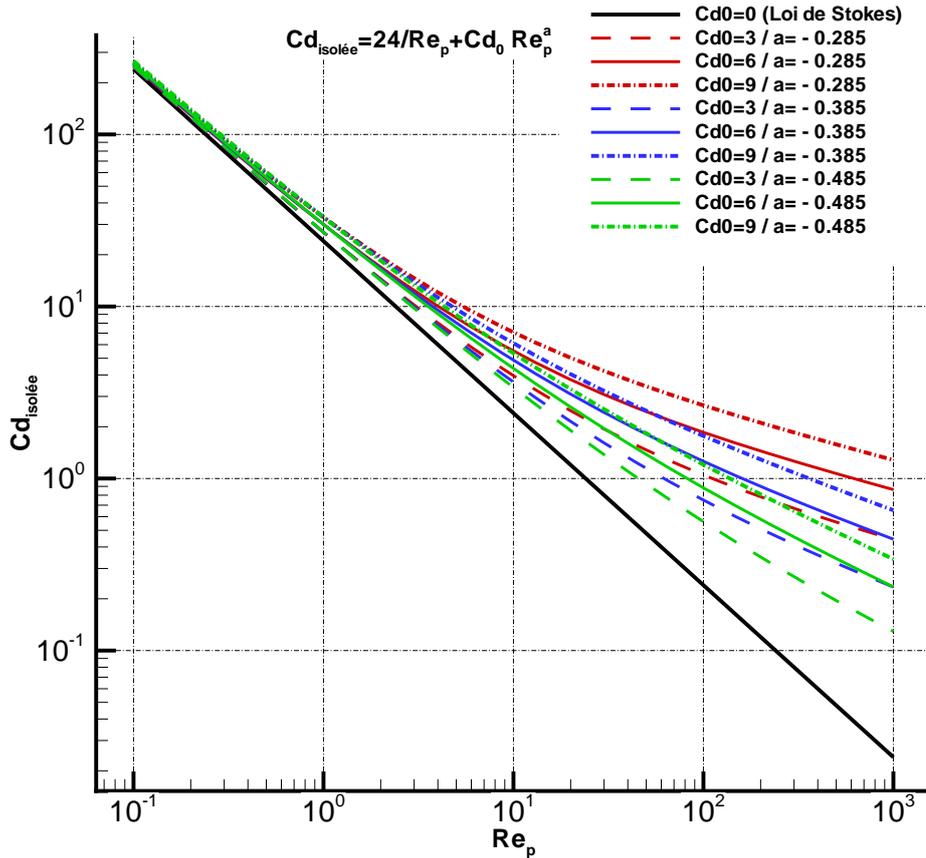


FIGURE 8.15 – Représentation graphique des différentes valeurs prises par la loi de traînée en fonction du Reynolds particulaire Re_p dans le cas d'une goutte isolée

Le tableau 8.8 synthétise les différentes valeurs de pressions amont obtenues pour différentes valeurs de C_{dn} , C_{d0} et d'exposant a . Les valeurs de pression signalées comme "> 100 bar" indiquent juste que l'algorithme n'a pu converger et s'est arrêté à la valeur maximum tolérée. La première constatation est la grande sensibilité au coefficient C_{dn} (qui traduit les effets collectifs). Lorsque le coefficient C_{dn} est supérieur à 0 (c'est à dire lorsque l'on prend en compte les effets collectifs) les résultats obtenus semblent diverger. Si l'on reste dans le cas de la goutte isolée ($C_{dn} = 0$), la pression amont varie à $\pm 10\%$ par rapport à la valeur de référence¹⁴ en faisant varier le coefficient C_{d0} de $\pm 50\%$ et l'exposant a de $\pm 25\%$.

¹⁴Pour rappel, la valeur de référence est prise tel que: $C_{d0} = 6$ et l'exposant $a = -0.385$

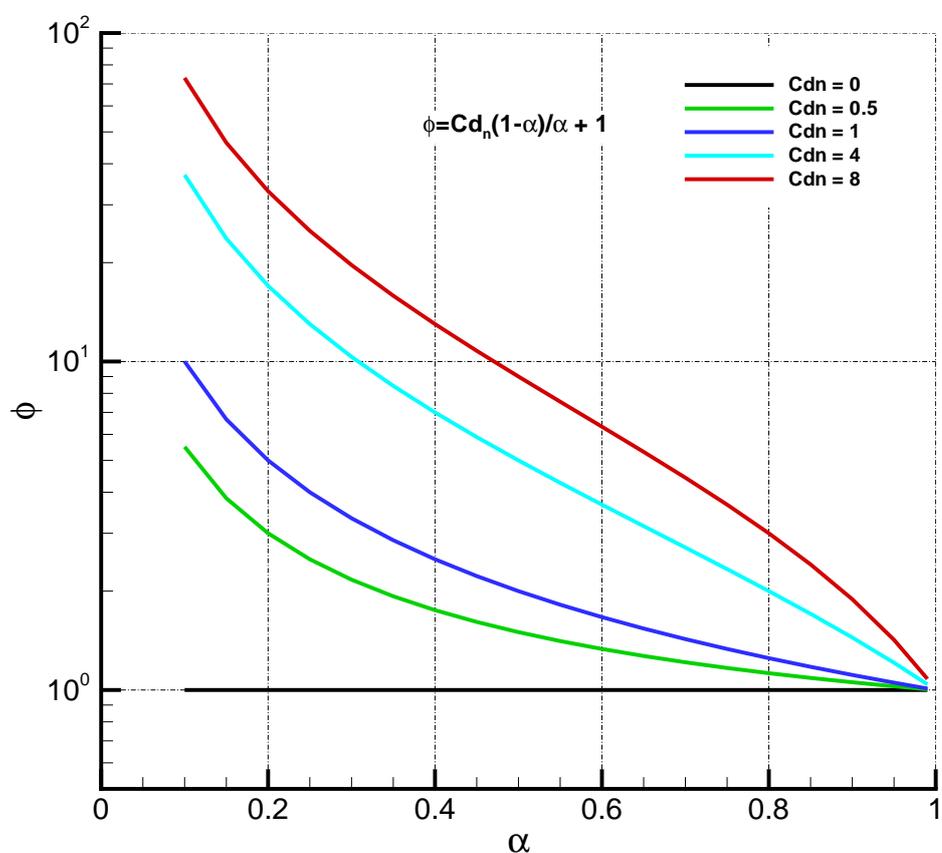


FIGURE 8.16 – Représentation graphique des différentes valeurs prises par le coefficient correcteur pour tenir compte des effets collectifs

Au delà de la constatation des faits, il est difficile, au stade de l'étude, de déterminer l'origine exacte de ces sensibilités. En effet, par les simulations numériques réalisées, l'origine en est à la fois un problème physique (choix du modèle retenu) et numérique (schéma de résolution, algorithme, méthode numérique).

Au bilan, lorsqu'on prend en compte les effets collectifs, les résultats des simulations aboutissent à une évidente surestimation de ces effets et conduit à un échec de la méthode de résolution. Lorsque les effets collectifs ne sont pas pris en compte dans le modèle, la sensibilité au coefficient C_{d0} est quant à elle limitée. Ainsi pour la réalisation des cartes de points de fonctionnement, nous avons fait le choix de ne pas prendre en compte les effets collectifs.

		$C_{d0} = 3$	$C_{d0} = 6$	$C_{d0} = 9$
$C_{dn} = 0$	$a = -0.285$	1.85 bar	1.98 bar	2.06 bar
$C_{dn} = 0$	$a = -0.385$	1.75 bar	1.87 bar	1.94 bar
$C_{dn} = 0$	$a = -0.485$	1.66 bar	1.76 bar	1.83 bar
$C_{dn} = 0.5$	$a = -0.285$	> 100 bar	> 100 bar	> 100 bar
$C_{dn} = 0.5$	$a = -0.385$	> 100 bar	> 100 bar	> 100 bar
$C_{dn} = 0.5$	$a = -0.485$	1.69 bar	1.79 bar	> 100 bar

TABLEAU 8.8 – Tableau de synthèse des valeurs de pression amont en fonction des coefficients C_{dn} , C_{d0} et de l'exposant a .

8.7.2 Le changement de phase et le transfert de chaleur

Les résultats obtenus en terme de pression génératrice semblent peu sensibles aux lois de fermeture sur le changement de phase et le transfert de chaleur. En effet, le débit total de liquide changeant de phase en tuyère est extrêmement limité en regard des débits massiques initiaux de liquide et de gaz (donc son effet est limité sur la pression génératrice). Concernant le transfert de chaleur, nous avons souligné (cf . paragraphe 8.6.2) que le déséquilibre thermique était de deuxième ordre devant le déséquilibre mécanique lors de la détente de l'écoulement en tuyère. Il n'est donc pas surprenant qu'aucun effet ne soit constaté sur la pression génératrice.

8.7.3 Le frottement pariétal

La formulation retenue pour le frottement pariétal fait apparaître deux coefficients C_B et l'exposant b .

$$\tau_w = 1/2 \rho_g V_g^2 f_w \quad (8.61)$$

$$f_w = C_B Re_D^b \quad (8.62)$$

$$Re_D = \frac{\rho_g V_g D_h}{\mu_g} \quad (8.63)$$

$$(8.64)$$

Le tableau 8.9 synthétise les résultats obtenus sur la pression amont en faisant varier les deux paramètres dans une large gamme (entre -85% et $+150\%$ pour le coefficient C_B et $\pm 40\%$ pour l'exposant b). Les écarts constatés sur la pression amont (en méthode *PIF*) sont au maximum de l'ordre de $\pm 10\%$ par rapport à la valeur de référence¹⁵, ce qui démontre la faible sensibilité à ce modèle. Ainsi pour la réalisation des cartes de points de fonctionnement, nous avons fait le choix de conserver les paramètres par défaut.

¹⁵Pour rappel $C_B = 0.079$ et l'exposant $b = -0.25$

	$C_B = 0.01$	$C_B = 0.079$	$C_B = 0.02$
$b = -0.15$	1.81 bar	1.94 bar	2.00 bar
$b = -0.25$	1.75 bar	1.87 bar	1.93 bar
$b = -0.35$	1.70 bar	1.80 bar	1.86 bar

TABLEAU 8.9 – Tableau de synthèse des valeurs de pressions amont en fonctions des coefficient C_B et de l'exposant b de la loi de frottement pariétal

8.8 Étude de sensibilité aux conditions initiales

Les paramètres usuels pour initialiser le code de calcul sont le débit liquide \dot{m}_{l0} , le titre massique X_{m0} ¹⁶, la pression amont¹⁷ P_{amont} , le glissement entre les phases¹⁸ S_0 , la température du liquide T_{l0} , la température du gaz T_{g0} , l'humidité relative Hu_{rel0} et le diamètre caractéristique de la phase dispersée $d_{32/0}$. Ces paramètres usuels sont, pour des raisons pratiques, distincts des variables retenues pour la modélisation par rapport aux grandeurs accessibles directement par le banc expérimental.

Les équations suivantes décrivent les relations utilisées pour relier les conditions initiales expérimentales et celle du code. La difficulté de l'analyse apparaît lors des études de sensibilité aux paramètres initiaux. En effet, en modifiant un **seul** paramètre usuel, on modifie potentiellement **plusieurs** conditions initiales de variables dans le code. Ainsi l'interprétation des résultats s'en trouve complexifiée.

$$\alpha_0 = \left[1 + \frac{1 - X_{m0}}{X_{m0}} \frac{\rho_{g0}}{\rho_l} S_0 \right]^{-1} \quad (8.65)$$

$$V_{l0} = \frac{\dot{m}_{l0}}{\rho_l (1 - \alpha_0) A_0} \quad (8.66)$$

$$V_{g0} = S_0 V_{l0} \quad (8.67)$$

$$P_0 = P_{amont} \quad (8.68)$$

$$Pv_0 = Pv_{sat} Hu_{rel0} \quad (8.69)$$

L'expression du taux de vide initial par les paramètres usuels n'est rien d'autre qu'une combinaison des expressions des débits massiques:

$$\dot{m}_l = \rho_l (1 - \alpha_0) V_{l0} A_0 \quad (8.70)$$

$$\dot{m}_g = \rho_g \alpha_0 V_{g0} A_0 \quad (8.71)$$

¹⁶ $X_{m0} = \dot{m}_{g0} / [\dot{m}_{g0} + \dot{m}_{l0}]$

¹⁷ NB: La pression amont possède un double statut: elle est soit un paramètre d'entrée si l'on réalise un calcul "direct" ou un résultat si l'on emploie l'algorithme *PIF*

¹⁸ $S_0 = \frac{V_{g0}}{V_{l0}}$

Les paramètres peuvent être classés en deux catégories: les paramètres de premier ordre et les paramètres de second ordre. Les paramètres sont dits de second ordre lorsque leur influence¹⁹ sur le résultat final n'est que peu ou pas perceptible.

Paramètre de	premier ordre	Paramètre de	second ordre
Débit liquide [kg/sec]	\dot{m}_{l0}	Glissement interfacial [#]	S_0
Titre massique [#]	X_{m0}	L'humidité relative [#]	Hu_{rel0}
Température liquide [°C]	T_{l0}	Température gaz [°C]	T_{g0}
Diamètre de Sauter [m]	$d_{32\ 0}$	-	-
La pression amont** [Bar]	P_{amont}	-	-

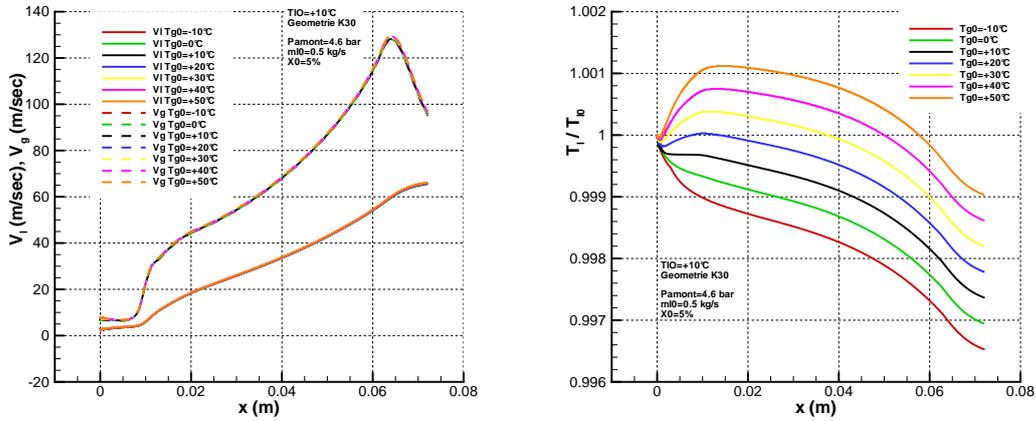
TABLEAU 8.10 – Paramètres usuels de premier ordre et de second ordre (** selon le choix de la méthode résolution)

8.8.1 Sensibilité à la température initiale du gaz

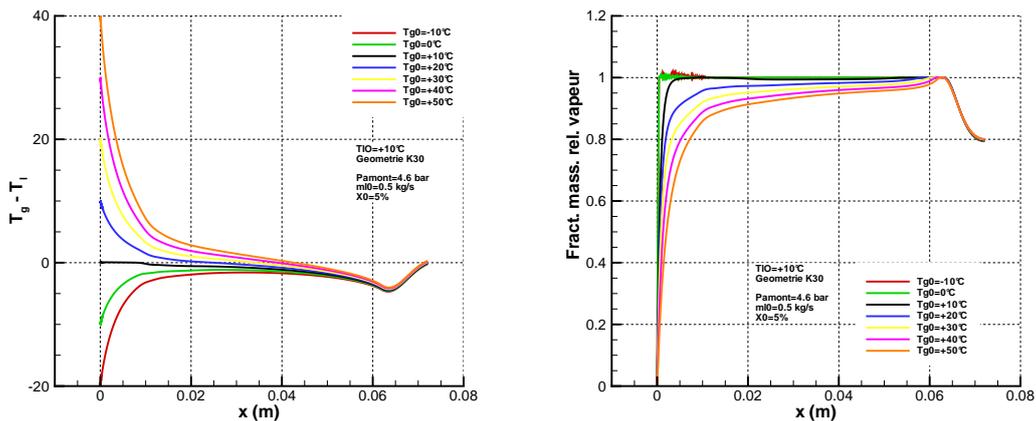
Les figures 8.17(a)-8.17(b)-8.17(c)-8.17(d) illustrent différentes simulations pour lesquelles la température initiale du gaz T_{g0} a été modifiée (les autres conditions initiales du code restant identiques). La figure 8.17(a) montre que les profils de vitesse liquide (traits continus) et gaz (traits mixtes) restent quasi-identiques quelque soit la température initiale du gaz. À noter que les variables pression et taux de vide ont des comportements semblables. La figure 8.17(c) illustrant la différence de température entre la phase gazeuse et la phase liquide montre que si un déséquilibre thermique existe initialement (en $x = 0$) celui-ci est très rapidement résorbé suite aux échanges thermiques. Les parois de la tuyère étant considérées comme adiabatiques, l'échange thermique a pour conséquence une évolution de la température du liquide (figure 8.17(b)). Les profils des températures liquide se séparent très rapidement puis suivent des trajectoires semblables. L'écart de température par rapport à la température initiale reste pour autant faible (compris entre 0.1% et 0.3%). Au cours de cette étude de sensibilité la phase gazeuse était initialement sèche (figure 8.17(d)), il y a donc un déséquilibre en vapeur de liquide à l'interface qui est saturée en vapeur et le gaz. Ce déséquilibre est d'autant plus vite résorbé que la température initiale du gaz est faible car la pression en vapeur saturante est une fonction croissante de la température. Le réseau de courbe décrivant l'humidité relative du gaz est donc sensible à la température initiale du gaz.

Au bilan les variables pression P , taux de vide α , vitesse du liquide V_l , vitesse du gaz V_g et température du liquide T_l sont peu ou pas sensibles à la température initiale du gaz. Seule la variable pression en vapeur P_v est sensible.

¹⁹dans les limites du raisonnable



(a) Profils de vitesses calculés dans une géométrie K30 (b) Profils du rapport de la température liquide par rapport à sa température initiale calculés dans une géométrie K30



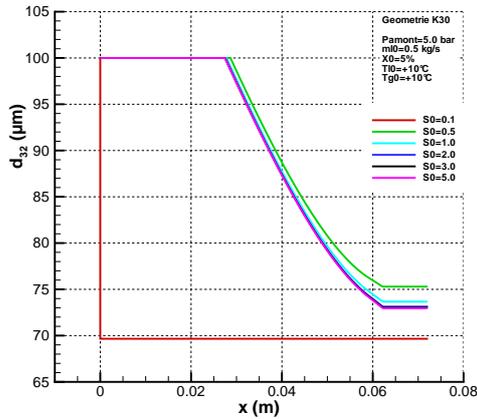
(c) Profils de la différence de température entre le gaz et le liquide calculés dans une géométrie K30 (d) Profils de la concentration en vapeur calculés dans une géométrie K30

FIGURE 8.17 – Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité à la température initiale du gaz. Géométrie K30, $P_{amont}=4.6$ bar, $\dot{m}_l=0.5$ kg/s, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10^\circ\text{C}$

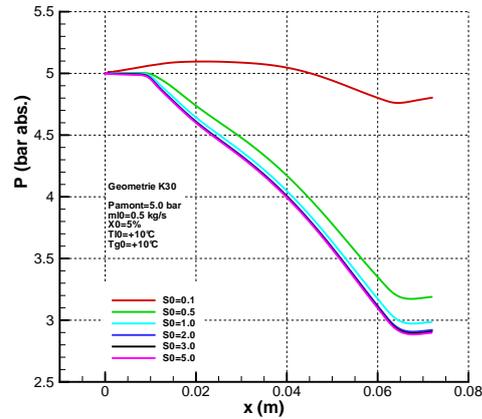
8.8.2 Sensibilité au glissement initial entre les deux phases

La sensibilité au glissement initial est étudiée aux travers des figures 8.18(a), 8.18(b), 8.18(c) et 8.18(d). L'étude de sensibilité repose sur l'analyse de six simulations dont les glissements initiaux²⁰ sont compris entre 0.1 et 5. Le paramètre de glissement initial n'est pas une variable directe du modèle. Il intervient indirectement dans la détermination initiale du taux de vide, de la vitesse du liquide et de la vitesse du gaz (tableau 8.11). Les profils de pression et de vitesses le long de l'axe de la tuyère sont peu sensibles au glissement initial si celui-ci est supérieur à l'unité. Ce comportement est illustré en outre par le

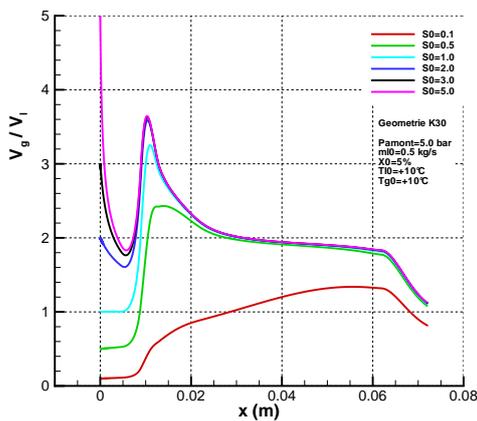
²⁰Pour mémoire si $S_0 < 1 \Leftrightarrow V_{g0} < V_{l0}$ (la phase liquide est plus rapide que la phase gazeuse), si $S_0 > 1 \Leftrightarrow V_{g0} > V_{l0}$ (la phase gazeuse est plus rapide que la phase liquide)



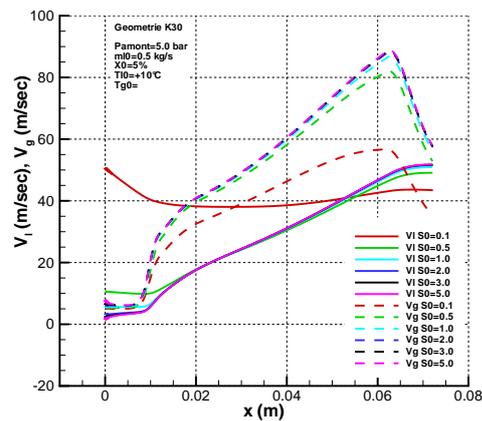
(a) Profils de tailles de gouttes calculés dans une géométrie K30



(b) Profils de pression calculés dans une géométrie K30



(c) Profils du glissement entre le gaz et le liquide calculés dans une géométrie K30



(d) Profils de la concentration en vapeur calculée dans une géométrie K30

FIGURE 8.18 – Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité au glissement initial entre le gaz et le liquide. Géométrie K30, $P_{amont}=5.0 \text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5 \text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10^\circ\text{C}$

faible écart des courbes de glissement (figure 8.18(c)). Dans le cas où le glissement initial est inférieur à l'unité, un comportement particulier des profils de pression et de vitesse est observé. L'origine des différences est à mettre sur le compte de l'évaluation initiale du taux de vide et des vitesses. Dans le cas précis du glissement initial à 0.1 la vitesse du liquide est de l'ordre de 50 m/s alors que le gaz ne se déplace qu'à 5 m/s . La différence de vitesse a pour conséquence immédiate de briser la phase liquide quasi-instantanément et par conséquence d'accroître l'aire interfaciale. Le couplage mécanique entre les deux phases est alors nettement plus important conduisant à une réduction du différentiel et à un croisement des profils de vitesse gaz et liquide. Les conditions initiales de glissement ont franchi un seuil qui a indirectement déclenché les mécanismes de brisure et modifié

notamment les profils de vitesse et de pression.

S_0	$\alpha_0(\%)$	$V_{l0}[m/s]$	$V_{g0}[m/s]$
0.1	98.8	50	5
0.5	94.4	10.4	5.2
1	89.5	5.5	5.5
2	81	3.0	6.0
3	74	2.25	6.75
5	63.1	1.5	8

TABLEAU 8.11 – Tableau de synthèse des conditions initiales pour un débit liquide pris égal à 0.5 kg/s, un titre massique initial de 5% et une pression amont de 5.0 bar et une section d'entrée de géométrie K30

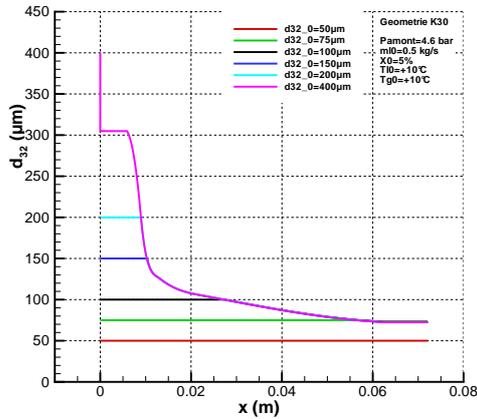
8.8.3 Sensibilité à la taille initiale de la phase dispersée

L'étude de sensibilité menée sur le diamètre initial de la phase dispersée (figure 8.19) montre que les profils de pression et de vitesse sont quasi-indépendants des choix du diamètre initial, tant que celui-ci reste au-dessus d'une valeur seuil. Cette valeur seuil correspond au diamètre minimum en dessous duquel les mécanismes d'atomisation ne se mettent pas en place (d_{32} constant).

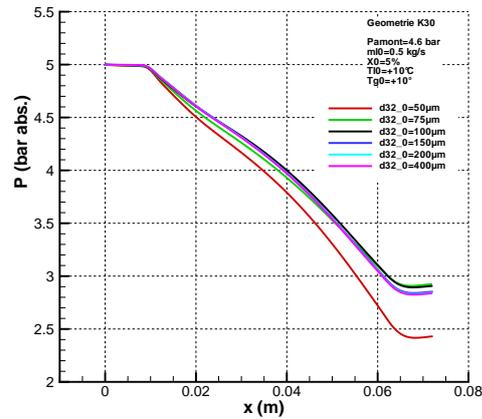
8.9 Technique PIF

8.9.1 Sensibilité à la précision du calcul

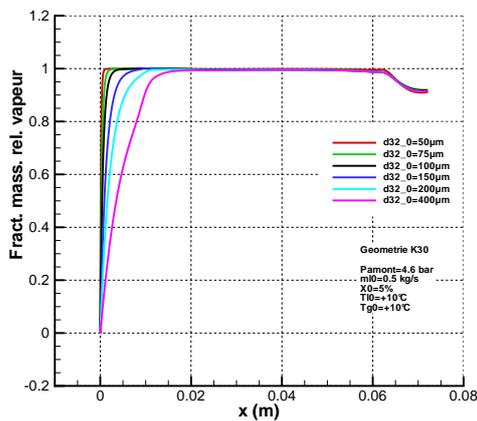
La technique PIF (Possible Impossible Flow) a pour objectif d'encadrer la pression génératrice permettant d'obtenir une trajectoire qui passe au plus près du point critique ou qui permet d'être adaptée en pression à la section de sortie (cf paragraphe 8.5). Cet algorithme repose sur une méthode de dichotomie dont le critère d'avancement est la nature de la trajectoire (sub-critique, présentant un point de rebroussement ou adaptée en pression). Le calcul s'arrête dès lors que la précision recherchée entre deux itérations est obtenue. Différents résultats sont présentés au travers des graphiques 8.20. Sur chaque graphique sont représentées huit simulations. Les courbes vont par deux et représentent respectivement la dernière solution subcritique ainsi que la solution à rebroussement calculée à l'aide de l'algorithme PIF pour une précision donnée. Les solutions présentant un point de rebroussement sont caractéristiques car elles présentent en fin de trajectoire une tangente verticale quelque soit la variable tracée. Les trajectoires subcritiques devraient, en toute rigueur présenter une tangente horizontale, cependant ce point caractéristique peut être invisible car situé "au-delà" de la section de sortie de la tuyère. La trajectoire *critique* est quant à elle entre ces deux trajectoires.



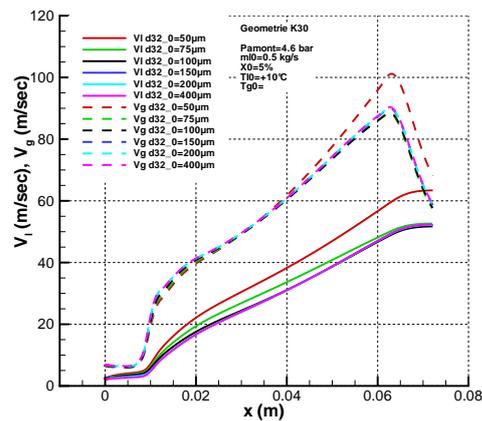
(a) Profils de tailles de gouttes calculés dans une géométrie K30



(b) Profils de pression calculés dans une géométrie K30



(c) Profils de la fraction relative en vapeur d'eau calculés dans une géométrie K30



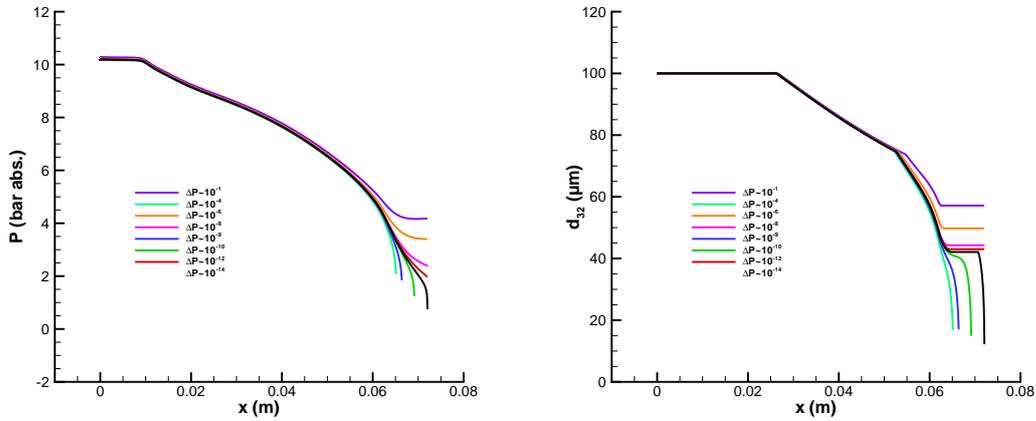
(d) Profils de la concentration en vapeur calculée dans une géométrie K30

FIGURE 8.19 – Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité au glissement initiale entre le gaz et le liquide. Géométrie K30, $P_{amont}=5.0 \text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5 \text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10^\circ\text{C}$

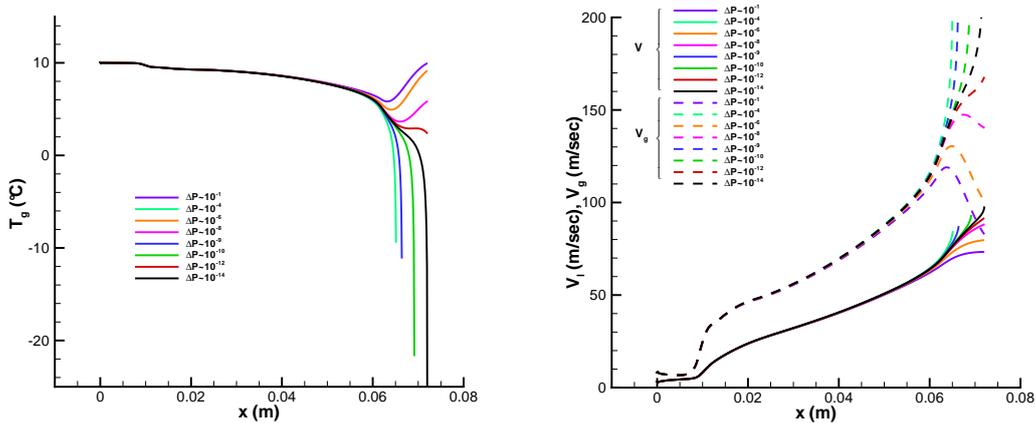
Quelque soit la précision (inférieure à 10^{-1}) de l'algorithme, les solutions se confondent dans le convergent. Au delà du col²¹ ($x \approx 0.06\text{m}$) les solutions se séparent et conduisent chacune à des résultats différents.

Dans la majorité des situations, une précision à 10^{-3} est considérée comme suffisante pour une bonne prédiction des résultats.

²¹Dans ce cas précis, en réalité il est possible d'observer des séparations de solutions aussi bien en amont et aval des tuyères en fonction de la raideur du système



(a) Profils de tailles de gouttes calculés dans une géométrie K30 (b) Profils de pression calculés dans une géométrie K30



(c) Profils de la température de la phase gazeuse calculés dans une géométrie K30 (d) Profils de la concentration en vapeur calculée dans une géométrie K30

FIGURE 8.20 – Différents profils de variables pertinentes pour étudier la sensibilité au glissement initiale entre le gaz et le liquide. Géométrie K30, $P_{amont}=5.0 \text{ bar}$, $\dot{m}_l=0.5 \text{ kg/s}$, $Xm=5\%$, $T_{l0}=10 \text{ }^\circ\text{C}$

8.10 Bilan du modèle dispersé

Le modèle dispersé se présente comme un outil pour la prédiction des points de fonctionnement des tuyères. La comparaison entre les simulations numériques et les expériences a mis en lumière la pertinence de ces résultats et du choix de l'algorithme de résolution (la méthode *PIF*). La prise en compte des nombreux phénomènes physiques existant au cours de la détente a pour vocation de combler les lacunes du trop simpliste modèle homogène. Cependant, le modèle homogène permet d'apporter une première vision des mécanismes mis en œuvre dans la tuyère.

Bien entendu, les résultats sont discutables mais ont le mérite d'apporter des informations in situ, là même où la plupart des instruments de mesure sont dans l'incapacité d'apporter des informations pertinentes. Ce modèle reste cependant perfectible, en particulier au niveau du choix des mécanismes d'atomisation. Cependant, l'une des raisons qui nous a freiné dans une analyse plus approfondie de cette thématique reste le manque de confiance que nous pouvons accorder aux mesures granulométriques(cf. chapitre 10).

Le modèle dispersé a été utilisé pour proposer des géométries dites optimisées qui ne sont pas celles des simulations présentées. Ces géométries et les algorithmes pour les obtenir sont protégés par les accords de confidentialité de notre partenariat industriel.

Troisième partie

Jet libre diphasique

Chapitre 9

Modélisation du Jet diphasique

9.1 Les enjeux

En aval de la section de sortie de la tuyère, l'écoulement diphasique forme un jet diphasique libre. Ce jet, constitué d'une phase dispersée (le liquide) et d'une phase continue (le gaz) présente quelques analogies et d'importantes différences avec les jets traditionnels:

- par rapport au jet monophasique¹, la présence de gouttes est vue, pour la phase gazeuse, comme une source ou un puits de quantité de mouvement qui modifie son comportement.
- par rapport au jet diphasique "classique" (résultant par exemple de l'atomisation d'un jet de liquide dans une ambiance gazeuse fixe ou mobile [atomisation assistée]). La présence de la gazeuse en amont de la section de sortie de la tuyère, constitue une phase porteuse participant à la dynamique du jet. Cette phase porteuse incorpore, au cours de son développement dans l'atmosphère, de l'air extérieur ainsi qu'une fraction d'eau vaporisée.

La description du jet diphasique est ainsi une problématique à elle seule. Une première approche consiste à définir des dimensions géométriques (longueur - diamètre) et à déterminer des distributions de taille de gouttes et de vitesse de gouttes. Une analyse approfondie des moyens à mettre en œuvre, ne serait-ce que pour définir ce que l'on pourrait appeler "naïvement" la dimension géométrique du jet, soulève comme nous le verrons bon nombre de questions.

Un des problèmes majeurs dans la description d'un jet est d'en fixer les limites, c'est à dire la frontière du jet. Autant dans la tuyère, l'imperméabilité des parois fixe des frontières objectives. Dans le cas du jet diphasique libre, le milieu étant infini, la frontière ne se matérialise plus aussi clairement. La description du jet que nous avons retenu ici correspond

¹Jet d'air dans de l'air ou d'eau dans de l'eau

à une enveloppe de jet analogue à un tube de courant (au sens de la phase liquide) qui contiendrait une fraction massique du débit liquide sortant la tuyère.

Notons qu'à l'intérieur de cette frontière se trouve une phase continue: le gaz porteur (constitué du gaz issu de la tuyère, de l'air extérieur entraîné et de la fraction de liquide vaporisé). Ainsi la frontière proposée est quasi-imperméable à la phase liquide et permet une entrée d'air extérieur. Le modèle unidimensionnel de jet proposé au paragraphe 9.3.4 repose typiquement sur cette description.

Les jets décrits dans la littérature, peuvent être classés en deux grandes familles. La première famille est le jet monophasique dont l'une des caractéristiques principales est d'être constitué par un fluide très semblable² à celui de l'atmosphère dans laquelle il débouche (par exemple: jet d'air dans l'air ou jet d'eau dans de l'eau). Cette première famille, largement décrite dans la littérature, fait l'objet de la prochaine section. La deuxième famille regroupe les jets dits diphasiques car constitués de deux phases distinctes (par exemple le jet d'eau dans l'air). Suivant les méthodes d'injection (cf. paragraphes 1.1) les caractéristiques, en aval de la section de sortie, peuvent être très différentes.

La littérature sur ces jets diphasiques (Ferrand (2001), Sijercic *et al.* (2006), Prevost *et al.* (1996) ou Prevost (1994)) est consacrée à des jets dont les caractéristiques sont très éloignées des nôtres (par exemple les titres massiques en gaz sont fréquemment supérieurs à 80% alors que dans notre cas ils sont inférieurs à 10%). Avec des niveaux de titres massiques si élevés, on ne parle plus de jet, mais plutôt de spray dont la production résulte souvent de l'injection à haute vitesse d'un liquide dans une ambiance de gaz. De la même manière, les taux d'entraînement d'air ambiant décrits dans ces travaux ne sont pas directement transposables aux cas que nous analysons. Nous avons néanmoins extrapolé ces résultats et ceux de la littérature (Ricou & Spalding (1960), Cossali (2001), Qureshi & Zhu (2006), Zhu *et al.* (2000), Arbeau (2004), Delay (2005)) pour construire un modèle unidimensionnel de jet diphasique dont les lois intègrent le débit d'air extérieur entraîné au cœur du jet.

9.2 Rappel: Le jet monophasique

Les jets libres ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales [Hussein *et al.* (1994), Wygnanski & Fielder (1969), Castaing *et al.* (1990), Abdel-Rahman *et al.* (1997)]. Les principales caractéristiques des jets monophasiques sont rappelées au travers des ouvrages [Baily & Comte-Bellot (2003), Chassaing (2000b) et Pope (2001)].

²faibles différences de viscosité ou de masse volumique par exemple

9.2.1 Description

La figure 9.1 représente un jet monophasique axysymétrique débouchant librement dans une atmosphère infinie au repos sous des conditions sensiblement isobares et isothermes à l'émission. Les paramètres les plus importants retenus pour étudier le développement turbulent du jet sont:

$$Re_D = \frac{U_{sortie} D_{buse}}{\nu} \text{ le nombre de Reynolds} \quad (9.1)$$

$$\frac{D}{2\delta_\theta} \text{ Rapport de tailles} \quad (9.2)$$

$$(9.3)$$

où δ_θ est l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange.

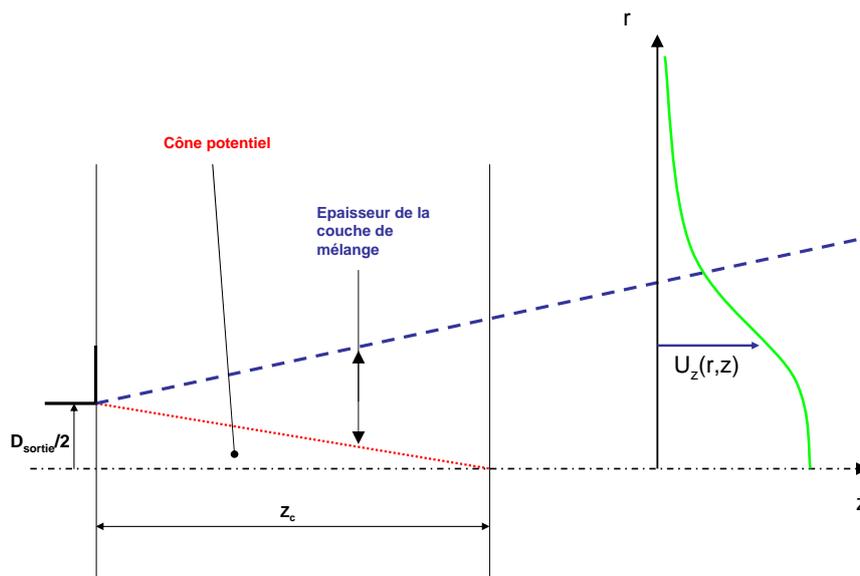


FIGURE 9.1 – Schéma de l'écoulement moyen d'un jet axisymétrique

Les études de référence [Chassaing (2000b)] se sont concentrées sur plusieurs types de jets: les jets de buse (issus d'un convergent), les jets de tube ou les jets de mur. Les différentes études ont révélé que les écoulements étaient peu sensibles aux conditions d'injection et, qu'au delà d'une certaine distance, les conditions d'émission étaient "oubliées". Les diamètres des buses D_{buse} sont classiquement compris entre 0.6 cm et 10 cm. Les vitesses de sortie du fluide U_{sortie} varient entre quelques mètres par seconde à plusieurs centaines de mètres par seconde, balayant de ce fait une gamme de Reynolds Re_D de $\sim 10^4$ à $\sim 7 \cdot 10^5$.

L'étendue longitudinale des études est quant à elle très variable, mais généralement elle reste inférieure à 50 diamètres de buse et exceptionnellement va au-delà de la centaine de diamètres de buse.

La description phénoménologique d'un jet libre (figure 9.1) permet de distinguer différentes zones. En aval de la section de sortie de l'injecteur, un cône potentiel de longueur z_c de $4D_{buse}$ à $5D_{buse}$ est observé (pour un jet subsonique). Cette zone est la région centrale du jet non envahie par la turbulence de la couche de mélange. Le long du cône potentiel, la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe est constante et l'intensité turbulente est très faible³. A l'extérieur de ce cône se développe une couche de mélange. Après une région de transition en aval du cône potentiel où la couche de mélange fusionne sur l'axe (marquant la fin du cône potentiel), (au delà de $\sim 15D_{buse}$) le jet devient pleinement développé. Cette région se caractérise par une intensité turbulente constante sur l'axe:

$$\frac{u'_1}{U_{axe}} = cste \quad (9.4)$$

où U_{axe} désigne la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe.

Lorsque le nombre de Mach (calculé au niveau de la section de sortie) augmente, la longueur du cône potentiel augmente:

$$z_c/D_{buse} \approx 4.2 + 1.1 M_{sortie}^2 \quad (9.5)$$

$$M_{buse} = \frac{U_{sortie}}{c_{buse}} \quad (9.6)$$

où c_{buse} est la vitesse du son au niveau de la section de sortie.

Deux régimes distincts sont observés expérimentalement⁴:

- $Re_D \leq 10^5$: la transition entre le régime laminaire vers le régime turbulent se fait sur plusieurs diamètres
- $Re_D \geq 10^5$: la transition entre le régime laminaire vers le régime turbulent se fait sur une distance $\sim D/4$

La figure 9.2 illustre la transition laminaire-turbulent dans le cas d'un jet d'air dans l'air.

³à condition qu'elle le soit à l'amont de la section de sortie.

⁴Malgré les valeurs de Re_D qui pourraient laisser croire que l'écoulement est turbulent dès la sortie de l'injecteur. En réalité l'écoulement peut être laminaire car conditionné par un convergent

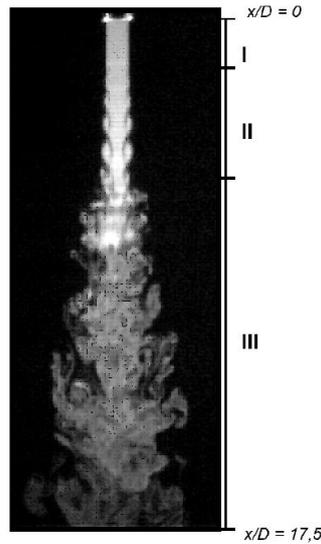


FIGURE 9.2 – Visualisation expérimentale des zones caractéristiques dans le cas d'un jet d'air (chargé en fumée) dans de l'air $Re_D = 1800$. La Zone I correspond à la région laminaire, la zone II à la région de transition et la zone III à la zone de turbulence. [Kechiche *et al.* (2006)]

9.2.2 Propriétés remarquables et auto similarité dans le jet monophasique

Les propriétés remarquables du jet libre sont nombreuses. L'une d'entre-elles est la décroissance hyperbolique de la vitesse du jet sur l'axe comme le représente la figure 9.3. Le profil longitudinal de vitesse peut se mettre sous la forme:

$$\frac{U_{axe}(z)}{U_{buse}} = \frac{B}{(z - z_0)/D_{buse}} \quad (9.7)$$

où z_0 est défini comme une abscisse virtuelle (ou origine virtuelle) et B une constante (~ 6).

En introduisant la demi largeur du jet $r_{1/2}$ (définie tel que $U(r_{1/2}, z) = U_{axe}(z)/2$), il est possible de montrer que le jet s'expand linéairement (figure 9.3):

$$r_{1/2}(z) = S_r (z - z_0) \quad (9.8)$$

où S_r est une constante (~ 0.09), z_0 traduit le fait que la zone d'auto similarité n'existe pas dès la sortie du jet, mais seulement dans la région pleinement développée ($z/d \geq 40$) qui est illustrée par la figure 9.4.

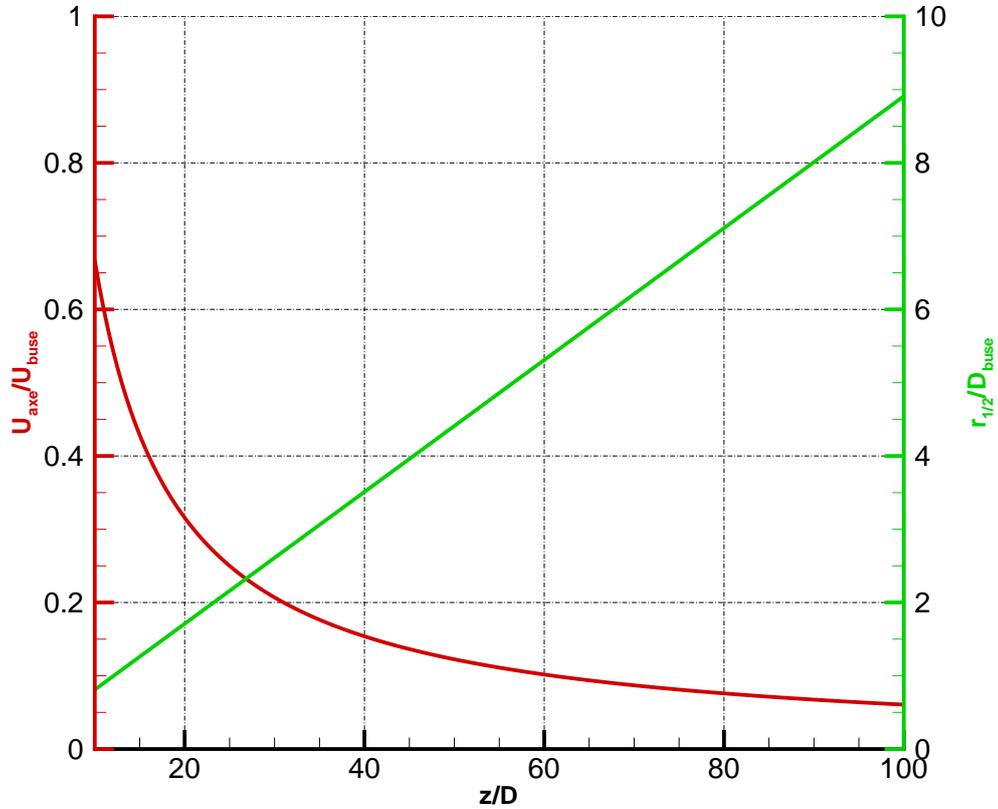


FIGURE 9.3 – Représentation graphique de la vitesse axiale du jet U_{axe} et de la demi largeur du jet $r_{1/2}$ en fonction de z/d , dans ce cas précis où $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $B = 6$, $z_0 = D_{buse}$ et $S_r = 0.09$.

Une approximation classique [Pope (2001)] est de prendre l'expression de profil proposée par Schlichting (1979):

$$\frac{U_z(z,r)}{U_{axe}(z)} = \frac{1}{[1 + a\eta^2]^2} \quad (9.9)$$

$$\eta = \frac{r}{z - z_0} \quad (9.10)$$

$$a = \frac{(\sqrt{2} - 1)}{S_r^2} \sim 47 \quad (9.11)$$

D'autres expressions de profils ont été proposées comme par Hussein *et al.* (1994) en considérant que le profil de vitesse était gaussien:

$$\frac{U_z(z,r)}{U_{axe}(z)} = \exp[-c\eta^2] \quad (9.12)$$

$$c = \frac{\ln 2}{S_r^2} \sim 85 \quad (9.13)$$

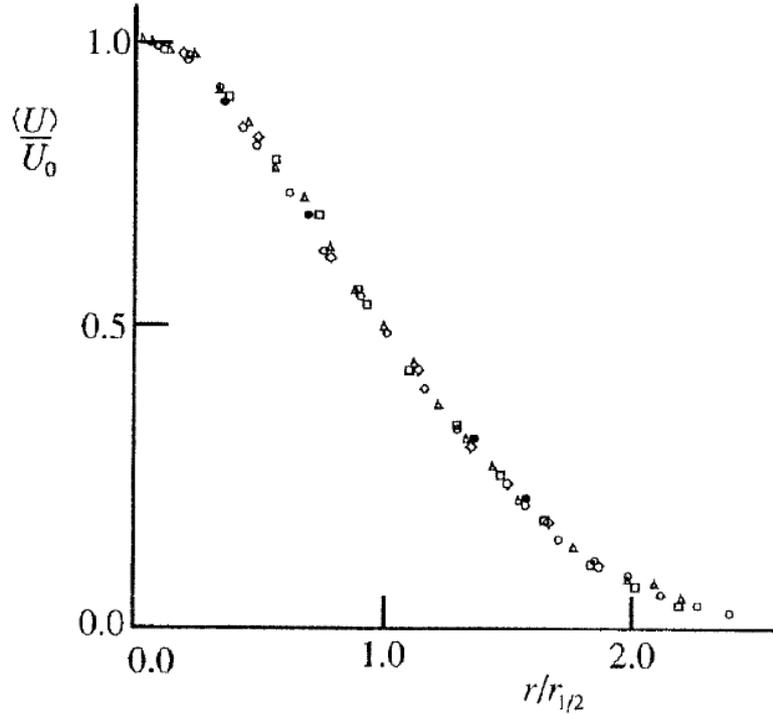


FIGURE 9.4 – Représentation graphique de $U_z(r,z)/U_{axe}(z)$ en fonction de $r/r_{1/2}$ pour un jet rond $Re_D \approx 10^5$ Mesures de Wygnanski & Fielder (1969). Symboles: \circ , $z/d = 40$; Δ , $z/d = 50$; \square , $z/d = 60$; \diamond , $z/d = 75$; \bullet , $z/d = 97.5$.

On remarquera que ces deux profils sont très proches l'un de l'autre et vérifient bien: $2a \sim c$ (c'est à dire $r_{1/2} \text{ Hussein} \sim r_{1/2} \text{ Schlichting}$).

A l'aide des équations de continuité et en choisissant l'expression du profil longitudinal de vitesse, le profil radial de la vitesse radiale du jet peut être calculé analytiquement suivant l'expression proposée par:

-Schlichting (1979):

$$\frac{U_r(z,r)}{U_{axe}(z)} = 1/2 \frac{\eta - a\eta^3}{(1 + a\eta^2)^2} \quad (9.14)$$

-Hussein *et al.* (1994):

$$\frac{U_r(z,r)}{U_{axe}(z)} = \frac{S_r^3 B U_{buse} D_{buse}}{2 \ln 2\eta r_{1/2}} (\exp[-c\eta^2] + 2c\eta^2 \exp[c\eta^2] + 1) \quad (9.15)$$

La confrontation des profils de vitesses longitudinaux et radiaux (figure 9.6) met en évidence certaines particularités:

1. Par comparaison avec la composante axiale U_{axe} , la vitesse radiale U_r est inférieure d'un ordre de grandeur. En outre $U_r(r_{1/2}) \sim 0.014 U_{axe}$.

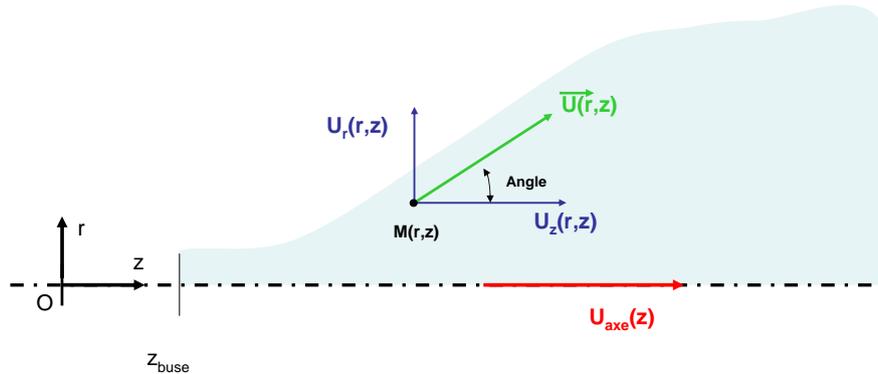


FIGURE 9.5 – Schéma représentatif d'un jet et notations utilisées

2. Proche de l'axe, quand $r/r_{1/2} \leq 1.6$ la composante radiale de la vitesse est positive et participe à l'expansion du jet.
3. Loin de l'axe, quand $r/r_{1/2} \geq 4.2$ la composante radiale de la vitesse devient supérieure à la composante axiale. Le vecteur vitesse a une pente supérieure à 45° .
4. Lorsque $r/r_{1/2}$ devient grand (supérieur à ~ 1.6), $U_r \sim -0.1U_{axe}/(r/r_{1/2})$ le signe de la composante de vitesse radiale devient négatif. C'est la caractérisation du mécanisme d'entraînement de l'air extérieur. Au changement de signe de la composante radiale de vitesse, le vecteur vitesse est parallèle à l'axe (figure 9.7 et 9.6).

9.2.3 Entraînement d'air extérieur

Le mécanisme d'entraînement de l'air extérieur fait l'objet de nombreuses études (Dimotakis (1986), Dahm & Dimotakis (1987), Ricou & Spalding (1960), Panchapakesan & Lumley (1993), Hill (1972), Brown & Rosko (1974)). Dès la sortie du jet, une couche de mélange se développe et croît avant d'atteindre le régime pleinement turbulent [Brown & Rosko (1974)]. Cette couche de mélange est le lieu d'instabilités qui se transforment en structures tourbillonnaires spatialement cohérentes et émises périodiquement. Le processus d'entraînement est directement associé aux mouvements de ces structures et à leur appariement. En effet, dans un premier temps les structures cohérentes communiquent de la vitesse au fluide environnant, puis "emprisonnent" entre elles une masse de fluide extérieur irrotationnel en la dirigeant vers le cœur du jet (région à fort taux de turbulence).

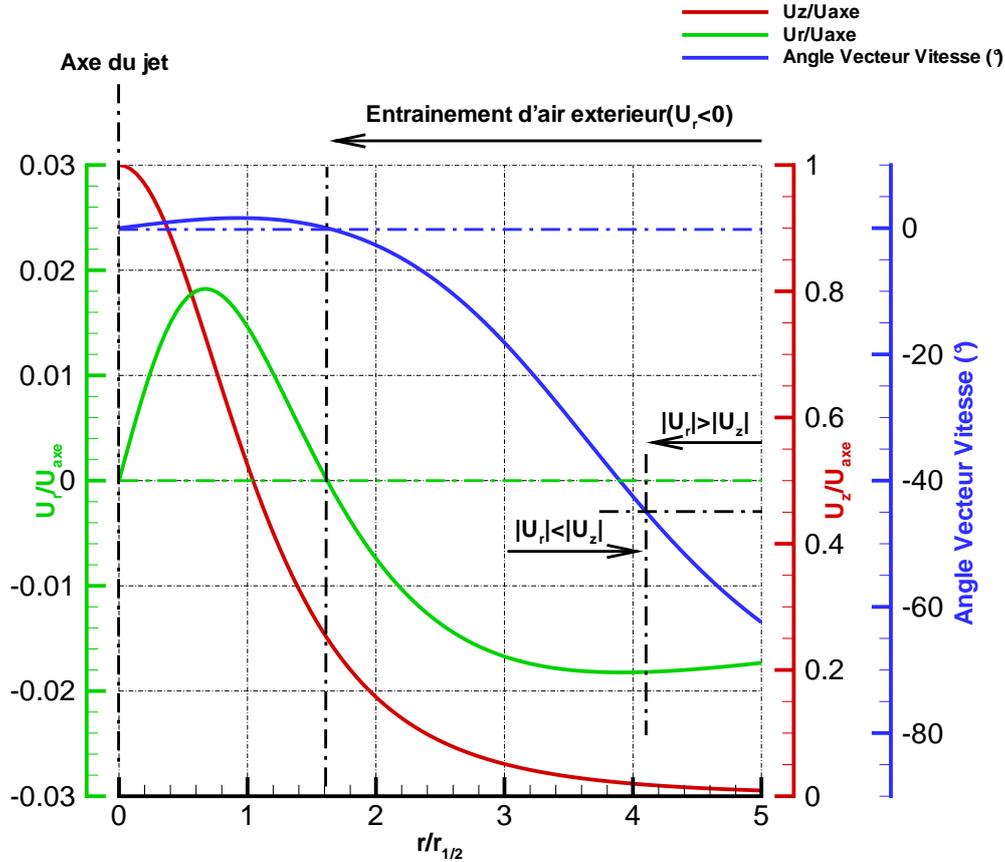


FIGURE 9.6 – Représentation graphique des profils de vitesse longitudinale et radiale ainsi que la pente du vecteur vitesse en fonction de $r/r_{1/2}$, dans le cas précis où $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $B = 6$, $a = 47$ $z_0 = D_{buse}$ et $S_r = 0.09$.

Ricou & Spalding (1960) ont mesuré le taux d'entraînement massique d'un jet rond. Ces auteurs concluent que le débit massique entraîné par unité de longueur (ou taux local d'entraînement d'air) $d\dot{m}_e/dz$ est constant (dans la région pleinement développée du jet).

$$\frac{d\dot{m}_e}{dz} = K_e \frac{\dot{m}_0}{D_{buse}} \quad (9.16)$$

où l'indice e fait référence à l'entraînement, \dot{m}_0 est le débit de matière sortant de la buse et K_e une constante. Ce coefficient K_e dépend à la fois de la densité du fluide constituant le jet et de l'ambiance dans laquelle il se développe. Ainsi dans le cas des jets de gaz dans du gaz Ricou & Spalding (1960) ont obtenu:

$$K_e = 0.32 \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_{jet}}} \quad (9.17)$$

La solution calculée à partir des profils autosimilaires de la vitesse ne permet pas de retrouver exactement la solution proposée expérimentalement. Le résultat théorique est⁵ : Pour le profil de Schlichting (1979):

$$K_e = 2\pi\rho_{jet} \frac{d \left[\int_0^\infty r U_z(r,z) dr \right]}{dz} / \left[\frac{\dot{m}_0}{D_{buse}} \right] = \frac{4B}{a} \sim 0.51 \quad (9.18)$$

Pour le profil de Hussein *et al.* (1994):

$$K_e = 2\pi\rho_{jet} \frac{d \left[\int_0^\infty r U_z(r,z) dr \right]}{dz} / \left[\frac{\dot{m}_0}{D_{buse}} \right] = \frac{4B}{c} \sim 0.28 \quad (9.19)$$

Les interprétations de la différence entre les valeurs théorique et expérimentale du coefficient K_e sont diverses. Les pistes possibles reposent sur le caractère limité des expériences (analytiquement l'intégration a lieu de 0 à l'infini), et sur l'expression certainement trop générale du profil de vitesse.

Ricou & Spalding (1960) montrent en outre que le coefficient K_e est indépendant du nombre de Reynolds Re_D , pourvu que celui-ci soit supérieur à $2.5 \cdot 10^4$. Ce résultat est confirmé par le calcul théorique (équation 9.18) dont le résultat ne dépend que des constantes a et B . Si $Re_D < 2.5 \cdot 10^4$ le coefficient K_e croît d'autant plus que Re_D diminue (cette tendance a été confirmée par Pitts (1991) [Ferrand (2001)]). Selon Panchapakesan & Lumley (1993) l'indépendance du coefficient K_e vis à vis de Re_D s'appliquerait dès que $Re_D = 1.1 \cdot 10^4$. Dans la zone initiale du jet le coefficient d'entraînement croît progressivement de 0 jusqu'à la valeur asymptotique du jet pleinement développé. Hill (1972) propose $z/D_{buse} = 13.6$ pour raccorder les deux domaines du coefficient K_e

9.2.4 Synthèse: développement d'un jet monophasique

La figure 9.7 donne une illustration dans un cas particulier d'un jet d'air dans de l'air ($U_{buse} = 10\text{m/sec}$, $D_{buse} = 0.01\text{m}$) du champ de vitesse moyen dans le jet ainsi que des lignes de courant. Le trait mixte matérialise la position de la demi largeur du jet $r_{1/2}$ et les traits pointillés courts et longs marquent respectivement la position des lieux où $U_r = 0$ et $|U_r| = |U_z|$. L'entraînement d'air extérieur est parfaitement mis en évidence par les lignes de courant dont la direction est orientée vers l'axe du jet dès lors que $U_r < 0$ (au delà du pointillé long).

Le tableau 9.1 récapitule les principales caractéristiques des jets dans la zone pleinement développée. Enfin il est possible de fixer des ordres de grandeur des échelles de temps et de longueur [Chassaing (2000b)] au sein du jet.

⁵on suppose que ρ_{jet} ne dépend pas de z

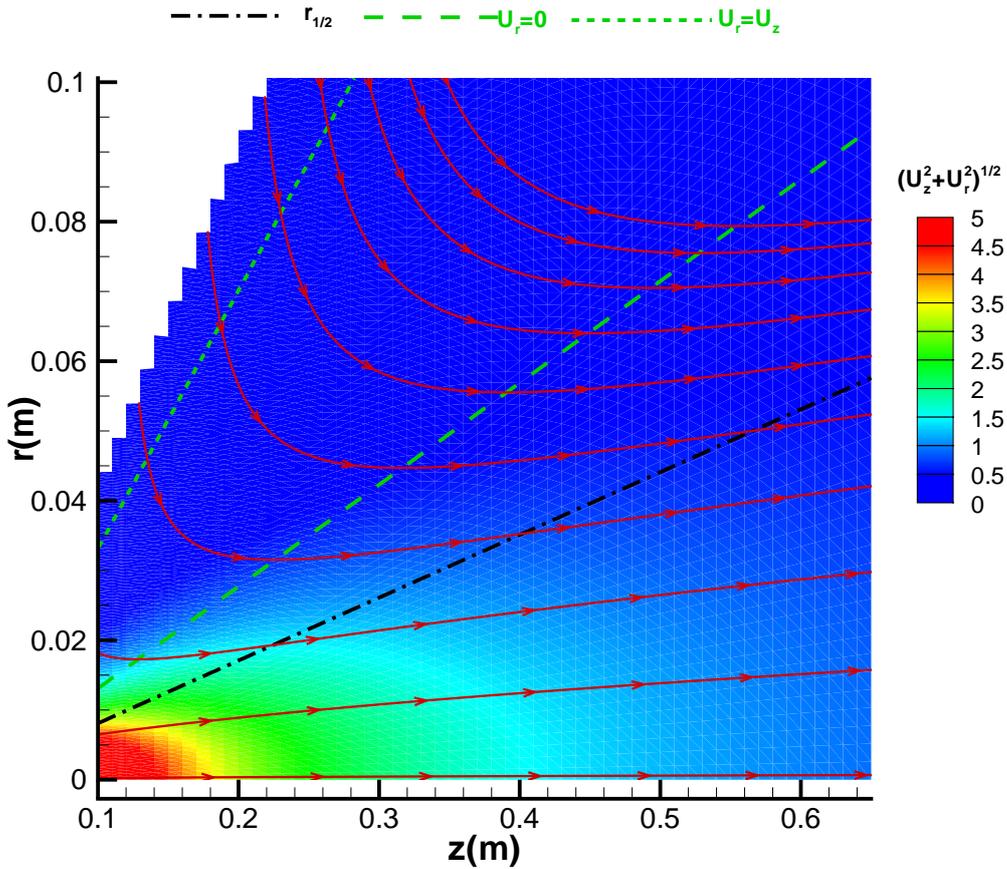


FIGURE 9.7 – Représentation dans un repère $[r, d]$ de l'intensité moyenne de la vitesse $([U_r^2 + U_z^2]^{1/2})$, des lignes de courant (courbe rouge), de la demi-largeur du jet (trait mixte noir), des lieux où $U_r=0$ (trait pointillé long vert) et $U_r = U_z$ (trait pointillé court vert), dans le cas où $U_{buse} = 10\text{m/sec}$, $D_{buse} = 0.01\text{m}$, $B = 6$, $a = 47$ $z_0 = D_{buse}$ et $S_r = 0.09$.

$$\text{Temps de cisaillement} \quad \tau_{jet \text{ cisaillement}} = 1.49 \frac{S_r}{B} \frac{(z - z_0)^2}{U_{buse} D_{buse}} \quad (9.20)$$

$$\text{Temps local d'advection} \quad \tau_{jet \text{ advection}} = 2 \frac{(z - z_0)^2}{S_r U_{buse} D_{buse}} \quad (9.21)$$

$$\text{Taille structures longitudinales} \quad l_z \text{ jet} = 0.92 r_{1/2} \text{ ou } 0.45 r_{1/2} \quad (9.22)$$

$$\text{Taille structures transversales} \quad l_r \text{ jet} = 0.18 r_{1/2} \quad (9.23)$$

$$\frac{\tau_{jet \text{ cisaillement}}}{\tau_{jet \text{ advection}}} \sim 0.07 \quad (9.24)$$

Un des problèmes rencontrés lors de la caractérisation ou de la modélisation d'un jet est la notion de frontière entre le jet et le milieu extérieur. Cette frontière que l'on peut aussi appeler enveloppe ou interface, est comme nous l'avons vu par nature intermittente et diffuse (couche de mélange). Sa localisation précise est délicate car la formulation de critère objectif pour la définir s'avère difficile. A l'image des critères construits pour les épaisseurs

Variable adimensionnelle	$\eta = \frac{r}{z-z_0}$	
Demi largeur	$r_{1/2}(z) = S_r (z - z_0)$	$S_r \sim 0.09$
Vitesse sur l'axe	$\frac{U_{axe}(z)}{U_{buse}} = \frac{B}{(z-z_0)/D_{buse}}$	$B \sim 6$
Composante longitudinale du profil radial de vitesse		
Schlichting (1979)	$\frac{U_z(z,r)}{U_{axe}(z)} = \frac{1}{[1+a\eta^2]^2}$	$a = \frac{(\sqrt{2}-1)}{S_r^2} \sim 47$
Hussein <i>et al.</i> (1994)	$\frac{U_z(z,r)}{U_{axe}(z)} = \exp[-c\eta^2]$	$c = \frac{\ln 2}{S_r^2} \sim 85$
Composante radiale du profil radial de vitesse		
Schlichting (1979)	$\frac{U_r(z,r)}{U_{axe}(z)} = 1/2 \frac{\eta - a\eta^3}{(1+a\eta^2)^2}$	
Hussein <i>et al.</i> (1994)	$\frac{U_r(z,r)}{U_{axe}(z)} = \frac{S_r^3 B U_{buse} D_{buse}}{2 \ln 2 \eta r_{1/2}} (\exp[-c\eta^2] + 2c\eta^2 \exp[c\eta^2] + 1)$	
Taux local d'entraînement $K_e = \frac{d\dot{m}_e}{dz} / \left[\frac{\dot{m}_0}{D_{buse}} \right]$		
Ricou & Spalding (1960)	$K_e = 0.32$	Obtenu experimentalement
Schlichting (1979)	$K_e = \frac{4B}{a} \sim 0.51$	Obtenu par calcul analytique
Hussein <i>et al.</i> (1994)	$K_e = \frac{4B}{c} \sim 0.28$	Obtenu par calcul analytique

TABLEAU 9.1 – Tableau récapitulatif des différentes grandeurs pertinentes du jet monophasique

de couche limite, une première solution consiste à fixer la position radiale de l'interface comme le lieu des vitesses représentant un pourcentage choisi arbitrairement de la vitesse sur l'axe. Une autre solution consiste non pas à s'intéresser à la vitesse mais au variation de la vitesse (gradient ou rotationnel)[Chassaing (2000b)]. Ces solutions sont certes possibles, mais nécessitent la mise en place de campagnes de mesure systématiques pour caractériser les profils transversaux de vitesse. Des techniques de mesures existent (Anémométrie laser Doppler⁶, vélocimétre laser par imagerie de particule⁷) mais dans notre cas leur mise en œuvre demande un travail important car les mesures sont ponctuelles et nécessitent un nombre important de mesures à différentes positions pour obtenir un résultat (cas de l'ALD), ou se sont avérées inadaptées car compte tenu de la concentration volumique de particule, de la vitesse du jet et de ces caractéristiques géométriques, la résolution spatio-temporelle requise ne pouvait être atteinte avec les instruments actuellement disponibles.

Une autre approche, dans le cas des jets diphasiques, est possible pour déterminer l'interface du jet en fixant un critère sur le débit de liquide. Techniquement, lorsqu'on s'intéresse aux dimensions du jet à grande distance (au delà de 100 diamètres de la section de sortie), il est aisé de réaliser une mesure de débit via par exemple la mise en place de pluviomètres. Cette technique a été mise en œuvre lors d'essais particuliers chez Siemens et a conduit à des résultats pertinents. Son utilisation systématique dans le cadre d'une

⁶ en anglais ALD

⁷ en anglais PIV

caractérisation de la frontière du jet n'a pas encore été réalisée.

Une dernière approche a été entreprise pour détecter la frontière du jet produit par les Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard. Celle-ci repose sur une technique d'imagerie du jet. La détection de l'interface est réalisée par un algorithme ("home-made") basé sur les niveaux de gris. La force de cette algorithme est d'être peu sensible au réglage des seuils de détection. Cependant, les travaux de différents stagiaires (Vitry (2006), Amblard (2005), Pithoud (2003)) ont permis de montrer que cette méthode nécessite une qualité de prise de vue irréprochable sur l'ensemble du jet (longueur $\approx 10m$) pour que les résultats puissent être objectivement validés (ce qui est loin d'être chose facile à réaliser). En raison de la grande extension axiale du jet, ces mesures ont du être réalisées en milieu ouvert (plein air), dans des conditions qualitatives satisfaisantes mais les résultats quantitatifs ne peuvent pas être retenus dans une analyse précise de l'enveloppe du jet.

9.3 Le jet diphasique

A la différence du jet monophasique⁸, le jet diphasique est constitué de deux phases différentes. La première, la phase continue est constituée classiquement de l'atmosphère dans laquelle débouche le jet et la deuxième phase, la phase dispersée, est composée par des particules solides ou liquides (gouttes d'eau par exemple) issues de l'orifice. Il arrive qu'une partie de la phase continue pré-existe en amont de la section d'injection comme dans le cas des Tuyères Diphasiques à Jet de Brouillard.

Une description des technologies permettant l'obtention d'un jet diphasique a déjà été entreprise dans le paragraphe 1.1. Les mécanismes d'atomisation, à l'origine de la formation des gouttelettes, ont quant à eux été décrits dans le paragraphe 5.11. De nombreuses études bibliographiques existent [Ferrand (2001), Panchagnula & Sojka (1998), Fritsching (2006b), Faeth *et al.* (1995), Wu *et al.* (1995), Fuchs (1964), Lin & Kang (1987)] qui ont entrepris des descriptions des caractéristiques des "sprays" diphasiques à l'aide des éléments suivants:

- La géométrie du jet (enveloppe du jet).
- Les flux locaux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.
- Les distributions de taille de gouttelettes, de vitesses ou encore de température.

Dans cette partie nous considérerons que l'atomisation de la phase liquide en gouttes a déjà eu lieu. Ainsi, nous nous intéressons au développement du jet au delà des premiers diamètres. Il a déjà été signalé (cf. paragraphe 5.5) qu'en fonction de la concentration volumique de la phase dispersée, le couplage entre les phases peut-être un couplage de type

⁸Pour rappel Jet monophasique = jet de gaz dans du gaz ou jet de liquide dans du liquide

one-way, *two-way* ou *four-way*. Deux catégories de sprays diphasiques sont distinguées en fonction de la probabilité de collision entre les particules. Lorsque le risque de collision est élevé, le spray est qualifié de dense, dans le cas contraire il est dit dilué. Ces couplages entre les phases ont pour conséquence de modifier le champs de vitesse des deux phases et donc de modifier toutes les caractéristiques dépendant directement ou indirectement du champ de vitesse (enveloppe du jet, flux locaux, profils ...). Ces modifications ont été mises en évidence et analysées par Modaress & Wuerer (1982), Modaress & Wuerer (1982), Fleckhauss *et al.* (1987), Hardalupas *et al.* (1989), Mostafa & Mongia (1988), Tsuji *et al.* (1988), Ferrand (2001) [Ferrand (2001)].

Les corrélations disponibles dans la littérature sont basées sur des modifications des formules classiques du jet monophasique. Elles sont adaptées à l'aide de coefficients correcteurs de manière à prendre en considération la présence des gouttes et particules. Le domaine de validité de ces corrélations n'est en général pas⁹ précisé. Cette dernière remarque tient principalement au fait que ces corrélations sont tirées d'expériences particulières explorant une gamme réduite des paramètres. Dans tous les cas, les hypothèses retenues pour justifier la formulation des profils impliquent de considérer que le spray est dilué [Panchagnula & Sojka (1998)].

9.3.1 interaction entre particules

Lorsque la concentration volumique en gouttes est importante, les interactions hydrodynamiques entre les particules se manifestent par une forte modification du champ de vitesse autour des gouttes. Ainsi l'influence de la concentration volumique en gouttes est à l'origine (cf. paragraphe 5.7.5) d'une augmentation de la traînée moyenne s'exerçant sur chaque particule à laquelle s'ajoute un facteur aggravant: la probabilité de collision entre gouttes. Selon les conditions, la collision entre deux gouttes se matérialise par différentes conséquences [Qian & Law (1997), Ko & Ryou (2005)]:

- Le rebond (figure 9.8-a)
- La coalescence permanente (figure 9.8-b)
- La coalescence temporaire car suivie d'une séparation des deux gouttes et formation de gouttes satellites (figure 9.8-c et d)

L'évaluation du taux de collision $\dot{N}_{ij\ col}$, c'est à dire le nombre par unité de temps et de volume de collisions entre des gouttes de diamètre d_i et de diamètre d_j , s'exprime sous la forme:

$$\dot{N}_{ij\ col} = \Gamma_{ij}^{col} C_{ni} C_{nj} \quad (9.25)$$

où C_{ni} et C_{nj} sont respectivement la concentration numérique [$\#/m^3$] (cf. annexe D), et Γ_{ij}^{col} est un coefficient appelé noyau de collision [m^3/s]. Ce coefficient est déterminé en fonc-

⁹à ma connaissance

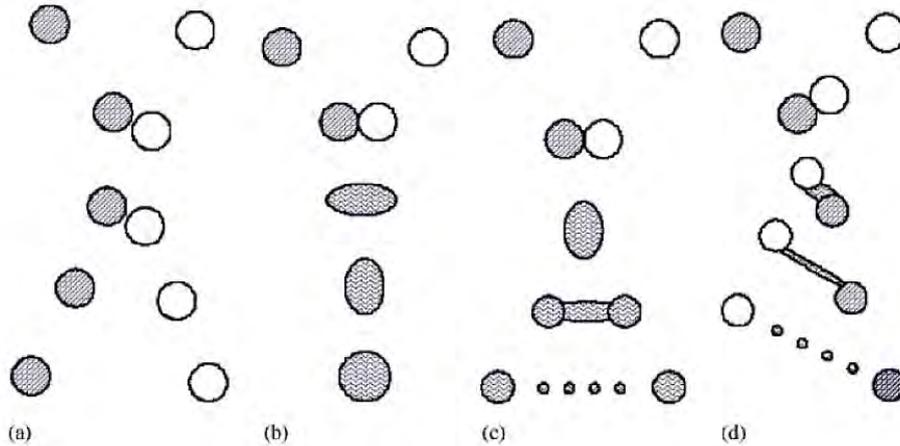


FIGURE 9.8 – Représentation schématique des différents régimes de collision entre gouttes (Écoulement du haut vers le bas). (a) Rebond (*bouncing*); (b) coalescence; (c) séparation par réflexion (*reflexive separation*); (d) séparation par étirement (*stretching separation*). [Ko & Ryou (2005)]

tion du type d'écoulement. La fréquence des collisions subies par une goutte de diamètre d_i par une goutte de diamètre d_j se calcule directement:

$$f_{col,j}^i = \dot{N}_{ij}^{col} / C_{ni} = \Gamma_{ij}^{col} C_{nj} \quad (9.26)$$

L'importance des collisions est déterminée par le rapport du temps caractéristique de relaxation de la goutte (cf. paragraphe 7.3 equation: 7.22) avec le temps caractéristique séparant deux collisions τ_{col} successives par une particule donnée. Si $\tau_{col} / \tau_p < 1$ la goutte n'a pas le temps d'adapter sa vitesse avant la prochaine collision, le risque de collision est donc non négligeable. Dans le cas contraire, le temps de réponse de la goutte est plus court que le temps séparant deux collisions.

Le temps caractéristique entre deux collisions est alors évalué comme l'inverse de la fréquence totale de collision f_{col}^i . Cette dernière, pour une taille de goutte de classe i f_{col}^i , peut être évaluée comme la somme des fréquences des collisions binaires $f_{col,j}^i$ (fréquence de collision binaire entre une classe de taille i de diamètre d_i et une classe de taille j de diamètre d_j) :

$$\tau_p = \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} + 1/2 \right) \frac{4d}{3Cd|V_p - V_f|} \quad (9.27)$$

$$\tau_{col} = [f_{col}^i]^{-1} \quad (9.28)$$

$$f_{col}^i = \sum_{j=1}^{j=N} f_{col,j}^i$$

La fréquence de collision binaire entre deux classes de gouttes est décomposée comme la somme de deux fréquences limites [Borée *et al.* (2001), Gourdel *et al.* (1998), Zaichik *et al.*

(2006)]. La première fréquence $f_{col,j}^{T,i}$ correspond aux collisions provoquées par les simples mouvements turbulents du fluide vecteur et l'autre $f_{col,j}^{I,i}$ à la fréquence des collisions dues à la vitesse de chaque particule.

$$f_{col,j}^i = f_{col,j}^{T,i} + f_{col,j}^{I,i} \quad (9.29)$$

$$f_{col,j}^{T,i} = 2^{-4/3} \sqrt{\pi} C_{nj} [d_i + d_j]^2 \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2} \quad (9.30)$$

$$f_{col,j}^{I,i} = \frac{\pi C_{nj}}{4} [d_i + d_j]^2 \left\| \vec{V}_i - \vec{V}_j \right\| \quad (9.31)$$

où C_{nj} concentration numérique de la classe j , \vec{V}_i et \vec{V}_j le vecteur vitesse de chaque classe, σ_i , σ_j la fluctuation moyenne de la vitesse de chaque classe.

9.3.2 Jets de gaz chargés en gouttes

La présence de gouttes dans le jet peut, selon les situations, être une source ou un puits de quantité de mouvement pour la phase porteuse. Les gouttes en fonction de leur taille vont se comporter différemment. Les gouttes de très petite taille sont capables de suivre l'essentiel de la turbulence de la phase gazeuse, elles constituent de ce fait un marqueur passif¹⁰. Les plus grosses gouttes possèdent une inertie "propre" leur permettant de décrire leur propre trajectoire. La séparation entre ces deux classes de gouttes peut se faire par la construction d'un nombre de Stokes St en comparant le temps de relaxation τ_p des gouttes avec un temps caractéristique du jet turbulent τ_{jet} :

$$\tau_p = \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} + 1/2 \right) \frac{4d}{3Cd|V_p - V_f|}$$

$$\tau_{jet} = \frac{l_{z\ jet}}{\sqrt{U_{axe}}} \quad (9.32)$$

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_{jet}} \quad (9.33)$$

où $l_{z\ jet}$ est la taille caractéristique longitudinale des grosses structures dans le jet monophasique et U_{axe} la vitesse sur l'axe. Ainsi les gouttes présentant un nombre de Stokes supérieur à l'unité ($St \gg 1$) sont identifiées comme des gouttes ne répondant pas aux fluctuations de l'écoulement alors que dans le cas opposé ($St \ll 1$) les gouttes suivent parfaitement la phase continue du jet jusqu'aux échelles spatiales caractéristiques de τ_{jet} .

En prenant comme loi de traînée la loi de Schiller-Naumann (équation: I.4) et en exprimant $l_{z\ jet}$ et U_{axe} à partir des relations données pour le jet monophasique, il est possible

¹⁰appelé scalaire passif ou traceur passif

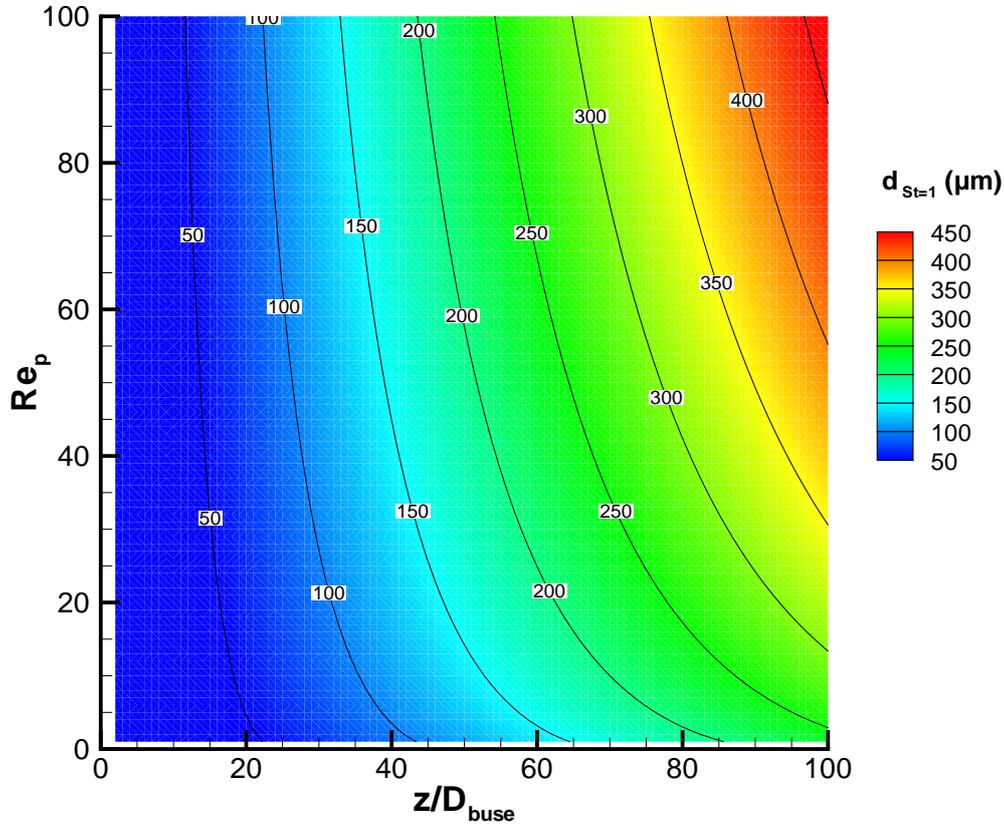


FIGURE 9.9 – Représentation dans un diagramme z/D_{buse} et Re_p du diamètre de Stokes critique $d_{St=1}$ tel que $St = 1$. Dans cette représentation: $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_f = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $U_{axe}(z) = U_{buse} D_{buse} B / (z - z_0)$ avec $U_{buse} = 10 \text{ m/s}$, $D_{buse} = 0.01 \text{ m}$, $z_0 = D_{buse}$, $B = 6$, $l_{z \text{ jet}} = 0.9 S_r (z - z_0)$, $S_r = 0.09$ la loi de traînée est celle de Schiller-Naumann $Cd = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687})$ si $Re_p < 10^3$ ou $Cd = 0.44$ si $Re_p > 10^3$ (équation: I.4)

de calculer le diamètre de Stokes $d_{St=1}$ tel que $St = 1$:

$$d_{St=1} = \frac{|z - z_0| \sqrt{Cd Re_p}}{K} \quad (9.34)$$

$$K = 4/3 [\rho_p / \rho_f + 1/2] \frac{\rho_f U_{buse} D_{buse} B}{\mu_f 0.9 S_r} \quad (9.35)$$

La figure 9.9 donne une représentation du diamètre de Stokes en fonction de la distance à la buse (z/D) et du Reynolds particulaire Re_p . Lorsque les gouttes ont un diamètre supérieur à ce diamètre de Stokes, leur trajectoire est pilotée par leur inertie sinon les gouttes constituent théoriquement un traceur de la phase gazeuse. La principale constatation est la forte dépendance du diamètre de Stokes en fonction de la position par rapport à la section de sortie z/D_{buse} . Cette remarque est directement liée à l'évaluation des caractéristiques taille et vitesse des structures turbulentes du jet. En sortie de buse, les structures sont de petites tailles et animées d'une grande vitesse (τ_{jet} petit). Elles sont donc incapables d'im-

poser une trajectoire aux grosses gouttes dont le temps de réponse est grand. En s'éloignant de la buse, le temps caractéristique des structures turbulentes croît (vitesse plus faible et taille plus importante). Les gouttes de plus gros diamètre ont donc le temps d'adapter leur vitesse à celle des structures turbulentes.

Lorsque les gouttes, du fait de leur taille réduite, sont liées aux structures turbulentes de l'écoulement, elles sont entraînées vers l'extérieur du jet. La conséquence immédiate est une disparité dans les distributions granulométriques radiales.

9.3.3 Profils de vitesses

Quelques corrélations sont disponibles dans la littérature. Les titres massiques rencontrés sont souvent élevés $\approx 83\%$ (Ferrand (2001), Sijercic *et al.* (2006), Sijercic *et al.* (2007)), à quelques rares exceptions près (Panchagnula & Sojka (1998)). Le tableau 9.2 synthétise les résultats issus de la littérature sur le jet chargé en goutte.

Vitesse sur l'axe	
Ferrand (2001) $X_m \in [57\%; 100\%]$	$U_{axe} = \frac{U_{buse} D_{buse} B_s}{z - z_0}$ $B_s \sim -9.34 X_m + 14.23$
Panchagnula & Sojka (1998) $X_m \in [2\%; 10\%]$	$U_{axe} = B_p \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{\dot{m}_l}{\rho_l D_{buse} z} g(X_m)$ $g(X_m) = \sqrt{\frac{\rho_l (1 + X_m / [1 - X_m] S)}{\rho_e}} \sqrt{1 + \frac{\rho_l X_m / [1 - X_m]}{\rho_g S}}$
Demi-largeur du jet	
Ferrand (2001) $X_m \in [57\%; 100\%]$	$r_{1/2} = S r_s (z - z_0)$ $S r_s \sim 6.807 \cdot 10^{-2} X_m + 4.147 \cdot 10^{-2}$
Panchagnula & Sojka (1998) $X_m \in [2\%; 10\%]$	$r_{1/2} = \frac{\ln(2 + \sqrt{3})}{f(X_m)} z$ $f(X_m) = c_1 Re_l^{c_2} \left[\frac{X_m}{1 - X_m} \right]^{c_3}$ $c_1 = 40, c_2 = -0.37, c_3 = 0.15, Re_l = \frac{4 \dot{m}_l}{\pi D_{buse} \mu_l}$

TABLEAU 9.2 – Tableau de synthèse des données issues et/ou recalculées à partir de la littérature sur les profils de vitesses des jets chargés en gouttes (cf. annexes N et O)

Une précision reste à apporter par rapport au tableau 9.2. Les dépendances données pour les relations de Ferrand (2001) ont été recalculées à partir de ces valeurs expérimentales disponibles (soit quatre points...). Il est donc très osé d'étendre les dépendances par rapport au titre massique au delà du domaine de validité. En outre, on remarque que la tendance annoncée est une décroissance de la vitesse sur l'axe en fonction du titre massique X_m ($X_m \in [57\%; 100\%]$). Or l'expérience et Panchagnula & Sojka (1998) montre une

tendance opposée mais sur un autre domaine de validité (Panchagnula & Sojka (1998): $X_m \in [2\%; 10\%]$).

Les effets du chargement sur l'entraînement d'air [Cossali (2001)] montrent que:

1. L'entraînement d'air dans un spray dépend de la distance à la sortie de l'injecteur. Dans le champ proche de la sortie de l'injecteur, le débit d'air entraîné suit une loi en puissance $3/2$
2. Deux paramètres adimensionnels supplémentaires semblent nécessaires pour décrire l'entraînement d'air: d/D_{buse} et $\mu D_{buse}/\dot{m}_l$.

Le transfert de quantité de mouvement des particules vers la phase gazeuse engendre une diminution de la décroissance axiale de la vitesse longitudinale en comparaison avec le cas du jet monophasique. Ces effets sont d'autant plus prononcés que le jet est chargé en particules.

Ainsi, l'expansion radiale du jet est diminuée par la présence de particules dans le jet. L'effet de la densité de gouttes dans le jet se fait ressentir aussi sur l'entraînement d'air extérieur. Tatterson *et al.* (1987) montrent que lorsque les particules sont très petites, le jet chargé se comporte comme un gaz lourd et l'entraînement est augmenté comme le prévoit le modèle de Ricou & Spalding (1960). A l'opposé, lorsque les particules sont de grande dimension, ces dernières sont peu couplées avec la phase gazeuse et leur effet s'en trouve limité.

9.3.4 Formulation d'un modèle unidimensionnel du jet diphasique

9.3.4.1 Démarche

Un modèle unidimensionnel est proposé pour décrire l'évolution des principales grandeurs pertinentes [Antheaume (2004), Amblard (2005)]. Ce modèle repose sur les fondations du modèle dispersé en tuyère (chapitre 8). Cependant il comporte deux modifications principales:

1. $P = P_{sortie} = cste$ la pression est fixée constante dans tout le jet et égale à la pression du milieu dans lequel le jet débouche. La pression n'est plus considérée comme une variable, mais est simplement prise comme un paramètre ajustable.
2. La section du jet A , qui était pour le modèle d'écoulement en tuyère la condition frontière du modèle, passe du statut de condition limite à celui de variable. Comme nous l'avons vu précédemment, la notion de frontière de jet est difficilement quantifiable. Nous retiendrons ici que la section du jet A est la section au travers de laquelle passe tout le débit d'eau initial.

Le nombre de variables principales reste donc identique à celui du modèle dispersé en tuyère. La loi de frottement introduite pour modéliser l'interaction entre parois et écoulement est supprimée. L'entraînement d'air qui a fait l'objet dans les paragraphes précédents

est pris en compte. La vitesse de la phase vapeur (résultant du transfert de masse liquide-gaz) est égale à celle du gaz. Les autres lois de fermetures restent quant à elle inchangées.

Comme nous l'avons vu, la frontière de jet est difficilement quantifiable, nous retiendrons que la section du jet A est la section minimum à travers laquelle l'intégralité du débit d'eau passe.

9.3.4.2 Formulation

Les bilans de masse sont au nombre de trois: un pour la phase gazeuse non condensable (indiqué a), un pour la phase liquide (indiqué l) et un pour la vapeur d'eau (indiqué v):

$$\frac{\partial \rho_a \alpha V_g A}{\partial z} = \frac{\partial \dot{m}_{ae}}{\partial z} \quad (9.36)$$

$$\frac{\partial \rho_l (1 - \alpha) V_l A}{\partial z} = \Gamma_l \quad (9.37)$$

$$\frac{\partial \rho_v \alpha V_g A}{\partial z} = \Gamma_v + \frac{\partial \dot{m}_{ve}}{\partial z} \quad (9.38)$$

où Γ_l correspond respectivement à la fraction d'eau vaporisée¹¹ ou condensée par unité de longueur. \dot{m}_{ae} et \dot{m}_{ve} correspondent respectivement aux débits massiques extérieurs d'air sec et de vapeur du liquide rentrant dans le jet .

Les bilans de quantité de mouvement sont réalisés sur les deux phases respectivement liquide et gaz:

$$\frac{\partial \rho_l (1 - \alpha) V_l^2 A}{\partial z} + \frac{\partial \rho_g \alpha V_g^2 A}{\partial z} = \left(\frac{\partial \dot{m}_{ae}}{\partial z} + \frac{\partial \dot{m}_{ve}}{\partial z} \right) V_{ez} \quad (9.39)$$

$$V_{ez} = g(z) V_{ext} \frac{dR/dz}{\sqrt{(dR/dz)^2 + 1}} \quad (9.40)$$

$$V_{ext} = \frac{Ke [\dot{m}_{l0} + \dot{m}_{g0}] / D_{buse}}{\rho_{ext} 2\pi R} \quad (9.41)$$

$$R = \sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad (9.42)$$

$$dR/dz = \frac{dA/dz}{2\sqrt{\pi A}} \quad (9.43)$$

$$(9.44)$$

¹¹Si $\Gamma_l < 0$ la goutte est en cours de vaporisation, le débit de vapeur augmente, tandis que le débit de liquide diminue

Le coefficient Ke est une constante qui suit la loi proposée par Ricou & Spalding (1960):

$$Ke = 0.32 \sqrt{\rho_{ext}/\rho_{jet 0}} \quad (9.45)$$

La fonction $g(z)$ permet d'estimer (sous la forme d'une fonction de forme) l'entraînement d'air dans la zone initiale du jet avant que le jet ne soit pleinement développé. Ainsi la fonction g vérifie:

$$g(z_{buse}) = 0 \quad (9.46)$$

$$g(z_{jet dev.}) = 1 \quad (9.47)$$

$$g'(z_{buse}) = 0 \quad (9.48)$$

$$g'(z_{jet dev.}) = 0 \quad (9.49)$$

où z_{buse} est l'abscisse de la section de sortie et $z_{jet dev.}$ est l'abscisse de raccordement entre la zone initiale du jet et la zone pleinement développée (pour Hill (1972) $z_{jet dev.} = 13.6D_{buse}$). Ainsi si $z_{buse} = 0$ la fonction g s'exprime de la manière suivante:

$$g(z) = -2 \left(\frac{z}{z_{jet dev.}} \right)^3 + 3 \left(\frac{z}{z_{jet dev.}} \right)^2 \quad (9.50)$$

A noter que contrairement à ce que propose Cossali (2001), le débit d'air entraîné en sortie de l'injecteur ne suit pas une loi en puissance $3/2$ car nous avons fait le choix d'une fonction "simple" (polynomiale) vérifiant les quatre conditions ci-dessus.

Le bilan de quantité de mouvement sur la phase dispersée (liquide) reste quant à lui inchangé (le terme $\frac{\partial P}{\partial z}$ est nul, donc la seule force prise en compte est la force de traînée).

$$\rho_l V_l \frac{\partial V_l}{\partial z} = -3/8 \frac{Cd}{Rd} (V_l - V_g) |V_l - V_g| \quad (9.51)$$

Les bilans de quantité d'énergie sont réalisés sur les deux phases liquide et gaz:

$$\frac{\partial (h_l + 1/2V_l^2) \rho_l (1 - \alpha) V_l A}{\partial z} + \frac{\partial (h_g + 1/2V_g^2) \rho_g \alpha V_g A}{\partial z} = \left[\frac{\partial \dot{m}_{ae}}{\partial z} Cp_a + \frac{\partial \dot{m}_{ve}}{\partial z} Cp_v \right] (T_{ext} - T_g) \quad (9.52)$$

$$\rho_l V_l^2 \frac{\partial V_l}{\partial x} + \rho_l V_l \frac{\partial h_l}{\partial T_l} \frac{\partial T_l}{\partial x} = \frac{\pi d^2}{\pi d^3/6} \{ \varphi_{TI} - \varphi_v [Lv(T_{int}) + Cpl(T_l - T_{int}) + 1/2(V_l^2 - V_g^2)] \} \quad (9.53)$$

9.3.4.3 Résolution

La résolution du système d'équation ne pose aucun problème particulier du moment où les conditions de sortie de l'écoulement ne sont pas super-soniques. Or cette condition est

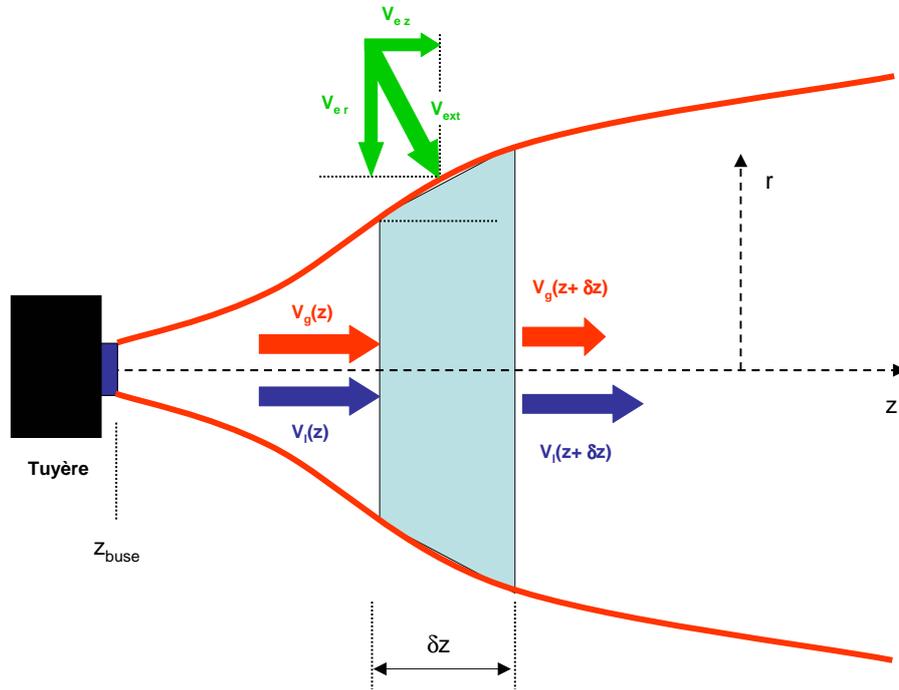


FIGURE 9.10 – Représentation du jet de gaz chargé de gouttes avec entraînement d’air extérieur.

vérifiée au vu de l’analyse réalisée au travers de la méthode PIF *Possible Impossible Flow* [chapitre 8]. La méthode employée est donc un pivot de Gauss pour inverser le système différentiel et une méthode de Runge Kutta d’ordre 4 à pas adaptatif pour l’intégrer.

Cette technique de résolution qualifiée de *directe* permet de calculer l’évolution axiale des 8 grandeurs pertinentes. Un des paramètres les plus sensibles est le coefficient Ke définissant le taux d’entraînement de l’air extérieur. Afin de déterminer expérimentalement ce coefficient Ke , une méthode qualifiée d’*inverse* a été mise en œuvre (non présentée dans le manuscrit). Cette méthode repose sur la prise d’image qui permet de calculer l’enveloppe du jet $A(z)$. Cette enveloppe obtenue expérimentalement sert de référence au modèle qui, par une méthode de dichotomie, va adapter le coefficient Ke de manière à ce que l’enveloppe obtenue expérimentalement se superpose à l’enveloppe obtenue par calcul numérique.

9.3.4.4 Critique et analyse

A l’image de la résolution du système différentiel pour l’écoulement interne à la tuyère, il est nécessaire d’exprimer des conditions initiales. Ces conditions initiales sont prises au niveau de la section de sortie de la tuyère de la manière suivante:

$$A_0 = \text{Section de sortie de la tuyère} \quad (9.54)$$

$$\alpha_0 = \frac{X_{m0} \rho_l}{1 - X_{m0} \rho_g} \frac{1}{S_0} \quad (9.55)$$

$$V_{l0} = \frac{\dot{m}_{l0}}{\rho_l (1 - \alpha_0) A_0} \quad (9.56)$$

$$V_{g0} = \frac{X_{m0} \dot{m}_{l0}}{1 - X_{m0} \rho_g \alpha_0 A_0} \quad (9.57)$$

$$T_{l0} \quad (9.58)$$

$$T_{g0} \quad (9.59)$$

$$d_0 \quad (9.60)$$

9.3.5 Premiers résultats et sensibilité aux paramètres Ke et $z_{jet dev.}$

La figure 9.11 présente un jeu de simulations pour lesquelles les paramètres Ke et $z_{jet dev.}$ ont évolué. Le tableau 9.3 synthétise les valeurs employées lors de l'étude de sensibilité.

	Valeurs
Ke	0.1 - 0.2 - 0.32 - 0.4 - 0.5
$z_{jet dev.}$	1-10- 15- 20- 50 -100

TABLEAU 9.3 – Valeurs utilisées pour les paramètres Ke et $z_{jet dev.}$ lors de l'étude sensibilité

La figure 9.11 présente l'ensemble des résultats obtenus sur le rayon du jet en fonction de la distance. Cinq lots de courbes se détachent, ils sont tous composés de courbes à coefficient Ke identique. Plus le coefficient Ke est élevé plus la section du jet est importante. Ainsi à dix mètres de la section de sortie du jet, le rayon du jet semble suivre la loi suivante $R(10m) = -3.6Ke^2 + 8.6Ke + 0.0123$. Cependant l'expérience nous montre qu'aucun jet n'atteint des diamètre de 6 mètres comme le prédit le modèle.

Il apparaît ainsi clairement que le modèle unidimensionnel du jet diphasique ne peut pas être directement appliqué à l'ensemble du jet. Cette constatation était attendue dans la mesure où ce modèle ne peut pas produire une simulation pertinente d'un jet qui présente de manière évidente d'importantes fluctuations liées aussi bien à l'intermittence de sa frontière qu'aux distributions et fluctuations turbulentes des grandeurs caractéristiques: vitesses, concentration, granulométrie. Un travail complémentaire autour de ce modèle simpliste pourrait néanmoins être mené en vue d'obtenir un accord satisfaisant entre les observations sur le comportement moyen du jet et les simulations.

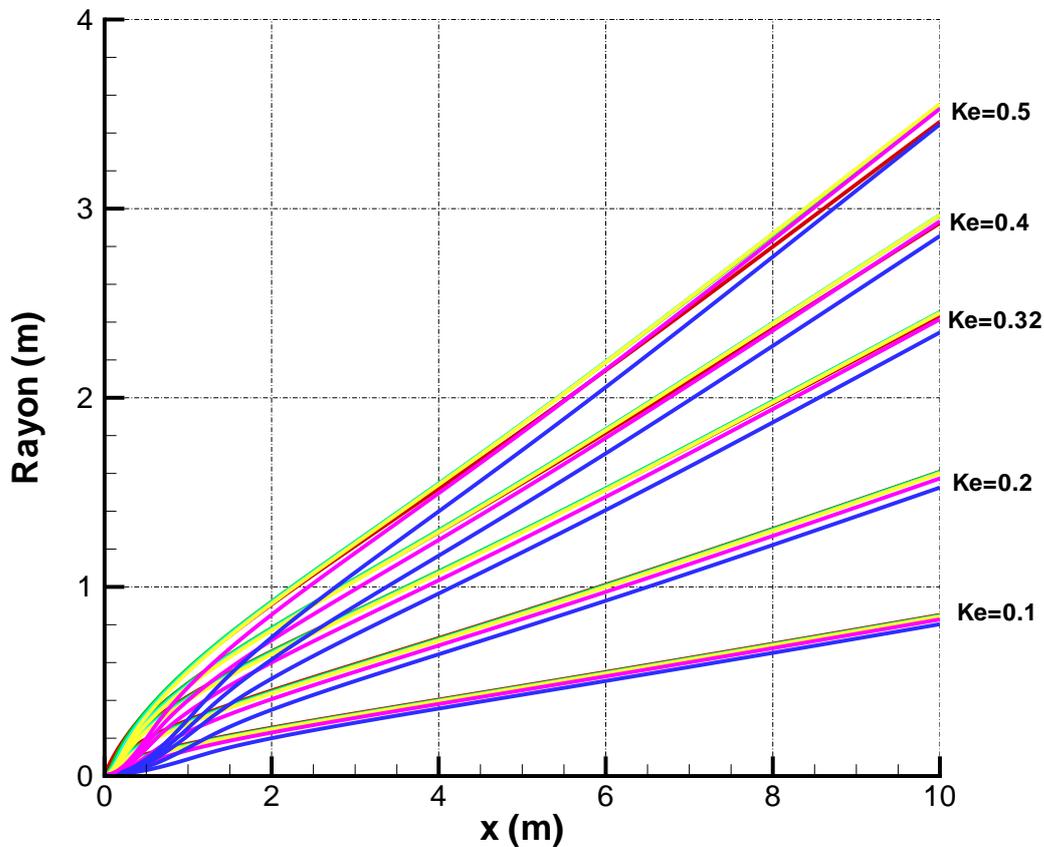


FIGURE 9.11 – Simulation pour illustrer la sensibilité au coefficient Ke

9.4 bilan

Comme nous l’avons déjà précisé, la définition précise de la frontière du jet reste une question ouverte. L’approche expérimentale que nous avons entreprise repose principalement sur des méthodes de visualisation. Dans ce cadre aussi, la notion de frontière est arbitraire. La figure 9.12 donne une vue d’ensemble du jet diphasique éclairée par le rayonnement solaire montre que dans la zone initiale du jet (le premier mètre) la forte concentration en interface (densité d’aire interfaciale élevée) conduit à une délimitation entre le jet (zone blanche) et le jet. En aval de cette zone (entre 1 mètre et 10 mètres)¹², le contraste décroît assez rapidement et toute tentative de traitement de l’image¹³ conduit à un positionnement de la frontière dépendant des choix de seuillages.

¹²l’équivalent (pour ordre de grandeur) de 100 diamètres col à 1000 diamètres col

¹³même par une méthode associant calcul de gradient de niveaux de gris, divers filtrage et seuillages sur les gradients

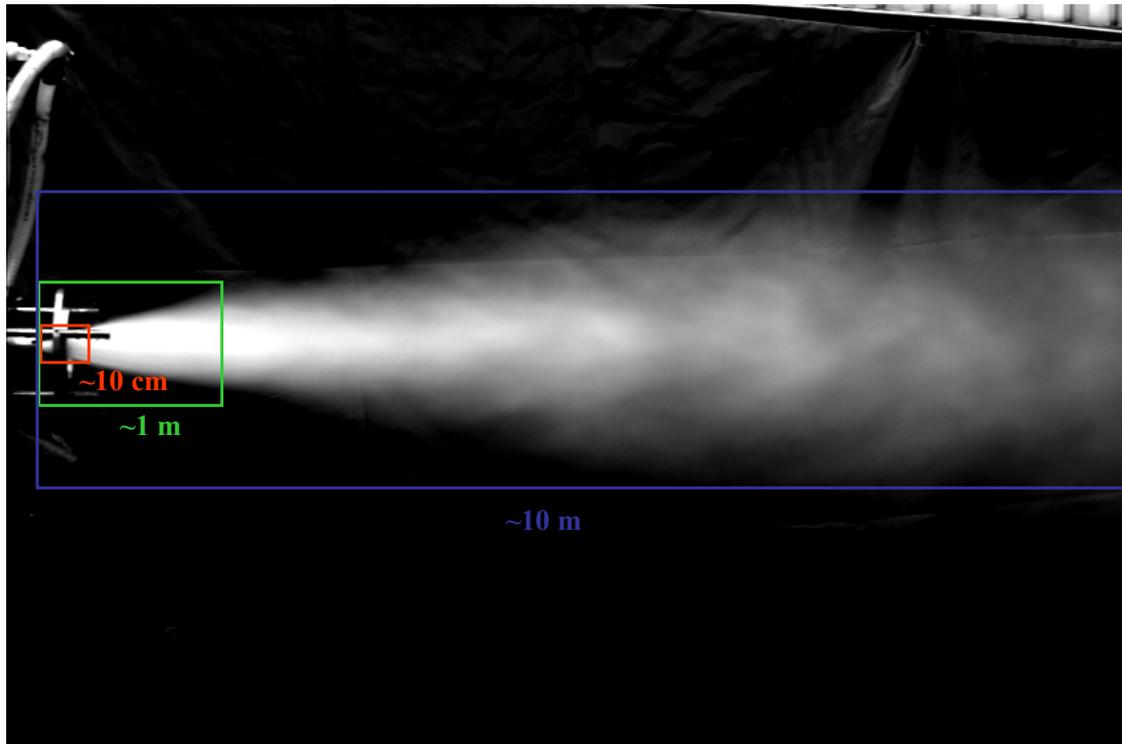


FIGURE 9.12 – Les différents dimensions caractéristiques du jet diphasique

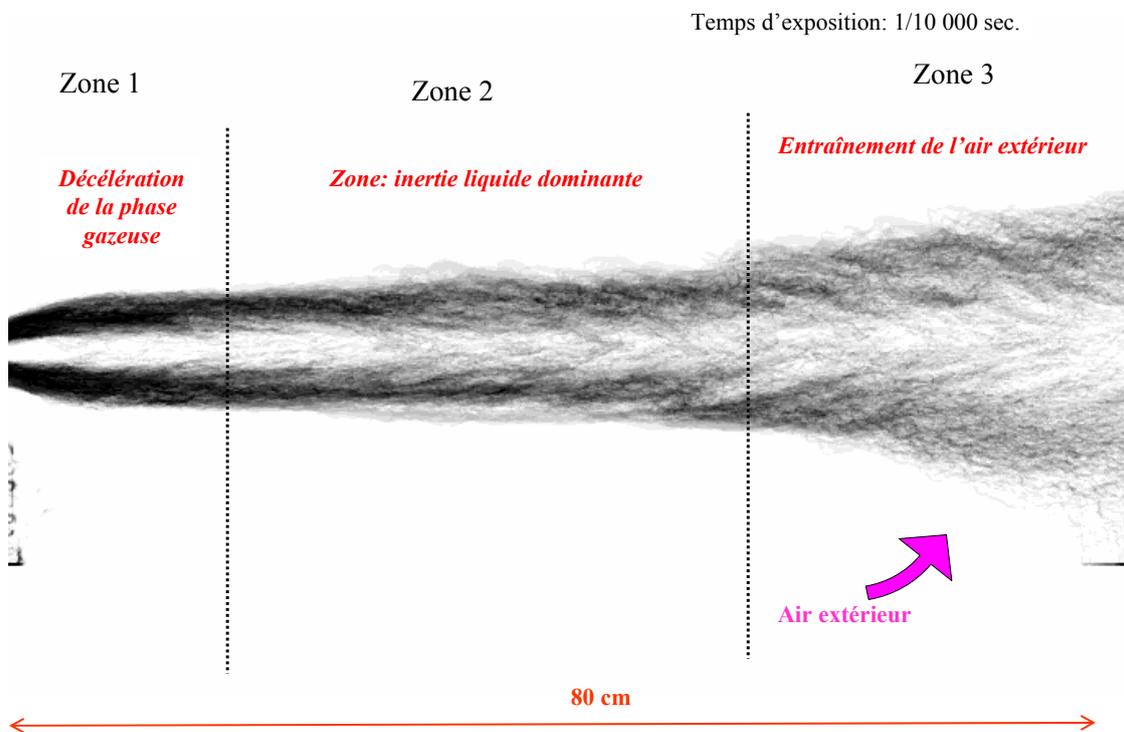


FIGURE 9.13 – Identification des différentes zones de développement du jet diphasique.

La figure 9.13 qui est une image obtenue par ombroscopie du premier mètre du jet présente assez bien le début de développement du jet. Nous proposons une description phénoménologique de cette région proche de la section de sortie de la tuyère. Trois zones types sont identifiées:

1. Immédiatement en aval de la section de sortie de tuyère, le jet présente un élargissement rapide de sa section. Cet effet peut être attribué à la décélération de la phase gazeuse qui en raison de sa faible inertie tend à égaler (par valeur inférieure) la vitesse du gaz à celle du liquide. Cette dernière en raison de la grande inertie présente une décélération plus lente.
2. Vient ensuite une zone qui est dominée par l'inertie du liquide (en effet pour un titre massique de 10% en gaz, 90% de l'inertie de l'écoulement provient du liquide). La frontière du jet reste relativement stable et le cisaillement de l'air extérieur reste faible devant l'inertie de l'écoulement dont la vitesse décroît peu.
3. Au delà, la frontière du jet devient plus instable et est le lieu d'un entraînement d'air extérieur. L'expansion de section utile du jet résulte alors des effets cumulés de l'entraînement d'air et de la diminution de la vitesse globale du jet.

La possibilité d'un accord entre modèle et expérience n'a pas été examinée dans le cadre de ce présent travail. Les premiers jalons ont été posés. Ils montrent combien cet accord sera difficile à préciser en raison d'une part des nombreuses incertitudes de mesure et d'autre part de la grande difficulté de caractérisation expérimentale précise de la frontière du jet. Ce potentiel accord restera probablement limité à une longueur d'environ 50 diamètres. Cette longueur restant beaucoup plus faible que celle du jet observé

Chapitre 10

Mesures dans le jet libre diphasique

10.1 Problématique

Le jet libre diphasique se développant en aval de la section de sortie de la tuyère a des caractéristiques qu'il importe de quantifier en vue, en particulier, de préciser la nature du jet impactant un obstacle ou pénétrant dans une zone de flamme. Ainsi il conviendrait de déterminer:

- La granulométrie de phase dispersée (taille et distribution en taille et en espace de la phase liquide).
- Les vitesses de phase : distribution spatiale de vitesse des phases porteuse et dispersée.
- Le taux de présence local des phases (taux de vide et enveloppe du jet).
- Le taux d'entraînement d'air extérieur.

Pour préciser le contexte d'une telle problématique nous rappellerons que le jet libre diphasique, objet de l'étude, présente une dimension longitudinale de développement de l'ordre de 10m avec une section qui varie entre un diamètre initial (diamètre de sortie tuyère) de l'ordre du cm à un diamètre supérieur au mètre. La vitesse initiale du jet est de l'ordre de la vitesse limite théorique soit 100 à 150 m/s, la vitesse tend vers 0 sur la longueur de développement du jet. Le débit d'eau varie de quelques l/min à quelques dizaines de l/min. La granulométrie de la phase dispersée (liquide) est assez dispersée elle varie dans la gamme de quelques dizaines de microns jusqu'au mm. Ainsi le flux de gouttes atteint quelques milliards de gouttes par seconde.

Il n'est malheureusement pas réalisable de mesurer toutes ces grandeurs. En particuliers nous avons précisé, dans le chapitre précédent, les raisons pour lesquelles aucun résultat précis n'est disponible sur la frontière du jet. Le chapitre suivant dresse un bilan

des trois méthodes de mesure mises en œuvre pour réaliser une mesure parfois simultanée de taille (granulométrie) et de vitesse (vélocimétrie) de la phase liquide. Les instruments qu'ils soient des produits du commerce : granulomètre à diffraction laser et interféromètre à phase Doppler ou produit en cours de développement: sonde optique, présentent une gamme d'application limitée. Les caractéristiques des jets étudiées sont malheureusement extrêmes et probablement aux limites (voire hors limite) de ces instruments.

Ce chapitre présente pour chacun des instruments, un rappel du principe et des limites, la mise en œuvre et les principaux résultats. Enfin les résultats des divers instruments sont comparés.

10.2 Interférométrie à Phase Doppler

10.2.1 Principe

L'interférométrie à phase Doppler *IPD* a été développée au cours des années 1975-1984 [Bachalo (1980), Bachalo & Houser (1984), Bauckhage *et al.* (1998)] et se place dans la continuité des anémomètres laser Doppler [Durst & Zaré (1975)]. Cette technique a pour objectif de caractériser chaque particule détectée en terme de taille et de vitesse [Onofri (2004)]. Le volume de mesure est constitué du croisement de deux faisceaux monochromatiques et cohérents ayant suivi deux chemins optiques différents. A l'intersection des deux faisceaux laser se forme un réseau de franges parallèles. Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, elle émet un signal (bouffée Doppler) dont la fréquence varie avec la vitesse¹ de la particule. Lorsque le signal est reçu par au moins deux détecteurs décalés d'un angle connu, le déphasage entre les signaux respectifs à chaque détecteur, qui dépend du rayon de courbure de l'interface, renseigne sur la taille de la particule. Ainsi, le principe de mesure du IPD repose sur la détection et l'analyse de la fréquence et du déphasage entre les signaux des différents détecteurs pour mesurer simultanément vitesse et taille des inclusions.

La source de lumière incidente utilisée est dans notre cas un laser Solid State de 532 nm. Le faisceau produit est séparé en deux faisceaux à l'aide d'un séparateur de faisceau. Une cellule de Bragg est insérée sur le parcours d'un des deux faisceaux pour introduire un décalage en fréquence entre les faisceaux². Les faisceaux sont ensuite focalisés en un même point à l'aide d'une lentille de distance focale f . Le volume de mesure prend la forme d'un

¹composante perpendiculaire au réseau de franges

²Ceci produit un défilement des franges à une fréquence donnée. Si la particule va dans le sens du défilement sa fréquence Doppler sera inférieure à la fréquence de défilement

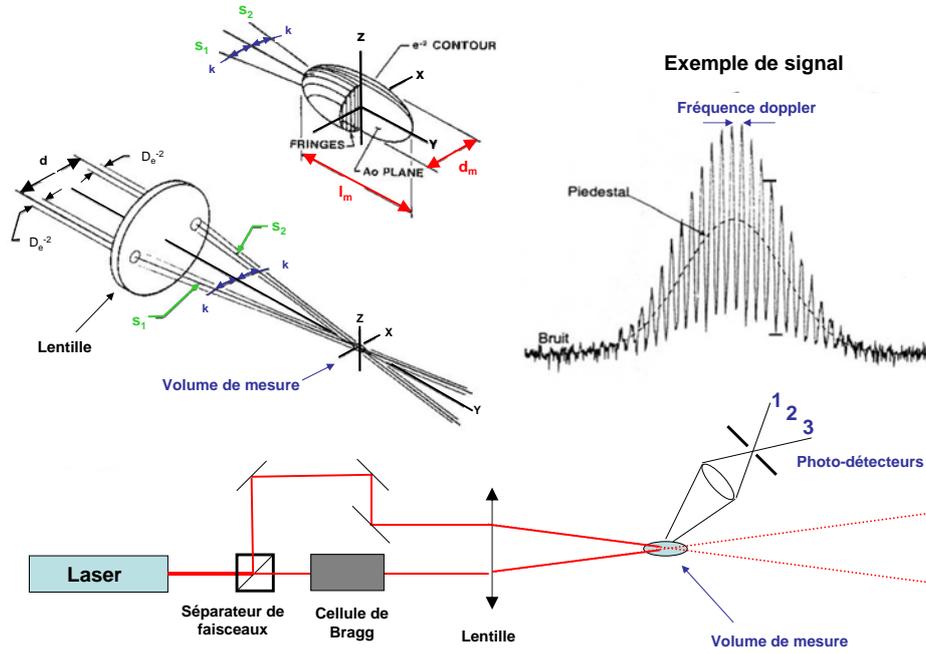


FIGURE 10.1 – Description schématique des éléments caractéristiques d'un interféromètre à phase Doppler (IPD)

ellipsoïde de révolution à section circulaire de dimension:

$$D_m = \frac{D_f}{\cos(\theta)} \quad (10.1)$$

$$l_m = \frac{D_f}{\sin(\theta)} \quad (10.2)$$

$$D_f = \frac{4f\lambda}{\pi D_l} \quad (10.3)$$

D_l diamètre des faisceaux avant focalisation.

Lorsqu'une particule traverse le réseau d'interfranges, elle diffuse une lumière d'intensité variable (voir signal figure 10.1). L'intensité passe par un maximum lorsque la particule est dans une frange brillante ou minimum lorsqu'elle est sur une frange sombre. En notant i l'interfrange, la distance entre deux franges de même nature et V_y la projection de la vitesse particulaire perpendiculaire aux franges on obtient les relations suivantes:

$$i = \frac{\lambda/2}{\sin(\theta)} \quad (10.4)$$

$$f_{Dp} = V_y/i \quad (10.5)$$

avec f_{Dp} la fréquence Doppler de la bouffée. Trois détecteurs(photo-multiplicateurs) sont placés à trois positions différentes connues (figure 10.1). Le signal électrique obtenu après intégration de l'intensité sur l'angle solide déterminée par la forme des détecteurs est:

$$I(t) = P_s [1 + V \cos(2\pi f_{Dp}t + \varphi)] \quad (10.6)$$

où P_s est le terme correspondant à la porteuse du signal. Sa forme est directement reliée au profil gaussien de l'intensité des faisceaux. V est la visibilité du signal. Ce critère caractérise le contraste $V = [I_{max} - I_{min}] / [I_{max} + I_{min}]$. f_{Dp} est la fréquence Doppler qui permet de déterminer la vitesse de la particule. φ est la phase du signal, la différence de phase mesurée entre les détecteurs (deux à deux) permet de déduire la taille de chaque particule.

La détermination pratique de la vitesse de la particule est réalisée à l'aide de filtres passe haut et de transformées de Fourier pour évaluer la fréquence Doppler. L'évaluation du diamètre des particules repose sur l'hypothèse fondamentale que la particule est sphérique. Sous cette condition, lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, chaque détecteur reçoit un signal décalé dans le temps. La relation³ entre le déphasage et le diamètre (figure 10.2) de la particule dépend de différents paramètres (angle de diffusion, longueur d'onde, polarisation des faisceaux, forme des détecteurs, rapport volume de la particule/ volume de mesure...).

Pour compléter la présentation de l'interféromètre à phase Doppler, il faut préciser l'utilisation de masques et de fentes sur la partie réception de l'appareil. Pour valider la détection et l'analyse d'une goutte dans le volume de mesure, il est impératif que la goutte soit seule dans le volume de mesure. Pour répondre à cette contrainte, le volume de mesure, est artificiellement réduit à l'aide d'une fente disposée au niveau de la réception de l'appareil. Le volume de mesure, vu au travers de la fente et des différentes optiques de réception, permet de réduire le volume de mesure effectif. L'autre point important à signaler est la dynamique réduite du récepteur. Pour qu'un goutte soit détectée il est nécessaire que:

1. le signal de la goutte se distingue du bruit.
2. le signal de la goutte ne sature pas le détecteur.

Ces deux points ont pour conséquences de réduire la dynamique de l'instrument et de rendre la taille effective du volume de mesure dépendant de la taille des gouttes. En effet, la quantité de lumière renvoyée par une particule est proportionnelle à sa surface. Ainsi, pour détecter des gouttes de petites dimensions, il est nécessaire d'utiliser toute la surface du récepteur pour que le signal soit suffisamment fort, au risque de saturer le détecteur lorsque des gouttes de plus grande dimension passent dans le volume de mesure. A l'opposé, si l'on

³Pour indication le déphasage augmente lorsque le diamètre des gouttes diminue.

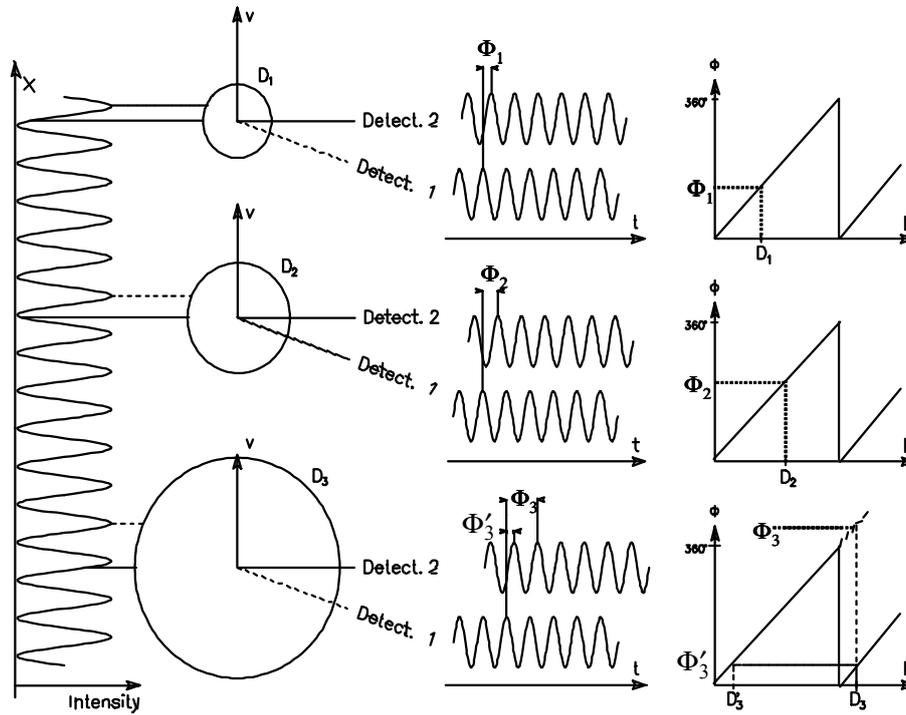


FIGURE 10.2 – Illustration du déphasage du signal en fonction du diamètre des gouttes

souhaite détecter des gouttes de grandes dimensions il est nécessaire d'apposer un masque sur la surface du récepteur pour en diminuer sa surface et ne plus saturer le détecteur. La contre partie est le risque de noyer le signal des gouttes de petites dimensions dans le bruit du signal. En prenant en compte le profil gaussien des faisceaux, on montre que le volume de mesure est une fonction de la taille de la goutte.(cf. annexe A)

A partir de la taille du volume optique, le temps d'arrivée des particules, le temps de vol dans le volume de mesure, leurs vitesses et leurs tailles, il est possible de calculer (théoriquement) le flux de particules, la concentration volumique par unité de volume, ainsi que les corrélations taille-vitesse.

10.2.2 Limites

Dans notre cas, les limites intrinsèques de l'interféromètre à phase Doppler sont principalement liées à sa dynamique. Lors des mesures, l'utilisateur doit régler l'instrument en fonction de la gamme de taille de gouttes qu'il souhaite mesurer. Taille de gouttes que l'utilisateur ne connaît justement pas... Cette remarque souligne le risque d'introduire une erreur dans l'analyse des résultats.

La figure 10.3 illustre, par calcul théorique, l'erreur commise sur l'évaluation du d_{32} dans le cas de différentes distributions log normales caractérisées par la moyenne et l'écart

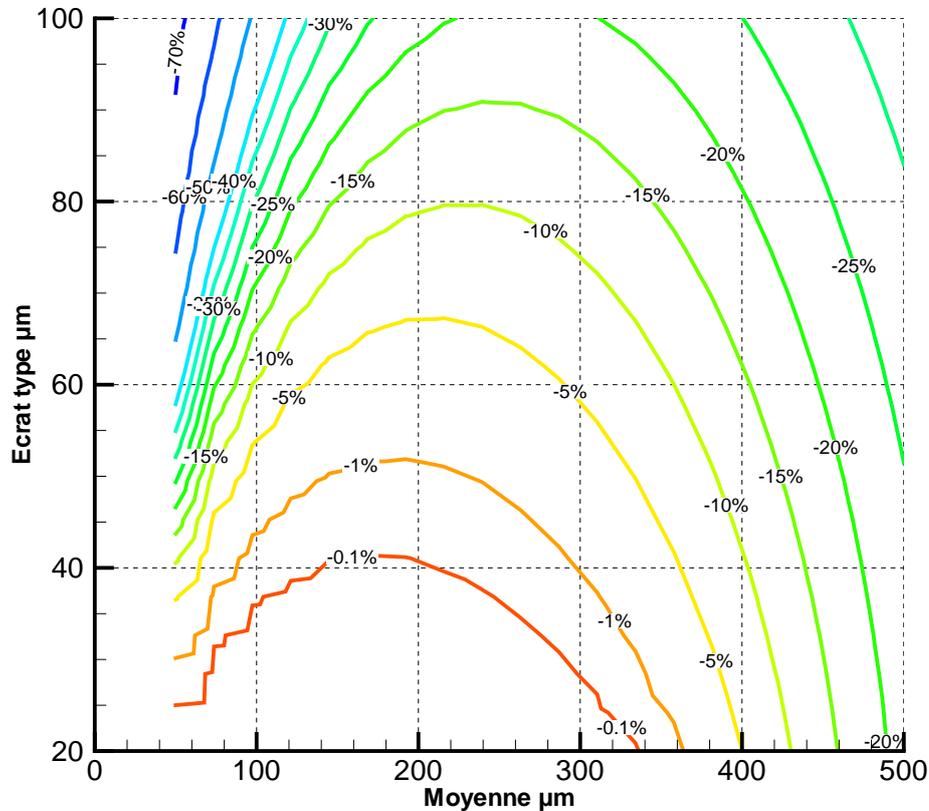


FIGURE 10.3 – Erreur d'évaluation du d_{32} calculé sur une distribution log-normale en fonction de la moyenne et de l'écart type. L'erreur est évaluée en comparant le diamètre de Sauter calculé dans le cas d'une distribution connue ($d \in [0; \infty]$) et le diamètre de Sauter calculé dans le cas où la distribution est tronquée ($d \in [4; 400]$).

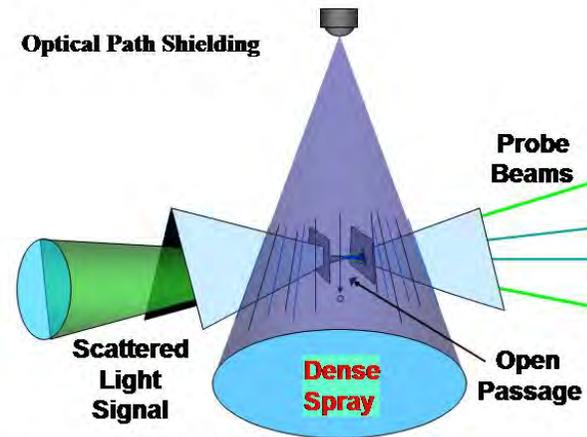
type. L'erreur est évaluée en comparant le diamètre de Sauter calculé dans le cas d'une distribution connue ($d \in [0; \infty]$) et le diamètre de Sauter calculé dans le cas où cette même distribution est tronquée ($d \in [4; 400]$)⁴. Dans l'exemple pris ici, le diamètre de Sauter évalué par le IPD est toujours inférieur à la valeur réelle (signe moins de l'erreur). Cette erreur est principalement due aux valeurs oubliées pour les petits diamètres (compris entre 0 et 4 μm) et les grand diamètre (supérieur à 400 μm). Cet exemple n'a pas vocation à être généralisé car fonction du choix de la forme de la distribution et des bornes inférieures et supérieures de la troncature. Il a cependant le mérite de pointer le risque d'erreur associé au choix de gamme de taille, ce qui constitue un point très sensible de l'instrument.

10.2.3 Mise en œuvre et Mesures

⁴Nous avons supposé et pris comme exemple une dynamique de 100

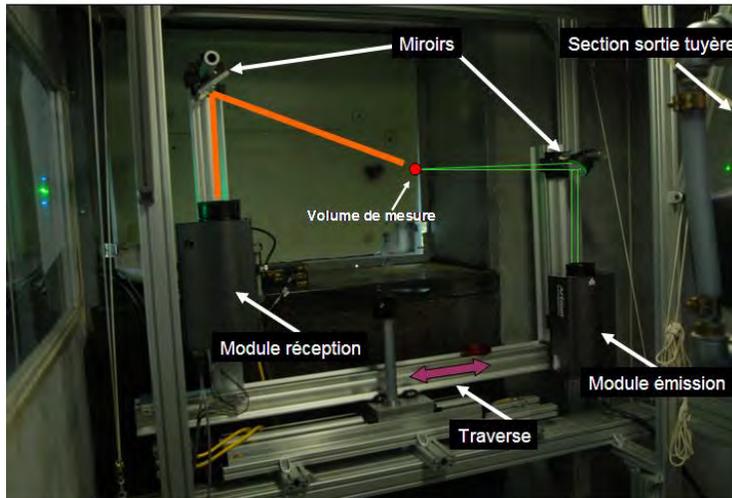


(a) Vue de coté de la mise en œuvre du IPD.



From Strakey, Talley, Sankar, and Bachalo, ILASS-98

(b) Représentation schématique des couteaux



(c) Photo illustrant la mise en place du IPD avant l'application des protections



(d) Vue globale de la mise en œuvre du IPD

FIGURE 10.4 – Illustration de la mise en œuvre du IPD

Le IPD utilisé (de la société Artium) a été mis en œuvre dans le caisson d'essai dédié à l'activité. Une structure a été fabriquée pour l'occasion de manière à supporter le rail de déplacement transversal et le module de réception (à gauche sur la photo 10.4(c)) et d'émission (à droite sur la photo 10.4(c)). Le jet étant très dense, un système de découpe du jet (figure: 10.4(b)) a été mis en place. Son but est d'éviter une perte d'intensité lumineuse trop importante⁵. La mise en œuvre et les mesures sur le IPD ont été réalisées par Will Bachalo⁶. Le dépouillement et l'exploitation des résultats ont été faits au sein du Legi en étroite collaboration avec la société Artium.

Les mesures ont été réalisées sur deux tuyères la $K4$ et $K20$. Deux types de mesures ont été menés:

1. Des profils transversaux à différentes distances (⁷400 mm, 800 mm et 1025 mm) de la section de sortie.
2. Des analyses de sensibilité au point de fonctionnement sur l'axe.

Le tableau récapitule les caractéristiques techniques du IPD.

Longueur d'onde	532nm
Angle entre les 2 faisceaux	3.44°
Angle de reception	30°
Diamètre des faisceaux	1.3mm
Distance focale Lentille1 (émission)	1000mm
Distance focale Lentille2 (reception)	1000mm
Dimension fente	100 à 200 μm
Fréquence maximum de détection	100 000 événements/sec
Dynamique Vitesse	>100
Vitesse Minimum	-100m/sec
Vitesse Maximum	+300m/sec
Précision	$\pm 0.2m/sec$
Dynamique Taille	200
Taille Minimum	0.5 μm
Taille Maximum	2000 μm
Précision	$\pm 0.5\mu m$
Résolution spatiale	$\pm 0.5\mu m$

TABLEAU 10.1 – Caractéristiques IPD

La position du volume de mesure est représentée dans la figure 10.5.

Deux types de mesure sont entrepris: les mesures de profils transversaux (suivant l'axe

⁵aussi bien du coté émission que réception

⁶Concepteur du IPD

⁷400 mm seulement dans le cas de la tuyère $K4$

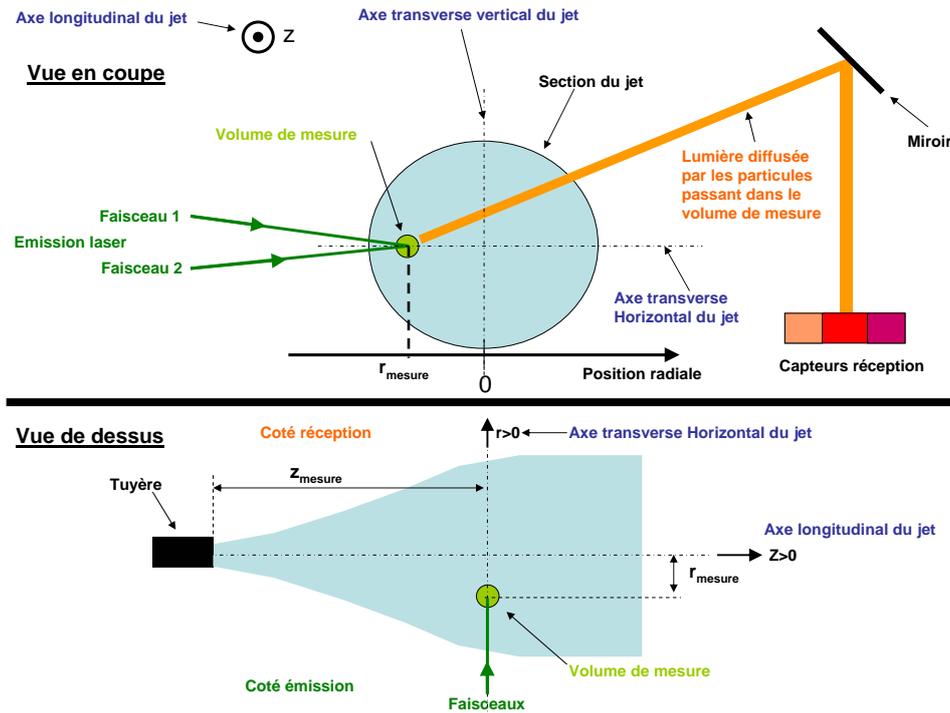


FIGURE 10.5 – Position du volume de mesure du IPD par rapport au jet.

transversal horizontal) et les mesures longitudinales sur l'axe.

10.2.4 Résultats des mesures IPD sur les profils transversaux

Les jets des tuyères $K4$ et $K20$ ont été explorés transversalement sur plusieurs positions longitudinales: $z = 1025\text{mm}$ et $z = 800\text{mm}$ pour les deux tuyères et $z = 400\text{mm}$ uniquement pour la tuyères $K4$ car dans le cas de la tuyère $K20$ le jet est apparu comme trop dense pour donner des résultats valides. Le tableau 10.2 synthétise les valeurs des points de fonctionnement pour les différentes tuyères.

Tuyère	z [mm]	P_{amont} [bar]	\dot{m}_l [kg/sec]	X_m (%)
$K4$	400	4.35	0.98	7.00
$K4$	800	4.19	0.095	7.06
$K4$	1025	4.24	0.094	7.08
$K20$	800	4.72	0.52	4.60
$K20$	1025	4.58	0.51	4.60

TABLEAU 10.2 – Points de fonctionnements des tuyères lors de la mesure des profils transversaux

La figure 10.7 donne une représentation graphique des résultats obtenus sur les profils de vitesse transversaux pour les tuyères K_4 et K_{20} . Chaque mesure est matérialisée par un point. Une interpolation des points est proposée en suivant une loi sous la forme: $V = (a_1 r^2 + a_2 r + a_3)^{-2}$ (semblable à celle proposée par Schlichting (1979) pour les jets monophasiques). La superposition des points expérimentaux et du modèle montrent un très bonne concordance entre les profils radiaux de vitesse longitudinale. En adimensionnalisant la vitesse par la vitesse maximum et le rayon par la demi largeur du jet, les points de mesure et le modèle collapent vers une même courbe illustrant de ce fait une partie du caractère autosimilaire du jet diphasique (cf. figure 10.6).

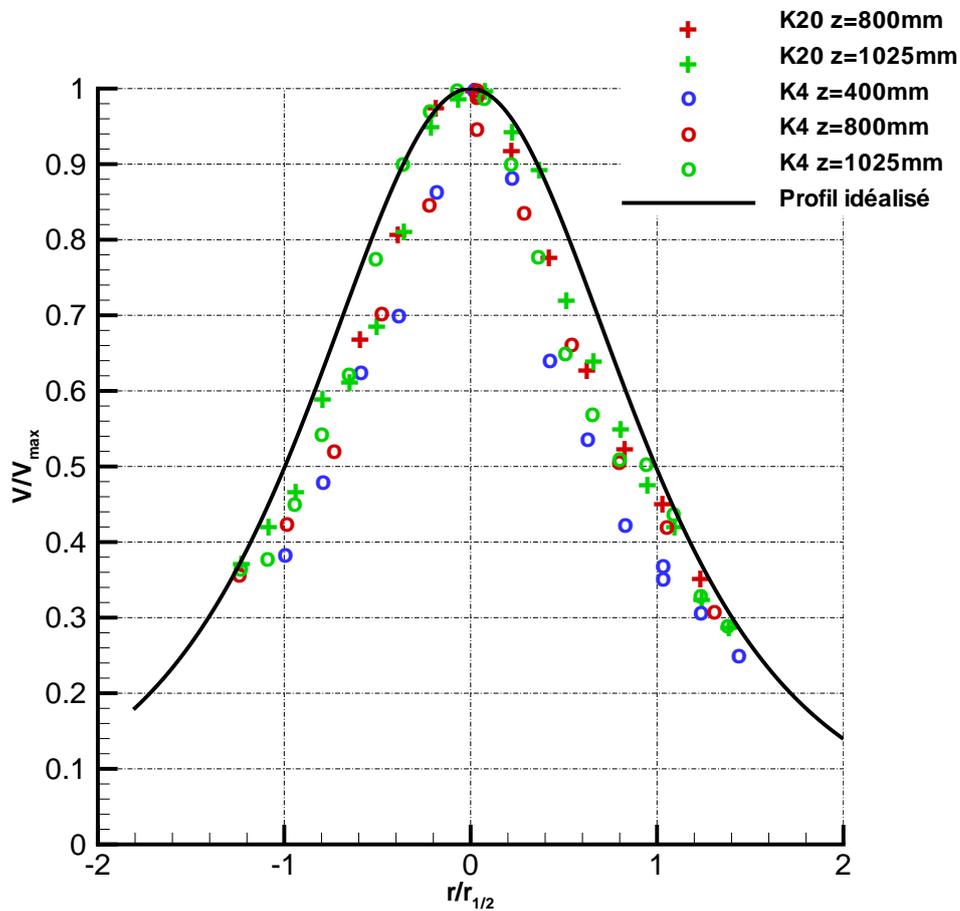
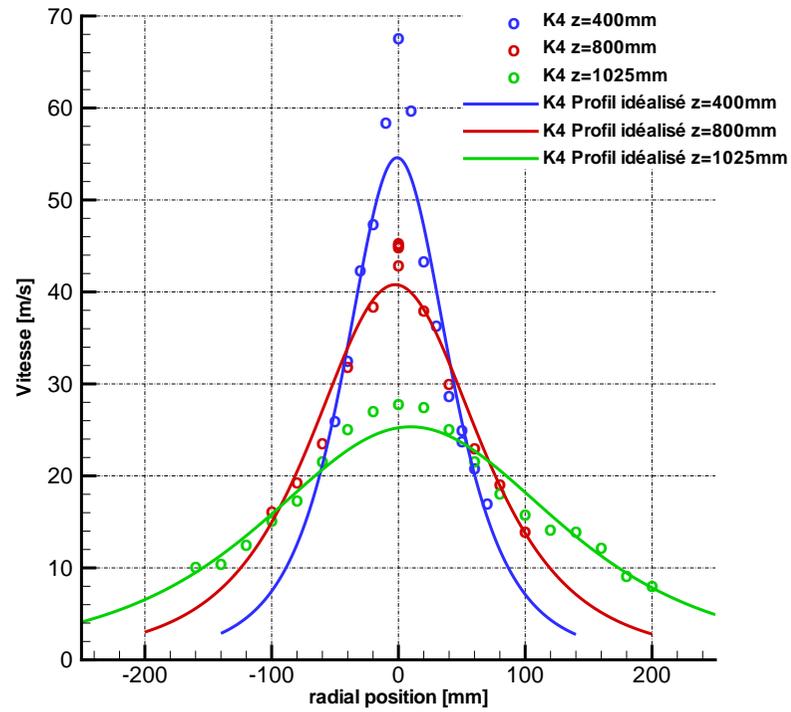
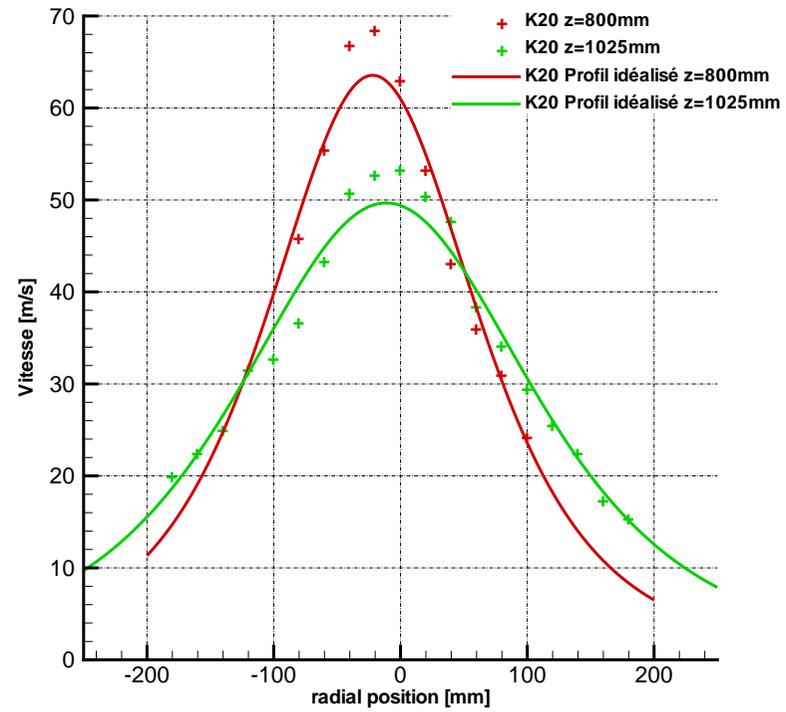


FIGURE 10.6 – Profils de vitesse obtenus pour deux tuyères la K_4 et la K_{20} pour différentes positions longitudinales $z=400\text{mm}$, $z=800\text{mm}$ et $z=1025\text{mm}$

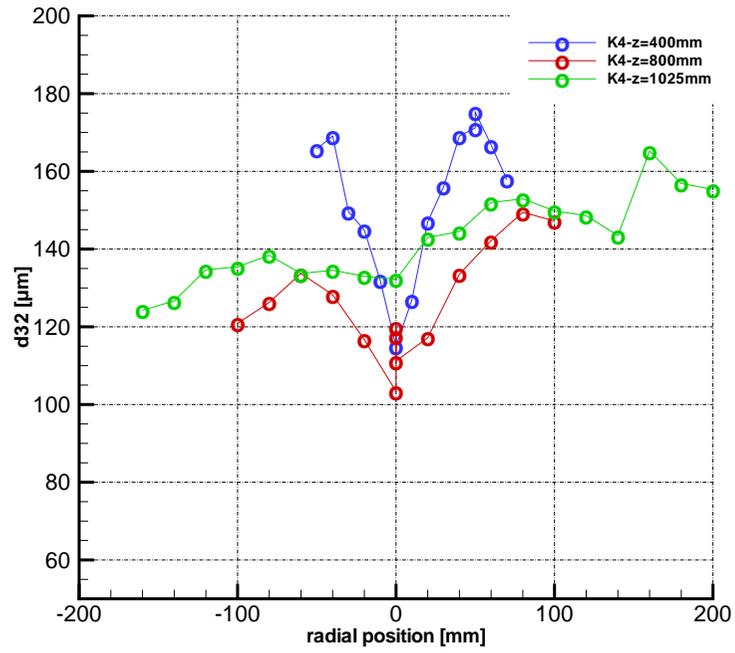


(a) Profils transversaux de vitesse de la tuyère K4

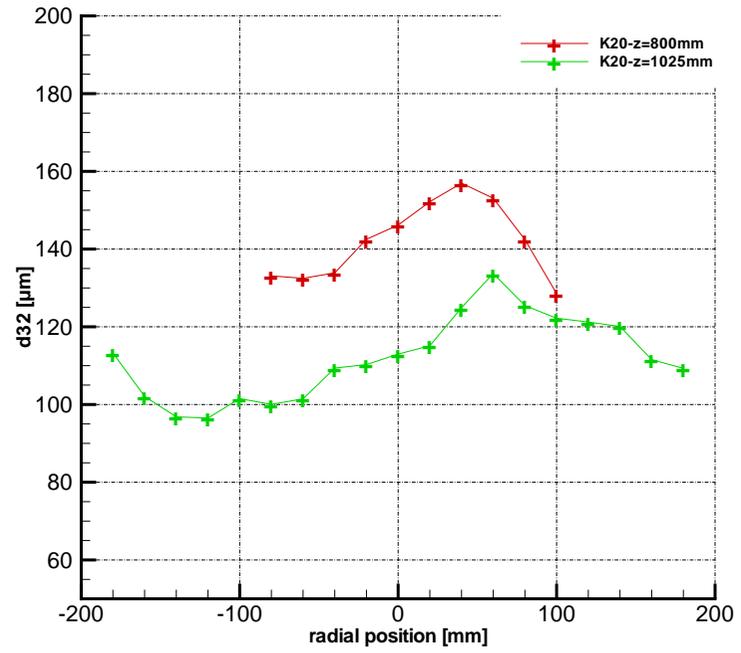


(b) Profils transversaux de vitesse de la tuyère K20

FIGURE 10.7 – Profils transversaux des vitesses pour les tuyères $K4$ et $K20$

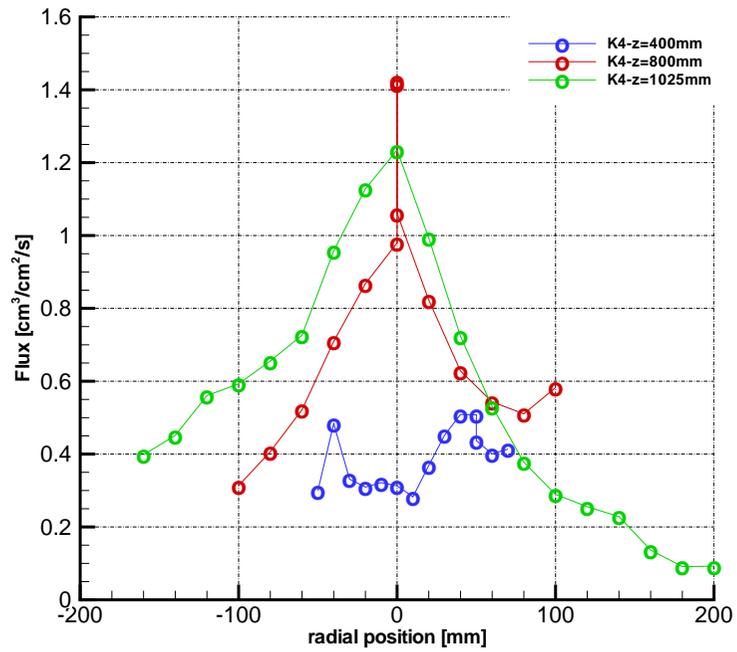


(a) Profils transversaux de granulométrie de la tuyère K4

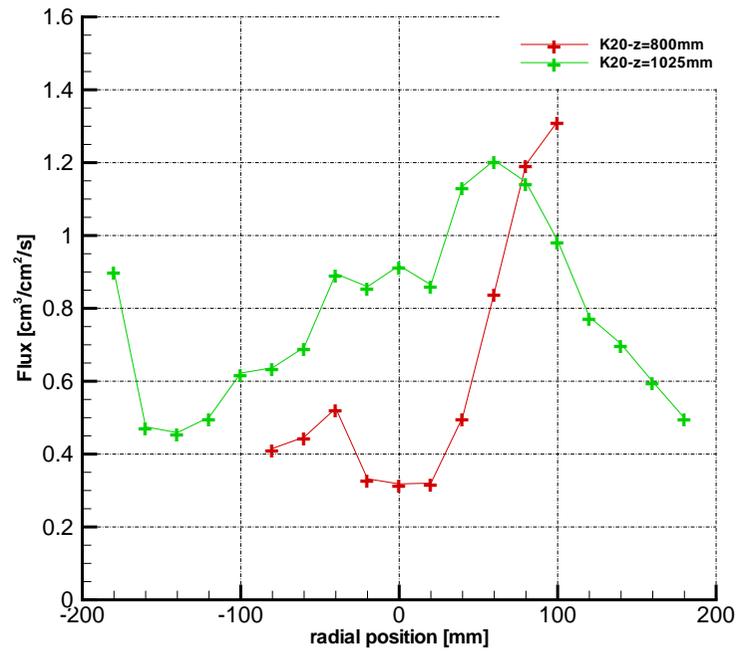


(b) Profils transversaux de granulométrie de la tuyère K20

FIGURE 10.8 – Profils transversaux granulométriques pour les tuyères $K4$ et $K20$



(a) Profils transversaux de flux de gouttes de la tuyère K4



(b) Profils transversaux de flux de gouttes de la tuyère K20

FIGURE 10.9 – Profils transversaux des flux de gouttes pour les tuyères *K4* et *K20*

		400mm	800mm	1025mm
TDJB: <i>K4</i>	a_1	0.42	0.42	0.41
	a_2	0.016	0.027	-0.058
	a_3	1	1	1
	$V_{Max\ exp}$	67.6	45.3	27.8
	$V_{Max\ mod}$	54.5	40.78	25.33
	$r_{1/2}$	49.3	78	137
TDJB: <i>K20</i>	a_1	-	0.418	0.41
	a_2	-	0.18	0.068
	a_3	-	1	1
	$V_{Max\ exp}$	-	68.5	53.3
	$V_{Max\ mod}$	-	63.5	49.6
	$r_{1/2}$	-	98	137.6

TABLEAU 10.3 – Tableau comparatif des coefficient des profils de vitesse, des vitesses maximum expérimentales et obtenues par interpolation, ainsi que la demi-largeur du jet pour les tuyères *K4* et *K20*

Le tableau 10.4 donne des valeurs du coefficient⁸ S_R qui traduit d'une certaine manière l'expansion radiale du jet. Dans notre cas nous ne connaissons pas l'abscisse virtuelle z_0 . Aussi pour déterminer S_r et z_0 , nous devons faire appel à deux jeux de mesures simultanément.

$$S_r = \frac{r_{1/2\ A} - r_{1/2\ B}}{z_A - z_B} \quad (10.7)$$

$$z_0 = \frac{r_{1/2\ A} z_B - r_{1/2\ B} z_A}{r_{1/2\ A} - r_{1/2\ B}} \quad (10.8)$$

Si l'on cherche à rapprocher ces résultats, en jet diphasique, à ceux des jets monophasiques, le coefficient S_R et z_0 seraient constants du moment que le jet est pleinement développé. Or les mesures réalisées sur la tuyères TDJB-*K4* mettent en évidence le contraire bien que le rapport z/D_{Buse} soit supérieur à 100. Un autre point doit être souligné. Les valeurs du coefficient S_R sont, quelque soit le jeu de mesures, particulièrement élevées en rapport aux valeurs annoncées pour les jets monophasiques ($S_r\ monophasique \approx 0.09 - 0.11$). Les expressions données par Ferrand (2001) ou encore Panchagnula & Sojka (1998) diffèrent. La figure 10.10 illustre la superposition des deux lois et des mesures réalisées en fonction du titre massique. En trait plein est matérialisée la partie validée des lois. En trait pointillé l'extrapolation des lois en dehors de leur domaine de validité.

Les mesures granulométriques sont présentées dans les figures 10.8. La valeur présentée est le diamètre de Sauter d_{32} en fonction de la position radiale. Proche de la section de

⁸Pour mémoire dans le jet monophasique, on définit $r_{1/2}(z) = S_r(z - z_0)$

		400-800mm	800-1025mm	400-1025mm
TDJB:K4	S_r	0.07175	0.262	0.140
	z_0 [mm]	-287	502	48.6
TDJB:K20	S_r	Pas de mesure	0.173	Pas de mesure
	z_0 [mm]	Pas de mesure	248	Pas de mesure

TABLEAU 10.4 – Valeur de S_R et z_0 calculées à partir des mesures réalisées avec le IPD pour les tuyères $K4$ et $K20$. Pour mémoire dans le cas du jet monophasique, le S_r est de l'ordre 0.1

sortie (400mm), le profil granulométrique présente une forme en selle avec deux maximums locaux à $R \pm 50mm$ et un minimum sur l'axe du jet. En s'éloignant de la section de sortie, le profil s'aplatit. Au delà de l'aspect qualitatif, des questions, pour le moment sans réponse, se posent sur les valeurs quantitatives du diamètre de Sauter. En effet, l'analyse transverse des mesures (à position longitudinale fixe) montre une évolution non symétrique des diamètres de Sauter alors que de prime abord rien ne porte à croire à une asymétrie du jet⁹. Des tentatives d'explication autour de la différence de chemin optique¹⁰ ont été proposées par la société Artium pour expliquer ce phénomène, sans apporter de réponse convaincante.

Une autre caractéristique ressort des mesures, c'est l'évolution longitudinale du diamètre de Sauter. Concernant les tuyères $K4$ et $K20$, les diamètres de Sauter sont globalement classés de la manière suivante comme le confirmera la figure 10.12:

$$\text{Tuyère } K4 \quad d_{32}(z = 400mm) \geq d_{32}(z = 1025mm) \geq d_{32}(z = 800mm) \quad (10.9)$$

$$\text{Tuyère } K20 \quad d_{32}(z = 1025mm) \geq d_{32}(z = 800mm) \quad (10.10)$$

Ce classement est pour le moment inexplicable. Nous attendions soit à aucune évolution du d_{32} soit à une évolution constante (croissance ou décroissance). Est-ce une caractéristique du jet (brisure, collision [peu probable]) ou une dérive du point de fonctionnement¹¹ (P_{amont} , \dot{m}_l ou X_m) ou un artefact de mesure (dû à la densité numérique qui décroît lorsque la position longitudinale croît) ou encore un réglage de l'instrument différent (cf. limite de l'instrument). Le problème reste ouvert.

La figure 10.9 présente les résultats obtenus en terme de flux de gouttes. Ces résultats sont particulièrement déroutants car lorsqu'on intègre le profil de flux on montre que le ratio du débit mesuré (par le IPD) et le débit sortant de la tuyère croissent en fonction de la distance et finissent par être supérieurs à l'unité.

⁹du moins dans le plan transverse horizontal.

¹⁰due à la présence de goutte et/ou la variation de l'indice de réfraction à cause de la présence de vapeur d'eau

¹¹malgré le soin que nous avons porté au réglage du banc

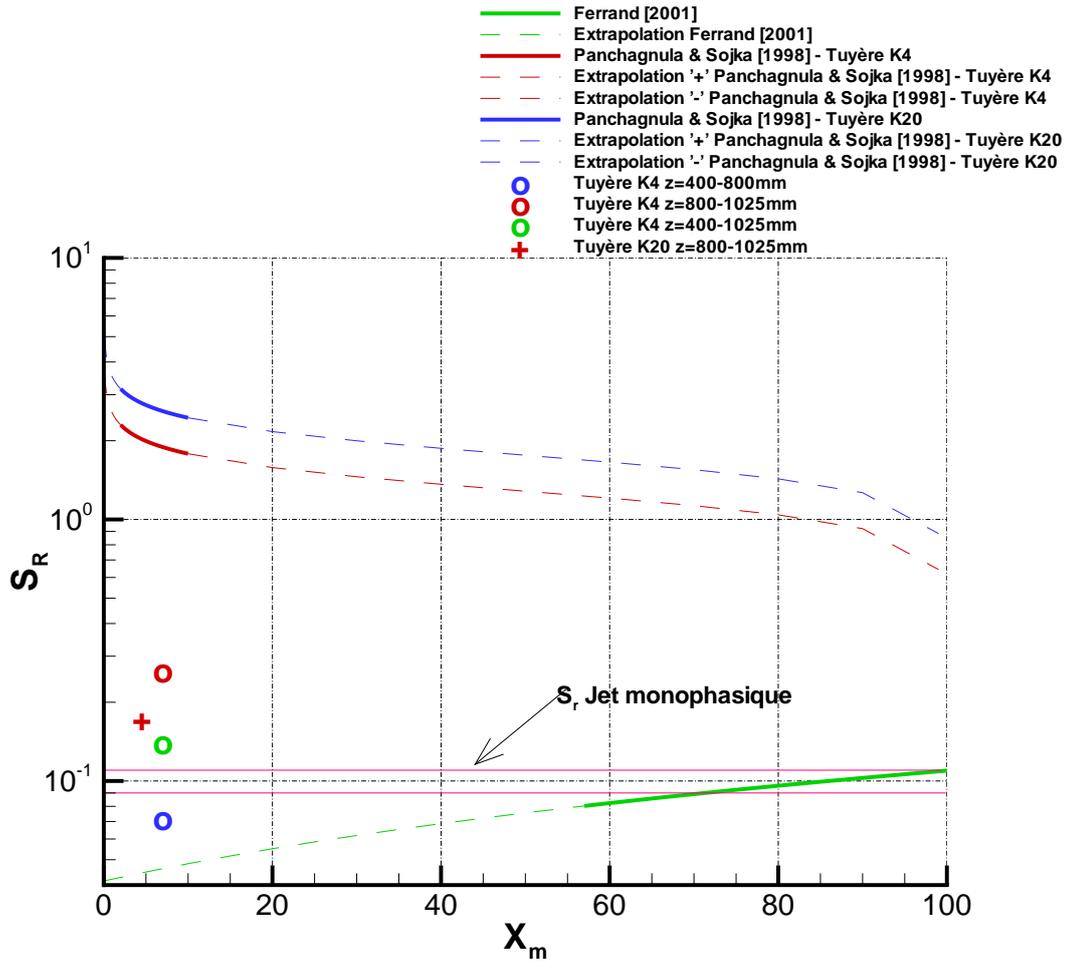


FIGURE 10.10 – Superposition des lois proposées par Ferrand (2001) et Panchagnula & Sojka (1998) avec les mesures

$$R_M(z) = \frac{\int_0^{R_{max}} 2\pi r \phi(r,z) dr}{\dot{m}_{I0}} \quad (10.11)$$

où $\phi(r,z)$ est le flux massique de matière.

	400mm	800mm	1025mm
TDJB <i>K4</i>	0.30	0.63	1.34
TDJB <i>K20</i>	Pas de mesure	0.12	0.31

TABLEAU 10.5 – Rapport entre le débit de liquide estimé par intégration des profils radiaux des flux de gouttes et le débit sortant de la tuyère diphasique à jet de brouillard. Les résultats sont donnés pour différentes tuyères et différentes distances de la section de sortie.

Le tableau 10.5 donne les valeurs quantitatives du ratio pour les différentes valeurs d'éloignement par rapport à la section de sortie. Le caractère croissant du ratio peut trouver une explication en remarquant que le jet devient de moins en moins dense au fur et à

mesure que le jet s'élargit. Le taux de validation des gouttes s'en trouve donc augmenté. Ces mesures ne font que confirmer que l'instrument n'est pas un bon compteur en montrant que la barre d'erreur peut être ici supérieure à $\pm 30\%$.

10.2.5 Résultats des mesures IPD sur les profils longitudinaux

Le tableau 10.6 récapitule les points de fonctionnement et les résultats obtenus¹² à l'aide de l'IPD.

Les lois de vitesses proposées, quant à l'évolution sur l'axe du jet, ont en commun de varier en $1/z$. Dans le cadre des jets diphasiques, Panchagnula & Sojka (1998) propose une loi de vitesse sur l'axe pour les sprays effervescents en les modélisant comme des jets de gaz autosimilaires à densité variable.

$$U_{axe} = \frac{b}{z} \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{\dot{m}_{l0}}{\rho_l D_{buse}} \sqrt{\frac{\rho_l [1 + S_v X_m / (1 - X_m)]}{\rho_e}} \sqrt{1 + \frac{\rho_l X_m / (1 - X_m)}{\rho_g S_v}} \quad (10.12)$$

$$S_v = \frac{V_g}{V_l} \quad (10.13)$$

où b est une constante, ρ_e est la masse volumique de l'air extérieur entraîné et S_v le rapport de vitesse entre la phase gazeuse et la phase liquide.

La figure 10.11 représente l'inverse de la vitesse en fonction de la distance z pour les différents essais menés. Si la vitesse variait en $1/z$, les points de mesure sur la figure 10.11 devraient être alignés. Or les mesures réalisées ne montrent pas cette tendance. Selon l'analyse menée, les mesures réalisées à $z = 800mm$ apparaissent comme étant en "sur-vitesse" par rapport aux lois en $1/z$ (en regard des mesures réalisées en $z = 400mm$ et $z = 1025mm$). Celles réalisées à $z = 1025mm$ apparaissent comme étant en "sous-vitesse" par rapport aux lois en $1/z$ (en regard des mesures réalisées en $z = 400mm$ et $z = 800mm$). Les lois en $1/z$ semblent donc être mises en défaut au vu des résultats obtenus par l'IPD.

La figure 10.12 donne une représentation graphique des valeurs mesurées de d_{32} à l'aide de l'IPD. De manière assez étrange les valeurs sont assez (très) dispersées en $z = 400mm$ et "converge" en $z = 1025mm$ vers des valeurs qui semblent assez proches les unes des autres. Les évolutions sont quant à elles de tous types: décroissante, décroissante puis croissante ou encore croissante puis décroissante... Ces comportements sont et restent pour le moment

¹²Pour mémoire: la vitesse V_{lim} est la vitesse limite théorique maximum du mélange au niveau de la section de sortie: $V_{lim} = \sqrt{2X_m r T \ln\left(\frac{P_{amont}}{P_{aval}}\right) + 2(1 - X_m) \frac{P_{amont} - P_{aval}}{\rho_l}}$

N°	distance z [mm]	\dot{m}_l [kg/s]	X_m [%]	P_{amont} [Abs. Bar]	V_{lim} [m/sec]	V^{IPD} [m/sec]	d_{32}^{IPD} [μm]
	400	0.11	3.02	2.68	74.07	42.58	152.12
1	800	0.11	3.00	2.90	76.80	35.30	180.30
	1025	0.09	3.57	2.57	78.40	21.60	166.60
2	400	0.43	0.69	8.00	62.00	49.20	689.38
	1025	0.43	0.71	8.26	63.60	34.60	160.20
	400	0.06	8.21	2.65	118.84	47.92	140.03
3	800	0.08	6.69	3.05	115.30	36.50	151.65
	1025	0.08	6.76	3.12	117.00	22.25	143.60
	400	0.11	4.98	3.75	109.20	57.35	152.40
4	800	0.11	4.60	3.66	104.05	37.53	177.23
	1025	0.10	5.47	3.56	110.30	26.60	151.53
	400	0.39	1.04	8.61	73.30	59.20	543.70
5	800	0.39	1.04	8.66	73.60	49.10	166.85
	1025	0.40	0.98	8.69	72.10	37.55	150.00
	400	0.10	7.01	4.06	132.35	60.35	136.65
6	800	0.10	6.79	4.25	132.60	43.80	122.05
	1025	0.10	6.78	4.34	133.50	27.23	123.60
	400	0.34	1.47	8.68	83.70	69.10	216.30
7	800	0.37	1.31	8.96	80.80	52.13	144.63
	1025	0.36	1.35	8.92	81.70	39.85	141.80
	400	0.14	7.43	6.76	160.05	46.55	191.20
8	800	0.14	7.45	6.81	160.60	50.70	145.85
	1025	0.14	7.38	6.81	159.80	33.30	110.40
	400	0.17	7.34	8.50	168.93	59.57	187.37
9	800	0.17	7.36	8.49	169.10	52.58	141.48
	1025	0.18	7.00	8.57	165.60	36.00	120.70

TABLEAU 10.6 – Tableau récapitulatif des différents points de fonctionnement réalisés lors de la campagne de mesure à l'aide du *IPD* sur l'axe du jet à l'aide de la tuyère *K4*.

inexpliqués. Cependant l'observation du jet (en pénétrant la main¹³ au sein de celui-ci) tend à nous montrer une forte dépendance de la granulométrie en fonction des conditions génératrices (Pour mémoire le modèle dispersé prédit lui aussi une dépendance de la taille en fonction des conditions génératrices). Cette tendance a été observée par les mesures

¹³La main a été pendant assez longtemps notre meilleur indicateur pour évaluer la granulométrie du jet. Bien évidemment il ne s'agit pas d'un instrument de mesure mais permet avec un peu d'habitude de reconnaître très rapidement un jet de "grosses" gouttes ou de "petites" gouttes. Cela dit, la main se comporte comme un "capteur" qui renseigne sur toute sa surface la quantité de mouvement cédée par les gouttes (c'est à dire le produit vitesse d'impact et masse) impactant la main.

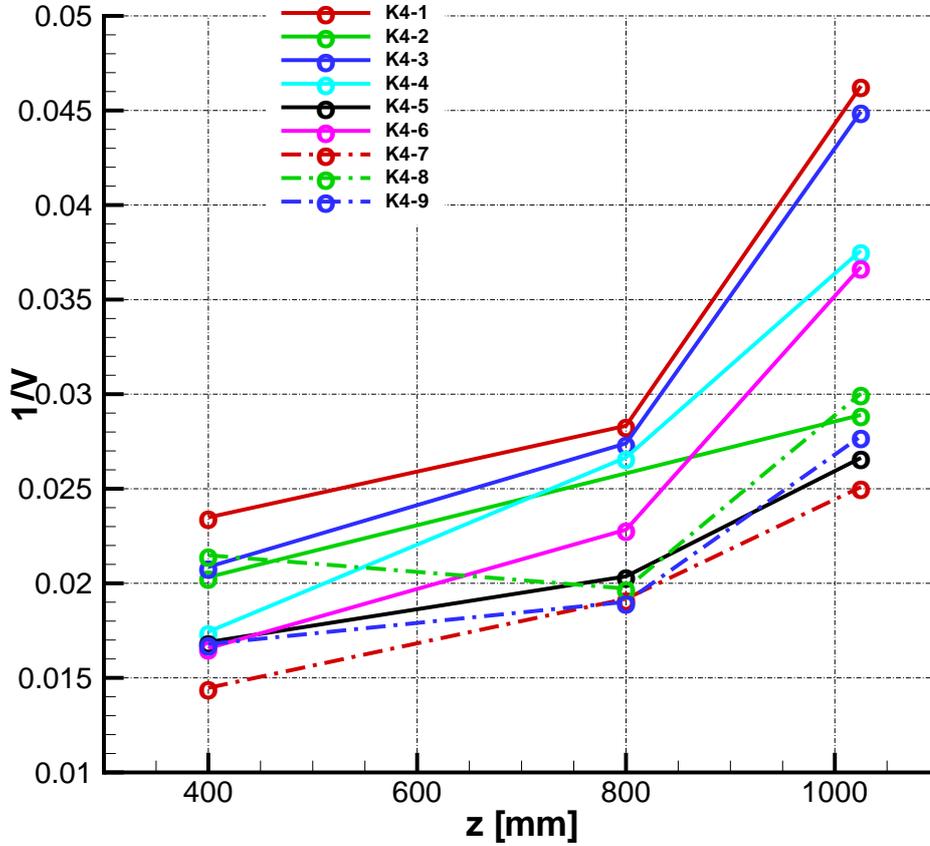


FIGURE 10.11 – Représentation graphique pour les neuf essais de l'inverse de la vitesse $1/V$ sur l'axe du jet.

délivrées par le granulomètre à diffraction laser.

A titre d'exemple, pour les essais **2** et **9** (cf. tableau 10.6 et identifié K4-2 et K4-9 sur la figure 10.11) nous menons une rapide étude comparative. Ces deux essais sont d'un point de vue du titre massique en gaz radicalement opposés (Essai **2** $X_m = 0.7\%$, Essai **9** $X_m = 7.7\%$), pour un niveau de pression amont relativement comparable ($P_{amont} = 8.2, 8.5\text{bar}$). Les débits liquides sont en conséquence notablement différents (Essai **2** $\dot{m}_l = 0.43$ kg/s, Essai **9** $\dot{m}_l = 0.18$ kg/s). La figure 10.13 présente un histogramme comparatif des fréquences de détection entre les deux essais. La fréquence de détection f_{detec} est calculée comme l'inverse du temps séparant la détection entre deux gouttes δt_{goutte} .

$$f_{detec} = \frac{1}{\delta t_{goutte}} \quad (10.14)$$

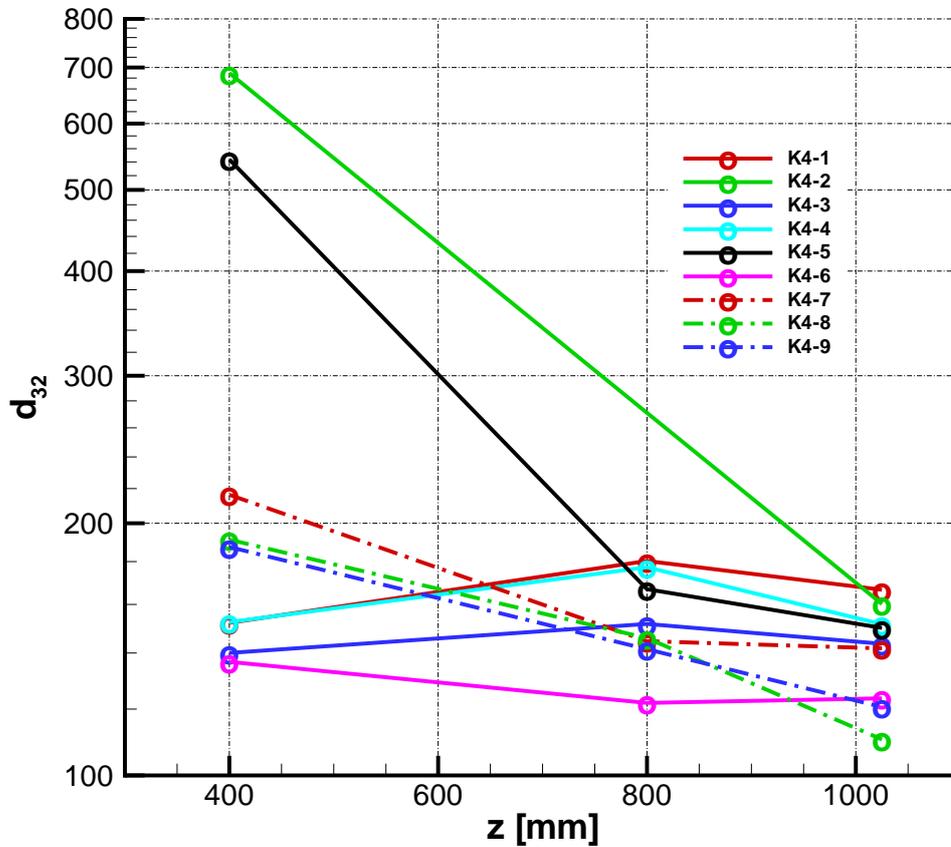


FIGURE 10.12 – Évolution suivant l'axe du d_{32} pour les différentes expériences menées sur l'axe du jet.

Les deux histogrammes exprimés en pourcentage du nombre total de gouttes détectées dans le volume de mesure, présente une forme similaire avec un maximum absolu pour une fréquence de l'ordre de $2kHz$ et un maximum local pour une fréquence de l'ordre de $200kHz$. Le profil de fréquence de détection obtenu pour l'essai **9** est plus réparti que le profil de détection obtenu avec l'essai **2**.

La figure 10.14 donne une représentation graphique de la distribution des tailles de l'ensemble des gouttes. Le trait continu matérialise la distribution issue des mesures et le trait en pointillé correspond à une distribution de type *log-normale* (ayant la même moyenne et le même écart type que la distribution issue des mesures). De la même manière, la figure 10.15 donnent pour les deux essais une représentation graphique de l'historgramme des vitesses de l'ensemble des gouttes. Le trait continu matérialise la distribution issue des mesures et le trait en pointillé correspond à une distribution de type *gaussienne* (ayant la même moyenne et le même écart type que la distribution issue des mesures).

L'essai **2** et l'essai **9** sont en analysant les seules valeurs moyennes (cf. tableau 10.7) relativement semblables. Ils se distinguent au niveau de la forme de la distribution. L'essai **9** est plus homogène en taille de gouttes que l'essai **2** mais il est plus dispersé en vitesse. Ces différences sont illustrées grâce aux histogrammes Taille-Vitesse des 2 essais (figures 10.16(a), 10.16(b) et 10.17).

	Essai 2	Essai 9
Vitesse moyenne [m/sec]	34.5	36.0
Écart type Vitesse [m/sec]	6.1	9.6
Diamètre moyen [μm]	100	95
Écart type diamètre [μm]	51	32.4
d_{32} [μm]	160	120

TABLEAU 10.7 – Tableau comparatif des résultats entre les essais **2** et **9**

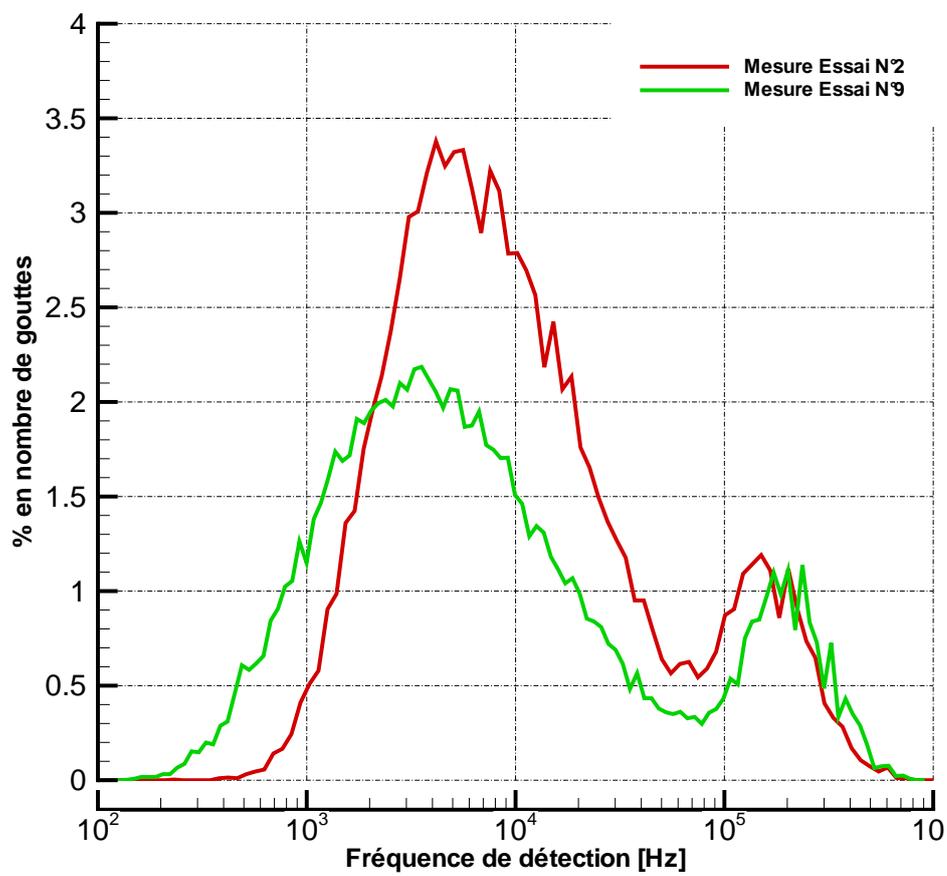


FIGURE 10.13 – Histogramme des fréquences de détection des gouttes pour les essais 2 et 9

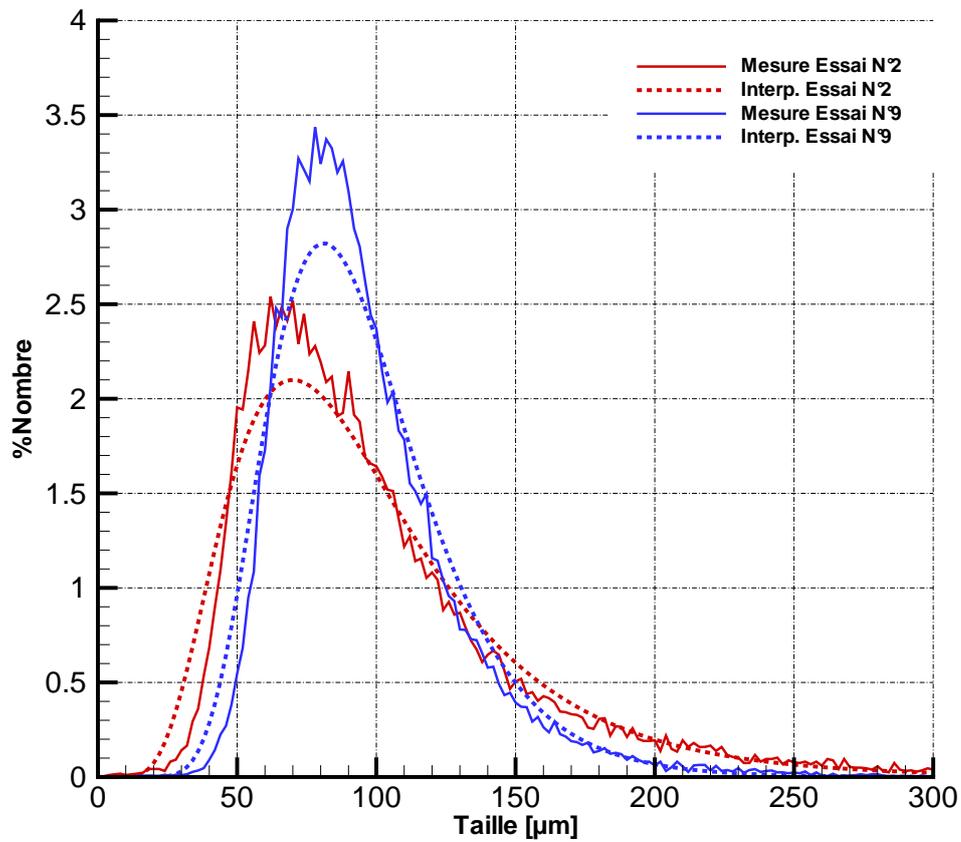


FIGURE 10.14 – Superposition des histogrammes de tailles pour les essais 2 et 9. Le trait continu correspond à l’histogramme issu des mesures. Le trait en pointillé correspond à la loi log-normale. Les histogrammes issus des mesures et de la loi log-normale ont ici la même moyenne et le même écart type.

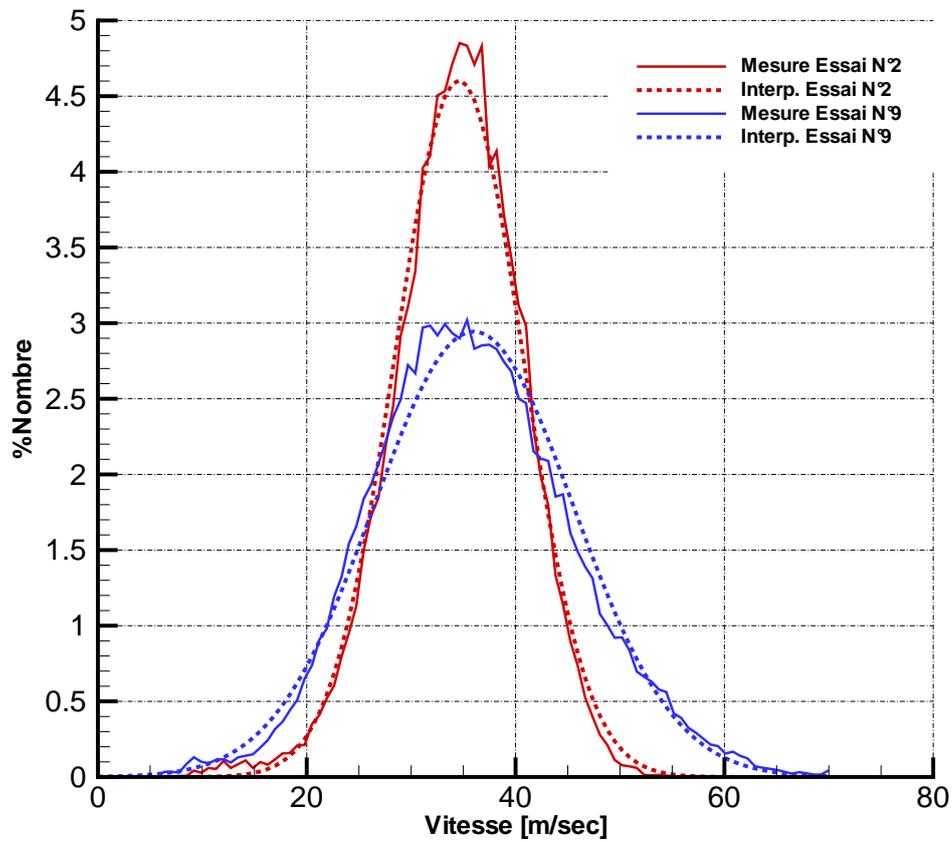


FIGURE 10.15 – Superposition des histogrammes de vitesse pour les essais 2 et 9. Le trait continu correspond à l’histogramme issu des mesures. Le trait en pointillé correspond à la loi normale. Les histogrammes issus des mesures et de la loi normale ont ici la même moyenne et le même écart type.

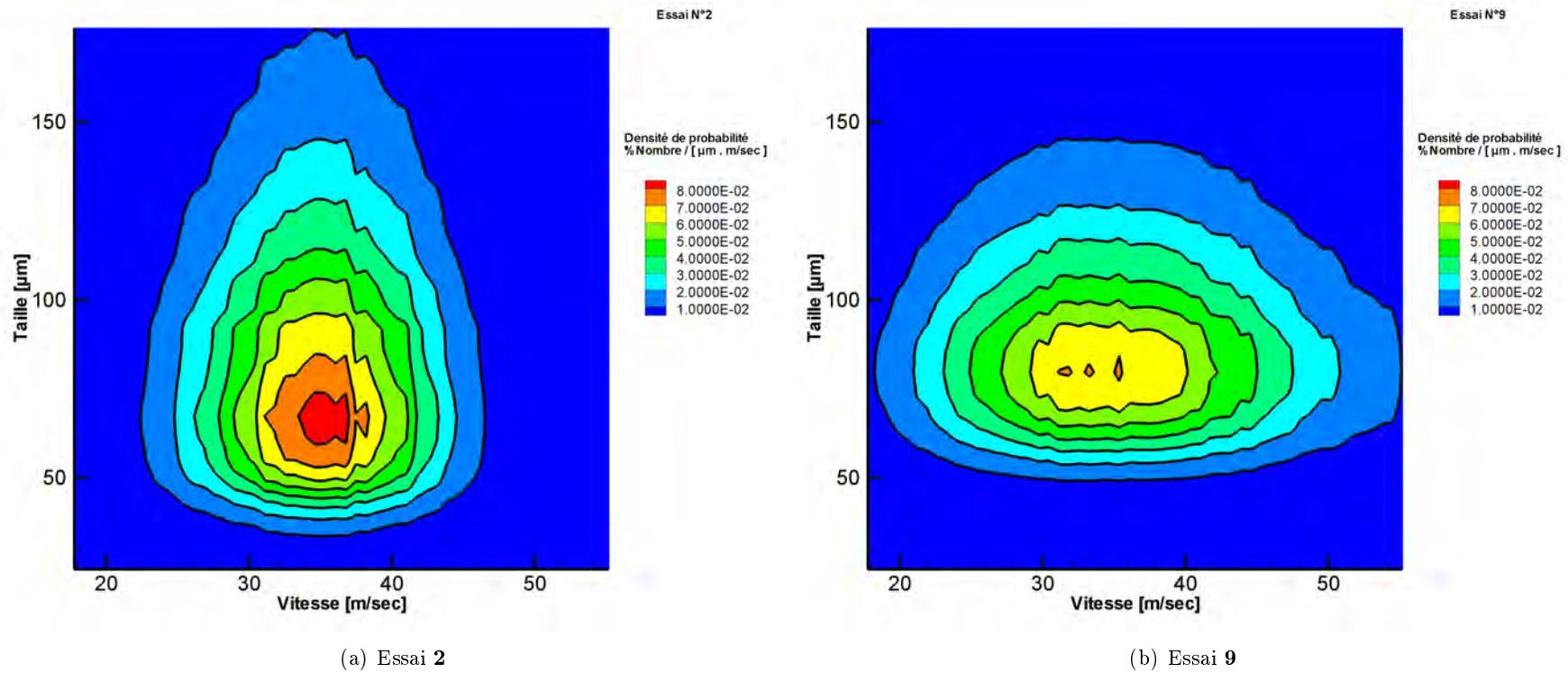


FIGURE 10.16 – Densité de probabilité représentée dans un diagramme Diamètre de goutte - Vitesse

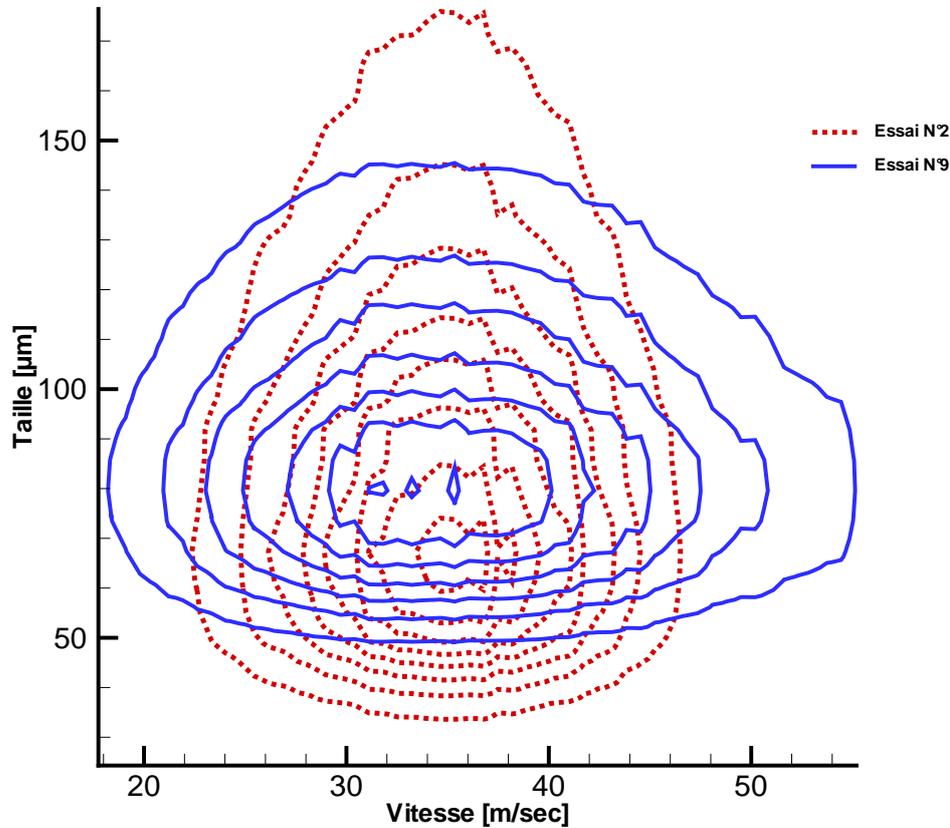


FIGURE 10.17 – Surperposition des histogrammes des figures 10.16(a) et 10.16(b)

La réalisation de coupes dans les histogrammes Taille-Vitesse des 2 essais permet de réaliser une première analyse de la dépendance Taille-Vitesse. Ces coupes sont réalisées à vitesse de gouttes fixée ou à taille de gouttes fixée. Les résultats sont tracés au travers des figures 10.18 et 10.19. Le trait continu donne la valeur moyenne et le trait mixte matérialise la valeur moyenne plus ou moins l'écart type. Concernant l'essai **2**, il apparaît très clairement que la taille moyenne de chaque classe de vitesse de gouttes croît avec la vitesse (courbe rouge). Cette tendance est visible sur l'essai **9** mais est nettement moins marquée. A noter que les extrémités de la courbe sont à considérer avec précaution car statistiquement ils représentent qu'un nombre très réduit de gouttes. Concernant la vitesse moyenne par classe de taille de gouttes, celle-ci évolue peu, aussi bien pour l'essai **2**, que pour l'essai **9**. La dispersion des vitesses est quasi-constante quelque-soit la classe de taille de goutte mais est beaucoup plus importante dans l'essai **9** que dans l'essai **2** (Comme déjà signalé précédemment).

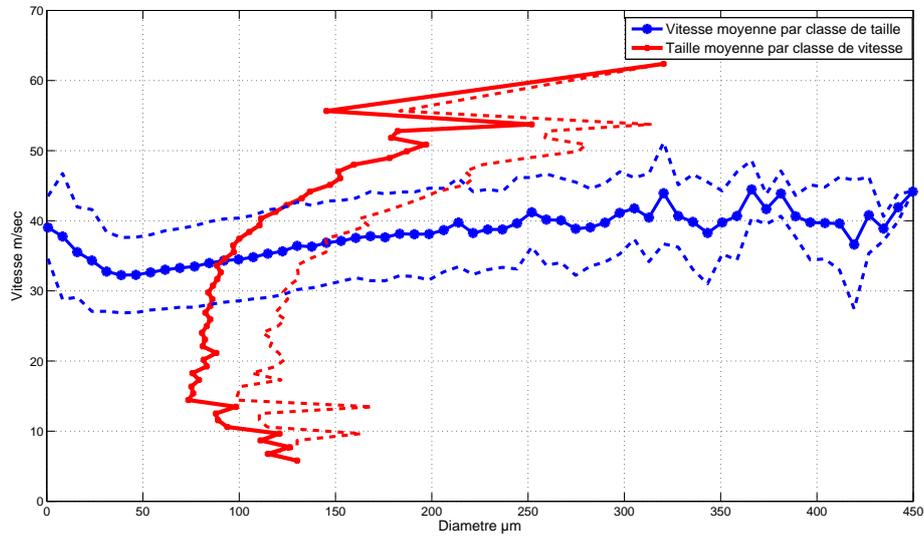


FIGURE 10.18 – Essai 2: Représentation graphique pour différentes classes de vitesse de gouttes, de la taille moyenne et de l'écart type ainsi que, pour différentes classes de taille de gouttes, de la vitesse moyenne et de son écart type

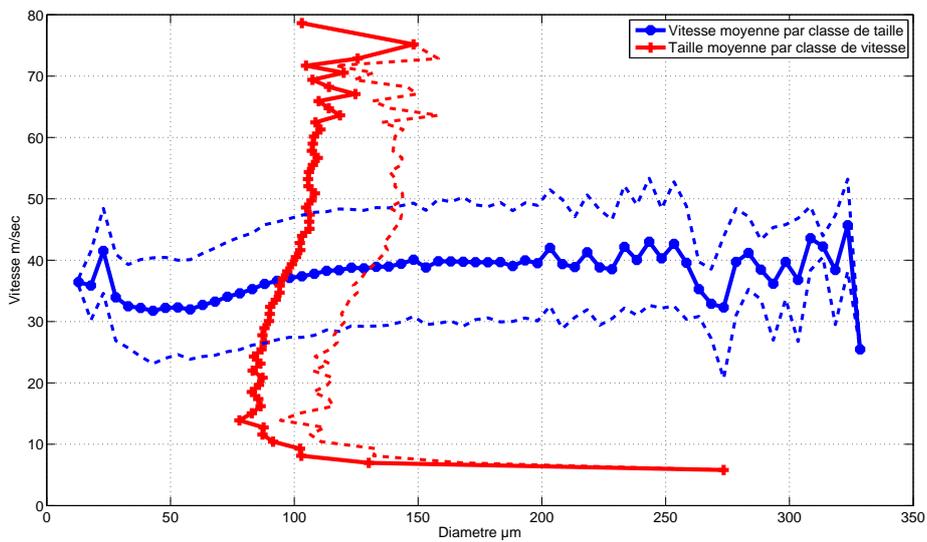


FIGURE 10.19 – Essai 9: Représentation graphique pour différentes classes de vitesse de gouttes, de la taille moyenne et de l'écart type ainsi que, pour différentes classes de taille de gouttes, de la vitesse moyenne et de son écart type

10.2.6 Bilan sur l'Interféromètre à Phase Doppler

L'Interférométrie à Phase Doppler est un instrument qui potentiellement est très riche en information car il caractérise chaque goutte par sa taille et sa vitesse. Le dépouillement des mesures réalisées avec la collaboration de la société Artium et W. Bachalo, a permis de mettre en lumière toute la difficulté technique du traitement du signal associé à la mesure des signaux émis par chaque goutte traversant le volume de mesure. Ainsi, un certain nombre de points critiques ont été pointés:

- La détermination précise du volume de mesure dont dépend le calcul du flux
- Le choix de la dynamique de mesure de taille qui influe sur la détermination du d_{32}

Les résultats apportés restent l'objet de nombreuses questions. Ils ont certes été obtenus dans des conditions assez éloignées des résultats de la bibliographie existante mais présentent des caractéristiques suffisamment étranges pour être soumis à interrogation. Par ailleurs, ils sont aussi assez différents de nos convictions sur les caractéristiques du jet en fonction des conditions de fonctionnement. Les résultats des mesures demeurant entourés d'un certain nombre de questionnement sur l'instrument, demandent à être confirmés par de nouvelles campagnes de mesures qui n'ont pas pu être réalisées sur la courte période où l'instrument a été mis à notre disposition.¹⁴.

10.3 Sonde Optique

L'utilisation de Sonde optique a déjà été mise en œuvre pour l'examen de mécanisme d'atomisation [Hong (2003), Rayana (2007)]. Cette instrument développé au sein du laboratoire (Cartellier & Achard (1991), Cartellier (1998), Cartellier & Barrau (1998), Barrau *et al.* (1999), Cartellier (1999a), Cartellier (1999b), Cartellier & Rayana (2004)) fait l'objet d'un transfert de technologie vers la société A2PS (A2PS (1)).

10.3.1 Principe

Les sondes optiques sont composées d'une fibre optique dont l'une des extrémités est taillée en forme de cône (10.20-b&c) et l'autre extrémité est reliée, via un coupleur Y, à un émetteur/récepteur (10.20-a). Le cône constitue la partie sensible qui est immergée dans l'écoulement et est donc en contact avec les interfaces liquide-gaz des gouttes ou des bulles. Le principe de cette sonde est le suivant: la lumière émise par l'extrémité immergée de la sonde est plus au moins réfléchié selon l'indice optique du milieu entourant cette extrémité (figure 10.21). Cette lumière réfléchié est renvoyée vers la réception via l'autre bras du coupleur Y. Chacun des bras du coupleur sert à transporter la lumière émise et la lumière réfléchié. De tels capteurs sont sensibles à l'indice de réfraction du milieu entourant

¹⁴Pour mémoire ces mesures ont été réalisées sur une semaine (montage et démontage de l'instrument compris)

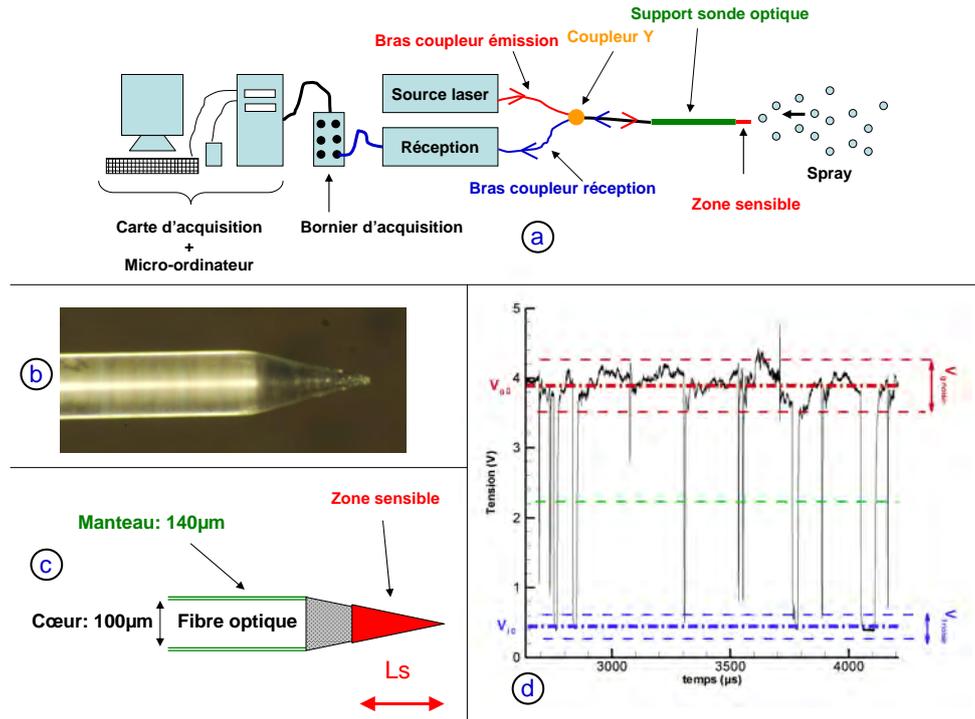


FIGURE 10.20 – -a) Représentation schématique d’une chaîne d’acquisition avec une Sonde Optique; -b) Photo de la sonde optique 100-12 de type 1C; -c) Représentation schématique de la zone sensible d’une sonde 1C; -d) Exemple de signaux acquis sur un spray (phase continue gazeuse, phase dispersée liquide) ($f_{acq} = 5\text{MHz}$). Les différents traits pointillés matérialisent les niveaux des différents seuils (cf. Annexe).

leur extrémité et, idéalement ils délivrent un signal (10.20-d) qui correspond à la fonction indicatrice de la phase k , définie par :

$$F_k(x,t) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \text{ est dans la phase } k \text{ à l'instant } t \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (10.15)$$

Le signal est numérisé à l’aide d’une carte d’acquisition 12 bits (*National Instrument*) dont la fréquence maximum d’échantillonnage f_{acq} est 10 MHz. Les sondes optiques ne souffrent pas de limitation de temps de réponse intrinsèque et sont donc, de ce point de vue, bien adaptées aux écoulements rapides. La seule limitation est celle liée à l’ensemble du montage électronique (Photo-détecteur + carte acquisition). La figure 10.22 est une illustration du signal obtenu pour une goutte. Les différents seuils et marqueurs indiqués sur la figure sont relatifs au traitement du signal qui est détaillé en Annexe M.

10.3.2 Mise en œuvre

La mise en œuvre de mesures à l’aide d’une sonde optique comporte quatre étapes:

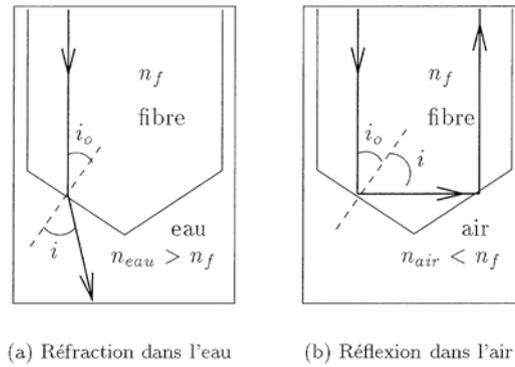


FIGURE 10.21 – Principe de fonctionnement d'une sonde optique

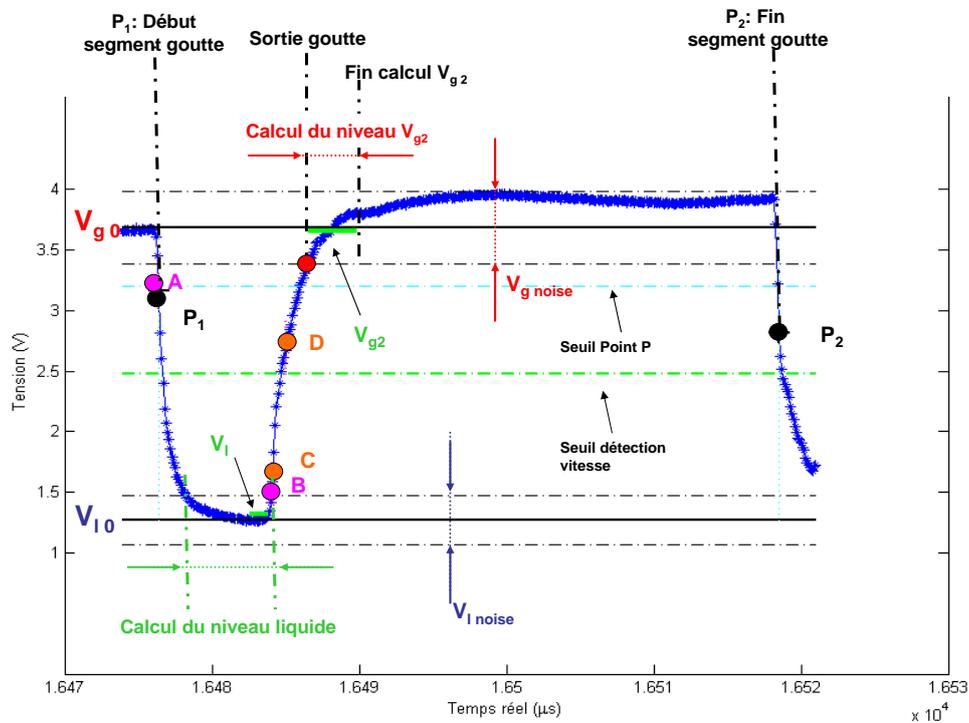


FIGURE 10.22 – Illustration du signal d'une goutte.

1. **Le conditionnement et l'usage de la sonde.** Ces étapes sont aujourd'hui à la charge de la société A2PS (A2 Photonics Sensors [A2PS (1)]). Elles consistent à préparer la sonde optique, à la conditionner dans un support (dans notre cas un tube) et à usiner la zone sensible en forme de cône.
2. **L'étalonnage de la sonde optique.** La figure 10.23 donne une représentation schématique du banc d'étalonnage. Le principe est simple: un bouchon d'air est bloquée à l'aide d'un diaphragme à la base d'un tube en verre (diamètre 1cm). Lorsqu'on ouvre la vanne quart de tour, le bouchon monte et coupe successivement les deux faisceaux

lasers (on en déduit la vitesse du bouchon). Le bouchon continuant à monter, est percé par la sonde optique. Un post-traitement adéquat permet d'extraire le temps de montée du bouchon (cf. paragraphe M.2). En renouvelant l'opération suffisamment, on détermine la corrélation entre vitesse de l'interface et temps de montée¹⁵ de la sonde.

3. **La réalisation de la mesure dans le spray.** Pour cela la sonde optique est mise en place dans un couteau (figures 10.24-a). Ce couteau est monté sur une tête disposant d'un degré de liberté en rotation et de deux degrés de liberté en translation (figure 10.24-b).
4. **Le Traitement du signal et l'exploitation des résultats.** Dernière étape de la mise en œuvre dont le but est d'extraire les informations caractéristiques¹⁶ de chaque goutte détectée et d'extraire des grandeurs statistiques pertinentes pour l'essai. Pour cela un nouveau post-traitement a été réalisé ici afin de l'intégrer à un ensemble d'outils et d'interfaces graphiques associés au banc de mesure de la TDJB.

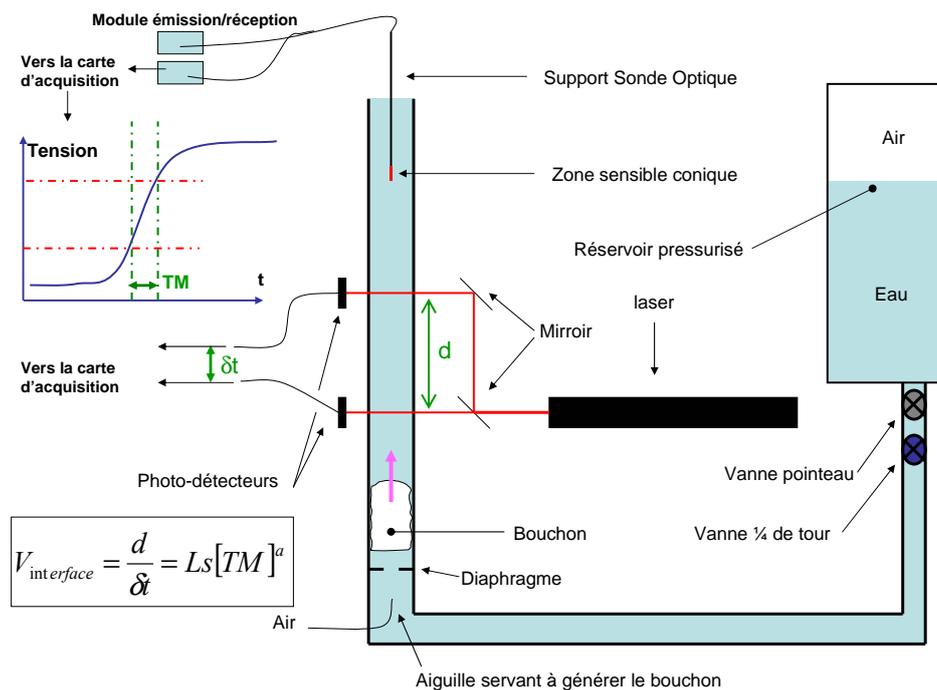
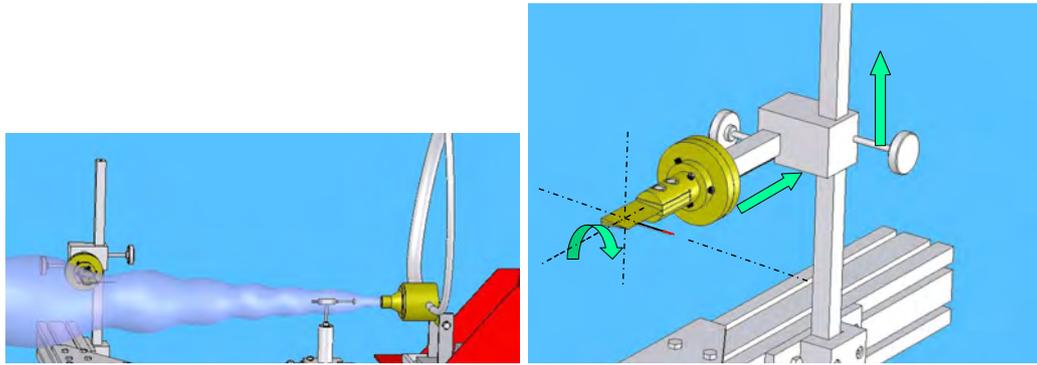


FIGURE 10.23 – Représentation schématique du banc d'étalonnage de la sonde optique

¹⁵On prendra soin de faire attention à l'unité du temps de montée exprimée par habitude en μs

¹⁶Vitesse, corde, instant de passage, type de goutte ... cf. annexe M



(a) Vue d'ensemble d'une sonde optique dans un spray généré par une tuyère (b) Détail du support de la sonde Optique et de ces degrés de liberté

FIGURE 10.24 – Illustration de la mise en œuvre de la sonde optique

10.3.3 Résultats obtenus par le post-traitement

L'annexe M.3 donne les détails et hypothèses permettant d'extraire les grandeurs issues du traitement du signal. L'instrument étant toujours en phase de développement, les résultats obtenus à l'heure de rédaction de ce mémoire, restent en cours de validation. Les mesures ont été réalisées uniquement sur l'axe du jet à une distance de 1025mm de la tuyère.

f_{acq} Fréquence [M Hz]	Durée acq. [sec]	$Ls1070$ Longueur sensible [μm]	$a1070$ Exposant Sonde
10	20	60	-1.0556

TABLEAU 10.8 – Paramètres de l'acquisition et de la sonde optique

A titre d'exemple, les résultats obtenus sur un essai sont présentés ci-après. Le tableau 10.8 synthétise les principales caractéristiques¹⁷ de la sonde optique (Longueur sensible et Exposant sonde) et la fréquence d'acquisition lors de l'essai. Concernant la vitesse limite mesurable, en posant comme condition qu'il nous faut au moins trois points d'acquisition¹⁸ dans le front montant, la vitesse maximum détectable est de 330m/s .

$$V_{max} = Ls \left[\frac{2}{f_{acq}} \right]^a \quad (10.16)$$

Vl_0	Vl_{noise}	Vg_0	Vg_{noise}	cl_1	cl_2	cs_1	cs_2	c_c	c_d	$Seuilvitesse$
1.96	1	8.52	0.17	0.2	1.2	0.2	0.1	0.1	0.7	0.5

TABLEAU 10.9 – Paramètres retenus pour le traitement du signal

¹⁷Caractéristiques intrinsèques à chaque sonde optique et obtenues après étalonnage. Ces deux caractéristiques sont indispensables pour relier le temps de montée de signal (c'est à dire le temps de passage de l'interface liquide-gaz sur la sonde) et la vitesse effective de l'interface.

¹⁸trois points d'acquisition = deux intervalles

Concernant le traitement, une fois l'acquisition du signal effectuée, il faut définir le niveau des seuils pour extraire goutte à goutte toutes les caractéristiques (cf. annexe M.3). Le tableau 10.9 donne un exemple des valeurs retenues lors de cet essai. Certaines de ces valeurs¹⁹ (Vl_0 , Vl_{noise} , Vg_0 et Vg_{noise}) peuvent fluctuer d'un essai à l'autre et doivent donc être réajustées à chaque mesure. Ces valeurs constituent les paramètres de sensibilité propres à chaque essai. Les seuils cl_1 , cl_2 , cs_1 , cs_2 et *Seuilvitesse* constituent les paramètres de sensibilité du traitement. Les seuils c_c et c_d sont à la fois les paramètres de sensibilité du traitement mais ils sont aussi intrinsèquement liés au choix de la loi d'étalonnage (cf. annexe M.3). La figure 10.22 illustre la position de ces différents seuils sur un exemple de signal.

Suite aux choix des paramètres et au traitement lui-même, un nombre important d'informations est alors accessible. Sans rentrer dans les détails, le traitement est effectué en deux passes. La première détection (*Detect.1*) dont le but est de détecter et caractériser les gouttes qui se dégagent nettement du bruit, puis une deuxième détection (*Detect.2*) destinée à trouver les gouttes qui seraient noyées dans le bruit²⁰. Les gouttes sont classées ensuite en trois types: les gouttes de *type 1* dont l'amplitude est maximum ($Vg_0 - Vl_0$), les gouttes de *type 2* dont l'amplitude n'est pas maximum mais reste tout de même importante²¹ et les gouttes de types *type 3* dont l'amplitude du signal est faible. La vitesse des gouttes de *type 1* et *2* est calculée à partir de la loi d'étalonnage alors que la vitesse des gouttes de *type 3* est calculée par extrapolation (cf. annexe M.3).

Le nombre de gouttes détectées par type de goutte et par classe de détection est donné dans les tableaux 10.11 et 10.11. Plusieurs remarques peuvent être formulées:

- le déséquilibre entre le nombre de gouttes en première détection et celui en deuxième détection qui témoigne d'un signal où les gouttes sont difficilement détectables.
- le nombre important de gouttes de *type 3* (66.7 % du total des gouttes) rendant délicate et discutable la détermination de la vitesse²².
- le faible nombre de gouttes de *type 1* (3.7% du total), montre que peu de gouttes mouillent intégralement la partie sensible de la sonde. Or pour converger numériquement vers une valeur vraisemblable de d_{32} , l'expérience montre que plus le nombre de goutte de *type 1* est important, plus la convergence est facile.
- le nombre de gouttes présentant "une anomalie de forme" (les gouttes de *type 1* ou *2* de deuxième détection) représente 10% du total des gouttes. Ce taux élevé de

¹⁹ $Vg_0 - Vl_0$ correspond à l'amplitude du signal tandis que Vl_{noise} et Vg_{noise} indique le niveau de "bruit" de chaque niveau

²⁰A noter, que des gouttes de première détection peuvent être rejetée comme des gouttes de deuxième détection suite à une identification d'anomalies sur la forme du signal (typiquement des gouttes "trop rapides" ou des "doubles gouttes"). Les gouttes de type 1 et 2 de deuxième détection sont systématiquement des gouttes à "anomalies".

²¹Dans notre cas nous prenons le seuil de détection de vitesse comme niveau de séparation entre les gouttes de *type 2* et les gouttes de *type 3*, c'est à dire la 50% de la dynamique totale $Vg_0 - Vl_0$

²²Rappel: la vitesse est calculée directement à l'aide de la loi d'étalonnage pour les gouttes de *type 1* et *2*

gouttes à "problème" traduit peut-être l'interaction entre des gouttes très véloces et l'extrémité de la sonde.

Ces tendances décrites ci-dessus, sont apparues lors de l'ensemble de nos essais et sont à l'origine des réserves que nous avons du émettre lors de l'exploitation des résultats. L'analyse peut être complétée en considérant la fréquence de détection des gouttes. Globalement, la fréquence de détection, tout type de goutte confondu, est de l'ordre de 2772 *gouttes/sec*. Le tableau 10.10 donne la fréquence par type de goutte. Sans pouvoir être généralisés, ces ordres de grandeurs ont été observés pour l'ensemble des essais.

Fréquence détection <i>type 1</i>	Fréquence détection <i>type 2</i>	Fréquence détection <i>type 3</i>
102.	822.	1847.

TABLEAU 10.10 – fréquence de détection

Nombre Total de gouttes <i>type 1 2 3</i>	Nombre de gouttes <i>type 1</i>	Nombre de gouttes <i>type 2</i>	Nombre de gouttes <i>type 3</i>
55442	2040 (3.7% Total)	16451 (29.6 % Total)	36951 (66.7 % Total)

TABLEAU 10.11 – Nombre de gouttes detectées par type

Délect. 1	Délect.1 Type 1	Délect.1 Type 2	Délect.1 Type 3
16245 (29.4% Total)	2040 (12.5% D1)	12006 (73.9% D1)	2199 (13.5% D1)
Délect. 2	Délect.2 Type 1	Délect.2 Type 2	Délect.2 Type 3
39197 (70.6% Total)	0 (0% D2)	4445 (11.4% D2)	34752 (88.6% D2)

TABLEAU 10.12 – Nombre de gouttes détectées par classe de détection et par type

Nombre de gouttes dont la vitesse est calculée	Nombre de gouttes dont la vitesse n'est pas calculée
14046 (25.3% Total)	41396 (74.7 % Total)

TABLEAU 10.13 – Nombre de gouttes dont la vitesse est calculée

α_l type 1 2 3	α_l type 1	α_l type 2	α_l type 3
0.21808	0.016191	0.061437	0.140452

TABLEAU 10.14 – Taux de plein en fonction des types de gouttes retenus

La deuxième partie de l'analyse consiste à s'intéresser à la vitesse moyenne des gouttes (cf. tableau 10.15). La vitesse des gouttes est estimée en déterminant le temps de montée²³

²³Attention ce temps de montée est exprimé par habitude en μs y compris lors de son utilisation dans la loi détalonnage

TM du signal (cf. annexe M.3) et en l'associant à la loi d'étalonnage (Ls et l'exposant a).

$$V = Ls TM^a \quad (10.17)$$

V Moy. Type 1 2	Ecart type V- Type 1 2
90.8	27.6
V Moy. Type 1	Ecart type V- Type 1
103.7	20.0
V Moy. Type 2	Ecart type V- Type 2
88.7	28.1

TABLEAU 10.15 – Vitesse moyenne et écart type de la vitesse en fonction du type de gouttes

Les résultats du traitement indiquent que les gouttes de *type 1* ont une tendance affirmée à être plus rapide que les gouttes de *type 2*. On peut facilement imaginer que les gouttes de *type 1*, mouillant toute la sonde, sont statistiquement d'un diamètre plus important que les gouttes de *type 2*. Ainsi l'inertie des gouttes de *type 1* étant plus importante elles ralentissent plus doucement. Les distributions de vitesses sont tracées dans la figure 10.25. Pour estimer le caractère gaussien ou non de la distribution il est possible de s'intéresser à l'aplatissement (*Kurtosis*²⁴) et à l'asymétrie (*Skewness*²⁵) de la distribution. Ces deux grandeurs nécessitent cependant un nombre d'événements importants pour que l'on puisse considérer que la convergence statistique soit valide.

Suite à la détermination de la vitesse de chaque goutte il est possible de calculer la corde des gouttes. Pour les gouttes de *type 1* et de *type 2*:

$$C = V Tl \quad (10.18)$$

pour les goutte de *type 3* la vitesse de la goutte n'étant pas accessible, la corde est calculée à l'aide de corrélation obtenue entre le Tl et la corde C des gouttes de *type 1* et *2* (figure 10.26) où C est la corde et Tl est le temps liquide c'est à dire le temps pendant lequel la goutte mouille la partie sensible de la sonde. La figure 10.27 donne une représentation graphique de l'histogramme des cordes en fonction des types de gouttes. On notera que la distribution des cordes de *type 1* est quasi nulle pour des cordes inférieures à $60\mu m$ (Longueur sensible de la sonde). Dès ce stade, il est possible de calculer le diamètre de Sauter d_{32} (cf. annexe G):

$$d_{32} = \frac{3}{2}\overline{C} \quad (10.19)$$

²⁴*Kurtosis* = μ_4/σ^4 où μ_4 est le moment centré d'ordre 4 et σ l'écart type. Pour une distribution normale centrée réduite le coefficient d'aplatissement vaut 3.

²⁵*Skewness* = μ_3/σ^3 où μ_3 est le moment centré d'ordre 3 et σ l'écart type. Pour une distribution normale centrée réduite le coefficient d'asymétrie vaut 0.

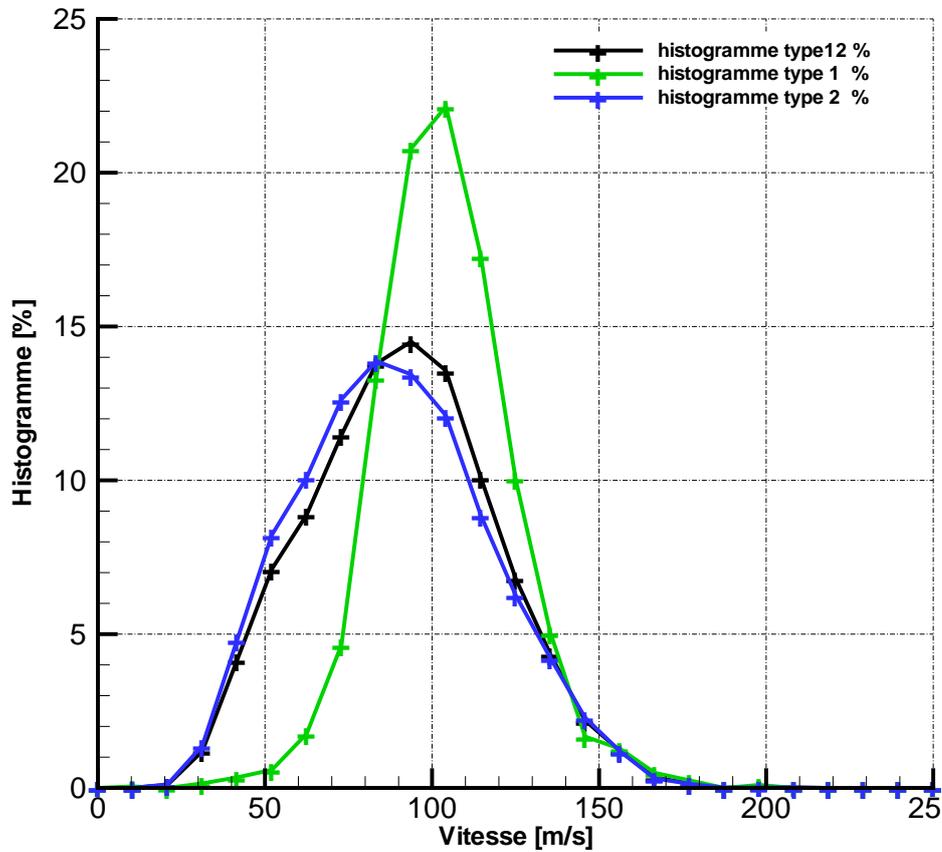


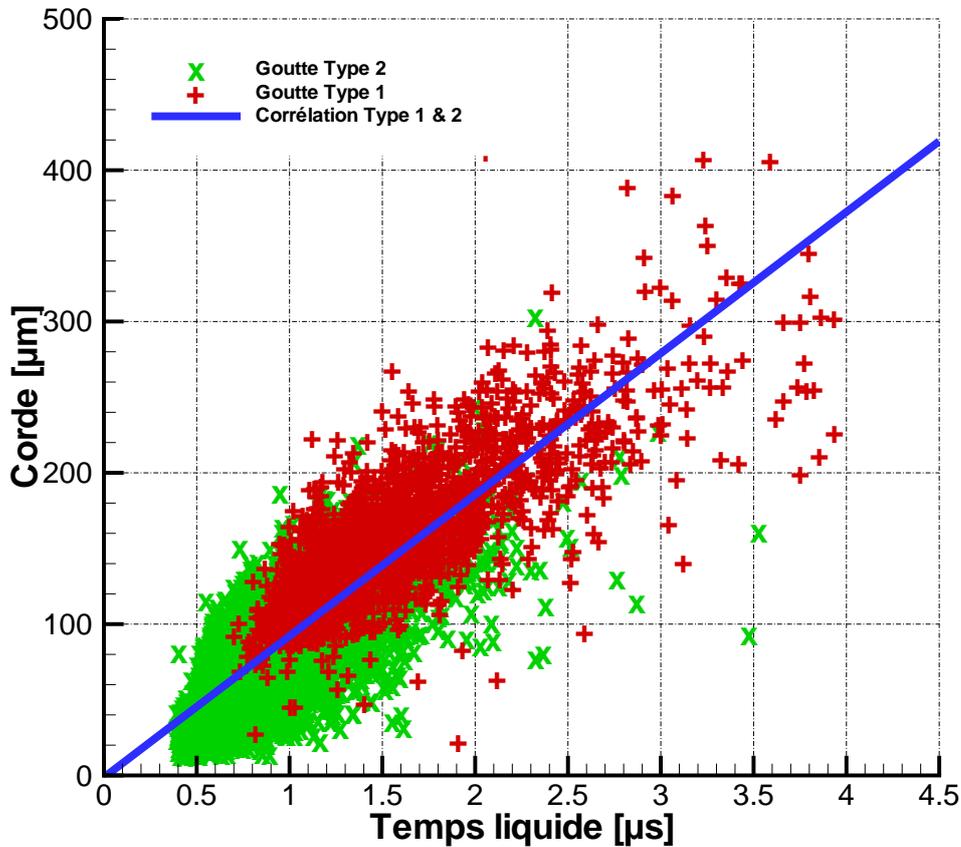
FIGURE 10.25 – Histogramme des vitesses pour les différents types de gouttes (exprimé en % du nombre total de gouttes)

Le tableau 10.16 donne, dans le cadre de l'essai retenu, ici les diamètres de Sauter. On peut remarquer qu'effectivement les gouttes de *type 1* ont une taille supérieure aux gouttes de *type 2*.

d_{32} type 1 2	d_{32} type 1	d_{32} type 2
183.	238.	176.

TABEAU 10.16 – Détermination du d_{32} en retenant successivement les types 1 et 2, puis les types 1 seules et que les types 2 seules.

Pour finir ce développement, il est possible de regarder les histogrammes: Cordes vitesses (figure 10.28). Les cordes mesurées n'étant pas, bien évidemment, le diamètre des gouttes il serait tendancieux de parler de dépendance taille-vitesse.

FIGURE 10.26 – Correlation entre le temps liquide T_l et la corde C

10.3.4 Bilan sur la Sonde Optique

Le bilan de l'utilisation de la Sonde Optique sur le jet de tuyère diphasique à jet de brouillard est en deçà de nos attentes. Il est nécessaire de remettre en perspective le fait que la Sonde Optique est un instrument toujours en cours de développement et dont certains aspects, comme par exemple les limites d'utilisation, restent à fixer²⁶. Jusqu'à présent l'instrument a été mis en œuvre sur des jets diphasiques dont la gamme caractéristique des vitesses des gouttes est de l'ordre de quelques mètres par seconde (typiquement inférieure à $10m/sec.$) [Hong (2003), Rayana (2007)]. Cette gamme de vitesse correspond à la gamme de vitesse du banc d'étalonnage. Or dans notre cas les vitesses des gouttes dans le jet sont de toute évidence plus rapides, de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres par seconde. Nous sommes donc amenés à extrapoler la loi d'étalonnage des temps de montée (déterminée sur la gamme: $0.1m/s$ à $10m/s$). Cette extrapolation est d'autant plus délicate qu'elle dépend fortement du choix de la méthode de calcul pour corrélérer le temps de montée TM et la vitesse de l'interface $V_{interface}$ (cf. annexe M). Une erreur significative est donc potentiel-

²⁶A souligner, c'est cette raison qui nous a entres autres poussé à mettre en œuvre l'instrument

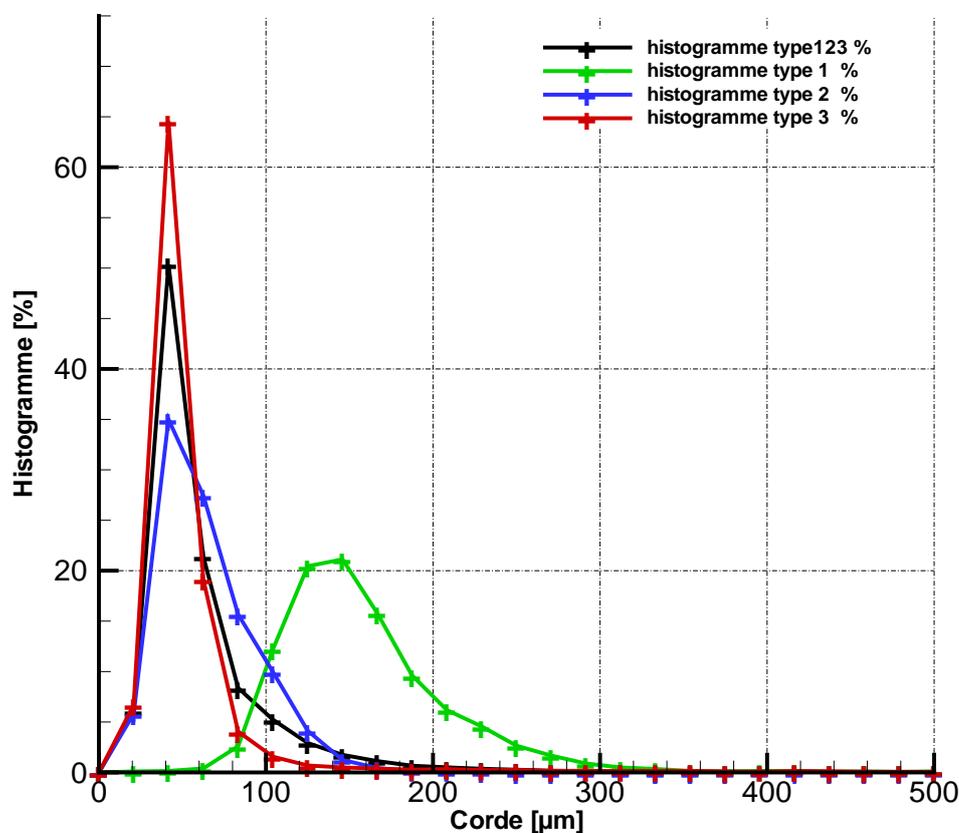
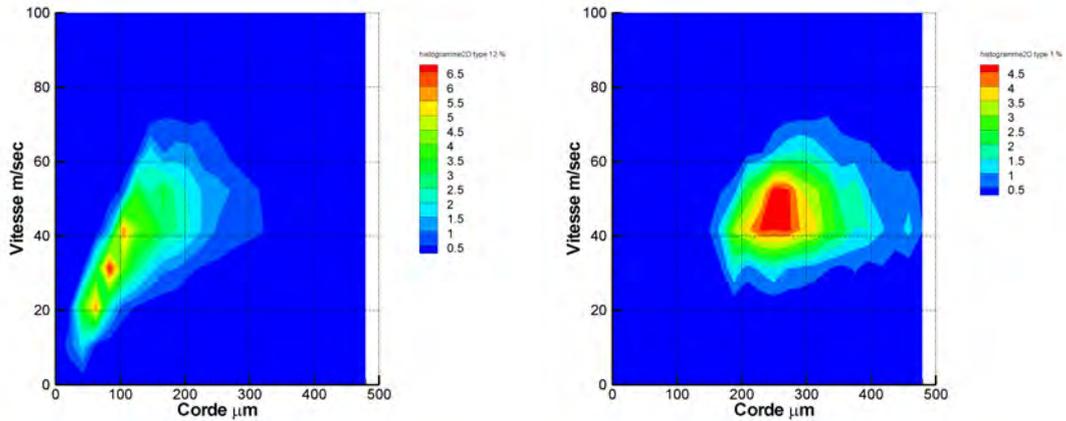


FIGURE 10.27 – Histogramme des cordes pour les différents types de gouttes (exprimé en % du nombre total de gouttes)

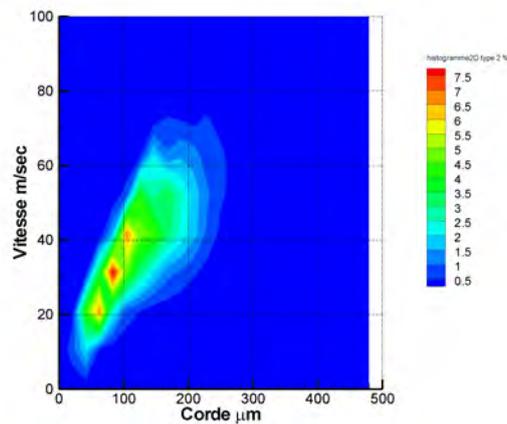
lement introduite lors du calcul de la vitesse et se reporte donc automatiquement sur le calcul de la corde des gouttes.

L'examen de l'ensemble des mesures réalisées sur le jet de la tuyère diphasique à jet de brouillard, a mis en évidence une surestimation des vitesses de l'ensemble des gouttes (dans certains cas la vitesse moyenne des gouttes dépassait la vitesse limite théorique²⁷ du jet en sortie de tuyère). La seule prise en compte de la loi d'étalonnage pour expliquer les "sur-vitesses" n'est pas apparue comme suffisante. En effet l'étalonnage de la sonde optique est réalisé par l'ascension d'un bouchon de gaz dans un tube (cf. figure 10.23). Or dans le jet, la mesure est réalisée sur des gouttes de liquide dont la dimension de l'interface est au plus du diamètre de la fibre optique de la sonde. Des phénomènes négligeables lors du percement de l'interface du bouchon de gaz par la sonde optique deviennent peut-être suffisants pour modifier notablement le signal produit par les gouttes et amènent à une

²⁷Pour mémoire, la vitesse limite théorique du jet est déterminée en écrivant que la puissance de détente du gaz et du liquide est intégralement convertie en puissance cinétique



(a) Histogramme Corde-Vitesse des gouttes de *type 1 et 2* (b) Histogramme Corde-Vitesse des gouttes de *type 1*



(c) Histogramme Corde-Vitesse des gouttes de *type 2*

FIGURE 10.28 – Illustration des histogrammes Corde Vitesse en fonction des types de gouttes conservées

mauvaise interprétation du signal. L'idée ressortant de ce constat est la nécessité de mettre en œuvre un banc d'étalonnage des sondes optiques sur un spray dont la vitesse et la taille des gouttes sont connues. Ce banc d'étalonnage sur goutte est techniquement difficile à concevoir et demanderait un investissement conséquent en temps.

10.4 Granulomètre à diffraction laser

10.4.1 Principe

La distribution granulométrique est déduite de l'interaction entre un ensemble de particules et le rayon incident. Lorsqu'un rayon lumineux rencontre une particule, la lumière

peut être absorbée, diffusée ou transmise. La théorie générale décrivant les phénomènes de diffusion par une particule sphérique a été étudiée par Mie en 1908. Un cas particulier du phénomène de diffusion est la diffraction de la lumière (théorie de Fraunhofer) qui s'applique si la taille des particules est nettement supérieure à la longueur d'onde utilisée. La figure 10.29-III montre une représentation, en coordonnée polaire, de l'intensité diffractée d'une particule sphérique dans le cas de la théorie de Mie [Kaye (1998)].

Lorsqu'une particule sphérique est éclairée par un faisceau parallèle de lumière cohérente et monochromatique, il apparaît un motif de diffraction sous forme de franges (ou couronnes) concentriques alternativement claires et sombres, observées à l'infini ou dans le plan focal image d'une lentille (La figure 10.29-IV présente l'image de diffraction obtenue pour différentes formes d'objets [Kaye (1998)]). Selon la théorie de Fraunhofer, l'intensité du rayonnement diffracté, mesurée en un point donné sur un détecteur, est une fonction du rayon de la particule. L'angle de diffraction est d'autant plus grand que la particule est petite.

Dans le cas d'un spray, les particules ne sont pas analysées individuellement, mais dans leur ensemble (C'est une mesure intégrale). Il est alors fait appel à des algorithmes pour convertir le signal, en informations granulométriques. La grandeur mesurée est donc un "diamètre équivalent de diffraction". La figure 10.29-I présente un schéma de principe d'un granulométrie à diffraction laser adapté à la mesure de la concentration et de la granulométrie dans un spray. Cet appareil se présente comme deux éléments monoblocs (un pour l'émission l'autre pour la réception) montés sur un rail rigide qui garantit l'alignement des optiques. L'élément de réception est constitué d'une lentille "de Fourier" de focale f qui collecte l'intensité lumineuse diffractée par l'ensemble des particules situées à une zone de largeur d_s . La figure de diffraction est enregistrée par un capteur dont les éléments sensibles sont répartis de manière logarithmique. Pour un écoulement dilué de faible épaisseur optique, dont la granulométrie est définie par la distribution $f(r)$, bornée par les rayons r_{max} et r_{min} , la théorie de Fraunhofer permet de calculer la dépendance de la figure totale de diffraction:

$$I(\theta) \propto \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[\frac{2J_1(\alpha(r)\theta)}{\alpha(r)\theta} \right]^2 f(r) r^4 dr \quad (10.20)$$

$$= \frac{\lambda^2}{4\pi^2\theta^2} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[2J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda}r\theta\right) \right]^2 f(r) r^2 dr \quad (10.21)$$

Où J_1 est une fonction de Bessel²⁸. Cette intégrale reliant l'intensité lumineuse en fonction de l'angle et de la distribution est connue sous le nom de l'intégrale de Fredholm

²⁸La fonction de Bessel de première espèce est définie par: $\forall n, J_n(x) = (x/2)^n \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{2^{2p} p!(n+p)!} x^{2p}$

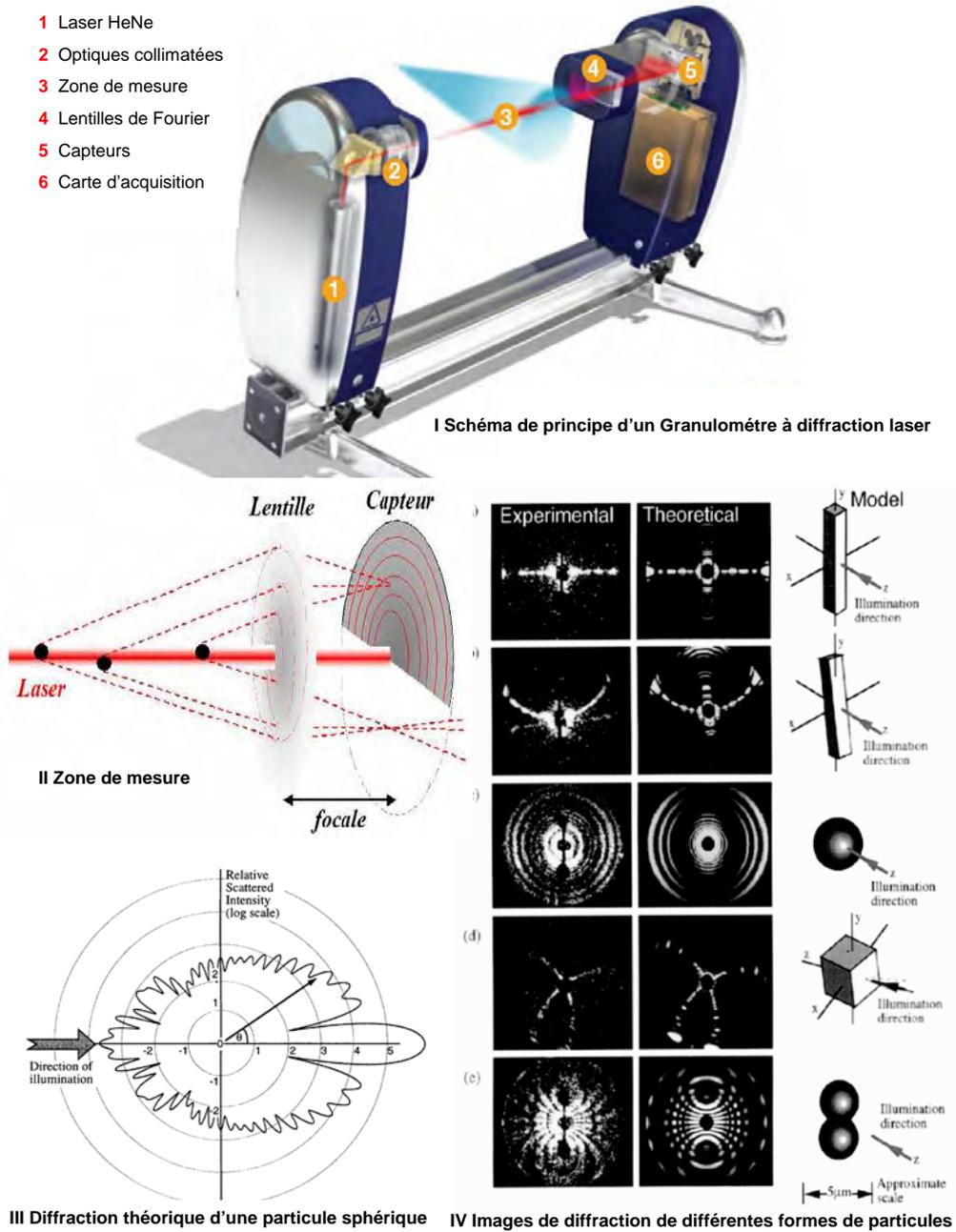


FIGURE 10.29 – (I) Illustration graphique du granulomètre à diffraction laser utilisé . (II) Représentation schématique de la zone de mesure. (III) Diffraction théorique d'une particule sphérique. (IV) Images de diffraction de différentes formes de particules

du premier ordre. Pour remonter à la distribution, il est donc nécessaire d'employer une technique d'inversion ce qui constitue tout une partie du savoir-faire des fabricants (qui font preuve d'une grande discrétion sur le sujet Malvern (1997)). Cependant la technique la plus courante consiste à supposer une distribution $f_1(r)$, de simuler à partir de la théorie de Fraunhofer ou celle de Lorenz-Mie la figure de diffraction $I_1(\theta)$ et de la comparer à la figure de diffraction effectivement mesurée $I(\theta)$. Une technique itérative sur les paramètres de la distribution permet de minimiser l'écart $\epsilon = |I(\theta) - I_k(\theta)|$ [Onofri (2004)] et d'en déduire la granulométrie mesurée.

Un des intérêts de ce type de matériel est qu'il ne nécessite pas de calibration a priori (Dodge (1984b), Dodge (1984a)). Un problème d'une grande importance existe cependant dans le cas des sprays denses. En effet, le signal reçu par le capteur n'est pas forcément issu de la diffraction d'une unique goutte, mais peut avoir été diffracté par plusieurs gouttes successivement: c'est la diffusion multiple. Cet effet est corrigé par les instruments commerciaux, mais encore une fois les constructeurs sont peu loquaces lorsqu'on les interroge sur les algorithmes utilisés... Des études récentes Triballier *et al.* (2003) concluent en outre sur la nécessité de prendre des précautions pour l'analyse des résultats, particulièrement dans le cas des sprays dont l'épaisseur optique est loin d'être petite (ce qui est malheureusement notre cas). La figure 10.30 illustre sur une même acquisition et deux post-traitements distincts la différence de résultats obtenus en appliquant le correctif pour prendre en compte la diffusion multiple (Multiple Scatter: ON - courbe verte) et le résultat obtenu sans ce correctif (Multiple Scatter: OFF - courbe rouge). La figure 10.30(a) donne le résultat en nombre des distributions (traits continus) et des fonctions de répartition (traits mixtes), tandis que la figure 10.30(b) donne le résultat en volume²⁹. Le tableau 10.17 récapitule les seuils (en volume et en nombre) au delà desquels la diffusion multiple doit être prise en compte (données constructeur). Les valeurs indiquées sont posées dans le cas idéalisé de distributions mono dispersées (une seule taille de goutte), une transmission de 10%, d'un diamètre de faisceau laser de 10mm et d'une largeur de jet de 200mm. L'évaluation de la surface d'échange $(N\pi d^2)$ ³⁰ permet de fixer un unique seuil qui est de $\sim 358\text{mm}^2$.

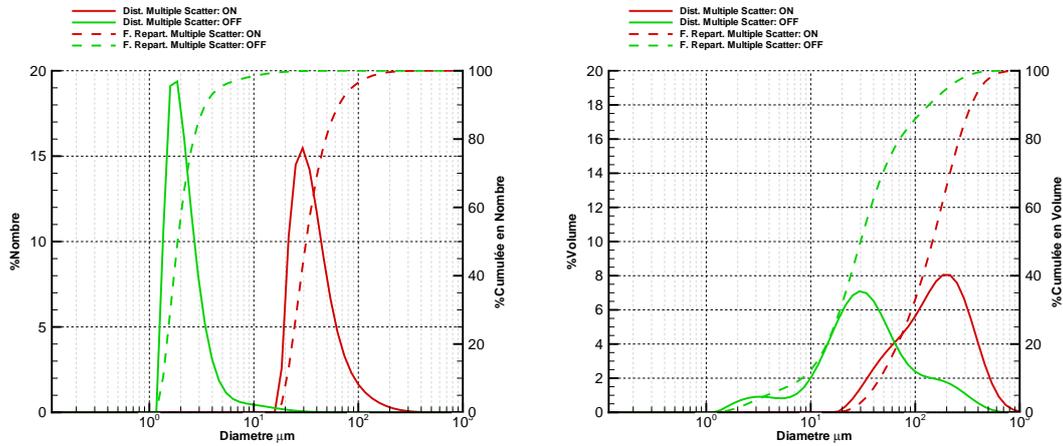
Le granulomètre à diffraction laser utilisé, est un instrument du commerce vendu par la société Malvern sous le nom de Spraytec.

10.4.2 Limites

Les limites de l'instrument ont déjà été signalées, nous les pointons à nouveau pour les mettre en évidence. Le tableau ci-dessous résume les principales limites identifiées de l'instrument dans le cas précis de notre étude. Le jet étant évacué par une large ouverture, la température de la pièce est approximativement celle de l'extérieur. Le Granulomètre à

²⁹Nous rappelons que ces deux résultats sont équivalents cf. paragraphe: 5.5

³⁰où N est le nombre de gouttes et d le diamètre de la goutte



(a) Histogramme en nombre avec et sans correction de diffraction multiples (b) Histogramme en volume avec et sans correction de diffractions multiples

FIGURE 10.30 – Illustration de la différence des résultats obtenus en prenant en compte ou non la correction par diffractions multiple.

Diamètre goutte μm	Pourcentage du volume de mesure	Nombre de gouttes
1000 μm	0.38%	114
500 μm	0.19%	456
100 μm	0.038%	11 400
50 μm	0.019 %	45 600
25 μm	0.0095 %	182 400
10 μm	0.0038%	1 140 00

TABLEAU 10.17 – Tableau récapitulatif donnant le seuil (en volume et en nombre) au delà duquel la diffusion multiple doit être prise en compte. Les valeurs indiquées sont posées dans le cas idéalisé de distributions mono distribuées (une taille de goutte), une transmission de 10%, d'un diamètre de faisceau laser de 10mm et d'une largeur de jet de 200mm.

Diffraction Laser ne fonctionnant que dans une gamme de température tempérée, les essais ont été réalisés en s'assurant que la température dans le caisson ne soit pas trop froide.

Le minimum de transmission reçu par le récepteur, en deçà duquel les mesures ne sont plus possibles, est fixé par le constructeur à 5% de l'intensité du laser. Les premières études de faisabilité ont mis en évidence que ce seuil est malheureusement trop élevé pour le jet de brouillard dans les conditions habituelles de fonctionnement. Pour assurer un minimum de transmission acceptable et permettre une mesure il a été nécessaire de découper le jet à l'aide d'un couteau (figure 10.31). Ce couteau de découpe est constitué de deux lames inclinées de 60° par rapport à l'axe du jet et séparées d'une distance précise.

Puissance Laser	$2mW$
Longueur d'onde	$632.8nm$
diamètre faisceau	$10mm (1/e^2)$
Résolution temporelle	$\leq 2.5kHz$
Nombre de zones sensibles	36
Nombre de classes granulométriques	60
Focale Lentille L1	300 mm
Focale Lentille L2	750 mm
Dynamique Lentille L1	$0.1 - 900\mu m$
Dynamique Lentille L2	$d_{v50} = 0.5 - 600\mu m$
Précision	Meilleur que $\pm 1\%$ sur le d_{v50}
Répétabilité	Meilleur que $\pm 1\%$ sur le d_{v50}
Largeur de travail L1	$150mm$
Largeur de travail L2	$500mm$
Reproductibilité	$\pm 1\%$

TABLEAU 10.18 – Tableau récapitulatif des caractéristiques du granulomètre à diffraction laser.

Humidité relative	35% à 80% sans condensation
Température	$15^{\circ}C - 40^{\circ}C$
Minimum de transmission	5% (95% d'obscuration)

TABLEAU 10.19 – Recommandations d'utilisation données par le constructeur pour la bonne utilisation du matériel.

10.4.3 Mise en œuvre

La mise en œuvre de l'instrument a été réalisée dans le caisson d'insonorisation. Le Granulomètre à Diffraction Laser a été disposé sur un plateau horizontal disposant d'un déplacement vertical au $1/10mm$. Le couteau de découpe est disposé si besoin devant la tuyère. Lors de l'utilisation du couteaux une étude de faisabilité est réalisée à chaque fois en tenant compte de la distance entre la tuyère et le couteau ainsi que la dimension de l'entrefer (distance entre les deux lames). Les figures 10.32 présentent l'évolution de différents diamètres caractéristiques et de la transmission en fonction de la position du couteau de découpe et de l'ouverture de son entrefer³¹. Les figures mettent en évidence une dépendance des diamètres caractéristiques et de la transmission en fonction des deux paramètres. Les mesures sans couteaux n'étant pas exploitables car le niveau de transmission est trop faible, nous avons fait le choix de retenir une valeur moyenne pour la position du couteau et l'ouverture de son entrefer afin de pouvoir continuer les essais.

³¹Cette analyse a été menée pour un unique point de fonctionnement

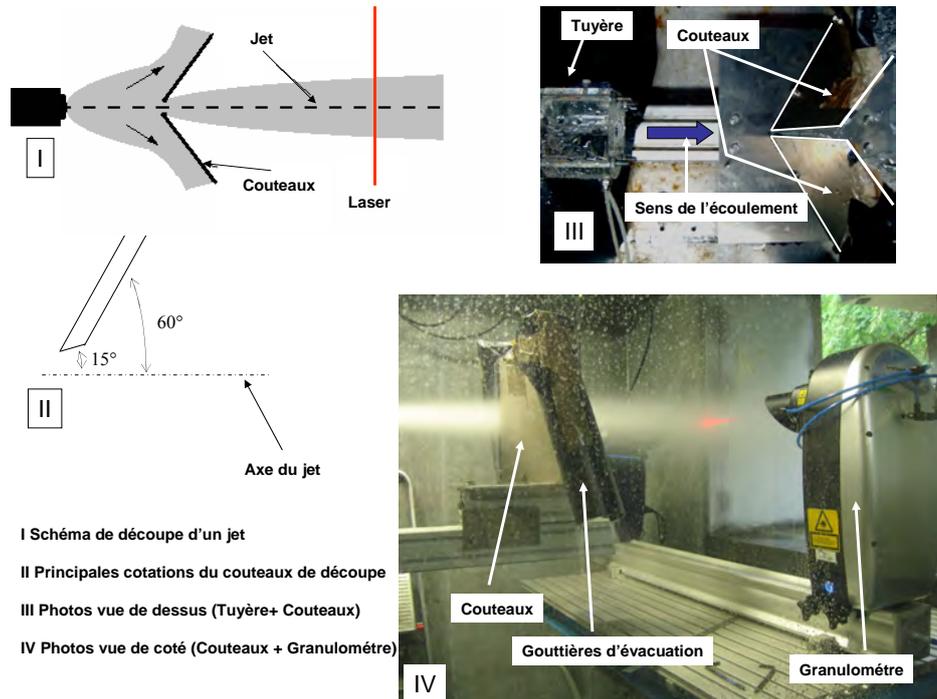


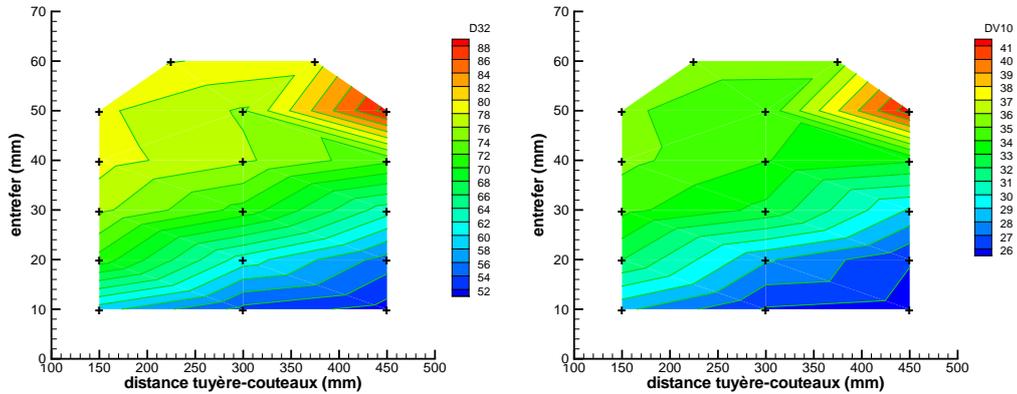
FIGURE 10.31 – Mise en œuvre du Granulomètre à Diffraction Laser

10.4.4 Résultats

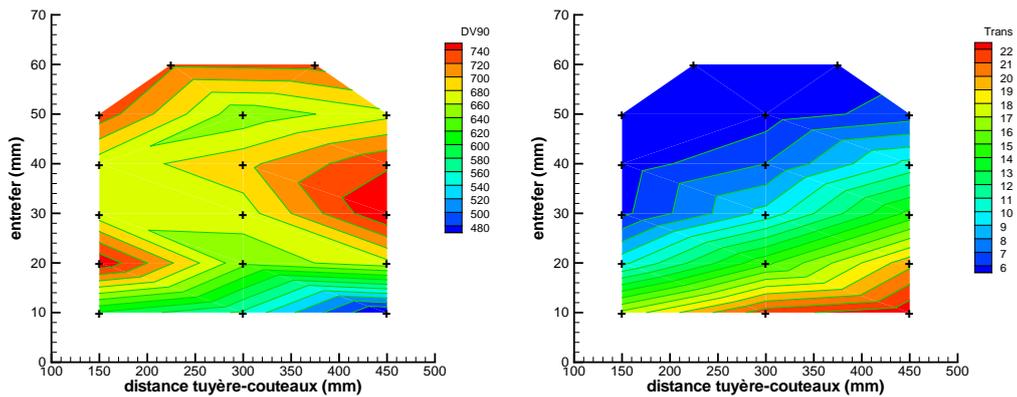
Les résultats bruts donnés par l'instrument se présentent sous la forme d'une distribution granulométrique en volume. À partir de ce résultat, il est possible de calculer la distribution granulométrique en nombre (cf. annexe: B), ainsi que les différents diamètres représentatifs: d_{v10} , d_{v50} , d_{v90} , d_{32} ... Les figures 10.33 sont une illustration de cartographie granulométriques de différents types de tuyères [Ouerghi & Viallet (2007)]. Ces cartes superposent dans un repère Titre massique en gaz X_m et Pression amont P_{amont} : la granulométrie (au sens du diamètre de Sauter d_{32}) et le débit liquide \dot{m}_l . Les différentes zones mentionnées sur un graphique délimitent les essais réalisés avec une même position de couteaux.

Les tuyères à faible débit: $K2, K4$ et $K8$ n'ont pas nécessité la mise en œuvre d'un couteau pour découper le jet³² (figures 10.33(a) 10.33(b) 10.33(c)). La tuyère $K20$ (gros débit liquide) n'a pas pu être cartographiée sans l'usage de couteaux de découpe (zone 2 et 3 de la figure 10.33(d)). Ces couteaux ont pour conséquence directe de modifier l'écoulement. Plusieurs points peuvent recevoir un traitement particulier car ils ont la caractéristique d'être sur la frontière entre deux zones. Il est donc possible d'analyser l'influence de la présence d'un couteau dans le jet en comparant les mesures avec et sans couteaux. Le tableau

³²Pour certains points de mesures, nous avons préféré nous placer en dessous des limites (en terme de transmission) de l'instrument plutôt que d'insérer un outil perturbant le jet.



(a) Illustration d'une étude de sensibilité sur le diamètre de Sauter en fonction de la taille de l'entrefer et de la distance tuyère-couteaux. (b) Illustration d'une étude de sensibilité sur le diamètre représentatif d_{v10} en fonction de la taille de l'entrefer et de la distance tuyère-couteaux.

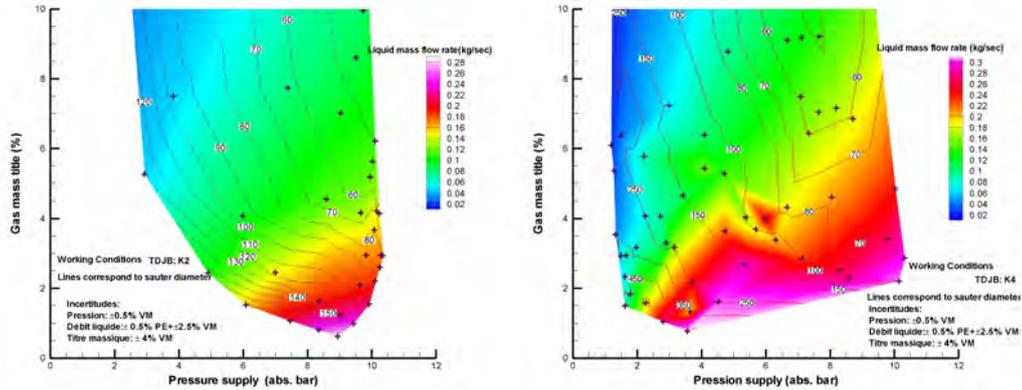


(c) Illustration d'une étude de sensibilité sur le diamètre représentatif d_{v90} en fonction de la taille de l'entrefer et de la distance tuyère-couteaux. (d) Illustration d'une étude de sensibilité sur la transmission en fonction de la taille de l'entrefer et de la distance tuyère-couteaux.

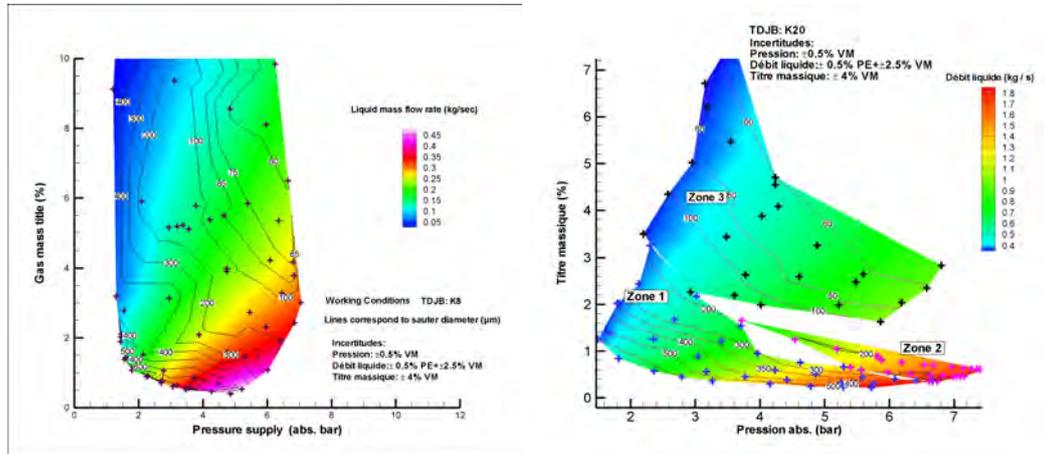
FIGURE 10.32 – Illustration de l'analyse de la sensibilité à la position des couteaux et à l'ouverture de son entrefer.

10.20 met en évidence l'influence de la présence des couteaux.

De nombreuses relations existent pour relier les diamètres caractéristiques du jet aux conditions génératrices. Nous avons essayé nombre d'entre elles sans pour autant obtenir de résultats franchement concluants (Ouerghi & Viallet (2007)). A ce stade, vu les difficultés de mesures rencontrées, toute conclusion pourrait sembler hâtive. Cependant une représentation a retenu notre attention, celle-ci est illustrée en figure 10.34. La figure représente $\rho_g V_{lim}^2$ en fonction de σ/d_{32} . Les régressions linéaires tracées ont pour but de mettre en évidence un nombre semblable à celui d'un Weber (We_{cal}) construit autour de la vitesse limite en sortie de tuyère (fonction du titre massique X_m et de la pression génératrice P_{amont}



(a) Illustration d'une cartographie granulométrique de la tuyère *K2*. (b) Illustration d'une cartographie granulométrique de la tuyère *K4*.



(c) Illustration d'une cartographie granulométrique de la tuyère *K8*. (d) Illustration d'une cartographie granulométrique de la tuyère *K20*.

FIGURE 10.33 – Illustration de cartographie granulométrique pour 4 types de tuyère différents. La zone 1 correspond à des mesures réalisées sans couteau, la zone 2 correspond à des mesures réalisées avec un couteau dont le bord d'attaque est placé à 160 mm de la sortie la tuyère et avec un entrefer de 50mm, la zone 3 correspond à des mesures réalisées avec un couteau dont le bord d'attaque est placé à 400 mm de la sortie la tuyère et avec un entrefer de 50mm.

et du diamètre de Sauter d_{32} grandeur mesurée dans le jet (cf. tableau 10.21)). Malgré la dispersion des points autour de la droite cette régression linéaire est un bon indicateur de la qualité de l'atomisation. Ainsi pour obtenir un même d_{32} il faudra consommer entre **2.6** et **2.8** fois plus de puissance pour les tuyères *K4* ou *K8* par rapport à la tuyère *K20*.

$$We_{cal} = \frac{2\rho_g [X_m r T \ln(P_{amont}/P_{sortie}) + (1 - X_m) [P_{amont} - P_{sortie}] / \rho_l]}{\sigma / d_{32}^{GDL}} \quad (10.22)$$

La réalisation de profils longitudinaux est présentée par la figure 10.35. Cette figure présente en fonction de la position radiale (distance à l'axe) la transmission ainsi que différents diamètres représentatifs d_{32} , d_{v10} , d_{v50} , d_{v90} . Deux séries d'essais ont été réalisées

	Pt 1	Pt 2	Pt 3	Pt 4	Pt 5
P_{amont}	2.3	2.9	3.6	5.5	6.4
\dot{m}_l	0.3	0.48	0.68	1.45	1.8
X_m	3.3%	2.3%	1.6%	0.5%	0.3%
d_{32}					
Zone 1	180	174	213	241	317
Zone 2	-	-	206	262	370
Zone 3	138	144	-	-	-
d_{v10}					
Zone 1	79	76	93	109	143
Zone 2	-	-	90	118	174
Zone 3	63	68	-	-	-
d_{v50}					
Zone 1	391	335	427	460	636
Zone 2	-	-	414	516	752
Zone 3	228	228	-	-	-
d_{v90}					
Zone 1	1431	1172	1256	1301	1586
Zone 2	-	-	1316	1475	1700
Zone 3	1058	850	-	-	-

TABLEAU 10.20 – Tableau comparatif de cinq points de comparaison

	Tuyère $K4$	Tuyère $K8$	Tuyère $K20$
We	28.8	26.2	10.8

TABLEAU 10.21 – Tableau comparatif des coefficients directeurs des trois régressions linéaires de la figure 10.34

pour s'assurer de la bonne reproductibilité des résultats (Traits pointillés: essais1 - Traits continus: essais2). La surperposition des courbes montre la bonne reproductibilité. La mesure de transmission se caractérise par deux zones distinctes. La première zone comprise entre $0mm$ et $50mm$ marque un niveau de transmission constant. La deuxième (au delà de $50mm$) est caractérisée par un accroissement rapide du niveau de transmission. Cette évolution est à relier à l'aire interfaciale développée par les gouttes présentes dans le volume de mesure (intersection du jet par le faisceau laser). Les différents diamètres représentatifs présentent un profil quasi plat sur toute la largeur du jet. Des extremums locaux sont cependant visibles sur les courbes représentant les plus gros diamètres (d_{v50} , d_{v90}). Les gouttes de plus petit diamètre (d_{v10}) sont distribuées de manière quasi uniforme sur toute la largeur du jet.

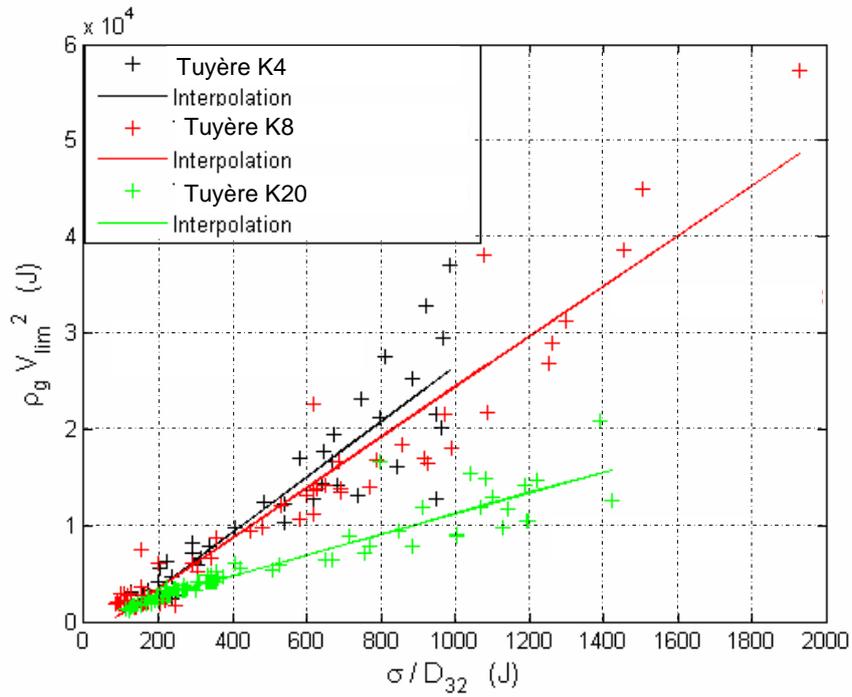


FIGURE 10.34 – Représentation graphique de $\rho_g V_{lim}^2$ en fonction de σ/d_{32} . σ est la tension de surface entre le liquide et le gaz et V_{lim} est la limite théorique de l'écoulement en sortie de tuyère

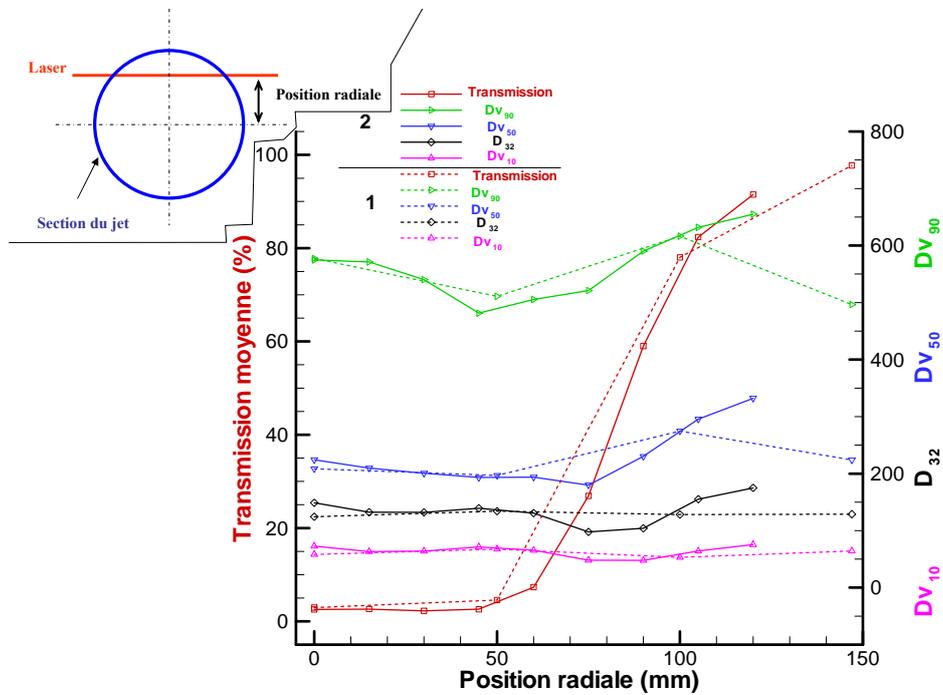


FIGURE 10.35 – Profils granulométriques réalisés sur la tuyère K20 à l'aide du granulomètre à diffraction laser.

10.4.5 Bilan sur le Granulomètre à Diffraction Laser

Le bilan sur le granulomètre à diffraction laser est assez partagé. Les différents essais réalisés ont montré que des résultats obtenus par la mise en œuvre de l'instrument sont exploitables sur un large domaine des points de fonctionnement. Les résultats obtenus corroborent les observations expérimentales. Des avancées notables sont à verser au crédit des campagnes de mesure menées avec le Granulomètre à Diffraction Laser comme les premières cartes granulométriques (figures: 10.33(a), 10.33(b), 10.33(c) et 10.33(d)) et les premières tentatives de relations entre conditions génératrices et caractéristiques granulométriques du jet (figure: 10.34). Néanmoins, malgré ces résultats encourageants, un certain nombre de mises en garde peuvent être formulées:

1. Les niveaux de transmission sont toujours limites et nécessitent l'utilisation de couteaux intrusifs. L'étude de sensibilité menée sur l'influence des couteaux (figure 10.32) ainsi que les mesures comparatives (tableau 10.20) montrent des écarts importants entre les résultats.
2. L'algorithme utilisé pour corriger la diffusion multiple est une grande source de questions lorsqu'on compare deux résultats obtenus avec et sans correction. En outre il est très important de rappeler qu'il ignore les conditions expérimentales (largeur du jet, distribution spatiale des gouttes, flux dans le volume de mesure....) et qu'ainsi il semble adapté uniquement au cas des jets peu larges.

10.5 Comparaison des Résultats

10.5.1 Démarches

Les instruments servant au diagnostic du jet reposent chacun sur des principes physiques différentes. Le tableau 10.23 résume les principales caractéristiques et différences de ces instruments.

La comparaison entre les instruments a été menée sur neufs points de fonctionnement différents sur une tuyère: la *K04*. Les mesures avec la Sonde Optique et le Granulomètre à Diffraction Laser ont été réalisées simultanément comme l'illustre la figure 10.36. Cette procédure a l'avantage de garantir que l'écoulement, au moment de la mesure, soit exactement identique. Les mesures avec l'interféromètre à phase Doppler n'ont pas pu être réalisées simultanément avec les autres instruments, cependant nous avons pris soin de reproduire les mêmes points de fonctionnement (Tableau 10.22).

Le tableau 10.22 synthétise les conditions génératrices en entrée de tuyère ainsi que les résultats obtenus avec le granulomètre à diffraction laser et l'interféromètre à diffraction Laser.

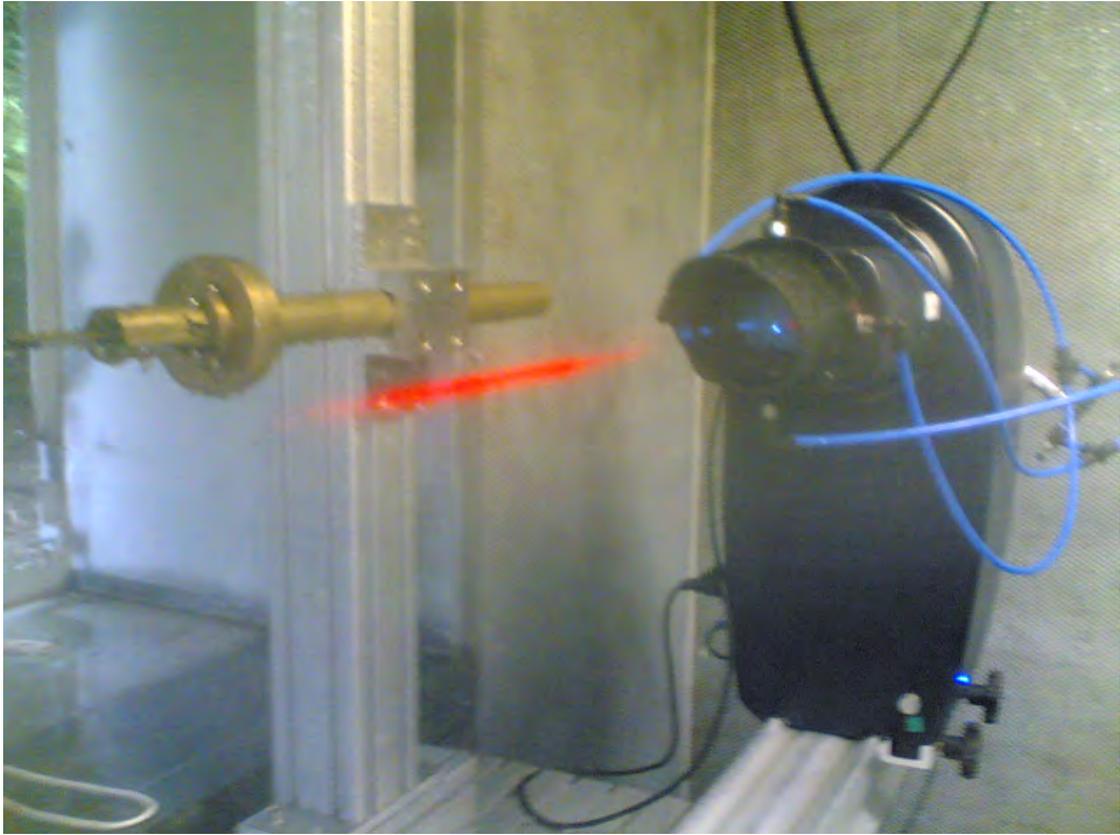


FIGURE 10.36 – Photo de la mise en œuvre simultanée du Granulomètre à Diffraction Laser et de la Sonde Optique

N°	P_{amont} (bar abs.)	\dot{m}_l (l/min)	X_m %	d_{32}^{IPD} μm	d_{32}^{GDL} μm	$(d_{32}^{IPD} - d_{32}^{GDL}) / d_{32}^{GDL}$
1	8.13	25.69	0.70	690	230	+200%
2	8.65	23.56	1.02	159	167	-4.7%
3	8.85	21.50	1.38	142	131	+8.3%
4	2.72	6.42	3.20	166	192	-13.5%
5	3.66	6.27	5.02	160	116	+37.9%
6	4.22	5.89	6.86	127	85	+49.4%
7	2.92	4.24	7.12	144	115	+25.2%
8	8.52	10.38	7.23	150	55	+172.7%
9	6.79	8.45	7.42	149	61	+144.4%

TABLEAU 10.22 – Synthèse des points de fonctionnements retenus pour l'analyse comparative entre les instruments. Symbole: IPD : pour Interféromètre à Phase Doppler, GDL : Granulomètre à Diffraction Laser

Les comparaisons en terme de diamètre de Sauter d_{32} entre le granulomètre à diffraction laser et l'interféromètre à phase Doppler mettent en évidence une grande disparité entre les résultats. Pour expliquer une telle disparité, de nombreuses questions peuvent être posées quant à la mise en œuvre de l'instrument.

Concernant le granulomètre à diffraction les limites et les biais de l'instrument sont déjà identifiées:

- Faible niveau de transmission à cause de la densité d'aire interfaciale.
- Largeur de spray importante introduisant du *vignelage* (si des gouttes se trouvent trop éloignées du capteur, leur signal de diffraction peut ne plus être collecté par la lentille de réception).
- Mesure sur toute la largeur du jet.
- Présence inévitable d'un gradient d'indice au sein de la phase gazeuse (présence non uniforme d'un mélange d'air sec et de vapeur d'eau) qui a pour conséquence de déformer³³ la figure de diffraction et conduit à une mauvaise interprétation du signal.
- Correction de la diffraction multiple par un algorithme propriétaire.

Concernant l'interféromètre à phase Doppler les limites et les biais de l'instrument sont aussi identifiés:

- Incapacité de l'instrument de traiter des signaux issus de spray denses (plusieurs gouttes dans le volume de mesure)
- Nécessité de choisir sa gamme de mesure de taille de goutte a priori
- La présence inévitable d'un gradient d'indice au sein du jet peut modifier l'angle entre les deux faisceaux, ce qui conduit à une mauvaise estimation de la vitesse (cf. equation 10.4) mais aussi à une erreur sur le calcul de la taille des gouttes (introduction d'un déphasage supplémentaire suite à chemin optique modifié par les gradients d'indice).
- Mesure locale

³³Comme le fait un mirage chaud ou froid!

	Interféromètre à Phase Doppler	Granulomètre à Diffraction Laser	Sonde Optique
Intrusif	Non (Méthode Optique)	Non (Méthode Optique)	Oui
Ponctuelle / Globale	Mesure ponctuelle	Mesure intégrée sur la largeur du jet	Mesure ponctuelle
Principe physique pour la mesure de la vitesse	Évaluation de la fréquence Doppler	-	Évaluation du temps de montée (temps de transition)
Principe physique pour évaluer la taille	Mesure de déphasages	Inversion de la figure diffraction	Produit du temps de présence de la goutte sur la sonde par sa vitesse
Résultats directs	Pour chaque goutte: diamètre et vitesse	Distribution granulométrique en volume des gouttes présentes dans le volume de mesure	Pour chaque goutte: corde et vitesse
Résultats secondaires	Distributions des diamètres et des vitesses Flux local ¹⁰¹	Concentration ¹⁰³	Distribution des vitesses Distribution des diamètres ¹⁰²
Points faibles principaux	Faible dynamique cf. tab:10.24-10.25, gouttes sphériques	Correction de la diffraction multiple - Fournit un résultat en toute circonstance !	Étalonnage (Relation Temps de montée - Vitesse)

TABLEAU 10.23 – Tableau comparatif des différences entre les instruments de mesure de taille et de vitesse

	<i>IPD</i>	<i>SO</i>
Vitesse Minimum	-100 m/sec	< 1m/sec
Vitesse Maximum	300 m/sec	25 m/sec sur banc d'étalonnage 330 m/sec théoriquement à 10 Mhz
Précision	±0.2%	En attente retour A2PS

TABLEAU 10.24 – Tableau comparatif des dynamiques des instruments pour la mesure des vitesses. ***IPD*** Interféromètre à Phase Doppler, ***SO*** Sonde Optique

	<i>IPD</i>	<i>GDL</i>	<i>SO</i>
Taille Minimum	0.5 μm	0.1 μm	En attente retour A2PS
Taille Maximum	2000 μm	2000 μm	Pas limitation
Précision	±0.5%	±1%	En attente retour A2PS

TABLEAU 10.25 – Tableau comparatif des dynamiques des instruments: ***IPD*** Interféromètre à Phase Doppler, ***GDL*** Granulomètre à Diffraction Laser, ***SO*** Sonde Optique

10.5.2 Synthèses comparatives des instruments

La comparaison des résultats est menée autour d'une étude sur les diamètres de Sauter mesurés par les trois instruments ainsi que les vitesses moyennes mesurées par l'interféromètre à phase Doppler et la sonde optique. Concernant l'interféromètre à phase Doppler et le granulomètre à diffraction laser, les résultats sont considérés comme étant des "références" en regard des résultats donnés par la Sonde Optique. En effet, la loi d'étalonnage de la sonde optique étant discutable, nous nous sommes efforcés de la corriger pour obtenir un meilleur accord entre les instruments. Le calcul des deux coefficients³⁴ de la loi d'étalonnage³⁵ est réalisé en minimisant la somme des écarts au carré d'une grandeur commune aux instruments de "référence" et à la sonde optique.

$$\sum \left(d_{32}^{SO} - d_{32}^{ref} \right)^2 \quad (10.23)$$

$$\sum \left(\bar{V}^{SO} - \bar{V}^{ref} \right)^2 \quad (10.24)$$

Le choix retenu pour la grandeur a été successivement celui du diamètre de Sauter et celui de la vitesse moyenne car ces deux grandeurs sont directement reliées à la loi d'étalonnage

¹⁰¹ En sachant évaluer le volume de mesure

¹⁰³ En sachant évaluer la largeur du jet

¹⁰² Sous certaines hypothèses

³⁴ L_s la longueur sensible de la sonde et a l'exposant cf. paragraphe 10.3 et l'annexe M

³⁵ pour mémoire: aujourd'hui un des points le plus sensible de l'instrument, cf. paragraphe 10.3

de la sonde optique.

$$\overline{V}^{SO} = L_s \overline{TM^a} \quad (10.25)$$

$$d_{32}^{SO} = \frac{3}{2} L_s \overline{TM^a TL} \quad (10.26)$$

avec L_s la longueur sensible de la sonde optique, a l'exposant associé à loi d'étalonnage, TM le temps de montée du signal et TL le temps liquide (cf. paragraphe 10.3). La figure 10.37 donne une représentation graphique de cette fonction (noté err^2) pour différentes valeurs de longueur sensible et d'exposant (nous minimisons ici l'écart entre la vitesse moyenne obtenue par l'interféromètre à phase Doppler et la sonde optique). Cette figure met en évidence un minimum correspondant aux valeurs "*optimum*", corrigées de la loi d'étalonnage.

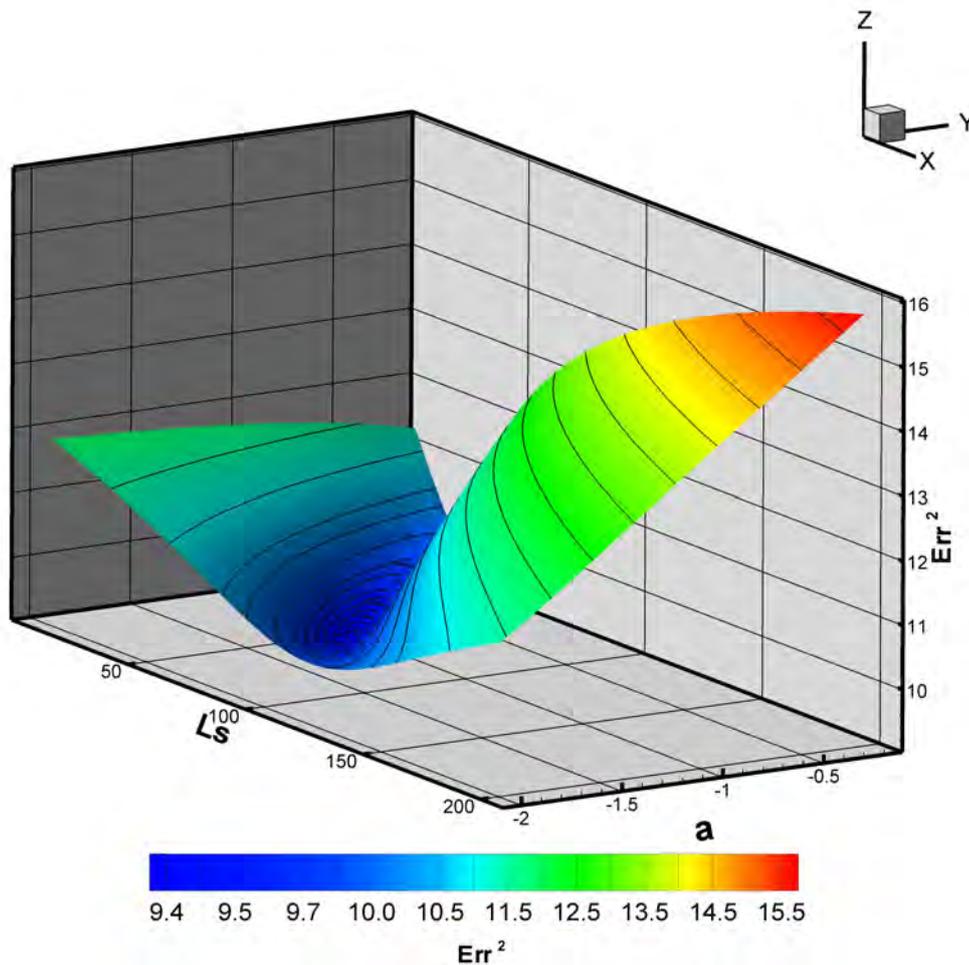


FIGURE 10.37 – Représentation graphique de la fonction servant à définir les valeurs optimales des coefficients de la loi d'étalonnage de la sonde optique.

Cette démarche a été menée par trois approches successives permettant de calculer les deux coefficients de la loi d'étalonnage:

1. La loi d'étalonnage est calculée de manière à minimiser la somme des écarts au carré entre le diamètre de Sauter mesuré par le granulomètre à diffraction laser et le d_{32} obtenu par la sonde optique. $\sum (d_{32}^{SO} - d_{32}^{GDL})^2$. (Figures 10.38(a) et 10.38(b))
2. La loi d'étalonnage est calculée de manière à minimiser la somme des écarts au carré entre le diamètre de Sauter mesuré par l'interféromètre à phase Doppler et le d_{32} obtenu par la sonde optique. $\sum (d_{32}^{SO} - d_{32}^{IPD})^2$. (Figures 10.38(c) et 10.38(d))
3. La loi d'étalonnage est calculée de manière à minimiser la somme des écarts au carré entre la vitesse moyenne mesurée par l'interféromètre à phase Doppler et la sonde optique. $\sum (\bar{V}^{SO} - \bar{V}^{IPD})^2$. (Figures 10.38(e) et 10.38(f))

Optimum	fonction	Ls	a
Au sens du d_{32}^{GDL}	$\sum (d_{32}^{SO} - d_{32}^{GDL})^2$	$69.8\mu m$	-1.19
Au sens du d_{32}^{IPD}	$\sum (d_{32}^{SO} - d_{32}^{IPD})^2$	$55.8\mu m$	-1.01
Au sens de \bar{V}^{IPD}	$\sum (\bar{V}^{SO} - \bar{V}^{IPD})^2$	$62.4\mu m$	-0.82

TABLEAU 10.26 – Tableau récapitulatif des valeurs optimum de la loi d'étalonnage en fonction de l'instrument et de la grandeur retenue.

Le tableau 10.26 donne les valeurs des coefficients d'étalonnage corrigés de la sonde optique en fonction de l'instrument et de la grandeur physique retenue pour l'analyse. Les valeurs de longueur sensible sont autour de $55.8\mu m \pm 10\%$. Les valeur de l'exposant de la loi d'étalonnage sont en moyenne autour de $-1 \pm 20\%$. Les figures 10.38a-b-c-d-e-f comparent dans chacune des situations envisagées les vitesses et les diamètres de Sauter. Ces courbes mettent en évidence que quelque soit l'instrument de "référence" si l'optimum de loi d'étalonnage est recherché suivant un critère basé sur le diamètre de Sauter d_{32} , la vitesse obtenue par la sonde optique est sous-estimée par rapport à celle de l'interféromètre à pase Doppler. Inversement, si l'optimum de loi d'étalonnage est recherché suivant un critère basé sur la vitesse moyenne \bar{V}^{IPD} , les diamètres de Sauter obtenus par la sonde optique sont surestimés par rapport à ceux obtenus par le granulomètre à diffraction et l'interféromètre à phase Doppler. Ce constat résulte plus généralement du désaccord entre les différentes mesures réalisées avec les trois instruments.

10.6 Bilan

Ce chapitre explore diverses techniques de mesure pour caractériser la taille et la dynamique des gouttes en fonction des conditions de fonctionnement. Force est de constater que les résultats obtenus sont assez décevants en regard de l'investissement en temps et en moyens. De nombreuses questions sont soulevées aussi bien sur l'indice de confiance à accorder aux résultats obtenus, que sur la validité des instruments dans leur mise en

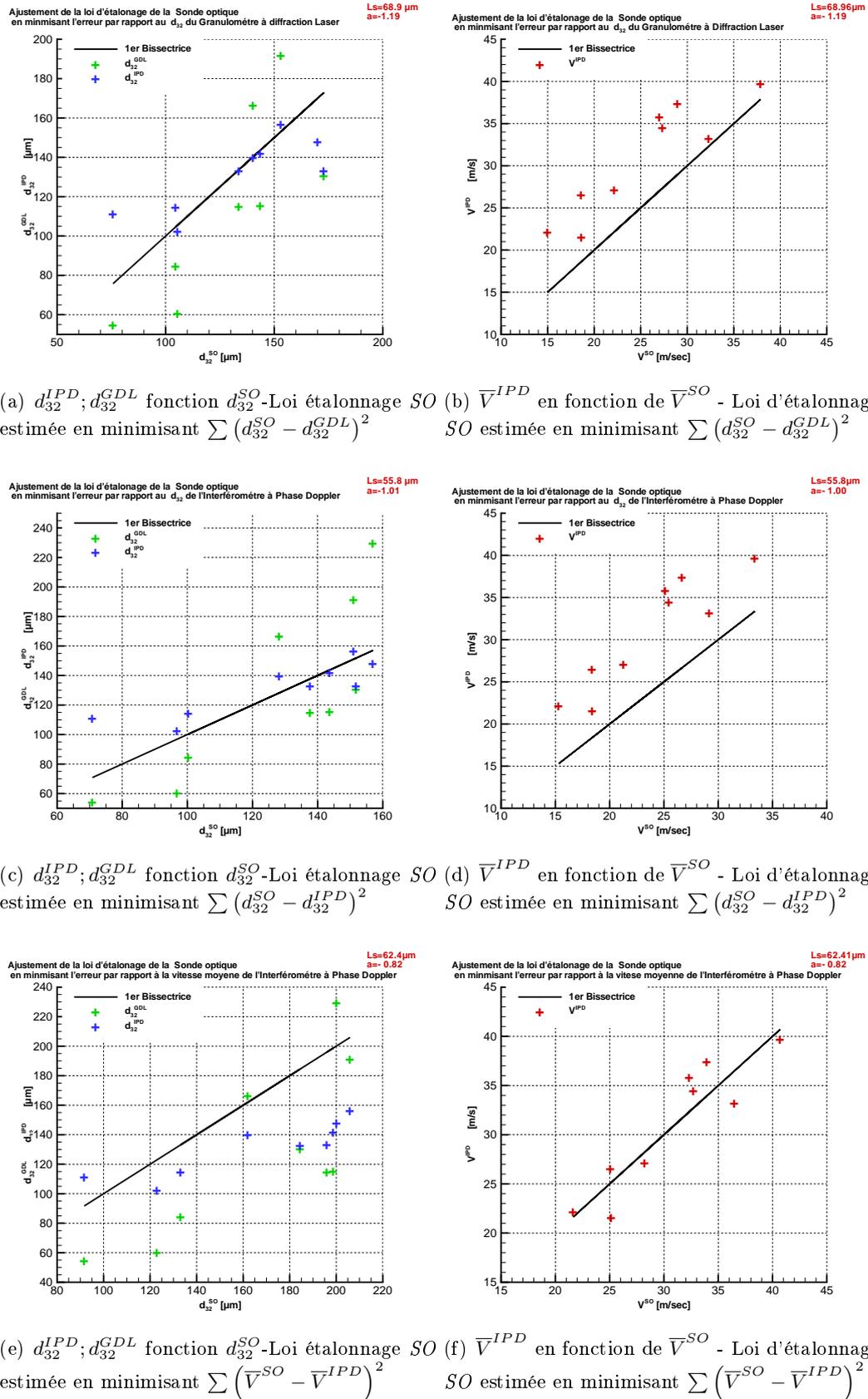


FIGURE 10.38 – Représentation des d_{32}^{IPD} et d_{32}^{GDL} fonction de d_{32}^{SO} et \bar{V}^{IPD} en fonction de \bar{V}^{SO} dans les différents cas d'optimisation

œuvre. L'inter-comparaison des instruments est quant à elle soumise à autant d'interrogations car aucun instrument ne semble donner des informations suffisamment semblables. Cependant il est bon de rappeler que le contexte de mise en place des instruments est extrêmement sévère et, dans tous les cas, au delà des recommandations constructeurs. De nombreux résultats ont été ainsi acquis et ont pour l'instant valeurs de référence (jusqu'à ce qu'une nouvelle campagne viennent les infirmer ou les conforter). Ces résultats s'illustrent principalement par:

- les cartes granulométriques obtenues par le granulomètre à diffraction laser.
- les formes de distributions de vitesse et de taille de gouttes déduites de l'analyse des résultats produits par l'interféromètre à phase Doppler.
- la formulation d'une première relation reliant granulométrie et conditions génératrices.

Quatrième partie

Conclusion & perspectives

Conclusion & Perspectives

Les tuyères à écoulement diphasique sont capables de produire des jets diphasiques , combinant deux qualités principales : une atomisation fine de la phase liquide (brouillard d'eau) et une grande dynamique (jet pénétrant). Ces qualités ont ouvert des perspectives d'application très prometteuses aussi bien en lutte contre l'incendie qu'en refroidissement à haut flux contrôlé. Dans ce cadre général, la contribution apportée ici s'est efforcée de faire le lien entre une problématique scientifique très variée et les impératifs technologiques de la maîtrise des applications. Le bilan des accomplissements dressé ci-dessous s'efforce de les classer par rubriques :

Concernant l'identification et la compréhension des phénomènes physiques de base mis en œuvre dans les tuyères diphasiques à jet de brouillard:

- Dans la tuyère, l'atomisation effervescente de l'écoulement pré-mélangé repose principalement sur un intense transfert de quantité de mouvement et d'énergie entre les deux phases de l'écoulement. Cette atomisation s'opère au cours d'une détente accélératrice quasi-isotherme. L'atomisation résulte principalement de la compétition entre la tension interfaciale et la traînée due à la vitesse relative de la phase gazeuse. Ce mécanisme domine car le fort gradient de pression axiale régnant au sein de la tuyère entraîne une accélération différentielle des phases en raison de leur grand écart de densité.
- Le jet libre présente une inertie élevée, liée à la présence de la phase liquide dispersée. Son développement s'accompagne d'un entraînement d'air extérieur dont la modélisation et la quantification reste à mieux appréhender.
- La densité d'aire interfaciale élevée du jet (granulométrie fine) associée à la bonne dynamique des gouttes constitue la raison première de la grande capacité du jet de brouillard à se vaporiser rapidement et ainsi à extraire des quantités de chaleur très élevées. Ceci explique les extinctions ou les refroidissements, rapides et faiblement consommateurs d'eau, observés lors des essais réalisés en situation réelle.

Concernant les méthodes mises en œuvre elles ont permis de comprendre et de modéliser et de caractériser:

- Le modèle 1D homogène en tuyère est certes simpliste, mais il constitue un bon outil de prédiction des points de fonctionnement de tuyères et des caractéristiques globales du jet : débit, vitesse initiale...
- Le modèle 1D dispersé a été formulé d'une part pour l'écoulement en tuyère d'autre part pour l'écoulement en jet libre. Il reste une approche très sommaire d'un milieu complexe. Il constitue néanmoins un bon outil pour l'optimisation de géométrie de tuyère et pour l'analyse comparée modèle versus mesure. Il est un bon outil de prédiction de performance et d'aide à la l'identification des mécanismes dominants.
- La configuration d'écoulement aux conditions de sortie de tuyère et pour la gamme de conditions génératrices (titre massique et pression génératrice) correspond à une phase liquide dispersée. Ce n'est pas nécessairement le cas à l'entrée de la tuyère. En effet, dans cette zone, l'écoulement peut présenter des configurations variées (à bulles, à bouchons ou annulaire...). Le modèle dispersé présenté et utilisé dans le présent travail, comporte le liquide comme phase dispersée. Il n'est donc pas en mesure de renseigner ou de décrire la transition de configuration. Il nous est cependant apparu comme raisonnable d'étendre cette configuration à l'ensemble de l'écoulement interne à la tuyère.
- L'expérimentation sur banc d'essai au laboratoire permet le contrôle et la mesure des caractéristiques de fonctionnement des tuyères en fonction des géométries et des conditions génératrices. Elle permet aussi de mettre en œuvre des mesures de taille et de vitesse de gouttes dans le jet de brouillard.
- Les méthodes de mesure utilisées dans le jet libre et sur la tuyère ont été multiples. Leur mise en œuvre a été difficile en raison d'une utilisation aux limites actuelles des instruments (voire au delà). Malgré l'utilisation des méthodes les plus abouties du moment, les résultats sont parfois décevants en raison de leur manque de cohérence. Il reste de nombreuses interrogations qui sont, selon notre analyse, étroitement liées au caractère à la fois très dense, très dispersé et très rapide du jet de brouillard ainsi qu'aux valeurs très élevées des gradients de toutes les grandeurs caractéristiques de l'écoulement au sein de la tuyère. Elles ont néanmoins permis d'apporter quelques résultats incontestables et laissent une large place à des progrès attendus sur les performances des instruments de mesure.
- Les essais en site industriel, aussi bien pour l'extinction ou la protection incendie que pour le refroidissement à haut flux, constituent un outil essentiel pour quantifier par des bilans globaux et des temps caractéristiques d'extinction ou de refroidissement

les performances applicatives potentielles des TDJB. Cette phase est essentielle pour que le transfert de compétence s'opère de manière réciproque entre le milieu scientifique et industriel. Le dépôt de brevet conjoint et le début de commercialisation de produits industriels en sont les fruits.

Il serait prématuré de fixer définitivement les limites des applications des TDJB. Cela dit, il faut souligner que, si les TDJB se placent dans le contexte des systèmes à brouillard d'eau, elles s'en distinguent par une dynamique du jet qui est unique à notre connaissance. Cette dynamique constitue la force majeure des TDJB qui permettent une protection ou un refroidissement à distance (jusqu'à quelques mètres). Elle peut constituer également sa faiblesse en raison de la grande directivité de la distribution du brouillard d'eau. Ainsi une tuyère unique permet un ciblage local de protection ou de refroidissement. C'est par combinaison de tuyères multiples, utilisées en croisement de jet ou en appariement de jets parallèles, que s'offrent des solutions de protection d'objets multiples (en volume) ou de matériaux mobiles (bandes chaudes au défilement).

Le travail accompli ouvre de larges perspectives. Il est clair qu'en raison de sa diversité l'ensemble des volets de ce travail mérite d'être approfondi. Cela dit, sans prétendre à l'exhaustivité, nous proposons ici quelques axes qui pourront à relativement court terme être approfondis:

- La modélisation et la mesure du jet libre doivent être poursuivies en vue de caractériser la frontière du jet (mesure) et de calibrer le taux d'entraînement d'air (modèle 1D dispersé).
- Un modèle dispersé 2D (axisymétrique) pourrait être associé à des mesures de distribution axiale et radiale (vitesse et taille de gouttes, concentration locale de débit de la phase liquide). Cette approche permettra de mieux décrire le développement du jet en vue de la maîtrise des applications. Cela dit elle restera une approximation permanente moyenne d'un jet qui présente, de manière évidente, des fluctuations importantes liées en particulier au caractère intermittent de la frontière du jet (instabilité de cisaillement) ainsi qu'à la turbulence au cœur du jet.
- De nombreuses applications industrielles mettent en œuvre des jets multiples. Ces jets sont croisés ou parallèles. Les phénomènes d'interaction et d'appariement de jet doivent être examinés. Une approche combinant dans un premier temps expérimentation puis modélisation aura pour objectif de déterminer les distributions de taille, vitesse et concentration de débit de la phase dispersée résultant de l'interaction de jets multiples. Du point de vue applicatif il s'agira de préciser les taux de foisonnement préconisés pour obtenir des distributions relativement uniformes en largeur ou en volume.

- Enfin l'interaction du jet avec une zone chaude, flamme ou paroi chaude, mérite un effort de modélisation. Dans un premier temps la caractérisation expérimentale de taux global d'évaporation pourra être complétée par une modélisation locale de l'impact d'une goutte puis de gouttes multiples sur une paroi chaude.

Cinquième partie

Annexes

Annexe A

Volume de mesure de l'Interféromètre à phase Doppler

Le volume de mesure est le volume apparent à travers lequel passent les particules mesurées par l'Interféromètre à Phase Doppler. Le volume de mesure est défini par la dimension des faisceaux lasers (au point de focalisation) et la largeur de la fente disposée sur le récepteur. La forme du volume de mesure peut être vue comme la coupe d'un ellipsoïde de révolution à section circulaire¹. La largeur et l'angle de la coupe du volume de mesure sont déterminés par la largeur de la fente disposée sur le récepteur, les optiques et l'angle du récepteur par rapport aux rayons incidents. L'angle des deux faisceaux formant le volume de mesure est suffisamment petit pour que l'on considère que le volume de mesure, vu par le récepteur, soit assimilable à un cylindre.

Le diamètre du cylindre apparent du volume de mesure croît avec la taille des particules mesurées. Cela est dû à la relation entre la quantité de lumière incidente dispersée par la particule (proportionnelle à la surface de la particule) et le caractère gaussien des profils transversaux d'intensité lumineuse. L'intensité du profil transversal d'un faisceau laser incident I_i peut se mettre sous la forme:

$$I_i(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{r_w^2}\right) \quad (\text{A.1})$$

où r est la position radiale par à l'axe du faisceau, et r_w le rayon du laser tel que $I_i = I_0/e^2$.

L'intensité de la lumière diffusée I_s par une goutte de diamètre d est proportionnelle à sa surface. En combinant le profil gaussien on obtient:

$$I_s(r,d) = K I_i(r) d^2 = K I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{r_w^2}\right) d^2 \quad (\text{A.2})$$

¹ballon de rugby

où K est une constante dépendant de la nature de la goutte.

Un minimum d'intensité est nécessaire au récepteur pour détecter une goutte. Cette intensité I_{min} détermine le rayon maximum au delà duquel une particule n'est plus détectable en fonction de sa taille. En combinant les équations précédentes on obtient la relation reliant le diamètre apparent D_{pv} du volume de mesure avec la taille des gouttes.

$$D_{pv}(d)^2 = D_{pv\ max}^2 - 4r_w^2 \ln\left(\frac{d_{max}}{d}\right) \quad (\text{A.3})$$

où d_{max} est la taille de la plus grande goutte et $D_{pv\ max}$ le diamètre maximum au delà duquel il n'est plus possible de détecter des gouttes de diamètre d_{max} . Par ailleurs, il est possible de définir:

- d_{min} le diamètre minimum de la goutte en deçà duquel il n'est plus possible de distinguer bruit et signal. Ce diamètre correspond à une goutte passant exactement au centre du volume de mesure ($r = 0$ Maximum d'intensité)

$$I_{min} = K I_0 d_{min}^2 \quad (\text{A.4})$$

- d_{sat} le diamètre maximum de la goutte dont la trajectoire passe au centre du volume de mesure et qui sature tout juste le détecteur

$$I_{max} = K I_0 d_{sat}^2 \quad (\text{A.5})$$

En combinant ces équations on montre que:

$$D_{pv\ max}^2 = 4r_w^2 \ln\left(\frac{d_{max}}{d_{min}}\right) \quad (\text{A.6})$$

$$d_{sat} = d_{max} \sqrt{\frac{I_{max}}{I_{min}}} \exp\left[-\frac{D_{pv\ max}^2}{4r_w^2}\right] \quad (\text{A.7})$$

L'intérêt de faire apparaître ces diamètres réside dans leur relation avec les données constructeurs. Le quotient d_{max}/d_{min} est appelé la dynamique de l'instrument et vaut en fonction du constructeur de 50 à 200. Concernant le cas de d_{sat} plusieurs cas ont envisageable:

- $d_{sat} \geq d_{max}$ c'est le cas le plus enviable toutes les gouttes qui passent dans le volume de mesure sont détectées.
- $d_{sat} < d_{max}$ c'est malheureusement un cas fréquent, toutes les gouttes dont le diamètre est supérieur à d_{sat} saturent le détecteur et sont automatiquement des gouttes écartées des statistiques.

En projetant le volume de mesure sur l'ensemble de réception (optique +fente), on détermine la surface de mesure PA :

$$PA(d) = \frac{D_{pv} a_r}{\sin\theta} \quad (\text{A.8})$$

$$a_r = a \frac{L_1}{L_2} \quad (\text{A.9})$$

où a_r est la fente résultante vue au travers des lentilles L1 et L2 de longueur focale L_1 et L_2 . La surface de mesure PA est une fonction de la taille de la goutte. Pour calculer le flux réel local de gouttes par rapport au flux local de gouttes passant dans le volume de mesure ET analysé par le récepteur, il est nécessaire d'apporter un facteur correctif:

$$\dot{N}_{rel} = \dot{N}_{mesur} \frac{PA(d)}{PA(d_{max})} \quad (\text{A.10})$$

Annexe B

Relation entre une distribution granulométrique en nombre et une distribution en volume

Soit P_{ni} la probabilité en nombre d'existence d'une goutte de diamètre d_i et P_{vi} la probabilité en volume d'existence d'une goutte de diamètre d_i .

Le nombre total de gouttes N_{tot} et le nombre de goutte de la classe i : N_i

$$\sum_{i \in \mathbb{N}} N_i = N_{tot} \quad (\text{B.1})$$

$$N_i = P_{ni} N_{tot} \quad (\text{B.2})$$

Le volume total de gouttes V_{tot} et le volume de goutte de la classe i : V_i

$$\sum_{i \in \mathbb{N}} V_i = V_{tot} \quad (\text{B.3})$$

$$V_i = P_{vi} V_{tot} \quad (\text{B.4})$$

Le volume de goutte de la i^{eme} classe V_i peut être relié au Nombre de gouttes N_i en remarquant que:

$$V_i = \frac{\pi d_i^3}{6} N_i \quad (\text{B.5})$$

d'où

$$\sum V_i = \frac{\pi}{6} \sum d_i^3 N_i \quad (\text{B.6})$$

$$V_{tot} = \frac{\pi}{6} N_{tot} \sum d_i^3 P_{ni} \quad (\text{B.7})$$

or

$$\frac{V_{tot}}{N_{tot}} = \frac{V_i P_{ni}}{N_i P_{vi}} \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{V_{tot}}{N_{tot}} = \frac{\pi d_i^3 P_{ni}}{6 P_{vi}} \quad (\text{B.9})$$

d'où

$$\frac{\pi d_i^3 P_{ni}}{6 P_{vi}} = \frac{\pi}{6} \sum d_i^3 P_{ni} \quad (\text{B.10})$$

$$P_{vi} = \frac{\pi/6 d_i^3 P_{ni}}{\pi/6 \sum d_i^3 P_{ni}} \quad (\text{B.11})$$

donc:

$$P_{vi} = \frac{d_i^3 P_{ni}}{\sum d_i^3 P_{ni}} \quad (\text{B.12})$$

$$P_{ni} = \frac{P_{vi}/d_i^3}{\sum P_{vi}/d_i^3} \quad (\text{B.13})$$

La généralisation aux distributions continues est possible (en supposant que les fonctions sont au moins intégrables).

Annexe C

Détermination du Flux de gouttes à partir d'une distribution

Soit un débit massique total de liquide: \dot{m}_l constitué de gouttes caractérisées par une distribution granulométrique P_n (ou P_v cf. paragraphe: B). Le flux de gouttes de la classe granulométrique i est \dot{N}_i et se relie au flux de goutte totale \dot{N}_{tot} :

$$\dot{N}_i = P_{ni} \dot{N}_{tot} \quad (C.1)$$

le débit massique total de liquide peut alors s'exprimer comme la somme des masses de chaque goutte:

$$\dot{m}_l = \sum \left[\rho_l \dot{N}_i \frac{\pi d_i^3}{6} \right] \quad (C.2)$$

où $\rho_l \dot{N}_i \frac{\pi d_i^3}{6}$ est le flux massique de la i^{eme} classe de goutte

d'où

$$\dot{m}_l = \rho_l \frac{\pi}{6} \dot{N}_{tot} \sum [P_{ni} d_i^3] \quad (C.3)$$

donc

$$\dot{N}_{tot} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} \frac{1}{\pi/6 \sum P_{ni} d_i^3} \quad (C.4)$$

or nous avons montré que:

$$P_{ni} = \frac{P_{vi}/d_i^3}{\sum P_{vi}/d_i^3} \quad (C.5)$$

donc:

$$\dot{N}_{tot} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} \sum \frac{P_{vi}}{\pi/6 d_i^3} \quad (C.6)$$

$$\dot{N}_{tot} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l d_{30}^3} \quad (C.7)$$

La figure C.1 donne dans le cas d'une distribution log-normale, les valeurs du diamètre représentatif d_{30} en fonction de la moyenne et de l'écart type de la distribution.

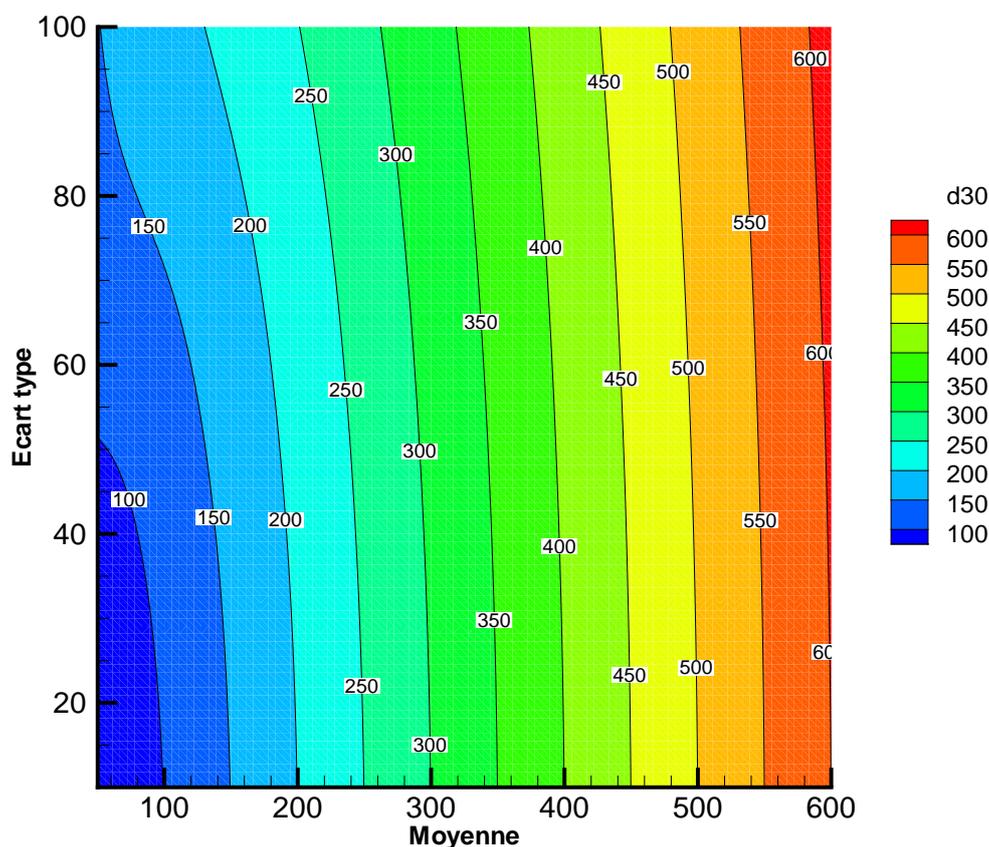


FIGURE C.1 – d_{30} calculé dans le cas d'une distribution log-normale en fonction de la moyenne (d_{10}) et de l'écart type de de la distribution ($\sqrt{d_{20}^2 - d_{10}^2}$)

La figure C.2 donne le flux total de gouttes \dot{N}_{tot} (exprimé en Nombre de gouttes par seconde) en fonction du débit liquide et du diamètre d_{30} . Cette figure a été tracée dans le cas particulier où $\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$. Le flux total de gouttes est d'autant plus grand que le débit liquide est important et que le diamètre d_{30} est petit. Les flux de gouttes sont compris entre quelques dizaines de milliers de gouttes par seconde (10^4) à quelques dizaines de milliards de gouttes par seconde (10^{10}) et ce pour des valeurs de débit liquide comprises entre 0.01 kg/s (0.6 l/min) et 2 kg/s (120 l/min) et des valeurs de d_{30} comprises entre 50 μm et 1000 μm .

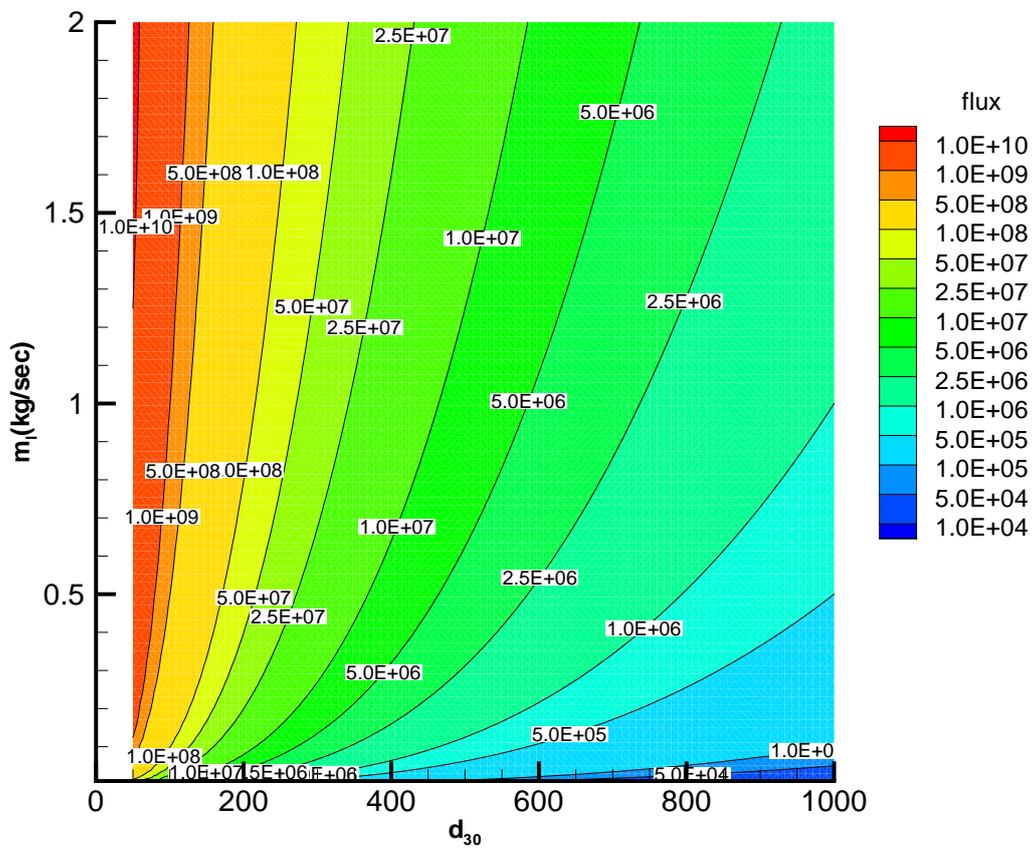


FIGURE C.2 – Flux total \dot{N}_{tot} en fonction du d_{30} et du débit liquide \dot{m}_l dans le cas où $\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$

Annexe D

Détermination de la concentration numérique de gouttes à partir de distributions

Soit P_n^d la probabilité de taille basée sur le nombre de gouttes et P_n^v la probabilité de vitesse basée sur le nombre de gouttes. La notation P_{nj}^d indique la probabilité en nombre de trouver la taille d_j et P_{nk}^v indique la probabilité en nombre de trouver la vitesse V_k . La concentration numérique de gouttes $C_{n\ j;k}$ de taille d_j et de vitesse V_k est reliée au flux total de goutte $\dot{N}_{j;k}$ ayant la vitesse V_k et la taille d_j par la relation:

$$C_{n\ j;k} = \frac{\dot{N}_{j;k}}{AV_k} \quad (\text{D.1})$$

où A est la section de passage.

Le flux total de gouttes peut s'exprimer par la relation:

$$\dot{N}_{j;k} = P_{n\ j;k} \dot{N}_{tot} \quad (\text{D.2})$$

où $P_{n\ j;k}$ la distribution jointe en nombre taille-vitesse. Le flux total \dot{N}_{tot} de gouttes est donné par la relation (paragraphe: C):

$$\dot{N}_{tot} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} \frac{1}{\pi/6 \sum P_{ni}^d d_i^3} \quad (\text{D.3})$$

En combinant les différentes équations on obtient:

$$C_{n\ j;k} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l AV_k} \frac{P_{n\ j;k}}{\pi/6 \sum_{i \geq 1} P_{ni}^d d_i^3} \quad (\text{D.4})$$

La concentration numérique de gouttes de taille d_j s'exprime comme une somme:

$$C_{nj} = \sum_{k \geq 1} C_{n \ j;k} \quad (\text{D.5})$$

$$C_{nj} = \frac{\dot{m}_l / \rho_l}{A\pi/6 \sum P_{n_i}^d d_i^3} \sum_{k \geq 1} \frac{P_{n \ j;k}}{V_k} \quad (\text{D.6})$$

Annexe E

Surface d'échange

Soit un flux numérique \dot{n} de gouttes de diamètre d traversant une surface A à la vitesse V_l . Le débit massique de liquide est alors:

$$\dot{m}_l = \dot{n} \rho_l \frac{\pi d^3}{6} \quad (\text{E.1})$$

Soit δN le nombre de gouttes contenues dans une tranche d'écoulement d'épaisseur δz :

$$\delta N = \dot{n} \frac{\delta z}{V_l} \quad (\text{E.2})$$

La surface d'échange δS_{ech} développée par ces δN gouttes dans la tranche d'écoulement d'épaisseur δz est:

$$\delta S_{ech} = \delta N \pi d^2 \quad (\text{E.3})$$

$$\delta S_{ech} = \dot{n} \frac{\delta z}{V_l} \pi d^2 \quad (\text{E.4})$$

$$\delta S_{ech} = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l \pi d^3 / 6} \pi d^2 \frac{\delta z}{V_l} \quad (\text{E.5})$$

$$\delta S_{ech} = \frac{6 \dot{m}_l}{d} \frac{\delta z}{\rho_l V_l} \quad (\text{E.6})$$

or le débit massique de liquide traversant la section A peut être défini de la manière suivante:

$$\dot{m}_l = \rho_l (1 - \alpha) V_l A \quad (\text{E.7})$$

d'où l'expression de la densité de surface d'échange γ

$$\gamma = \frac{\delta S_{ech}}{A \delta z} = \frac{6(1 - \alpha)}{d} \quad (\text{E.8})$$

Cette démonstration peut être reproduite en prenant non plus une taille de goutte unique mais distribuée. Le résultat est alors exprimé en fonction du diamètre de Sauter d_{32} .

$$\gamma = \frac{\delta S_{ech}}{A\delta z} = \frac{6(1-\alpha)}{d_{32}} \quad (\text{E.9})$$

Annexe F

Indépendance taille vitesse par une méthode du χ^2

Soit une distribution jointe en nombre: $P_n(V,d)$ évaluée expérimentalement. *Les deux grandeurs taille et vitesse sont-elles liées ou indépendantes?* Une méthode basée sur un test du χ^2 est proposée pour répondre à cette interrogation.

Si les deux variables taille et vitesse sont indépendantes alors la probabilité d'avoir à la fois la vitesse V_i et la taille d_j est égale aux produits des probabilités.

$$\forall (i,j) \in \mathbb{N}^2 P_n(V_i,d_j) = P_n(V_i)P_n(d_j) \quad (\text{F.1})$$

Ainsi si taille et vitesse sont indépendantes:

$$\sum_{(i,j) \in \mathbb{N}^2} [P_n(V_i,d_j) - P_n(V_i)P_n(d_j)] = 0 \quad (\text{F.2})$$

Soit N_{tot} le nombre total d'événements détectés, pour vérifier si la relation précédente est vraie on pose la variable e tel que:

$$e^2 = N_{tot} \sum_{i \in \mathbb{N}} \sum_{j \in \mathbb{N}} \left[\frac{(P_n(V_i,d_j) - P_n(V_i)P_n(d_j))^2}{P_n(V_i,d_j)} \right] \quad (\text{F.3})$$

On pose donc 2 hypothèses et on cherche un critère pour les départager:

- H_0 **L'hypothèse Nulle** Les deux variables Tailles et Vitesses sont indépendantes.
- H_1 **L'hypothèse Alternative** Les deux variables Tailles et Vitesses **ne** sont **pas** indépendantes.

Cette statistique suit asymptotiquement une Loi du χ^2 à $(n_I - 1)(n_J - 1)$ degrés de liberté (noté L), avec n_I le nombre de classes de vitesse et n_J le nombre de classes granulométriques [Greenwood & Nikulin (1996)]. C'est cette loi qui est retenue pour évaluer le seuil au delà duquel on risque de se tromper à tort, en rejetant l'hypothèse H_0 selon

laquelle les deux variables sont indépendantes, on utilise une distribution du χ^2 . (**Le risque R consiste conclure H_1 (dépendance) alors que H_0 (indépendance) est vraie**)

- Si $e^2 > \chi^2(L,R)$, La valeur de e^2 observée étant supérieure à $\chi^2(L,R)$, on peut rejeter H_0 et affirmer avec un risque d'erreur de $R\%$ (R =risque) que les deux variables sont indépendantes.
- Si $e^2 < \chi^2(L,R)$, La valeur de e^2 observée étant inférieure à $\chi^2(L,R)$, on peut affirmer qu'il existe une relation entre les deux variables sauf à admettre un risque d'erreur supérieur à $R\%$ (R =risque).

Il est possible aussi de calculer le risque R_{min} tel que $e^2 = \chi^2(L,R_{min})$. Ce risque R_{min} est le risque minimum permettant de rejeter H_0 et d'affirmer qu'il existe une relation entre les variables. Plus cette valeur est faible, plus on peut affirmer, avec un faible risque d'erreur, qu'il existe une relation entre les deux caractères. Cette valeur minimum de rejet de H_0 est donc inversement proportionnelle à la significativité de la relation entre les deux caractères étudiés.

Les conditions d'utilisation de ce test ont été décrites par différents auteurs [Greenwood & Nikulin (1996)]. Nous retiendrons celle proposée par Cochran (1952):

- L'effectif total doit être supérieur à 20.
- Toutes les classes doivent-être non nulles.
- 80% des classes doivent contenir au moins 5 éléments.

Malgré ces hypothèses, le test du χ^2 est relativement robuste, ce qui signifie que ses conclusions demeurent en général valides, même lorsque les hypothèses de base ne sont pas tout à fait respectées [Greenwood & Nikulin (1996)].

Cette méthode permet donc de conclure sur l'indépendance ou l'existence d'une relation entre taille et vitesse, à l'échelle d'une population totale de gouttes. L'inconvénient majeur peut apparaître si quelques événements sont effectivement liés parmi tout un ensemble d'événements indépendants. La conclusion peut alors pencher pour l'existence d'une relation sans pour autant qu'elle soit réelle. Ainsi, pour contourner ce problème, la stratégie suivante a été mise en œuvre:

1. Les différentes classes de la distribution jointe sont classées par ordre de e_{locaux}^2 croissants
2. On construit la fonction cumulative de ces différentes classes de distribution classée

$$e^2(P) = \sum_{k=1}^P e_{locaux}^2(k) \quad (F.4)$$

3. A cette fonction cumulative est associée, pour chaque P , le risque R_{min} permettant d'affirmer l'existence d'une relation.
4. Pour chaque valeur de P on détermine la proportion d'événements répondant au critère $e^2(P)$

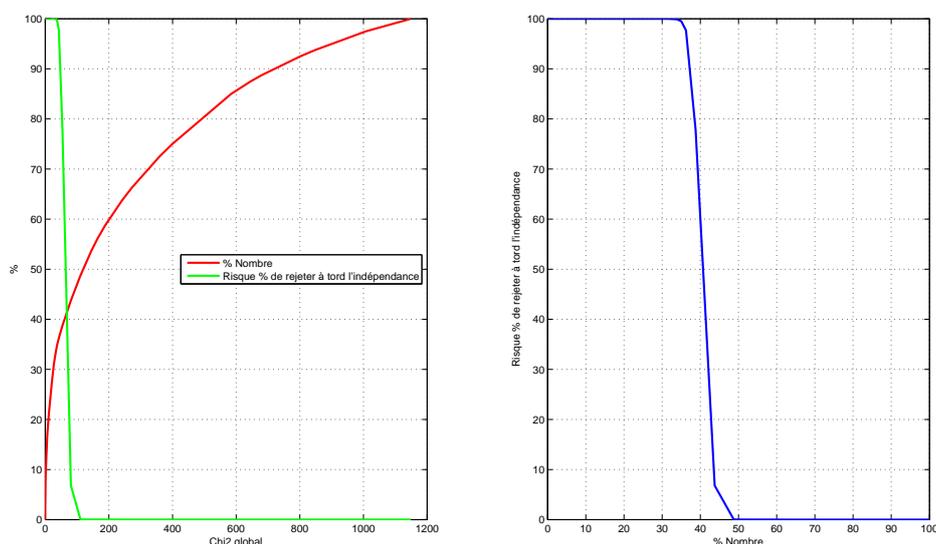


FIGURE F.1 – Exemple de traitement

La figure F.1 illustre au travers d'un exemple, cette méthode. La figure de gauche superpose deux informations: elle peut être lue de la manière suivante: les $x\%$ de la population de gouttes ayant le plus petit χ_{local}^2 ont un $e^2(P)$ qui permet de déterminer le risque R_{min} de rejeter à tort l'indépendance. La figure de droite est la représentation graphique du risque minimum de rejeter à tort l'indépendance en fonction de la proportion de gouttes prises en compte. Ainsi, pour les 35% de gouttes dont le χ_{local}^2 est le plus faible, on montre que l'on a 100% de risque de se tromper en rejetant l'hypothèse d'indépendance. On peut donc affirmer que 35% des gouttes ne dispose pas de relation taille vitesse. En prenant plus de 50% des gouttes dont le χ_{local}^2 est le plus faible, on montre qu'il existe une dépendance taille vitesse. Le graphique coupe donc la distribution en deux parties $\sim 40\%$ des gouttes ne disposent pas de relation taille vitesse tandis que $\sim 60\%$ disposent d'une relation taille vitesse.

Annexe G

Calcul du diamètre de Sauter d_{32} à partir d'une distribution de corde

Soit p^c la densité de probabilité de corde, p_p^d la densité de probabilité de diamètre présent c'est à dire détecté et p_r^d la densité de probabilité de diamètre réel. Par définition:

$$p^c(C) = \int_{C/2}^{\infty} \frac{C}{2R^2} p_p^d(R) dR \quad (\text{G.1})$$

$$= \int_{C/2}^{\infty} N \frac{C}{2} p_r^d(R) dR \quad (\text{G.2})$$

$$(\text{G.3})$$

avec

$$N = \int \frac{p_p^d(R)}{R^2} dR \quad (\text{G.4})$$

Par définition la corde moyenne \bar{C} se calcule par la relation:

$$\bar{C} = \int_0^{\infty} p^c(C) C dC \quad (\text{G.5})$$

$$= \int_{C=0}^{\infty} \int_{R=C/2}^{\infty} N \frac{C^2}{2} p_r^d(R) dR dC \quad (\text{G.6})$$

Pour calculer cette intégrale double, on inverse les deux intégrales. En effet, dans le cas où la courbe entourant le domaine d'intégration est rencontrée en deux points seulement, par toute parallèle à Ox et Oy , on a le droit d'inverser les deux intégrales en prenant soin de modifier les bornes (cf. figure G.1).

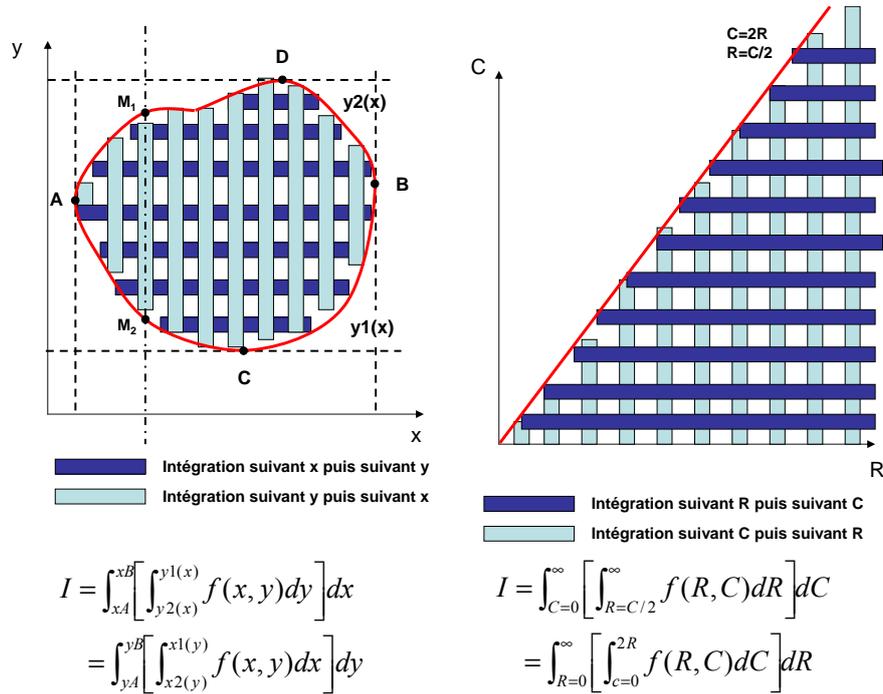


FIGURE G.1 – Représentation graphique du calcul d'une intégrale double

$$\bar{C} = \int_{R=0}^{\infty} \int_{R=0}^{2R} N \frac{C^2}{2} p_r^d(R) dC dR \quad (G.7)$$

$$= \int_{R=0}^{\infty} p_r^d(R) N \frac{(2R)^3}{6} dR \quad (G.8)$$

$$= 1/6 d_{30}^3 N \quad (G.9)$$

donc

$$d_{30}^3 = \frac{6}{N} \bar{C} \quad (G.10)$$

Par ailleurs, on a

$$p^c(C) = N \int_{C/2}^{\infty} \frac{C}{2} p_r^d(R) dR \quad (G.11)$$

En dérivant l'expression précédente¹ on obtient:

$$p^{c'}(C) = \frac{p^c(C)}{C} - 1/2 N \frac{p_r^d(C/2)}{2} C \quad (G.12)$$

¹ $\frac{d}{dt} \int_{a(t)}^{b(t)} f(x, t) dx = \int_{a(t)}^{b(t)} \frac{\partial f}{\partial t}(x, t) dx + b'(t) f[b(t), t] - a'(t) f[a(t), t]$

En multipliant cette expression par $C/4$ et en l'intégrant entre 0 et ∞ on obtient:

$$1/4 \int_0^{\infty} C p^{c'}(C) dC = 1/4 \int_0^{\infty} p^c(C) dC - 1/4 d_{20}^2 N \quad (\text{G.13})$$

or par défintion $\int_0^{\infty} p^c(C) dC = 1$ d'où:

$$1/4 \int_0^{\infty} C p^{c'}(C) dC = 1/4 - 1/4 d_{20}^2 N \quad (\text{G.14})$$

par ailleurs, par intégration par partie² on a;

$$\int_0^{\infty} C p^{c'}(C) dC = [C p^c(C)]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} p^c(C) dC \quad (\text{G.15})$$

En supposant de plus que $\lim_{C \rightarrow \infty} C p^c(C) = 0$ on a

$$\int_0^{\infty} C p^{c'}(C) dC = -1 \quad (\text{G.16})$$

Donc l'équation G.14 devient:

$$d_{20}^2 = \frac{4}{N} \quad (\text{G.17})$$

En combinant les équations G.10 et G.17 on obtient:

$$d_{32} = \frac{d_{30}^3}{d_{20}^2} = \frac{3}{2} \overline{C} \quad (\text{G.18})$$

² $\int u dv = [uv] - \int v du$

Annexe H

Dimensionnement de l'émulseur

Soit un débit liquide \dot{m}_l qui s'exprime sous la forme:

$$\forall x \dot{m}_l = a x + b \quad (\text{H.1})$$

En se basant sur le modèle homogène:

$$V = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l A} + \frac{\dot{m}_g}{\rho_g A} \quad (\text{H.2})$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P^2/P_\varphi}{[P/P_{crit}]^2 - 1} \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \quad (\text{H.3})$$

$$P_\varphi = \frac{\rho_l X_m r T}{1 - X_m} \quad (\text{H.4})$$

$$P_{crit} = \frac{\dot{m}_l \sqrt{X_m r T}}{A [1 - X_m]} \quad (\text{H.5})$$

$$X_m = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (\text{H.6})$$

Le calcul de l'évolution $A(x)$ en cherchant à réaliser¹ $\forall x, dV/dx = 0$ et $P = cste$ donne:

$$A(x) = \xi [\rho_g \dot{m}_l(x) + \rho_l \dot{m}_g] \quad (\text{H.7})$$

$$R(x) = \sqrt{\frac{\xi}{\pi} [\rho_g \dot{m}_l(x) + \rho_l \dot{m}_g]} \quad (\text{H.8})$$

où ξ est une constante définie telle que:

$$\xi = \frac{1}{\rho_g \rho_l V_0} \quad (\text{H.9})$$

La fabrication d'un émulseur dont le rayon a une évolution en \sqrt{x} est possible mais n'est pas simple. Aussi la forme retenue est celle d'un cône H.2. Les évolutions de la pres-

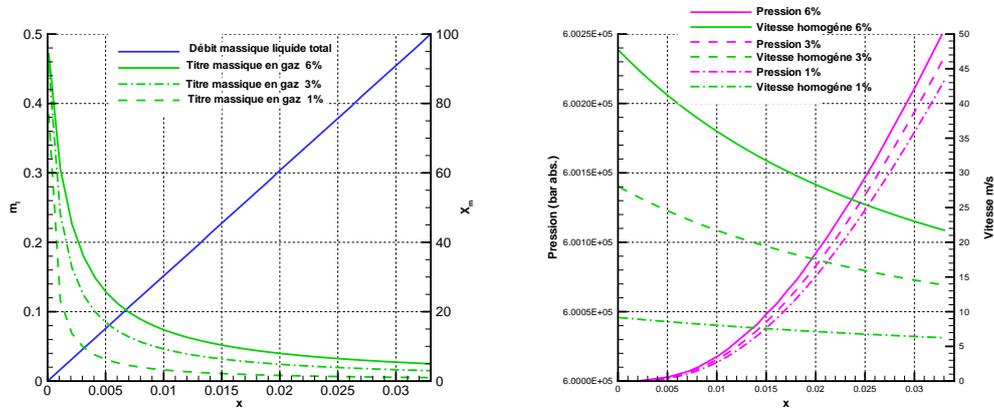
¹C'est à dire, on cherche à obtenir un dimensionnement isobare de manière à assurer que le ΔP au borne de chaque orifice soit typiquement le même

sion et de la vitesse ne sont donc pas constantes le long de l'axe de l'émulseur.

En prenant la longueur de l'émulseur comme contrainte $L^{em.}$ et comme condition limite $\dot{m}_l(0) = 0$ et $\dot{m}_l(L^{em.}) = \dot{m}_l^{entree\ tuyere}$ on a :

$$\dot{m}_l(x) = \dot{m}_l(L^{em.}) \frac{x}{L^{em.}} \quad (H.10)$$

On calcule à l'aide du modèle homogène l'évolution de la pression, de la vitesse homogène, du titre massique en gaz et du débit liquide, le long de l'axe de l'émulseur (cf. figure H.1).



(a) Évolution du débit liquide et du titre massique en gaz (b) Évolution de la pression et de la vitesse homogène

FIGURE H.1 – Evolution de la pression, de la vitesse homogène, du titre massique en gaz et du débit liquide, le long de l'axe d'un l'émulseur ayant un $1/2$ angle au sommet: $\theta^{em} = 5^\circ$

L'étape suivante, consiste à déterminer la taille et le nombre d'orifices. Pour réaliser ce calcul, nous garderons impérativement deux contraintes technologiques:

- Le diamètre des orifices ne doit pas être trop petit (classiquement supérieur au millimètre)
- Les orifices ne doivent pas être trop proches les uns des autres (classiquement la distance séparant deux trous est de l'ordre de grandeur des orifices). Cette contrainte tend à limiter le nombre d'orifices.

L'usage des formules classiques de perte de charge au travers d'un orifice sont alors utilisées [Idel'cik (1969)]

$$\dot{m}_l = \rho_l \frac{\pi \varnothing_{trou}^{em. 2}}{4} \sqrt{2\Delta P} \left(0.59 + \frac{5}{\sqrt{Re}} \right) \quad (H.11)$$

$$Re = \frac{4\dot{m}_l}{\rho_l \nu_l \pi \varnothing_{trou}^{em.}} \quad (H.12)$$

ΔP est la différence de pression aux bornes d'un orifice circulaire.

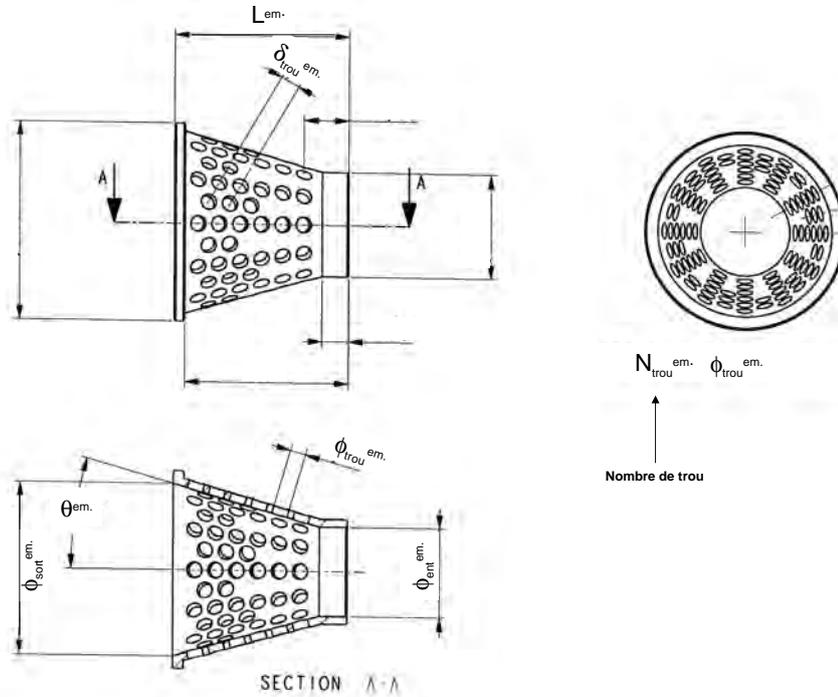


FIGURE H.2 – Plan détaillé d'un émulseur

Un exemple de conception d'émulseur est donnée au travers de la figure H.2. Les notations utilisées sont:

$\varnothing_{trou}^{em.}$: diamètre des trous de l'émulseur.

$\varnothing_{ent}^{em.}$: diamètre d'entrée de l'émulseur.

$\varnothing_{sort}^{em.}$: diamètre de sortie de l'émulseur.

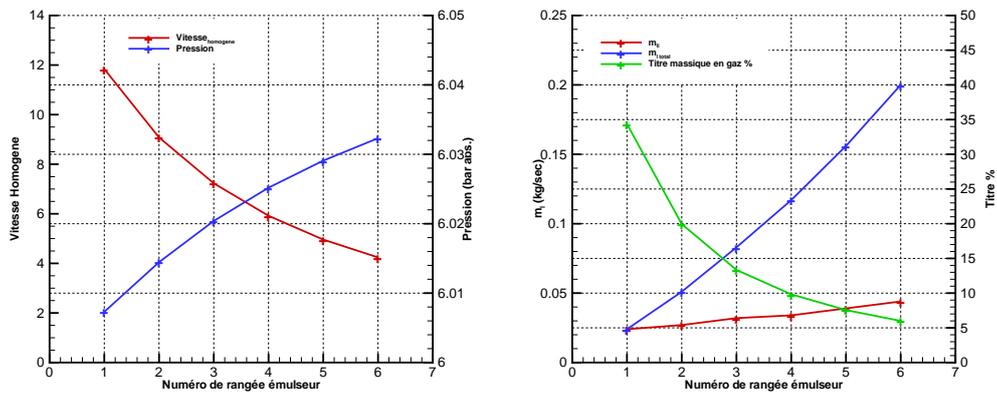
$\delta_{trou}^{em.}$: distance entre deux trous.

$L^{em.}$: longueur des émulseurs.

$\theta^{em.}$: demi-angle au sommet du cône de l'émulseur.

$N_{trou}^{em.}$: nombre de trous de l'émulseur.

La figure H.3 illustre un exemple de calcul de dimensionnement d'émulseur quasi isobare (sans pour autant être iso-cinétique). Dans ce cas les orifices d'alimentation sont placés sur un périmètre de la surface de l'émulseur et constituent une rangée. L'émulseur ainsi calculé est constitué de six rangées d'orifices.



(a) Évolution de la vitesse homogène et de la (b) Évolution du débit total, du débit par rangée pression dans le cas d'une distribution discrète d'orifices et du titre massique dans le cas d'une distribution discrète d'orifices.

FIGURE H.3 – Exemple de résultat de calcul obtenu pour le dimensionnement d'un émulseur. Les orifices d'alimentation sont placés sur des périmètres (Numéro de rangée d'émulseur)

Annexe I

Description détaillée de la force de traînée sur une goutte

Cette annexe reprend des éléments du chapitre 5.7 et apporte des informations complémentaires.

$F_{Trainée}$ La force de traînée est la force qu'oppose le fluide environnant au mouvement de la goutte. Dans le modèle développé c'est la seule force d'interaction d'origine mécanique. La formulation générale de cette force dépend de taille des gouttes et de la vitesse relative entre les deux phases:

$$F_{Trainée} = -Cd\rho_g \frac{\pi d^2}{8} |V_g - V_l| (V_l - V_g) \quad (\text{I.1})$$

De très nombreuses formulations du coefficient Cd existent pour des configurations différentes: particules solides sphériques, particules fluides sphériques (bulle ou goutte). Elles dépendent toutes du nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \rho_g |V_g - V_l| d / \mu_g$. Ces différentes formulations sont représentées dans la figure I.2. Quand le Reynolds particulaire est très petit $Re_p \leq 1$ les lignes de courant autour de la sphère présentent une symétrie remarquable. Cet écoulement est résolu théoriquement par Stokes. Cette formulation permet d'estimer le coefficient de traînée Cd avec une erreur inférieure à 1% tant que Re_p est inférieur à 0.1 et une erreur de l'ordre de 10% pour un Re_p de l'ordre de l'unité.

- Loi de traînée de Stokes

$$Cd = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{I.2})$$

Dans son calcul, Stokes ayant négligé les forces d'inertie devant les forces de viscosité, Oseen propose une formulation complétée:

- Loi de traînée d'Oseen

$$Cd = \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{3}{16} Re_p \right) \quad (\text{I.3})$$

Cette expression estime la traînée avec une erreur de 7.5% pour un Re_p de l'ordre de l'unité et de 35% lorsque Re_p est de l'ordre de 5.

Le coefficient Cd est donc une fonction décroissante de Re_p , mais à partir de $Re_p = 1$, il diminue moins vite que ne l'indique la loi de Stokes, en même temps disparaît peu à peu la symétrie des lignes de courant par rapport au plan diamétral. Aux environs de $Re_p = 4$, un décollement de l'écoulement se produit à l'arrière de la sphère (figure I.1). Il se forme un tourbillon torique centré sur la sphère. Le calcul analytique du coefficient Cd devient alors impossible. Au fur et à mesure que Re_p croît, la recirculation à l'aval de sphère devient de plus importante, et le coefficient de traînée continue à décroître. Aux environs de $Re_p = 10$, la recirculation occupe tout l'écoulement de la partie arrière de la sphère. Pour $Re_p \approx 14$, les tourbillons se détachent et sont advectés par l'écoulement. L'écoulement n'est plus permanent, mais permanent en moyenne. Quand $Re_p \geq 100$ il n'existe plus d'écoulement régulier à l'aval de la sphère. Il se forme un sillage où la pression et la vitesse varient de manière incohérente autour de valeurs moyennes nulles. Le coefficient de traînée finit par se stabiliser aux alentours de la valeur 0.45 jusqu'à ce que $Re_p \approx 10^5$ 10^6 où le coefficient Cd subit une chute plus ou moins brusque suivie d'une nouvelle stabilisation [Comolet (1984)].

Ainsi de nombreuses corrélations ont été proposées par différents auteurs, on pourra citer:

- Loi de traînée de Schiller et Naumann

$$Cd = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad \text{si } Re_p < 10^3 \quad (\text{I.4})$$

$$Cd = 0.44 \quad \text{si } Re_p > 10^3 \quad (\text{I.5})$$

D'autres formulations du coefficient de traînée pour une particule solide existent comme celle proposée par Morsi et Alexander et dont le domaine de validité est étendu pour des Re_p allant jusqu'à $5 \cdot 10^4$.

Le cas des gouttes (particules fluides sphériques) diffère du cas des particules solides sphériques car la condition limite d'adhérence à l'interface de la particule solide se retrouve remplacée par une condition de continuité de la contrainte tangentielle. Ainsi, un écoulement interne à la particule fluide peut apparaître, diminuant la traînée. Lorsque Re_p est petit, la formule de Hadamard sera choisie pour estimer le coefficient de traînée, et Re_p devient plus grand que 2 et plus petit que 500 la formule de Rivkind sera retenue (au delà de Re_p 500, la goutte se déforme fragmentation de celle ci devient possible ($We \approx 10$)).

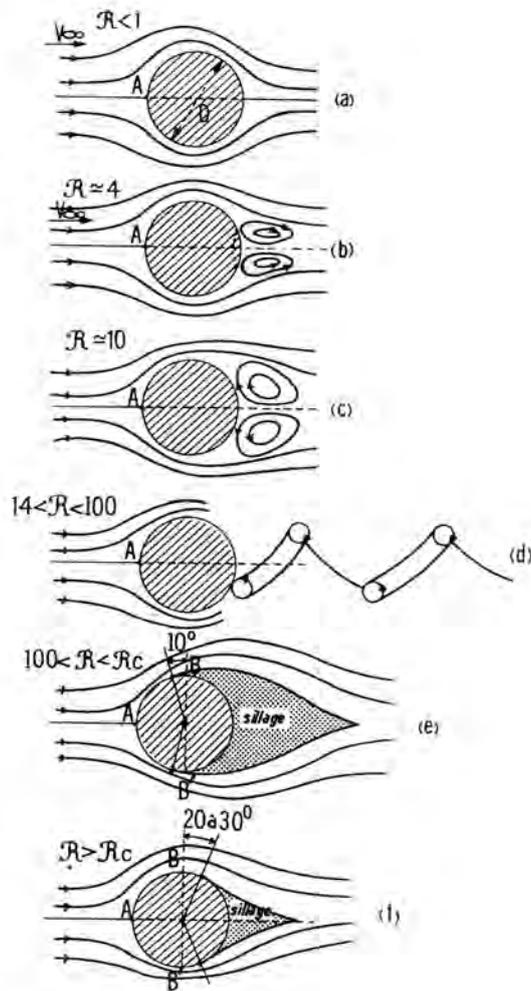


FIGURE I.1 – Ecoulement autour d'une sphère pour différents Reynolds particulières[Comolet (1984)]

- Loi de traînée de Hadamard

$$Cd = \frac{8}{Re_p} \frac{2 + 3\kappa}{1 + \kappa} \text{ si } Re_p \approx 1 \quad (\text{I.6})$$

$$\kappa = \frac{\mu_l}{\mu_g} \quad (\text{I.7})$$

- Loi de traînée de Rivkind

$$Cd = \frac{1}{1 + \kappa} \left(\frac{14.9}{Re_p} + \frac{4\kappa}{Re_p} \left[6 + Re_p^{2/3} \right] \right) \text{ si } 2 \leq Re_p \leq 500 \quad (\text{I.8})$$

Les formulations du coefficient de traînée proposées précédemment sont extraites de la littérature dans la situation idéalisée d'une particule isolée en l'absence d'évaporation. Pour tenir compte des effets collectifs et des effets dus à la vaporisation, un coefficient

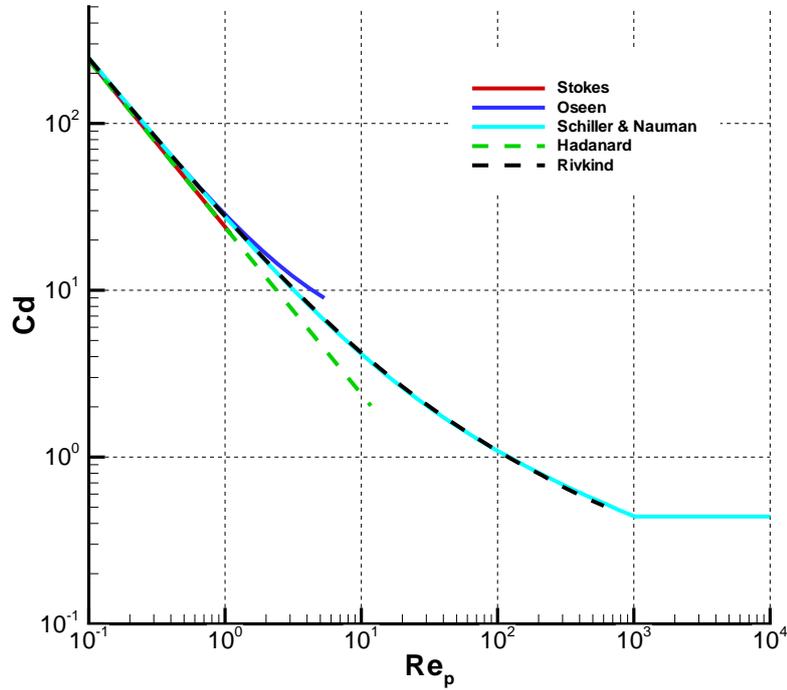


FIGURE I.2 – Coefficient de traînée pour différent modèles

correctif ϕ est ajouté tel que le coefficient de traînée réel s'exprime:

$$Cd = \phi Cd_0 \quad (\text{I.9})$$

où Cd_0 est le coefficient de traînée d'une particule isolée en l'absence de vaporisation. La vaporisation agit comme un soufflage de la couche limite et se traduit par une réduction de la traînée.

Lorsque la distance interparticulaire diminue, l'écoulement autour des particules s'en trouve modifié et les forces exercées sur elles en font de même. Les effets constatés vont toujours dans le sens de l'augmentation de la force de traînée lorsque la concentration augmente. De nombreux auteurs proposent des corrections en fonction du taux de concentration:

Aux faibles concentrations ($1 - \alpha < 0.01$) Batchelor (Batchelor (1972)) propose:

$$\phi_{conc} = \frac{1}{1 - 6.55 * (1 - \alpha)} \quad (\text{I.10})$$

Pour des concentrations plus élevées Gal'or et Waslo Gal'Or & Waslo (1968):

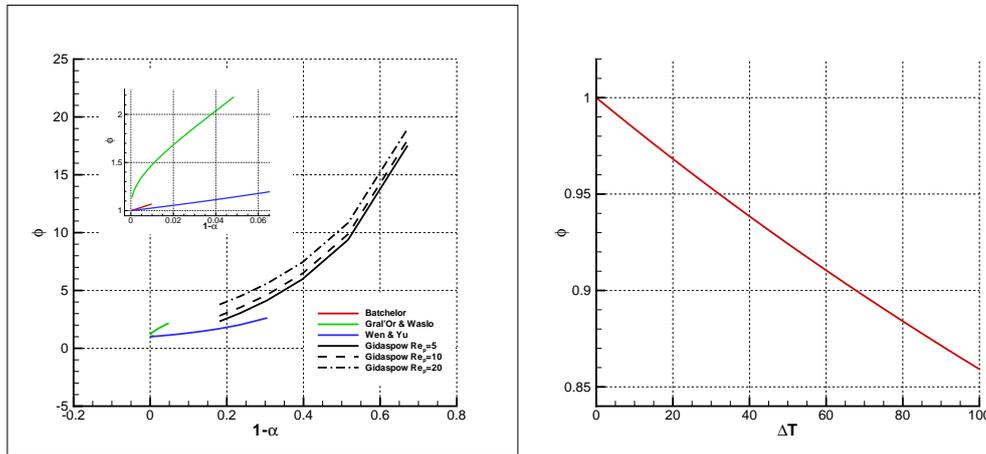
$$\phi_{conc} = \frac{3 + 2(1 - \alpha)^{5/3}}{3 - 9/2(1 - \alpha)^{1/3} + 9/2(1 - \alpha)^{5/3} - 3(1 - \alpha)^2} \quad (\text{I.11})$$

ou encore Wen et Yu (Wen & Yu (1966))

$$\phi_{conc} = \alpha^{-2.65} \quad (\text{I.12})$$

Dès lors que le taux de vide chute en deçà de 80% ($1 - \alpha > 0.2$) le facteur correctif est donné par Gidaspow (Gidaspow (1994))

$$\phi_{conc} = 8.33 \frac{1 - \alpha}{\alpha} + 0.0972 Re_p \quad (\text{I.13})$$



(a) Facteur correctif pour prendre en compte l'influence de la concentration en goutte (b) Facteur correctif pour prendre en compte l'influence de l'évaporation des gouttes

FIGURE I.3 – Influence de la concentration et / ou évaporation

On soulignera que cette analyse est identique que la sphère (fluide ou solide) soit immobile dans un gaz en mouvement, ou mobile dans un gaz immobile. Or des études en soufflerie [Comolet (1984)] ont montré que la traînée était dépendante du référentiel. En effet le taux de turbulence est toujours plus important dans le premier cas (sphère immobile) que le deuxième cas (sphère mobile). Pour être plus exact, le coefficient de traînée devrait donc intégrer également le taux turbulence local, aspect qui ne sera pas pris en compte ici.

Annexe J

Détente et Bilan Chaleur

J.1 Propriété d'un gaz parfait

Loi d'état d'un gaz parfait est:

$$\rho_g = \frac{P}{rT} \quad (\text{J.1})$$

r la constante massique du gaz parfait considéré.

La variation d'enthalpie d'un gaz parfait étant reliée à sa variation de température:

$$dh = C_p dT \quad (\text{J.2})$$

J.2 Détente isentropique d'un gaz parfait

Si la détente est isentropique (adiabatique réversible) alors $P/\rho^\gamma = cste$. D'où:

$$\frac{P_1}{\rho_1^\gamma} = \frac{P_2}{\rho_2^\gamma} \quad (\text{J.3})$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad (\text{J.4})$$

D'après le premier principe:

$$dh = \delta q_e + \delta w_t \quad (\text{J.5})$$

or la transformation est adiabatique d'où

$$\delta q_e = 0 \quad (\text{J.6})$$

$$w_t = C_p T_1 \left[\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 \right] \quad (\text{J.7})$$

w_t le travail avec transvasement.

J.3 Détente polytropique d'un gaz parfait

Si la détente est isentropique (adiabatique réversible) alors $P/\rho^k = \text{cste}$. D'où:

$$\frac{P_1}{\rho_1^k} = \frac{P_2}{\rho_2^k} \quad (\text{J.8})$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} \quad (\text{J.9})$$

Par définition le travail de transvasement s'écrit:

$$\delta w_t = \frac{dP}{\rho_g} \quad (\text{J.10})$$

Dans le cadre d'une détente polytropique:

$$\frac{dP}{P} = \frac{k}{k-1} \frac{dT}{T} \quad (\text{J.11})$$

d'où

$$\delta w_t = \frac{dP}{\rho_g} \quad (\text{J.12})$$

$$= rT \frac{dP}{P} \quad (\text{J.13})$$

$$= r \frac{k}{k-1} dT \quad (\text{J.14})$$

$$(\text{J.15})$$

donc en intégrant entre les état 1 et 2.

$$\delta w_t = r \frac{k}{k-1} T_1 \left[\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} - 1 \right] \quad (\text{J.16})$$

A l'aide du premier principe, il est possible d'exprimer la quantité de chaleur échangée¹

$$q_e = r \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{k}{k-1} \right) T_1 \left[\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} - 1 \right] \quad (\text{J.17})$$

J.4 Détente isotherme d'un gaz parfait

Si la détente est isotherme alors: $T_1 = T_2$. D'où en appliquant le premier principe:

$$\delta q_e = -\delta w_t \quad (\text{J.18})$$

¹Pour mémoire: $Cp - Cv = r$, $Cp/Cv = \gamma$ donc $Cp = r\gamma/(\gamma-1)$

or

$$\delta w_t = \frac{dP}{\rho_g} \quad (\text{J.19})$$

$$= \frac{dP}{P} rT \quad (\text{J.20})$$

donc

$$q_e = rT_1 \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (\text{J.21})$$

$$w_t = -rT_1 \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (\text{J.22})$$

Annexe K

Transfert de chaleur

Cette annexe reprend des éléments du chapitre 5.8 et apporte des informations complémentaires.

K.1 Transfert de chaleur en l'absence d'évaporation

Que ce soit en tuyère ou en jet libre, l'écoulement diphasique est le siège de transferts de chaleur entre les phases. L'analyse de cet échange peut se réduire à l'observation de l'échange autour d'une goutte (moyennant quelques hypothèses sur l'écoulement diphasique). Une approche rigoureuse des échanges de chaleur autour d'une goutte fait intervenir de nombreux processus (déformation de la goutte, inhomogénéité en température de la goutte, modification de la couche limite thermique due à l'écoulement du gaz environnant ...) qui doivent être pris en compte pour décrire correctement la physique de l'échange de chaleur. Afin de simplifier les modèles certaines hypothèses simplificatrices sont retenues ici:

- **Les gouttes sont sphériques**
- **La température à la surface de la goutte est uniforme**

Formulation de la problématique: Modélisation de la température de la goutte, Modélisation de la température du gaz, Modélisation du flux de chaleur échangé entre les phases.

K.1.1 Échange de chaleur convectif-diffusif

K.1.1.1 Goutte immobile

Dans le cas d'une goutte immobile, les mouvements de fluide autour de la goutte sont peu importants, et il est possible de modéliser la situation comme un simple problème de diffusion thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_T \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{K.1})$$

où D_T est la diffusivité thermique définie par:

$$D_T = \begin{cases} D_{Tl} = \frac{\lambda_l}{\rho_l C_{pl}} & \text{quand } r \leq d/2 \\ D_{Tg} = \frac{\lambda_g}{\rho_g C_{pg}} & \text{quand } d/2 < r \leq \infty \end{cases} \quad (\text{K.2})$$

où λ est la conductivité thermique (du gaz ou du liquide) et C_p la capacité calorifique à pression constante (du liquide et du gaz). La résolution de l'équation différentielle impose de se donner des conditions initiales et aux frontières:

$$\forall r > 0 \quad T(r, t = 0) = \Psi(r) \quad (\text{K.3})$$

où Ψ est un fonction de classe \mathcal{C}^2 sur les intervalles $r \leq d/2$ et $d/2 < r \leq \infty$

$$\forall t > 0 \quad T(t, r = 1/2d^-) = T(t, r = 1/2d^+) \quad (\text{K.4})$$

$$\forall t > 0 \quad D_{Tl} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=1/2d^-} = D_{Tg} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=1/2d^+} \quad (\text{K.5})$$

$$\forall t > 0 \quad T(r = \infty, t) = T_g(r = \infty) \quad (\text{K.6})$$

En posant $\Psi(r < d/2) = T_{l0} = \text{cste}_1$ et $\Psi(r \geq d/2) = T_{g\infty} = \text{cste}_2$, l'équation différentielle K.1 possède une solution analytique explicitée par Cooper (1977). Une analyse de la solution proposée (Sazhin (2006)) permet de montrer que dans le cas où $D_{Tl} \ll D_{Tg}$, la fonction $T(r, t)$ adopte un comportement tel que le champ de température à l'intérieur de la goutte se trouve découplé du champ de température à l'extérieur de la goutte.

Ainsi le champ de température du gaz s'exprime par:

$$T(r > d/2, t) = T_{g\infty} + \frac{d}{2r} (T_{l0} - T_{g\infty}) \left[1 - \text{erf} \left(\frac{r - d/2}{2\sqrt{D_{Tg}t}} \right) \right] \quad (\text{K.7})$$

où

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (\text{K.8})$$

Pour le champ de température à l'intérieure de la goutte, plusieurs modèles ont été développés:

Le modèle à diffusivité nulle Ce modèle revient à considérer que la capacité calorifique du liquide tend vers l'infini. Ainsi le champ de température à l'intérieur de la goutte est uniforme et permanent.

$$\forall t > 0 \quad T(r \leq d/2, t) = T_{l0} \quad (\text{K.9})$$

Le flux de chaleur provenant du gaz vers la goutte peut se mettre sous la forme:

$$\varphi_{Tg} = \frac{D_{Tg}(T_{l0} - T_{g\infty})}{d/2} \left(1 + \frac{d}{2\sqrt{\pi D_{Tg} t}} \right) \quad (\text{K.10})$$

Dès que $t \gg \frac{d}{2\pi D_{Tg}}$ il est possible de réaliser l'approximation suivante:

$$\varphi_{Tg} = h(T_{g\infty} - T_{l0}) \quad (\text{K.11})$$

avec $h = \frac{D_{Tg}}{d/2}$ le coefficient d'échange défini dans le nombre de Nusselt $Nu = hd/\lambda_{Tg}$ ce qui entraîne $Nu = 2$

Cependant, ce modèle présente de nombreuses contradictions avec le problème physique modélisé lors de l'étude des cas limites, il est peu approprié.

Le modèle de Spalding Le champ de température à l'intérieur de la goutte est supposé uniforme (très bonne conduction thermique) et dépendant du temps. En supposant que le flux de chaleur reçu par la goutte est: $\varphi_{Tg} = h(T_{g\infty} - T_l)$, l'équation de la chaleur à l'intérieur de la goutte peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\pi d^3}{6} \rho_l C_{pl} \frac{dT_l}{dt} = \pi d^2 h (T_{g\infty} - T_l) \quad (\text{K.12})$$

$$T_l = T_{g\infty} + (T_{l0} - T_{g\infty}) e\left(-\frac{3ht}{C_{pl} \rho_l d/2}\right) \quad (\text{K.13})$$

L'inconvénient de ce modèle est de considérer que les transferts de chaleur au sein de la goutte sont infiniment rapides.

Le modèle à conduction limitée Cette modélisation tend à prendre en considération le gradient de température à l'intérieur de la goutte et son évolution temporelle. Pour cela, la condition limite ci-après est proposée pour résoudre l'équation K.1:

$$h(T_{g\infty} - T_{ls}) = D_{Tl} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=1/2d^-} \quad (\text{K.14})$$

où $T_{ls} = T(r = 1/2d^-)$ est la température de la goutte à sa surface.

Sazhin *et al.* (2004) ont étudié les différentes solutions analytiquement selon que h soit constant ou dépendant du temps. L'un des aspects criticables de cette formulation est de ne considérer que la diffusion de la chaleur dans la goutte, en omettant les transferts convectifs. Cependant, il n'est que rarement implémenté dans les codes de calculs car gourmand en temps CPU.

Modèle à profil imposé Comprenant les réticences d'implémenter le modèle précédent Drombrovsky & Sazhin (2003) ont proposé une formulation approchée de la température

de la goutte, en imposant un profil parabolique au champ de température

$$T(r,t) = T_{lc}(t) + [T_{ls}(t) - T_{lc}(t)] \left(\frac{2r}{d}\right)^2 \quad (\text{K.15})$$

où $T_{lc}(t) = T(r=0,t)$ est la température au centre de la goutte. Pour résoudre le problème, on pose $\bar{T}(t)$, la température moyenne de la goutte:

$$\bar{T}_l(t) = \frac{24}{d^3} \int_0^{d/2} r^2 * T(r,t) \delta r \quad (\text{K.16})$$

L'équation de la chaleur peut se mettre alors sous la forme:

$$\frac{\pi d^3}{6} \rho_l C p_l \frac{d\bar{T}_l}{dt} = \pi d^2 h^* (T_{g\infty} - \bar{T}_l) \quad (\text{K.17})$$

où h^* est le coefficient d'échange modifié (puisque l'on substitue \bar{T}_l à T_{ls}). La résolution de l'équation précédente permet de mettre \bar{T}_l sous la forme :

$$\bar{T}_l = T_{g\infty} + (T_{l0} - T_{g\infty}) e\left(-\frac{3th^*}{C p_l \rho_l d/2}\right) \quad (\text{K.18})$$

h^* , T_{ls} et T_{lc} peuvent donc s'exprimer sous la forme:

$$h^* = \frac{h}{1 + 0.2\zeta} \quad (\text{K.19})$$

$$T_{ls} = \frac{\bar{T}_l + 0.2\zeta T_g}{1 + 0.2\zeta} \quad (\text{K.20})$$

$$T_c = \frac{(1 + 0.5\zeta) \bar{T}_l - 0.3\zeta T_g}{1 + 0.2\zeta} \quad (\text{K.21})$$

avec

$$\zeta = \frac{Nu/2}{\lambda_g/\lambda_l} \quad (\text{K.22})$$

K.1.1.2 Goutte en mouvement

L'observation de l'écoulement autour d'une sphère, montre qu'à faible nombre de Reynolds, il n'y a pas de recirculation derrière une sphère. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, une recirculation apparaît en aval de la goutte et devient très prononcée aux très grands nombres de Reynolds. Cette recirculation a pour effet d'augmenter les transferts de chaleur (Feng & Michaelides (2001)). L'analyse d'une goutte immobile dans un gaz est un problème simple à analyser car il ne dépend que de r et de t . La prise en compte du mouvement du gaz environnant la goutte complexifie largement la situation. En effet, le transfert de chaleur ne peut plus se réduire à la seule conduction de la chaleur, mais il doit intégrer à la fois l'advection (due aux mouvements du fluide) et la diffusion (conduction de la chaleur). Dans le cas général, l'équation de la chaleur peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}(t, \vec{x}) T) = D_T \nabla^2 T \quad (\text{K.23})$$

Deux situations sont distinguées: soit le transfert de chaleur est supposé quasi-stationnaire ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$), soit il est instationnaire ($\frac{\partial T}{\partial t} \neq 0$). Nous retenons ici la formulation quasi-stationnaire. Les hypothèses initiales de sphéricité et d'uniformité de la température en tout point de la surface sont maintenues. Une analyse dimensionnelle (Incropera & Dewitt (1996)) permet de montrer que le nombre de Nusselt dépend seulement du Reynolds Particulaire (Re_p) et du nombre de Prandtl (Pr) ou du nombre de Peclet ($Pe = Re_p Pr$). En considérant de plus que lorsque Re_p tend vers 0, Nu tend vers 2, il est possible d'exprimer le nombre de Nusselt de manière générique:

$$Nu = 2 + \beta_T Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (\text{K.24})$$

avec

$$Re_p = \frac{Ud}{\nu_c} \quad (\text{K.25})$$

$$Pr = \frac{\nu_c}{\alpha_c} = \frac{\mu_c C p_c}{\lambda_c} \quad (\text{K.26})$$

Corrélation de Froessling:

$$Nu = 2 + C Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (\text{K.27})$$

$1 < Re_p < 70 \cdot 10^3$ et $0.6 < Pr < 400$ $C=0.6^1$

Corrélation de Kramer

$$Nu = 2 + 1.3 Pr^{0.15} + 0.66 Re_p^{1/2} Pr^{0.31} \quad (\text{K.28})$$

pour $1 < Re_p < 10^5$ et $0.6 < Pr < 380$

Corrélation proposée par Clift *et al.* (1978):

$$Nu = 1 + (1 + Re_p Pr)^{1/3} f_T \quad (\text{K.29})$$

où f est une fonction de Re_p tel que $f_T=1$ si $Re_p \leq 1$ et $f_T = Re_p^{0.077}$ pour $1 < Re_p < 400$

La prise en compte de la condition limite à l'interface diffère selon que l'on suppose la goutte comme une sphère solide (condition d'adhérence à la parois) ou comme une sphère fluide (condition de continuité de la contrainte tangentielle de cisaillement). Ainsi les effets de "friction" à la surface de la goutte ont pour conséquence d'induire de forts mouvements de convection au sein de la particule et tendent à homogénéiser la température au sein de la goutte (Abramzon & Sirignano (1989), Clift *et al.* (1978)). Ce résultat a été confirmé par l'analyse de l'évolution de la température au sein d'une particule dont la surface est soumise à un flux constant (Fan & Zhu (1998)) Dès lors que le nombre de Biot Bi respecte

¹On trouve $C = 0.552$ et $C = 0.57$ Oesterlé (2006)

la condition:

$$Bi = \frac{h d}{2D_T} < 0.1 \quad (\text{K.30})$$

La sphère solide Les études ont débuté en considérant un écoulement de Stokes autour de la sphère solide, c'est à dire à faible nombre de Reynolds (Acrivos & Taylor (1962)) et permis de proposer une formulation du nombre de Nusselt basée sur le nombre de Peclet Pe dans le cas où $0 \leq Pe, Re \leq 0.7$:

$$Nu = 2 \left(1 + 1/4Pe + 1/8Pe^2 \ln Pe + 0.01702Pe^2 + 1/32Pe^3 \ln Pe \right) \quad (\text{K.31})$$

Cette formulation fut élargie par les mêmes auteurs en prenant la situation où le nombre de Peclet tend vers l'infini:

$$Nu = 0.991Pe^{1/3} \left(1 + 1/16Re + 3/160Re^2 \ln Re \right) \quad (\text{K.32})$$

Dans des études plus récentes Feng & Michaelides (1999) proposent une corrélation en régime quasi-établi pour une sphère à grand nombre de Reynolds et de Peclet ($0 \leq Re \leq 2000$ et $0 \leq Pe \leq 1000$) :

$$Nu = 0.922 + Pe^{1/3} + 0.1Re^{1/3}Pe^{1/3} \quad (\text{K.33})$$

Melissari & Argyropoulos (2005) sur un modèle validé par l'expérience:

$$Nu = 2 + 0.47Re^{1/2}Pr^{0.36} \quad (\text{K.34})$$

avec $3.E^{-3} \leq Pr \leq 10$ et $100 \leq Re \leq 50\,000$

La sphère fluide Les études sur une sphère fluide font intervenir le coefficient $\kappa_v = \frac{\mu_l}{\mu_g}$ le rapport des viscosités dynamiques du liquide et du gaz environnant (cas des gouttes). Feng & Michaelides (2001) ont étudié la sensibilité du nombre de Nusselt vis à vis des nombres Re et Pe et des rapports κ_v et $\lambda_\rho = \rho_l/\rho_g$. Les auteurs soulignent que le rapport de densité n'est pas un facteur de sensibilité, cependant il n'explore que la gamme 0.1-10 (alors que dans notre cas le rapport est plutôt de l'ordre de 1000).

Pb ils disent que

Pour $0 \leq Re \leq 1$ et $10 \leq Pe \leq 1000$ l'expression du Nusselt:

$$Nu(\kappa_v, Pe, Re) = \left[\frac{0.651}{1 + 0.95\kappa_v} Pe^{1/2} + \frac{0.991\kappa_v}{1 + \kappa_v} Pe^{1/3} \right] [1 + f(Re)] + \left[\frac{1.65(1 - f(Re))}{1 + 0.95\kappa_v} + \frac{\kappa_v}{1 + \kappa_v} \right] \quad (\text{K.35})$$

$$f(Re) = \frac{0.61Re}{Re + 21} + 0.032 \quad (\text{K.36})$$

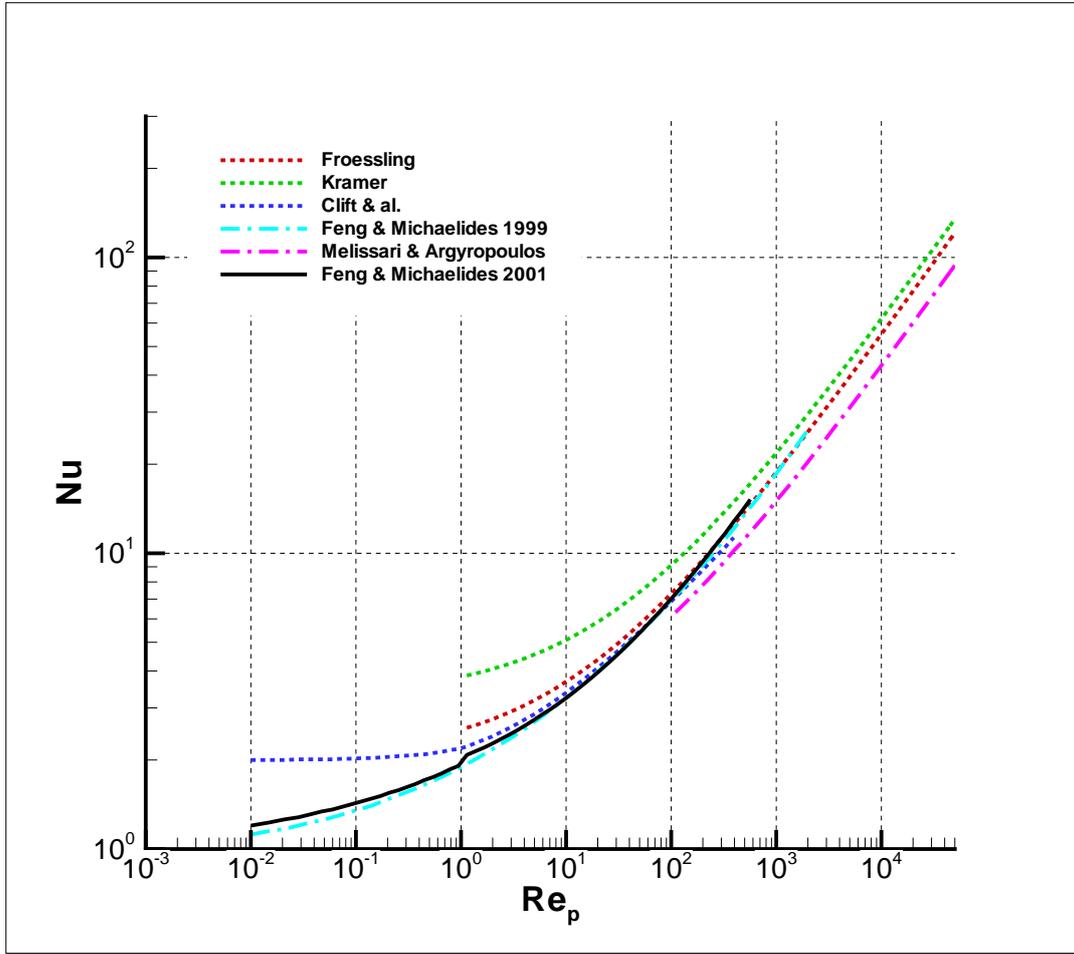


FIGURE K.1 – Nusselt en fonction du Reynolds particulaire dans le cas des gouttes d'eau ($Pr = 0.67$)

Pour $1 \leq Re \leq 500$ et $10 \leq Pe \leq 1\,000$ et $0 \leq \kappa_v \leq 2$ l'expression du Nusselt:

$$Nu(\kappa_v, Pe, Re) = \frac{2 - \kappa_v}{2} Nu(0, Pe, Re) + \frac{4\kappa_v}{6 + \kappa_v} Nu(2, Pe, Re) \quad (\text{K.37})$$

$2 \leq \kappa_v \leq \infty$ l'expression du Nusselt:

$$Nu(\kappa_v, Pe, Re) = \frac{4}{2 + \kappa_v} Nu(2, Pe, Re) + \frac{\kappa_v - 2}{\kappa_v + 2} Nu(\infty, Pe, Re) \quad (\text{K.38})$$

où

$$Nu(0, Pe, Re) = 0.651 Pe^{1/2} \left[1.032 + \frac{0.61 Re}{Re + 21} \right] + \left[1.60 - \frac{0.61 Re}{Re + 21} \right] \quad (\text{K.39})$$

$$Nu(2, Pe, Re) = 0.64 Pe^{0.43} [1. + 0.233 Re^{0.287}] + 1.41 - 0.15 Re^{0.287} \quad (\text{K.40})$$

$$Nu(\infty, Pe, Re) = 0.852 Pe^{1/3} [1 + 0.233 Re^{0.287}] + 1.3 - 0.182 Re^{0.355} \quad (\text{K.41})$$

K.1.2 Transfert de chaleur par rayonnement

Le modèle le plus simple pour décrire le transfert de chaleur par rayonnement repose sur l'hypothèse que la goutte se comporte comme un corps gris d'émissivité ϵ_R . Le flux radiatif peut être exprimé par la relation suivante:

$$\varphi_R = \sigma_{SB}\epsilon_R(T_S^4 - T_I^4) \quad (\text{K.42})$$

où T_S est la température de la source qui émet le rayonnement électromagnétique, T_I la température de l'interface, σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann. Cette relation fait par ailleurs l'hypothèse que le milieu est optiquement transparent. Cette formulation est séduisante par sa simplicité, malheureusement elle se trouve peu représentative de la réalité. En effet, elle ne tient compte que de l'absorption et omet les aspects diffusifs. Une description correcte de l'interaction entre une goutte et une onde électromagnétique peut être entreprise en considérant les équations de Maxwell et les conditions de saut au niveau de l'interface (continuité de la composante normale du champ électrique, saut contrôlé par les indices de réfraction de la composante tangentielle). Cette démarche est celle de la théorie de Mie (Collin (2006)). Le formalisme attaché à ces développements sont assez lourds, et tout compte fait peu adaptés à notre démarche. C'est pour cela que nous resterons sur la formulation approchée.

Annexe L

Transfert de masse / Changement de phase

Cette annexe reprend des éléments du chapitre 5.9 et apporte des informations complémentaires.

L.1 Transfert de masse / Changement de phase

L.1.1 Bilan de masse sur une goutte

$$\frac{dm_p}{dt} = -\dot{m}_v \quad (\text{L.1})$$

où \dot{m}_v est le débit massique de liquide quittant la goutte sous forme de vapeur ($\dot{m}_v > 0$ si la goutte se vaporise) . L'analyse phénoménologique du processus de vaporisation fait apparaître deux étapes (Sazhin (2006)):

- La mise en mouvement des molécules de liquide provenant de la surface de la goutte vers le gaz à proximité immédiate de la goutte (c'est le changement de phase).
- La diffusion des vapeurs du liquide provenant de la surface de la goutte vers le gaz environnant.

Les modèles ignorent la plupart du temps la première étape et se focalisent sur la seconde, en considérant que la surface de la goutte est à la saturation. Plusieurs approches sont proposées: les modèles purement diffusifs, les modèles convecto-diffusifs et les relations empiriques qui ont un lien éloigné avec la physique. Dans tout ces modèles, le transfert de masse est caractérisé par un nombre sans dimension le nombre de Sherwood Sh :

$$Sh = \frac{\dot{m}_v / (\pi d^2)}{D_{Mvg} (\rho_{v\infty} - \rho_{vI})} \quad (\text{L.2})$$

où \dot{m}_v est le débit d'eau vaporisé [kg/s], πd^2 la surface d'échange de la goutte, D_{Mvg} le coefficient de diffusion massique de la vapeur vers le gaz et les indices I pour interface et ∞ pour loin de la goutte. A l'image du nombre de Nusselt Nu , le nombre de Sherwood compare le flux de vaporisation $\dot{m}_v / (\pi d^2)$ en régime convecto-diffusif au flux de vaporisation du modèle purement diffusif. A ce stade deux autres hypothèses sont formulées:

- $D_{Mvg} = D_{Mgv}$.
- $\rho_g = cste$.

L.1.2 Les modèles diffusifs

L.1.2.1 Goutte stagnante

C'est le modèle le plus simple. Il s'articule autour d'un bilan de masse qui décrit la diffusion de la vapeur quittant la goutte, et d'un bilan d'énergie. Ce dernier nous servira en outre à exprimer le nombre de Nusselt au cours d'un évaporation.

L.1.2.2 Bilan de masse

Le premier modèle fut proposé par Maxwell en 1877 (Fush (1959)). Le débit de vaporisation est uniquement contrôlé par les mécanismes de diffusion (loi de Fick).

$$\vec{J}_M = -D_{Mvg} \vec{\nabla} Y_v \quad (\text{L.3})$$

où \vec{J}_M est la densité de flux massique de vapeur, D_{Mvg} le coefficient de diffusion massique de la vapeur vers le gaz et $Y_v = \rho_v / [\rho_a + \rho_v]$ la fraction massique de vapeur. Soit une goutte de diamètre constant d (on suppose un apport constant de liquide dans la goutte) placée dans un enceinte de dimension infinie et dont la fraction massique en vapeur est $Y_{v\infty}$. En régime établi il est possible d'écrire:

$$\Delta Y_v = 0 \quad (\text{L.4})$$

En intégrant l'équation en coordonnées sphériques et en prenant comme condition limite que $Y_v(\infty) = Y_{v\infty}$ et $Y_v(d/2) = Y_{vI}$, on montre que:

$$Y_v(r) = \frac{d}{2r} (Y_{vI} - Y_{v\infty}) + Y_{v\infty} \quad (\text{L.5})$$

cette expression permet de déduire le débit de vapeur sortant de la goutte

$$\dot{m}_v = 2\pi d \rho_g D_{Mvg} (Y_{vI} - Y_{v\infty}) \quad (\text{L.6})$$

$$Sh = 2 \quad (\text{L.7})$$

L'hypothèse de diamètre constant de la goutte implique que seul le mécanisme de diffusion soit pris en compte. Les effets de la convection de l'écoulement (écoulement de Stefan) à proximité de l'interface sont occultés. Cette hypothèse, qui peut apparaître comme inappropriée se justifie pleinement lorsque le taux de vaporisation est faible (Oesterlé (2006)). Pour prendre en compte les effets de l'écoulement de Stefan, il est nécessaire d'exprimer le flux massique de vapeur $\rho_v V_v$ quittant la goutte. Celui-ci peut se décomposer sous la forme d'un flux diffusif j_v et d'un flux convectif $\rho_v V_{vc}$:

$$\rho_v V_v = j_v + \rho_v V_{vc} \quad (\text{L.8})$$

Par expression d'un bilan de masse autour d'une goutte immobile, on obtient (Oesterlé (2006), Sazhin (2006)):

$$(1 - Y_v) \frac{\dot{m}_v}{\pi d^2} = -\rho_g D_{Mvg} \frac{dY}{dr} \quad (\text{L.9})$$

où Y_v est la fraction massique de vapeur ρ_v/ρ_g , D_{Mvg} le coefficient de diffusion de la vapeur du liquide dans le gaz extérieur. Par intégration entre $r = d$ et $r = \infty$ on trouve:

$$\dot{m}_v = 2\pi d \rho_g D_{Mvg} \ln(1 + B_M) \quad (\text{L.10})$$

avec B_M le nombre de Spalding pour le transfert de masse:

$$B_M = \frac{Y_{vI} - Y_{v\infty}}{1 - Y_{vI}} \quad (\text{L.11})$$

d'où

$$Sh = 2 \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \quad (\text{L.12})$$

On remarquera que lorsque B_M tend vers 0 (c'est à dire lorsque l'ambiance de l'enceinte où se trouve la goutte est proche de la saturation) l'équation L.10 tend vers l'équation L.6.

L.1.2.3 Goutte en mouvement

À l'image des développements réalisés pour le nombre de Nusselt, lorsque la vitesse relative du gaz environnant la goutte est non nulle, le transfert de masse augmente. L'analogie ne s'arrête pas là, puisque les corrélations obtenues pour le nombre de Nusselt sont étendues au nombre de Sherwood en substituant le nombre de Prandtl au nombre de Schmidt:

$$Sc = \frac{\mu_g}{\rho_g D_{Mvg}} \quad (\text{L.13})$$

Ainsi en convection forcée les expressions L.10, L.6 deviennent:

$$\text{L.6} \Rightarrow Sh = Sh_0 \quad (\text{L.14})$$

$$\text{L.10} \Rightarrow Sh = Sh_0 \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \quad (\text{L.15})$$

Sh_0 apparaît donc comme le nombre de Sherwood en l'absence d'écoulement de Stefan.

L.1.2.4 Bilan d'énergie

Le changement de phase a un coût énergétique qu'il faut énoncer. Pour cela un bilan d'énergie est réalisé sur une goutte en cours d'évaporation (Castanet (2004), Castanet *et al.* (2002)). Après un certain nombre de manipulations, le bilan pour la goutte peut s'exprimer de la manière suivante:

$$\underbrace{m_p C_{pl} \frac{dT_m}{dt}}_{a1} - \underbrace{C_{pl} (T_m - T_I) \dot{m}_v}_{a2} + \underbrace{\varphi_c \pi d^2}_{a3} = \underbrace{L_v \dot{m}_v}_{a4} \quad (\text{L.16})$$

T_m est la température moyenne de la goutte définie au sens de l'intégrale sur le volume:

$$T_m = \frac{1}{m_p} \int_{V(t)} \rho_l T d\tau \quad (\text{L.17})$$

Dans l'équation L.16 le terme $a1$ désigne la chaleur servant à l'évolution de la température de la goutte (chaleur sensible), et le terme $a2$ traduit la réduction d'enthalpie consécutive à la réduction de la masse. Le terme $a3$ exprime l'apport de chaleur reçu par la goutte et $a4$ la quantité de chaleur prélevée pour réaliser le changement de phase (chaleur latente).

L'intégralité du transfert thermique se fait juste au niveau de l'interface c'est à dire:

$$\underbrace{\pi d^2 Nu \lambda_g \frac{T_g - T_I}{d}}_{b1} = \underbrace{\frac{\pi d^3}{6} C_{pl} \frac{dT_m}{dt}}_{b2} + \underbrace{\dot{m}_v [C_{pl} (T_I - T_m) + C_{pv} (T_g - T_I) + L_v(T_I)]}_{b3} \quad (\text{L.18})$$

Le membre de droite constitue l'apport de chaleur global cédé par le gaz à la goutte $b1$. Cette apport de chaleur peut être scindé en deux composantes: $b2$ correspondant à l'échauffement de la goutte, et $b3$ relatif à la chaleur nécessaire au changement de phase d'un débit \dot{m}_v de vapeur. Cette expression montre bien que lorsque \dot{m}_v tend vers 0, le flux de chaleur sert uniquement à chauffer la goutte. A noter que dans le cas où le débit de vapeur est imposé, si l'apport de chaleur par le gaz n'est pas suffisant, la goutte se refroidit. Ce cas est atteint lorsque:

$$Nu < Le \ln(1 + B_M) \frac{C_{pl} (T_I - T_m) + C_{pv} (T_g - T_I) + L_v(T_I)}{C_{pg}(T_g - T_I)} \quad (\text{L.19})$$

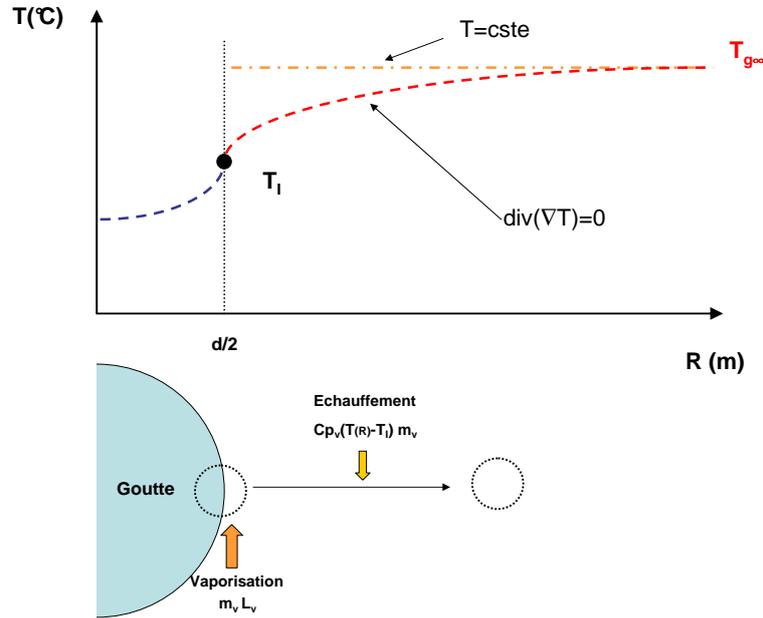


FIGURE L.1 – Illustration des différents profils de température

avec: Le le nombre de Lewis défini comme le rapport de la diffusivité massique sur la diffusivité thermique

$$Le = \frac{D_{Mvg}}{D_{Tg}} \quad (\text{L.20})$$

En supposant que l'on connaisse l'évolution de la température de la goutte au cours du temps il est possible par ailleurs de déterminer le nombre de Nusselt en cours d'évaporation. Cette approche étant difficile à entreprendre, Yao (Yao *et al.* (2003)) propose une analyse basée sur un bilan d'énergie pour une gouttelette en cours d'évaporation en régime permanent. En introduisant Nu_0 le nombre de Nusselt en l'absence de vaporisation Yao montre Sazhin (2006)):

$$Nu = Nu_0 \frac{\zeta}{e^\zeta - 1} = \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} Nu_0 \quad (\text{L.21})$$

avec

$$\zeta = \frac{Sh}{2} Le \frac{Cp_v}{Cp_g} B_M \quad (\text{L.22})$$

L.1.3 Le modèle d'Abranzon et Sirignano

Afin de prendre en compte les effets de transport convectif au voisinage de la surface de la goutte Abranzon et Sirignano (Abranzon & Sirignano (1989)) ont employé un modèle dit de théorie du "film". Ce modèle s'appuie sur la description au premier ordre de la couche limite thermique d'épaisseur δ_T pour les transferts de chaleur, et d'une couche limite pour

les transferts de masse δ_M (figure 5.20). Les transferts de masse et de chaleur s'effectuent à l'intérieur du film dont l'épaisseur dépend des nombres de Nusselt et de Sherwood, ils sont définis tel que la diffusion de masse et la conduction de la chaleur à l'intérieur du film soient égales aux flux réellement échangés par convection ou diffusion entre la goutte et le milieu extérieur. La démarche se fait en un premier mouvement en s'intéressant uniquement à l'aspect diffusif du problème, puis en intégrant au travers d'un facteur correctif, Abramzon et Sirignano proposent des expressions des nombres de Nusselt et de Sherwood:

$$Nu = 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T} \quad (\text{L.23})$$

$$Sh = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M} \quad (\text{L.24})$$

$$F_M = (1 + B_M)^{0.7} \frac{\ln[1 + B_M]}{B_M} \quad (\text{L.25})$$

$$F_T = (1 + B_T)^{0.7} \frac{\ln[1 + B_T]}{B_T} \quad (\text{L.26})$$

Le modèle est validé pour $0 < B_M; B_T < 20$ et $1 < Sc; Pr < 3$

D'autres modèles assez proches de celui d'Abramzon et Sirignano existent (exemple le modèle de Yao, Abdel-Khalik et Ghiaasiaan [Yao *et al.* (2003)]). Ils reposent tous sur une description des couches limites autour d'une goutte mais différent dans la description de la sensibilité du nombre de Sherwood par rapport à l'écoulement de Stefan.

L.1.4 Relations Empiriques

De nombreuses relations empiriques existent [Clift *et al.* (1978)]. Dans la plupart des cas les relations sont identiques à celles reliant les nombres de Nusselt, Schmidt et Reynolds. Les relations les plus courantes sont la relation de Froessling (valable tant que $Sc < 1$):

$$Sh = 2 + 0.57 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \quad (\text{L.27})$$

La relation de Chiang et Sirignano [Chiang *et al.* (1992)]:

$$Sh = \frac{2 + 0.87 Re_f^{1/2} Sc_l^{1/3}}{[1 + B_M]^{0.7}} \quad (\text{L.28})$$

où l'indice f indique que les grandeurs sont prises dans la région du film.

L.1.5 Influence du terme correctif pour prendre en compte l'écoulement de Stefan

La figure L.3 compare les différentes formulations possibles du rapport de Sh/Sh_0 .

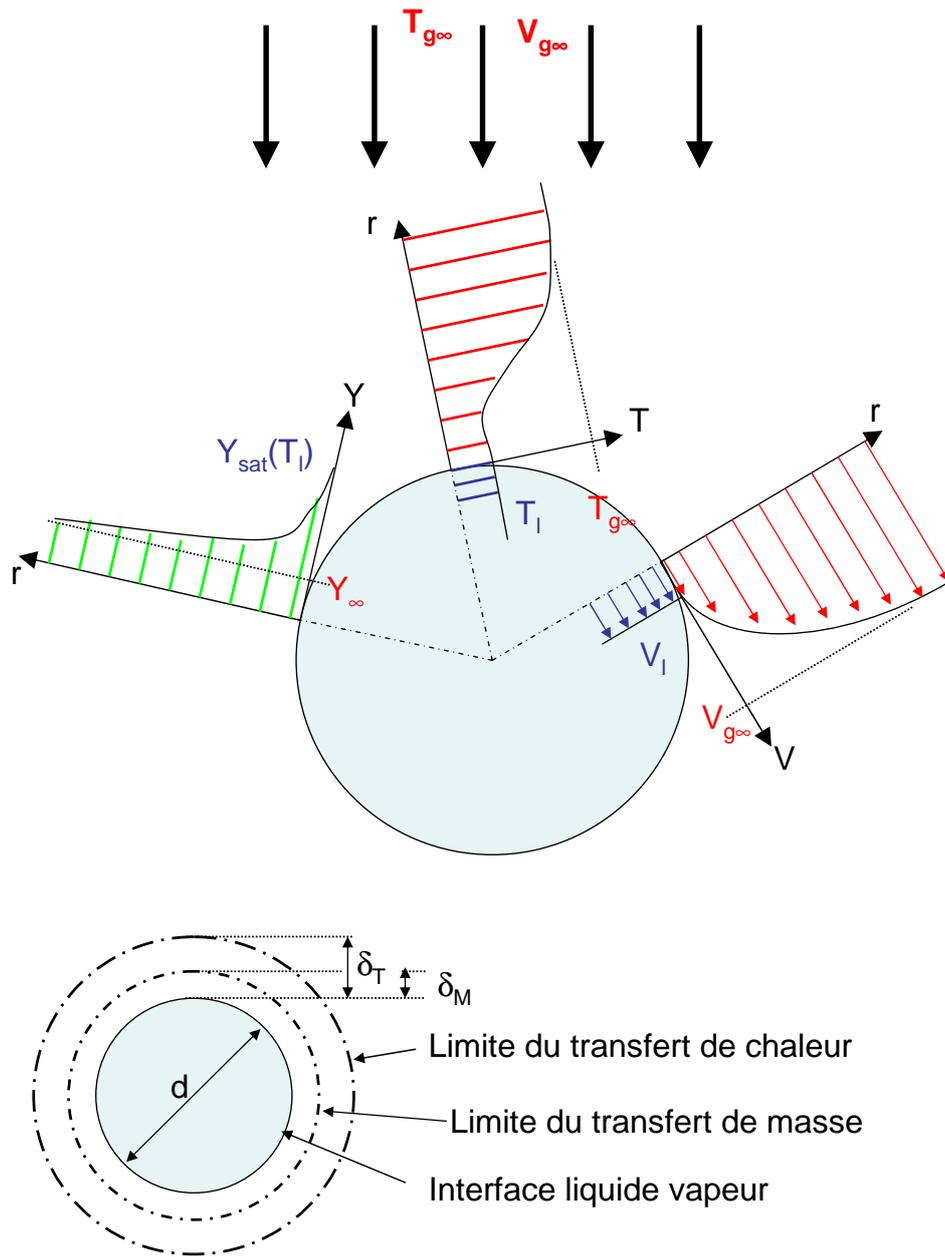


FIGURE L.2 – Modèle physique d'un écoulement d'air autour d'une goutte: théorie du "film"

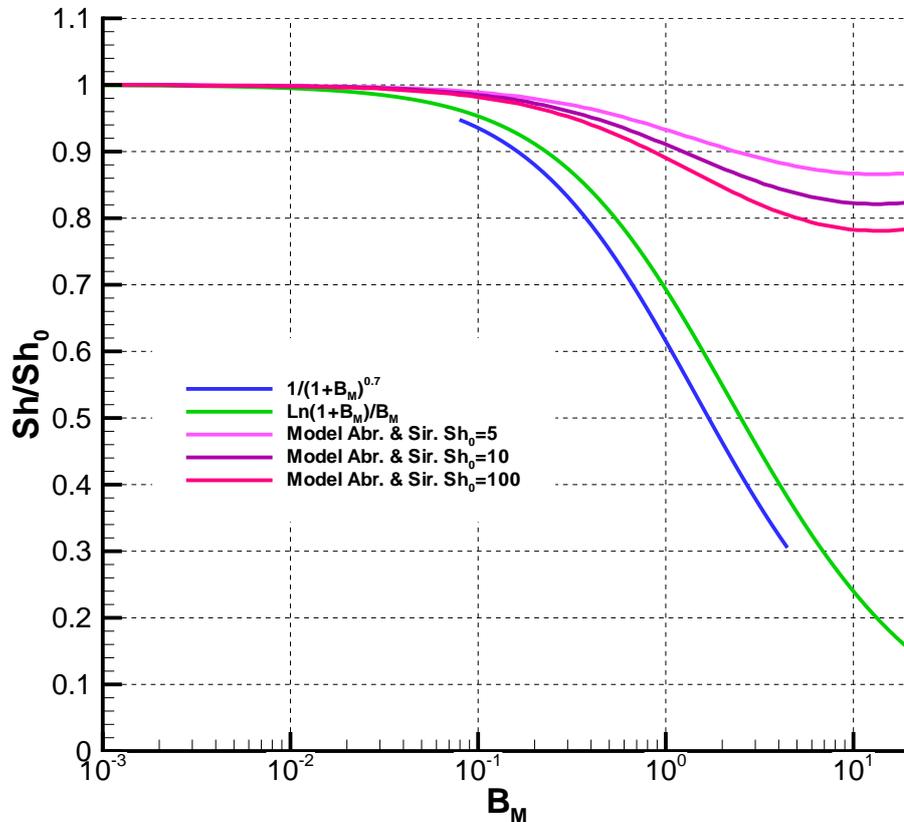


FIGURE L.3 – Effet de la prise en compte d'un facteur correctif pour l'écoulement de Stefan

L.1.6 Effet collectif

L'étude de l'évaporation de gouttes en interaction les unes avec les autres a fait l'objet de nombreux travaux [Chiang & Sirignano (1993), Daïf A. & Sarh (1995) Imaoka & Sirignano (2005) Devarakonda & Ray (2003)]. La plupart de ces résultats s'intéressent à l'interaction d'un nombre limité de gouttelettes. Pour des distances faibles (distance interparticulaire Λ de l'ordre de 2 à 3 diamètres) les modifications de l'écoulement de gaz autour des gouttes ont pour conséquence de diminuer considérablement les échanges de masse. Les avis sur la distance limite au delà de laquelle les effets de l'interaction sont encore ressentis semblent être toujours en projection.

Annexe M

Sonde Optique: Traitement du signal

Cette annexe reprend des éléments du chapitre 10.3 et apporte des informations complémentaires.

M.1 Description

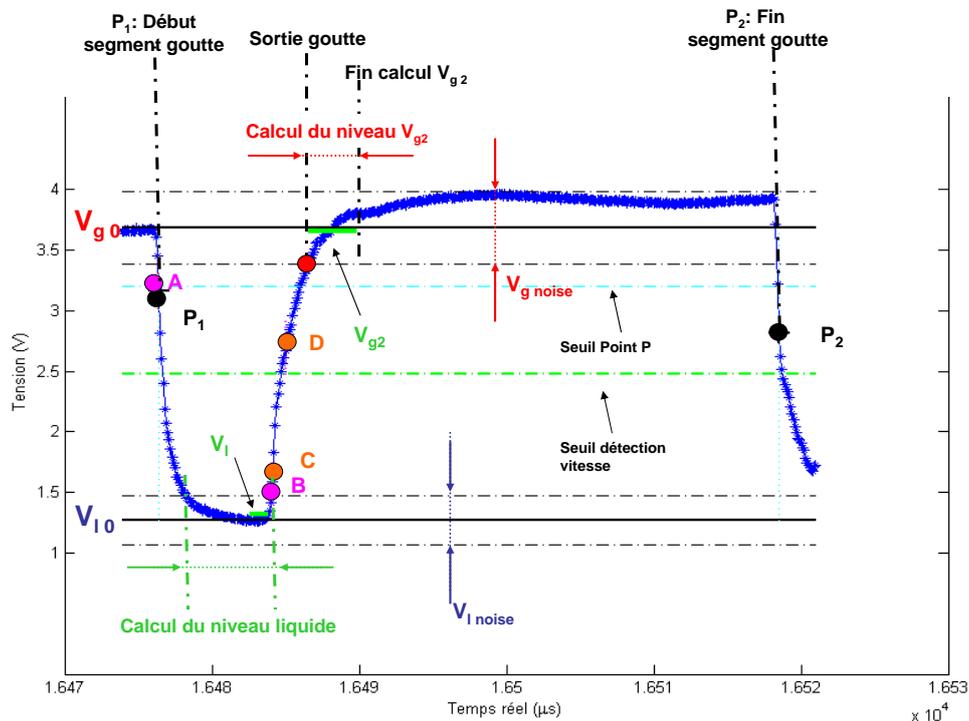


FIGURE M.1 – Description

Le traitement du signal issu d'une sonde optique a déjà fait l'objet d'un premier post-traitement [Hong (2003)]. Un nouveau post-traitement a été réalisé afin de l'intégrer à un

ensemble d'outils et d'interfaces graphiques. L'objectif premier est de faire évoluer la sonde optique vers un instrument de mesure en granulométrie qui soit accessible rapidement au plus grand nombre d'utilisateurs.

Une fois l'acquisition du signal effectuée, la première étape du traitement consiste à établir les valeurs des principaux paramètres: le niveau de tension lorsque la sonde est totalement immergée dans le liquide V_{l0} et celui où elle est totalement immergée dans le gaz V_{g0} ainsi que de donner une estimation du bruit autour de ces niveaux: $V_g noise$ et $V_l noise$. Ces divers niveaux dépendent à la fois de l'écoulement et de la sonde optique (des dérives au cours du temps ont déjà été observées). Cela dit, ces niveaux seront pris constants durant tout le traitement, mais sont réajustés pour chaque essai. L'outil choisi pour déterminer ces niveaux est l'histogramme¹ (figure M.2) des tensions du capteurs. Cet histogramme (courbe noire) présente deux massifs distincts un pour le liquide (phase dispersée dans le cas d'un spray) et un pour le gaz (phase continue). L'importance respective de chacun des massifs (fonction de répartition - courbe verte) est proportionnelle au taux de plein α_l et au taux de vide α . Le choix des différents niveaux est discutable et laisse une part d'appréciation à l'utilisateur. Cependant nous avons retenu d'identifier les maximums locaux comme les valeurs des niveaux V_{l0} et V_{g0} . L'amplitude des niveaux de bruit $V_l noise$ et $V_g noise$ est estimée par les changements de pente de la fonction de répartition. Un point délicat est l'évaluation de la tension V_{g0} (maximum local du massif gaz). En effet une confusion peut exister avec certains maximums locaux dus à des *over-shoot* (signaux dont l'amplitude dépasse largement le niveau gaz de référence). Pour contourner cette difficulté le niveau gaz V_{g0} est tracé sur un graphique [Temps-Tension] et comparé au signal réel. L'amplitude $V_{g0} - V_{l0}$ est appelée dynamique totale de la mesure et est notée \mathcal{D}_y .

Une fois ces niveaux de référence fixés, une analyse numérique goutte à goutte du signal est entreprise. La quantité d'informations enregistrées au moment de l'acquisition étant très importante, il est impossible de charger l'intégralité du signal dans la mémoire d'un ordinateur de bureau standard. Le signal est donc coupé en lot de tailles identiques puis chaque lot est chargé et traité individuellement. La première étape du traitement consiste à "segmenter" les gouttes. Pour cela un seuil absolu appelé *Seuil de point P* est fixé pour tout le traitement et permet d'isoler des portions ou segment de signal contenant une goutte de forte dynamique. Ce seuil détermine la position des points² P_1 et³ P_2 (cf. figure M.1).

$$Seuil_{Point P} = V_{g0} - C_{l1} (V_{g0} - V_{l0}) \quad (M.1)$$

¹La carte d'acquisition étant une 12 bits, le nombre de classes retenu pour calculer l'histogramme est de 2^{12}

²Le point P_1 ou P_2 est déterminé comme étant le premier point réel de mesure en dessous du seuil de point P

³Le point P_2 correspond au point P_1 du segment suivant

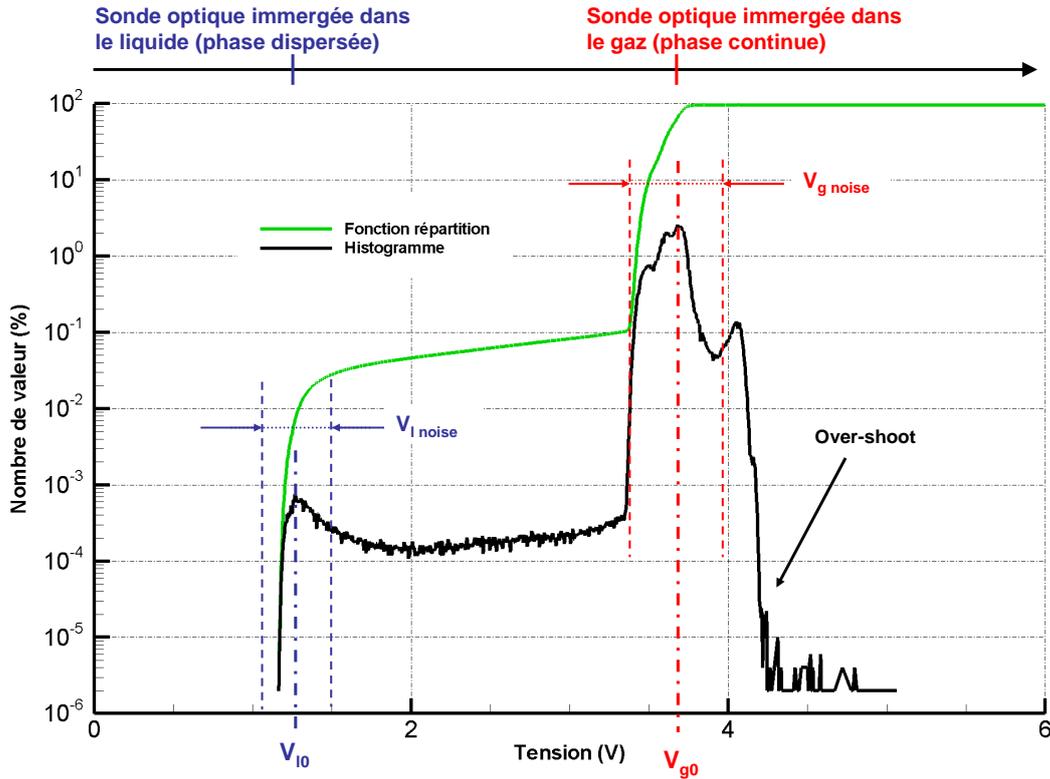


FIGURE M.2 – Représentation d'un histogramme du signal issu de la sonde optique

où C_{l1} est un coefficient qui par défaut vaut: 20%.

Une fois ce segment de signal isolé, démarre la deuxième étape du traitement: la caractérisation de la goutte. La première phase consiste à déterminer précisément les caractéristiques générales de la goutte: son niveau liquide V_l et les niveaux gaz d'entrée V_{g1} et de sortie V_{g2} de goutte. Le niveau d'entrée V_{g1} est pris par défaut égal au V_{g2} de la goutte précédente. L'évaluation du niveau gaz de sortie V_{g2} nécessite de fixer l'instant où la goutte sort de la zone sensible de la goutte. Le critère proposé est de prendre le premier point du segment tel que:

$$V(t_{fin\ goutte}) = V_{g\ noise} \quad (M.2)$$

Le calcul du niveau liquide dépend de l'amplitude de la goutte:

1. Si le minimum de tension V_{min} est compris entre $V_{l0} \pm V_{l\ noise}/2$ alors V_l est pris comme la moyenne de tous les points acquis tel que $V(t) \leq V_{l0} - V_{l\ noise}/2$

$$V_l = \overline{V(t)} \quad \text{tel que } |V(t)| \leq V_{l0} - V_{l\ noise}/2 \quad (M.3)$$

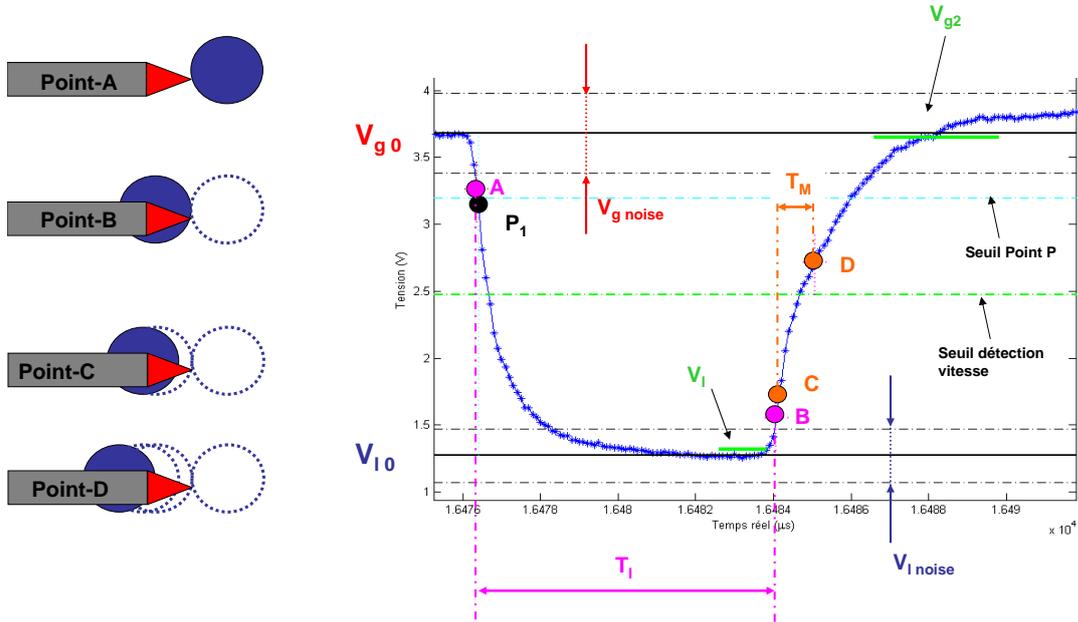


FIGURE M.3 – Signal d'une goutte de type 1 avec les différents seuils associés.

2. Si le minimum de tension V_{min} est supérieur à $V_{l0} + V_{l\ noise}/2$ alors $V_l = V_{min}$

$$V_l = V_{min} \quad (\text{M.4})$$

Une fois ces deux paramètres déterminés, une deuxième phase est entamée: la description détaillée de la goutte (cf. figure M.3). Cette description détaillée revient à l'analyse précise des différents stades de passage d'une goutte sur la zone sensible de la sonde. Quatre points sont déterminés:

- Le point *A* correspond au perçage de la goutte par sonde. L'interface gaz-liquide de la goutte se déforme puis se perce.
- Le point *B* est pris comme l'instant du démouillage, c'est à dire l'instant où l'interface liquide-gaz est percée.
- Les points *C* et *D* sont choisis de manière à évaluer la vitesse de passage de l'interface sur l'extrémité de la sonde.

Ces points sont calculés à l'aide de seuils:

$$Pt_A = V_{g1} - cs_1 (V_{g1} - V_l) \quad (\text{M.5})$$

$$Pt_B = V_l + cs_2 (V_{g2} - V_l) \quad (\text{M.6})$$

$$Pt_C = V_l + c_c (V_{g2} - V_l) \quad (\text{M.7})$$

$$Pt_D = V_l + c_d (V_{g2} - V_l) \quad (\text{M.8})$$

Les coefficients cs_1 et cs_2 valent, par défaut, respectivement: 20% et 10%. Les coefficients c_c et c_d dépendent du choix de la loi d'étalonnage de la sonde optique. Le calcul du temps s'écoulant entre le point A et le point B (noté T_l) permet de connaître le temps pendant lequel la goutte a immergé totalement la zone sensible de la sonde. Le temps s'écoulant entre les points C et D (noté T_M) est directement relié à la vitesse de passage de l'interface $V_{interface}$.

Une fois cette étape franchie (dite de première détection) une analyse dite de deuxième détection est lancée sur le segment restant de la goutte (situé entre la sortie de la goutte de forte amplitude et le point P_2). Cette deuxième détection a pour but de distinguer le signal de goutte de faible amplitude parmi le bruit du niveau gaz. Comme précédemment, un seuil de deuxième détection est construit autour de niveaux locaux:

$$Seuil_{2^{nd} \text{ detection}} = V_{g2} - cl_2 V_{g \text{ noise}} \quad (\text{M.9})$$

Le coefficient cl_2 est pris par défaut à 1.2. Si une goutte de deuxième détection est détectée, elle fait l'objet du même traitement que la goutte de première détection.

M.2 Détermination de la vitesse

Le principe de mesure de la vitesse d'inclusion par sonde optique conique est basé sur le fait que le temps d'assèchement, qui correspond à la transition liquide gaz: T_M , est inversement proportionnel à la vitesse d'interface:

$$V_{interface} = Ls T_M^a \quad (\text{M.10})$$

où Ls est la longueur sensible exprimée en (μm), et a l'exposant ($a = -1$ dans le cas d'une loi inverse).

Pratiquement, pour mesurer la vitesse des gouttes, la sonde optique nécessite un étalonnage. Cette procédure consiste en la mesure du temps de montée T_M sur des signaux de bulles qui sont lâchées dans un écoulement d'eau sous pression à travers une colonne

verticale de diamètre intérieur 10mm. La vitesse d'ascension des bulles est mesurée par deux photodiodes disposées le long de la colonne et séparées d'une distance d . Pour chaque point d'étalonnage, il est possible de relier la vitesse de passage de l'interface avec un temps de montée. Ce temps de montée T_M est défini comme une portion de 10% à 60% ou 70% du temps de montée total et est noté dans le cas général comme⁴ $T_{M\ cd}$.

A partir des points de mesures réalisés lors de l'étalonnage, une loi d'étalonnage reliant un $T_{M\ cd}$ et la vitesse d'interface $V_{interface}$ est recherchée. Pour cela plusieurs méthodes sont possibles:

- Calculer la loi d'ajustement linéaire au sens des moindres carrés entre $\ln(T_{M\ cd})$ et $\ln(V_{interface})$.
- Calculer la loi d'ajustement linéaire par une technique dite "<robuste>" entre $\ln(T_{M\ cd})$ et $\ln(V_{interface})$. Ces régressions sont utilisées pour limiter l'effet des valeurs aberrantes. L'idée est d'attribuer un poids à chaque point. Les valeurs aberrantes sont affectées d'un poids faible afin que le résultat final soit moins sensible à la présence de valeurs aberrantes. La pondération est effectuée automatiquement et par une procédure itérative comme suit. Dans la première itération, l'ajustement se fait au sens des moindres carrés ordinaires (chaque point a le même poids). A partir de là, de nouvelles valeurs de pondération sont calculées en attribuant un poids plus faible aux points les plus éloignés de la loi. Un nouvel ajustement est calculé en tenant compte de ces nouvelles valeurs de pondération. Le processus continue jusqu'à ce qu'il converge [Mathworks (2006)].
- Calculer la loi de régression en loi de puissance entre les variables: $T_{M\ cd}$ et $V_{interface}$. Cette méthode fait appel à une régression non linéaire au sens des moindres carrés [Mathworks (2006)].
- Calculer une loi d'ajustement en ne laissant qu'un degré de liberté: la longueur sensible L_s . L'exposant est quant à lui fixé à -1 .

Toutes ces régressions sont réalisées avec une méthode reposant sur celle des moindres carrés. Cette méthode a pour but de minimiser la somme des écarts au carré entre la loi d'ajustement et les points de mesure $\sum_{i=1,N} (y_{i\ exp} - y_{i\ loi})^2$. La recherche d'une loi d'ajustement sous la forme $V = f(T_M)$ ou $T_M = f(V)$ ne mène pas, bien évidemment, au même résultat⁵. Par ailleurs, le fait de passer au logarithme les valeurs des points de mesure a pour effet de rechercher la loi d'ajustement minimisant $\sum_{i=1,N} (\ln(y_{i\ exp}) - \ln(y_{i\ loi}))^2$.

⁴Ainsi par exemple le temps de montée évalué entre $c = 10\%$ et $d = 60\%$ du temps de montée total sera noté: $T_{M\ 1060}$

⁵Dans le premier cas, on cherche à T_M fixé, à minimiser l'écart entre la droite d'ajustement et la vitesse de chaque point; dans le deuxième cas on cherche à V fixé à minimiser l'écart entre la droite d'ajustement et le temps de montée de chaque point

$V_{interface} = Ls T_M^a$		
	Ls	Exposant
Régression linéaire en log-log	34.3504	-0.80526
Régression Robuste en log-log	34.1808	-0.80304
Régression en loi puissance	26.6703	-0.70433
Régression en loi Inverse	52.3969	-1

TABLEAU M.1 – Tableau comparatif de valeurs de longueur sensible Ls et d'exposant a obtenu pour la sonde optique 100-12 sur 47 points d'étalonnage. Le temps de montée utilisé pour l'exemple est le $T_{M\ 1060}$

Dans ce cas, les valeurs obtenues pour les coefficients de la loi d'ajustement ne sont pas optimales pour les valeurs brutes. A noter que pour des petits échantillons, la méthode des moindres carrés est très sensible aux points un peu écartés. Les résultats en fonction de la méthode employée sont très disparates comme l'illustre le tableau M.1.

Dans le cas du traitement du signal, toutes les gouttes impactant la sonde ne présentent pas un plateau (c'est à dire mouillent l'intégralité de la zone sensible). Il est donc nécessaire de distinguer différents types de gouttes en fonction de leur dynamique propre $V_{g2} - V_l$

- **type 1**: Ces gouttes ont des signaux qui ont une dynamique A proche de la dynamique maximale $V_{g0} - V_{l0}$: ils se caractérisent par un palier liquide bien marqué. Pour ce type de signaux, la vitesse des gouttes est déterminée par la corrélation obtenue lors de l'étalonnage. La vitesse et la corde s'exprime alors:

$$V = Ls T_M^a \quad (\text{M.11})$$

$$C = Ls T_l T_M^a \quad (\text{M.12})$$

- **type 2**: Ces gouttes ont des signaux qui ont une dynamique plus réduite et sans palier liquide. Elles correspondent à des gouttes dont la trajectoires ne mouille pas l'intégralité de la zone sensible. Pour ce type de signaux le temps de montée évalué par l'algorithme est forcément plus court ⁶ et amène donc à surestimer la vitesse de la goutte. En supposant que la transition (liquide/gaz) est une fonction linéaire du temps, ce qui est bien vérifié en pratique (Cartellier (1999a)), et en négligeant les effets imprévus dus à l'impact de la sonde (Hong (2003)), la vitesse peut être déduite en prenant en compte le ratio de la dynamique totale de la goutte ($V_{g0} - V_{l0}$) sur la dynamique locale de la goutte ($V_{g2} - V_l$). La vitesse et la corde s'expriment alors:

⁶qu'une même goutte allant à une vitesse identique et mouillant l'intégralité de la zone sensible

$$V = Ls \left[T_M \frac{V_{g0} - V_{l0}}{V_{g2} - V_l} \right]^a \quad (\text{M.13})$$

$$C = T_l Ls \left[T_M \frac{V_{g0} - V_{l0}}{V_{g2} - V_l} \right]^a \quad (\text{M.14})$$

- **type 3**: Ces gouttes ont une dynamique très réduite (V_l est supérieure $Seuil_{vitesse}$). Elles correspondent à des gouttes qui viennent impacter seulement une partie limitée de la zone sensible. La vitesse des gouttes correspondant à ce type de signaux est calculée indirectement, en supposant l'existence d'une corrélation entre la taille et la vitesse. Pour cela une corrélation est construite autour de la corde et du temps de présence (des gouttes de types 1 et 2):

$$C = b_1 T_l^{a_1} \quad (\text{M.15})$$

Cette relation permet de calculer directement la corde des gouttes de type 3 et d'estimer la vitesse de ces gouttes:

$$V = \frac{C}{T_l} \quad (\text{M.16})$$

	Caractéristiques	Vitesse	Corde
Type 1	$V_l \leq V_{l0} + V_l \text{ noise}/2$	$V = Ls T_M^a$	$C = Ls T_l T_M^a$
Type 2	$V_{l0} + V_l \text{ noise}/2 < V_l \leq Seuil_{vitesse}$	$V = Ls \left[T_M \frac{V_{g0} - V_{l0}}{V_{g2} - V_l} \right]^a$	$C = T_l Ls \left[T_M \frac{V_{g0} - V_{l0}}{V_{g2} - V_l} \right]^a$
Type 3	$Seuil_{vitesse} < V_l$	$V = C/T_l$	$C = b_1 T_l^{a_1}$ Corrélation (Type 1 et 2)

TABLEAU M.2 – Tableau de synthèse pour évaluer la taille et la vitesse des gouttes

M.3 Les grandeurs issues du traitement du signal

A partir de ce traitement, il est possible d'extraire un certain nombre d'informations sans faire d'hypothèses supplémentaires:

- **La fraction volumique locale** de phase dispersée, aussi appelée taux de présence liquide :

$$\alpha_l = 1 - \alpha = \sum_{i=1}^N \frac{T_{li}}{T_{total}} \quad (\text{M.17})$$

où T_{li} est le temps liquide de la i^{eme} goutte, T_{total} le temps total de l'acquisition.

– **Le flux volumique local :**

$$J_l = \sum_{i=1}^N \frac{C_i}{T_{total}} = \sum_{i=1}^N \frac{T_{li}V_i}{T_{total}} = \overline{V_{pl}}\alpha_l \quad (\text{M.18})$$

où C_i est la corde de i^{eme} goutte et $\overline{V_{pl}}$ est :

$$\overline{V_{pl}} = \frac{\sum_{i=1}^N T_{li}V_i}{\sum_{i=1}^N T_{li}} \quad (\text{M.19})$$

– **La fréquence de détection:**

$$f_{detect} = \frac{N}{T_{total}} \quad (\text{M.20})$$

où N est le nombre total d'événements détectés pendant le temps T_{total}

– **Le diamètre de Sauter, Garnier (2002):**

$$d_{32} = 3/\overline{2C} \quad (\text{M.21})$$

où \overline{C} est la corde moyenne. La démonstration est faite dans l'annexe G. Cette démonstration repose sur un certain nombre d'hypothèses dont celle, non explicite, qui sous entend que les distributions de cordes ont convergées statistiquement sur tout le domaine (de 0 à l'infini). Les mesures se déroulant sur un temps fini, le domaine sur lequel la statistique a convergé est fini, introduisant de ce fait une erreur dans l'évaluation du d_{32} . Cependant, expérimentalement, la valeur du diamètre de Sauter converge rapidement comme l'illustre la figure M.4.

– **La densité moyenne d'aire interfaciale**

$$\Gamma_l = \frac{6(1-\alpha)}{d_{32}} \quad (\text{M.22})$$

– **Les distributions de corde $P(C)$ ou de vitesse $P(V)$**

– **Les distributions jointes de corde et vitesse $P(C,V)$**

A partir de toutes ces données nous pouvons, moyennant des hypothèses sur la phase dispersée, reconstruire la distribution jointe (Taille;Vitesse) (Barrau *et al.* (1999)) des gouttes à partir de la distribution jointe des (cordes;Vitesses) perçues par la sonde P(C;V). Ces hypothèses sont :

- Écoulement stationnaire

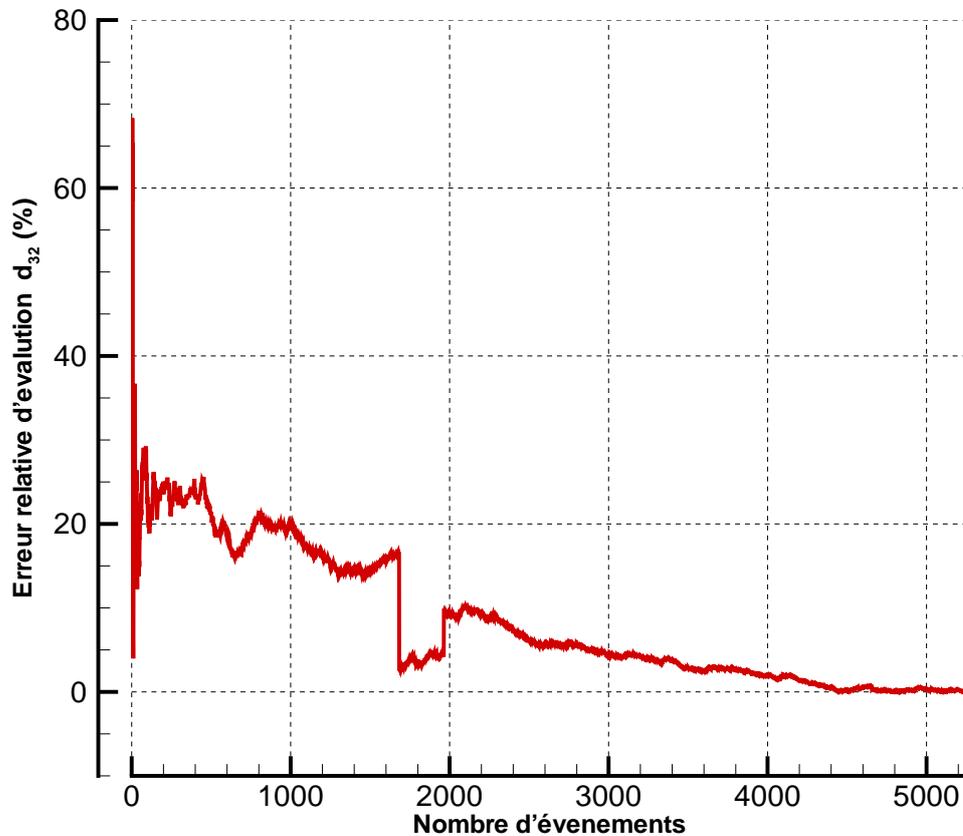


FIGURE M.4 – Exemple de l'erreur relative pour l'évaluation du diamètre de sauter d_{32} en fonction du nombre de gouttes retenues pour le calcul

- Inclusions sphériques
- Sonde idéale n'affectant, d'aucune sorte, l'écoulement
- Écoulement unidirectionnel, dirigé selon l'axe de la sonde
- La densité de nombre et le flux en nombre sont constants ou varient linéairement dans un plan perpendiculaire à l'axe de la sonde

En posant ces hypothèses deux stratégies sont alors possibles pour mener le calcul à son terme

Cas où la taille et la vitesse des gouttes sont décorréélées L'algorithme décrit ci-dessus permet d'aboutir à la densité de probabilité de corde p^c . A partir de de cette distribution il est possible de remonter à la densité de probabilité de tailles détectées ⁷

⁷detecté est indicé p pour *présence*

$p_p^d(R)$ par la relation:

$$p^c(C) = \int_{C/2}^{\infty} \frac{C/2}{R^2} p_p^d(R) dR \quad (\text{M.23})$$

La distribution de taille détectée diffère légèrement de la densité de taille réelle p_r^d dans le spray. En effet, les grandes gouttes ont nettement plus de chances d'être détectées que les petites. Cette remarque met en évidence que le volume de mesure de la sonde optique est affectée par la taille des gouttes. La densité de probabilité de taille détectée P_p^d est liée à la probabilité de taille réelle P_d^r par la relation:

$$p_r^d(R) = \frac{p_p^d(R)/R^2}{\int_0^{\infty} p_p^d(R)/R^2 dR} \quad (\text{M.24})$$

Cas où la taille et la vitesse des gouttes sont corrélées De manière identique la distribution jointe $P(C,V)$ est liée par la même relation à la distribution jointe de taille détectée $P_p(R,V)$. La distribution de taille réelle est donnée par la relation:

$$p_r(R,V) = \frac{p_p(R,V)/[V R^2]}{\int_0^{\infty} P_p(R,V)/[V R^2] dR} \quad (\text{M.25})$$

A partir des distributions de taille réelle, il est possible de calculer les différents moments des distribution et d'exprimer les diamètres caractéristiques (cf. paragraphe:5.5). Ces grandeurs permettent d'exprimer de plus:

– **La concentration numérique**

$$n_0 = \frac{1 - \alpha}{4/3\pi R^3} = \frac{1 - \alpha}{\pi/6d_{30}^3} \quad (\text{M.26})$$

– **Le flux en nombre de goutte**

$$\phi_0 = \frac{f_d}{\pi R^2} = \frac{1 - \alpha}{\pi/4d_{20}^2} \quad (\text{M.27})$$

La difficulté la plus grande est d'exprimer la relation entre les différentes distributions (de corde, de rayon détecté ou de rayon réel). Différentes méthodes existent [Garnier (2002)]:

Relation inverse par dérivation Les densités de probabilité de présence p_r^d , p_p^d et p^c peuvent être liées par les relations suivantes:

$$p_p(R) = p^c(R) - 2Rp^{c'}(2R) \quad (\text{M.28})$$

$$p_r^d(R) = \left. \frac{dp^c}{dC} \right|_{C=0} \frac{d}{dR} \left[\frac{p^c(2R)}{R} \right] \quad (\text{M.29})$$

Cependant une estimation précise de la quantité $\left. \frac{dp^c}{dC} \right|_{C=0}$ est difficile à obtenir [Cartellier (1999b)] car elle dépend des contributions apportées à p^c par les cordes les plus petites.

Or, ce sont justement ces petites cordes qui sont mal détectées par le post-traitement.

Relation inverse en supposant une distribution log normale pour p_r^d En supposant que p_r^d réponde à une loi log normale:

$$p_r^d = \frac{1}{d\sqrt{2\pi b}} \exp \left[-\frac{(\ln(d) - a)^2}{2b} \right] \quad (\text{M.30})$$

$$a = \ln(m_1) - 1/2 \ln \left(1 + \frac{m_2}{m_1^2} \right) \quad (\text{M.31})$$

$$b = \ln \left(1 + \frac{m_2}{m_1^2} \right) \quad (\text{M.32})$$

avec m_1 la valeur moyenne de la distribution, et m_2 sa variance.

$$p^c(C) = \frac{C}{4\mu_2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(C/2) - a}{\sqrt{2b}} \right) \right] \quad (\text{M.33})$$

$$\mu_2 = \exp [2(a + b)] \quad (\text{M.34})$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp [-t^2] dt \quad (\text{M.35})$$

Les formules permettant d'obtenir les paramètres m_1 et m_2 de p_r^d en fonction de la moyenne q_1 et la variance q_2 de p^c .

$$m_1 = \ln \left[\frac{3q_1}{4\sqrt{q_2}} \right] - 5/2 \ln \left[8/9 \left(\frac{q_1^2 + q_2}{q_1^2} \right) \right] \quad (\text{M.36})$$

$$m_2 = \ln \left[8/9 \left(\frac{q_1^2 + q_2}{q_1^2} \right) \right] \quad (\text{M.37})$$

Inversion par inversion de matrice La densité de probabilité de corde p^c s'exprime à partir de la densité de probabilité de taille détectée p_p^d

$$C_i = 2R_0 \frac{i - 1/2}{m} \quad (\text{M.38})$$

$$R_j = \frac{R_0}{m} (j - 1/2) \quad (\text{M.39})$$

$$p^c(C) = C/2 \int_{C/2}^{\infty} \frac{P_p^d(R)}{R^2} dR \quad (\text{M.40})$$

$$p^c(C_i) = C_i/2 \sum_{j=i}^{j_{max}} \int_{C_j}^{C_{j+1}} \frac{P_p^d(R)}{R^2} dR \quad (\text{M.41})$$

En intégrant par une méthode des rectangle on obtient:

$$p_p^d(R_i) = (i - 1/2) p^c(C_i) - \sum_{j=i+1}^{j_{max}} \left[\frac{i - 1/2}{j - 1/2} \right]^2 p_p^d(R_j) \quad (\text{M.42})$$

$$p_p^d(R_{max}) = (m - 1/2) p^c(m) \quad (\text{M.43})$$

Cette méthode à l'avantage d'être économique en temps de calcul. Il est bon de souligner que:

- Le calcul de l'intégrale est d'autant plus précis que le nombre de classes est élevé.
- Plus le nombre de classes est élevé, plus la pertinence des $p^c(C_i)$ décroît.
- Si l'histogramme n'a pas convergé, le résultat peut présenter des densités de probabilité négatives.

Annexe N

Formulation de l'expansion radiale selon Panchagnula [1998]

Panchagnula & Sojka (1998) propose comme formulation de la vitesse l'expression suivante:

$$U(r,z) = U_{max} \operatorname{sech}(\eta) \quad (\text{N.1})$$

$$\eta = kk \frac{r}{z} \quad (\text{N.2})$$

$$(\text{N.3})$$

où kk est un paramètre adimensionnel décrivant l'expansion du jet.

La fonction sech correspond à la fonction hyperbolique sécante:

$$\operatorname{sech}(x) = \frac{1}{\operatorname{cosh}(x)} = \frac{2}{e^{-x} + e^x} \quad (\text{N.4})$$

On cherche l'expression littérale de la demi largeur du jet $r_{1/2}$

$$U(r_{1/2}, z) = \frac{U_{max}}{2} \quad (\text{N.5})$$

$$\frac{2}{e^{-\eta} + e^{\eta}} = \frac{1}{2} \quad (\text{N.6})$$

$$e^{2\eta} - 4e^{\eta} + 1 = 0 \quad (\text{N.7})$$

d'où en résolvant l'équation du deuxième ordre:

$$\Delta = 4^2 - 4 = 12 = (2\sqrt{3})^2 \quad (\text{N.8})$$

$$e^{\eta} = \frac{-(-4) \pm \sqrt{\Delta}}{2} \quad (\text{N.9})$$

$$\eta = \ln(2 \pm \sqrt{3}) \quad (\text{N.10})$$

d'où

$$r_{1/2} = \frac{\ln(2 + \sqrt{3})}{kk} z \quad (\text{N.11})$$

La solution $\ln(2 - \sqrt{3})$ est abandonnée car elle conduit à une valeur non physique de la demi-largeur.

or Panchagnula & Sojka (1998) montre que l'expression de kk peut se mettre sous la forme:

$$kk = C_1 Re_l^{C_2} \left(\frac{X_m}{1 - X_m} \right)^{C_3} \quad (\text{N.12})$$

Avec $C_1 = 40$, $C_2 = -0.37$ et $C_3 = 0.15$ et $Re_l = \frac{4\dot{m}_l}{\pi D_{Buse} \mu_l}$

Donc:

$$r_{1/2} = z \frac{\ln(2 + \sqrt{3})}{C_1 Re_l^{C_2} \left(\frac{X_m}{1 - X_m} \right)^{C_3}} \quad (\text{N.13})$$

Annexe O

Formulation des profils longitudinaux de vitesses Ferrand [2001]

Ferrand (2001) propose une analyse des effets du chargement: En écrivant que:

$$\frac{U}{U_{Buse}} = \frac{B}{(z - z_0)/D_{Buse}} \quad (O.1)$$

La tableau O.1 récapitule les résultats de l'étude de sensibilité sur le chargement du spray
Il est possible de proposer une loi linéaire qui se met sous la forme:

X_m	B
100	4.76
89.2	6.25
71	7.14
57.3	9.09

TABLEAU O.1 – Tableau récapitulatif des mesures effectuées par Ferrand (2001) sur l'effet du chargement

$$B = -9.34X_m + 14.23 \quad (O.2)$$

Bibliographie

- A2PS 1, *A2 Photonic Sensors c/o INPG-MINATEC, 3 Parvis Louis Néel BP 257 38016 Grenoble - cedex 1, France.*
- Abdel-Rahman, A. A., Chakroun, W., & Al-Fahed, S. F. 1997, Lda measurements in the turbulent round jet. *Mechanics Research Communications*, 24, 277–288.
- Abramzon, B. & Sirignano, W. 1989, Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal Heat Mass Transfer*, 32, 1605–1618.
- Acrivos, A. & Taylor, T. E. 1962, Heat and mass transfer from single spheres in stockes flow. *Physic of fluid*, 5, 387–394.
- Amblard, F. 2005, Modélisation d'un jet de brouillard d'eau. Rapport technique, Stage Master Professionnel Modelisation et Simultaion Numérique - Université Joseph Fourier.
- Amiet, M., Sterlini, J., & Slama, L. 1997, Brevet inpi 9709053: Dispositif de génération d'un fluide diphasique.
- Antheaume, S. 2004, Modélisation d'un jet de brouillard d'eau. *Rapport de Stage 2A Ecole d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble.*
- Arbeau, A. 2004, *Etude de l'entraînement d'air dans un spray haute pression. Diagnostics Optique et Application à l'injection Diesel.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Attou, A. & Seynhaeve, J. 1999, Steady-state critical two-phase flashing flow with possible multiple choking phenomenon. part 1: Physical modelling and numerical procedure. *Journal of loss prevention in the Process Industries*, 12, 335–345.
- Babinsky, E. & Sojka, P. 2002, Modeling drop size distribution. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28, 303–329.
- Bachalo, W. & Houser, M. J. 1984, Phase/doppler spray analyzer for simultaneous measurement of drop size and velocity distributions. *Optical Engineering*, 23, 583–590.
- Bachalo, W. D. 1980, Method for measuring the size and velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry. *Applied Optics*, 19, 3.
- Baily, C. & Comte-Bellot, G. 2003, *Turbulence.* Sciences et techniques de l'ingénieur.
- Baker, O. 1954, Simultaneous flow in oil and gas. *Oil and Gas journal*, 53, 185–195.
- Barrau, E., Rivière, N., & Cartellier, A. 1999, Single and double optical probes in air-water two-phase flows : real time processing and sensors performances. *International Journal of Multiphase Flow*, 25, 229–256.

- Batchelor, G. 1956, *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, London.
- Batchelor, G. K. 1972, Sedimentation in a dilute suspension of spheres. *Journal of Fluid Mechanics*, 52, 245–268.
- Bauckhage, K., Floegel, H. H., Fritsching, U., & Hiller, R. 1998, The phase doppler difference method, a new laser doppler technique for simultaneous size and velocity measurement. *Part. and Part. Syst. Character.*, 5, 66–71.
- Ben-Rayana, F. 2007, *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Berne, P. 1983, *Contribution à la modélisation du taux de production de vapeur par autovaporisation dans les écoulements diphasiques en conduite*. Thèse de doctorat, Ecoles centrales des Arts et Manufactures.
- Biance, A.-L. H. 2004, *Gouttes inertielles : de la caléfaction à l'étalement*. Thèse de doctorat, Université de Paris VI.
- Bilicky, Z., Dafermos, C., Kestin, J., Majda, G., & Zeng, D. L. 1987, Trajectories and singular points in steady-state models of two phase flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 13, 511–533.
- Borée, J., Ishima, T., & Flour, I. 2001, The effect of mass loading and inter-particle collisions on the development of the polydispersed two-phase flow downstream of a confined bluff body. *Journal of Fluid Mechanics*, 443, 129–165.
- Bourrilhon, T. 2003, *Tuyère diphasique à jet de brouillard: Application à la lutte contre les incendies*. Drt, UJF Grenoble.
- Brown, G. & Rosko, A. 1974, On density and large structure in turbulent mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, 64, 775–816.
- Bush, S. G., Bennett, J. B., Sojka, P. E., Panchagnula, M. V., & Plesniak, M. W. 1996, Momentum rate probe for use with two-phase flows. *American Institute of Physics*, 67, 1878–1885.
- Candel, S. 2001, *Mécanique des fluides: Cours*. Broché.
- Cartellier, A. 1998, Monofiber optical probes for gas detection and gas velocity measurements : conical probes. *International Journal of Multiphase Flow*, 24, 1265–1294.
- Cartellier, A. 1999a, Post-treatment for phase detection probes in non uniform two-phase flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 25, 201228.
- Cartellier, A. 1999b, Simultaneous void fraction measurement, bubble velocity, and size estimate using a single optical probe in gas-liquid two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 25, 201–228.
- Cartellier, A. & Achard, J. L. 1991, Local phase detection probes in fluid/fluid two phase flows. *Rev. Sci. Instrum.*, 62, 279–303.

- Cartellier, A. & Barrau, E. 1998, Monofiber optical probes for gas detection and gas velocity measurements : optimized sensing tips. *International Journal of Multiphase Flow*, 24, 1295–1315.
- Cartellier, A. & Rayana, F. B. 2004, Dispersed phase measurements in sprays using optical probes. Dans *3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*.
- Castaing, B., Gagne, Y., & Hopfinger, E. J. 1990, Velocity probability density functions of high reynolds number turbulence. *Physica D*, 46, 177–200.
- Castanet, G. 2004, *Etude aérothermique d'un jet de gouttes monodispersé en évaporation et en combustion à l'aide de méthodes optiques*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré.
- Castanet, G., Lavieille, P., Lemoine, F., Lebouché, M., Atthasit, A., Biscos, Y., & Lavergne, G. 2002, Energetic budget on an evaporating monodispers droplet stream using combined optical methods. evaluation of the convective heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45, 5035–5067.
- Chassaing, P. 2000a, *Mécanique des fluides -Eléments d'un premier parcours*. Polytech.
- Chassaing, P. 2000b, *Turbulence en mécanique des fluides*. Collection Polytech.
- Chiang, C. H., Raju, M. S., & Sirignano, W. A. 1992, Numerical analysis of convecting, vaporizing fuel droplets with variable properties. *International Journal Heat Mass Transfer*, 35, 1307–1324.
- Chiang, C. H. & Sirignano, W. A. 1993, Interacting convecting, vaporizing fuel droplet with variables properties. *International Journal of Multiphase Flow*, 36, 875–886.
- Clay, P. 1940, Splitting in dispersion processes. *Proc. R. Acad Sci. Amsterdam*, 43, 852–858.
- Clift, R., Grace, J., & Weber, M. 1978, *Bubbles, Drops, and Particles*. Academic press.
- CNPP 2000, Formation incendie: Cycle technique.
- Collin, A. 2006, *Transfert de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré.
- Comolet, R. 1984, *Mécanique Expérimentale des Fluides*. M&C.
- Cooper, F. 1977, Heat transfer from a sphere to an infinite medium. *International Journal Heat and Mass Transfer*, 20, 991–993.
- Cossali, G. 2001, An integral model for gas entrainment into full cone sprays. *Journal of Fluid Mechanic*, 439, 353–366.
- Coulaloglou, C. & Tavlarides, L. 1977, Description of interaction processes in agitated liquid-liquid dispersion. *Chemical Engineering Sciences*, 32, 1289–1297.
- Crowe, C. T. 2006, *Multiphase Flow Handbook*. Taylor & Francis.
- Daïf A., A. Ali Chérif, J. B. & Sarh, B. 1995, Etude numérique et expérimentale de l'évaporation d'une ou plusieurs gouttes de mélange de carburant dans un écoulement chauffé. *Journal de Physique III*, 5, 1643–1660.

- Dahm, W. J. A. & Dimotakis, P. E. 1987, measurement of entrainment and mixing in turbulent jets. *AIAA Journal*, 25, 1216–1223.
- Delay, G. 2005, *Analyse des écoulements transitoires dans les systèmes d'injection directe essence: Effets sur l'entraînement d'air instationnaire du spray*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Delhaye, J. 1979, Les écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite. Dans *Congrès français de Mécanique*.
- Devarakonda, V. & Ray, A. K. 2003, Effect of inter-particle interactions on evaporation of droplets in a linear array. *Journal of aerosol Science*, 34, 837–857.
- Dimotakis, P. 1986, Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA Journal*, 24, 1791–1796.
- Dodge, L. G. 1984a, Calibration of the malvern particle sizer. *Applied Optics*, 23, 2415–2419.
- Dodge, L. G. 1984b, Change of calibration of diffraction-based particle sizers in dense sprays. *Optical Engineering*, 23, 626–630.
- Drombrovsky, L. A. & Sazhin, S. S. 2003, A parabolic temperature profile model for heating of droplet. *Journal of Heat Transfer*, 125, 535–537.
- Drysdale, D. 1998, *An Introduction to Fire Dynamics*. J. Wiley & Sons.
- Durst, F. & Zaré, M. 1975, Laser doppler measurements in two-phase flows. *Proceeding of LDA-Symposium, Copenhagen*, 1, 403–429.
- Elias, E. & Lellouche, G. S. 1994, Two-phase critical flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 20, 91–168.
- Faeth, G. M., Hsiang, L. P., & Wu, P. K. 1995, Structure and breakup of sprays. *International journal of Multiphase Flow*, 21, 99–127.
- Fan, L. & Zhu, C. 1998, *Principles of gas-solid flows*. Cambridge University Press.
- Fauske, H. 1984, Generalized vent sizing nomogram for runaway chemical reaction. *Plant/Oper. Prog.*, 3, 213.
- Feng, Z. G. & Michaelides, E. 1999, A numerical study on the transient heat transfer from a sphere at high reynolds and pecelet numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43, 219–229.
- Feng, Z. G. & Michaelides, E. E. 2001, Heat and mass transfer coefficient of viscous spheres. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, 4445–4454.
- Ferrand, V. 2001, *Analyse physique d'un jet d'air turbulent chargé en gouttelettes. Diagnostics lasers applicables à l'injection d'essence dans les moteurs*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Fisher, R. 1994, Calculation of the discharge characteristic of an orifice for gas-liquid annular-mist flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 21, 817–835.

- Fleckhauss, D., Hishida, K., & Maeda, M. 1987, Effects of laden solid particles on the turbulent flow structure of a round jet. *Experiments in Fluids*, 5, 1.
- Fritsching, U. 2006a, *Multiphase Flow Handbook*, volume 8. Taylor & Francis.
- Fritsching, U. 2006b, *Spray systems*. Taylor & Francis.
- F.Rohr 2005, Optimisation des tuyères à jet de brouillard. *Rapport de Stage*, 1, 1.
- Fuchs, N. A. 1964, *The Mechanics of aerosols*. The Macmillan company.
- Fush 1959, *Evaporation and droplet growth in gaseous media*. Pergamon press.
- Galinata, S., Masbernata, O., Guiraudb, P., & andC. Noïkc, C. D. 2005, Drop break-up in turbulent pipe flowdownstream of a restriction. *Chemical Engineering Science*, 60, 6511–6528.
- Gal’Or, B. & Waslo, S. 1968, Hydodynamics of an ensemble of drops (or bubbles) in the presence or absence of surfactants. *Chemical Engineering*, 23, 1431–1446.
- Garnier, C. 2002, *Transferts de quantité de mouvement dans les écoulements à bulles denses homogènes pilotés par la gravité*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de lyon.
- Gatignol 1983, The faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non uniformflow. *Journal de mécanique Théorique et appliquée*, 1, 143–160.
- Gidaspow, D. 1994, *Multiphase flow and fluidization , continuum and kinetic theory description*. Acadmic Press.
- Gourdel, C., Simonin, O., & Brunier, E. 1998, Modelling and simulation of gas-solid turbulent flows with binary mixture of particles. Dans *ICMF,98, Lyon*.
- Greenwood, P. E. & Nikulin, M. S. 1996, *A guide to Chi-Square Testing*. Wiley-Interscience.
- Hager, J. 2002, Vers une industrialisation des tuyères à jet de brouillard. *Rapport de Stage*, 1, 1.
- Hardalupas, Y., Taylor, & Whitelaw, J. 1989, Particle dispersion in a vertical round sudden-expansion flow. *Proc. R. Soc. Lond.*, A341, 1.
- Hetsroni, G. 1982, *Handbook of Multiphase Flow*. Hemisphere Publishing Corporation.
- Hill, B. J. 1972, Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jet. *Journal of Fluid Mechanic*, 51, 773–779.
- Hinze, J. 1955, Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *Am. Inst. Chem. Engin. J.*, 95, 289.
- Ho-Kee-King, S. 1996, *Contribution à la modélisation des écoulements diphasiques en canalisation: influence des processus d’entraînement et de déposition dans le cas d’un configuration annulaire dispersée*. Thèse de doctorat, Université Paris XII.
- Hong, M. 2003, *Atomisation et Mélange dans les jets Coaxiaux Liquide-Gaz*. Thèse de doctorat, Institut Natiional Polytechnique de Grenoble.
- Hsiang, L. & Faeth, G. 1993, Drop properties after secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 19, 721–735.

- Hsiang, L. P. & Faeth, G. M. 1992, Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 18, 635–652.
- Hussein, H. J., Capp, S. P., & George, W. K. 1994, Velocity measurements in a high-reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal Fluid Mechanics*, 258, 31–75.
- Idel’cik, I. 1969, *Mémento des pertes de charge*. Eyrolles.
- Imaoka, R. T. & Sirignano, W. A. 2005, Transient vaporization and burning in dense droplet arrays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, 4354–4366.
- Incropera, F. P. & DeWitt, D. P. 1996, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons.
- Kaye, P. H. 1998, Spatial light-scattering analysis as a means of characterizing and classifying non spherical particles. *Measurement Science and Technology*, 9, 141–149.
- Kechiche, N., Abbassi, A., Filali, T., & Aissia, H. B. 2006, Etude expérimentale par ald des instabilités d’un jet axisymétrique. Dans *Congrès francophone de Technique Laser*.
- Kestin, J. & Zaremba, S. K. 1953, One dimensional high-speed flows. *Aircraft Engineering*.
- Kim I., E. S. & A., S. W. 1998, On the equation for spherical-particle motion: effect of reynolds and acceleration number. *Journal of Fluid Mechanics*, 367, 221–253.
- Ko, G. & Ryou, H. 2005, Droplet collision processes in an inter-spray impingement system. *Journal of aerosol Science*, 36, 1300–1321.
- Kolmogorov, A. 1949, Scale effet on breakup process in liquid-liquid agitated tank. *Journal Chemical Engineering Japan*, 4, 313.
- Lane, W. 1951, Shatter of drops in streams of air. *Industrial and Engineering Chemistry*, 43, 1312–1317.
- Lasheras, J., Eastwood, C., Martinez-Bazan, C., & Montanes, J. 2002, A review of statical models for break-up of an immiscible fluid immersed into fully developed turbulent flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 28, 247–278.
- Lasheras, J. & Hopfinger, E. 2000, Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annual Review Fluid mechanics*, 32, 275–308.
- Lefebvre 1989, *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation.
- Lefebvre, A. H., Wang, X. F., & Martin, C. A. 1988, Spray characteristics of aerated liquid pressure atomizers. *Journal of Propulsion Power*, 4, 293–298.
- Lemaire, C. 1999, *Caractérisation et Modélisation du blocage de débit en écoulement dispersé à deux constituants en géométrie tridimensionnelle*. Thèse de doctorat, Institut Nationale Polytechnique de Grenoble.
- Lemonnier, H. 2005, *Une introduction aux écoulements diphasique*. H. Lemonnier.
- Lemonnier, H. & Bilicki, Z. 1992, Steady two-phase choked flow in channels of variable cross sectional area. Dans *Third International Workshop on two phase flow fundamentals*, Imperial College, London.

- Lemonnier, H. & Selmer-Olsen, S. 1992, Experimental investigation and physical modeling of two-phase two-component in a converging-diverging nozzle. *International Journal of Multiphase Flow*, 18, 1–20.
- Levich, V. 1962, *Physicochemical hydrodynamics*. Englewood Cliffs.
- Lin, S. P. & Kang, D. J. 1987, Atomization of a liquid jet. *Physics of Fluids*, 30, 2000–2006.
- Malvern 1997, Brevet européen ep 0 781 986 a2.
- Mandhane, J. M., Gregory, G. A., & Aziz, K. 1974, A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase flow*, 1, 537–553.
- Marmottant, P. 2001, *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Mathes, R. & Thibault, J. 1996, Aa. AA, AA, 11.
- Mathworks 2006, *Matlab Help*.
- Maxey, M. R. & Riley, J. J. 1983, Equation of motion for a small rigid sphere in a non uniform flow. *Physics of fluids*, 26, 883–889.
- Melissari, B. & Argyropoulos, S. A. 2005, Development of a heat transfer dimensionless correlation for spheres immersed in a wide range of prandtl number fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, 4333–4341.
- Modaress, D. & Wuerer, J. 1982, An experimental study of a turbulent round two-phase jet. Dans *3rd joint thermophysics, fluids, plasma and heat transfer conference*.
- Mostafa, A. & Mongia, H. 1988, On the interaction of particles and turbulent fluid flow. *International Journal Heat Mass transfert*, 31, 2063–2075.
- NFPA750 2000, Standard on installation of water mist fire protection systems.
- Nukiyama, S. & Tanasawa, Y. 1939, Experiment on the atomisation of liquids in an airstream. *Trans. Soc. Mech. Eng. Japan*, 1, 1.
- Odar, F. & Hamilton, W. S. 1964, Forces on a accelerating in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanic*, 18, 302–314.
- Oesterlé, B. 2006, *Ecoulements multiphasiques*. Hermes Sciences.
- Onofri, F. 2004, Etat de l'art de la granulométrie laser en mécanique des fluides. Dans *9e Congrès francophone de Vélocimétrie*.
- ONU 1998, Convention cadre des nations unies sur les changements climatiques. Dans *Protocole de Kyoto*.
- Ouerghi, R. & Viallet, R. 2007, Tuyère à jet de brouillard: Etude granulométrique. *Rapport de Stage Licence 3 Mécanique - Université Joseph Fourier*.
- Panchagnula, M. V. & Sojka, P. E. 1998, Spatial droplet velocity and size profiles in effervescent atomizer-produced sprays. *Fuel*, 78, 729–741.
- Panchapakesan, N. & Lumley, J. L. 1993, Turbulence measurement in axisymmetric jet of air and helium part1: Air jet. *Journal of Fluid Mechanic*, 246, 197–223.

- Pelletier, G. 2004, *L'art de coincer la bulle*, volume 1. CG73.
- Pilch, M. & Erdman, C. 1987, Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragment for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13, 741–757.
- Pithoud, C. 2003, Tuyère à jet de brouillard: visualisation et traitement d'images. *Rapport de Stage IUP -Université Joseph Fourier*.
- Pitts, W. M. 1991, Effect of global density ratios on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Experiment in Fluids*, 11, 125–134.
- Pope, S. B. 2001, *Turbulent Flows*.
- Prevost, F. 1994, *Comportement de particules polydisperses dans un jet turbulent*. Thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Toulouse.
- Prevost, F., Boree, J., Nuglish, H. J., & Charnay, G. 1996, Measurements of fluid/particle correlated motion in the far field of an axisymmetric jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 22, 685–701.
- Qian, J. & Law, C. K. 1997, Regimes of coalescence and separation in droplet collision. *Journal of Fluids Mechanic*, 331, 59–80.
- Qureshi, M. M. R. & Zhu, C. 2006, Gas entrainment in an evaporating spray jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, 3417–3428.
- Rayana, F. B. 2007, *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Raynal, L. 1997, *Instabilité et entrainement à l'interface d'une couche de mélange*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Ricou, F. P. & Spalding, D. B. 1960, Measuremnt of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanic*, 11, 21–32.
- Rosin, P. & Rammler, E. 1933, The laws governing the fineness of broken coal. *Journal Inst. Fuel*, 1, 1.
- Roumy, R. 1969, Structure des écoulemnts diphasiques eau-air. etude de la fraction de vide moyenne et des configurations d'écoulement. *CEA*, R, 3892.
- Sazhin, S. S. 2006, Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. *Progress in Energy an Combustion Sciencs*, 32, 162–214.
- Sazhin, S. S., Krutitskii, P., Abdelghaffar, W. A., Sazhina, E. M., Mikhalovsky, S. V., Meikle, S. T., & Heikal, M. R. 2004, Transient heating of diesel fuel droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 3327–3340.
- Schlichting, H. 1979, *Boundary layer Theory*. McGraw-Hill Book Company.
- Selmer-Olsen, S. 1991, *Etude Théorique et expérimentale des écoulements diphasiques en tuyère convergente-divergente*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

- Sevik, M. & Park, S. 1973, The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flow. *Journal of Fluids Engineering*, 1, 53–60.
- Sijercic, M., Belosevic, S., & Stevanovic, Z. 2006, Simulation of free turbulent particle laden jet using reynolds-stress gas turbulent model. *Applied Mathematical Modelling*, 31, 1001–1014.
- Sijercic, M., Belosevic, S., & Stevanovic, Z. 2007, simulation of free turbulent particle-laden jet using reynolds-stress gas turbulence model. *Applied Mathematical Modelling*, 31, 1001–1014.
- Sirignano, W. A. 1999, *Fluid dynamics and transport of droplets and sprays*. Cambridge University Press.
- Sovani, S., Chou, E., Sojka, P. E., Eckerle, J. P. G. W. A., & Crofts, J. D. 2001a, High pressure effervescent atomization: effect of ambient pressure on spray angle. *Fuel*, 80, 427–435.
- Sovani, S., Sojka, P., & Lefebvre, A. H. 2001b, Effervescent atomization. *Progress in Energy and Combustion Science*, 27, 483–521.
- Sowa, W. 1992, Interpreting mean drop diameters using distribution moment. *Atomization and Spray*, 2, 1–15.
- Sterlini, J. 1976, Gas-liquid emulsions and their applications. Rapport technique, CEM.
- Taitel, Y. & Dukler, A. 1976, A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, 22, 47–55.
- Tatterson, D., Forgac, M., & Marker, J. 1987, Particle effect on free jet entrainment. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 65, 361–365.
- Taylor, G. 1934, The formation of emulsion in definable field of flow. *Proc. R. Soc. Lond.*, 146, 501.
- Triballier, K., Dumouchel, C., & Cousin, J. 2003, A technical study on the spraytec performance: influence of multiple light scattering and multi-modal drop-size distribution measurements. *Experiments in Fluids*, 35, 347–356.
- Tsuji, Y., Morikawa, Y., Kanaka, T., Karimine, K., & Nishida, S. 1988, Measurement of an axisymmetric jet laden with coarse particles. *International Journal of Multiphase Flow*, 14, 565–574.
- UNEP 1987, On substances that deplete the ozone layer. Dans *Montreal Protocol*.
- Vitry, Y. 2006, Tuyère à jet de brouillard: Détermination de l’enveloppe du jet. *Rapport de Stage 2A Ecole d’Hydraulique et de Mécanique de Grenoble*.
- Vromman, T. 1988, *Modélisation des écoulements critiques diphasiques dans un homogénéisateur de fluide pétroliers*. Thèse de doctorat, Université Catholique de Louvain, Belgique.
- Wen, C. Y. & Yu, Y. H. 1966, Mechanic of fluidization. *Chemical Engineering Progress Symposium*, 62, 100–111.

- Wu, P. K., Miranda, R. F., & Faeth, G. M. 1995, Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent round liquid jets. *Atomization and Sprays*, 5, 175–196.
- Wynanski, I. & Fielder, H. 1969, Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 38, 577–612.
- Yan, F. 1991, *Modélisation de l'autovaporisation en écoulement sub-critiques et critiques*. Thèse de doctorat, Université catholique de Louvain, Belgique.
- Yao, G. F., Abdel-Khalik, S. I., & Ghiaasiaan, S. M. 2003, An investigation of simple evaporation models used in spray simulation. *ASME Journal Heat Transfer*, 82, 125–179.
- Yu, G., Li, J. G., Zhao, J. R., Yue, L. J., Chang, X. Y., & Sung, C. J. 2005, An experimental study of kerosene combustion in a supersonic model combustor using effervescent atomization. *Proceeding of the Combustion Institute*, 30, 2859–2866.
- Zaichik, L., Alipchenkov, V., & Avetissian, A. R. 2006, Modelling turbulent collision rates of inertial particles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27, 937–944.
- Zhu, Y., Oguz, H. N., & Prosperetti, A. 2000, On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 404, 151–177.

Titre : Tuyère Diphasique à Jet de Brouillard

Résumé : Les brouillards d'eau ont démontré leur excellente efficacité dans la lutte contre l'incendie. Le concept de tuyère à jet de brouillard permet de produire en continu un écoulement diphasique très finement dispersé (très grande aire interfaciale). Pour cela on réalise un mélange effervescent d'eau et de gaz sous pression (3 à 10 bars). Le mélange est détendu dans une tuyère de géométrie (profil) adaptée. Au cours de cette détente le gaz fournit un travail qui assure d'une part la propulsion du liquide et d'autre part son fractionnement en fines gouttelettes. L'écoulement sortant se présente alors sous forme d'un jet de brouillard rapide (50 à 150 m/s). L'objectif de ces travaux est le développement de modèles pour décrire la détente de l'écoulement en tuyère et le jet libre formé au-delà de la section de sortie. Différents instruments de mesure (granulomètre, vélocimètre) sont mis en œuvre pour permettre une confrontation avec les simulations numériques.

Mots-clés : Ecoulement diphasique, atomisation, granulométries, jet-libre

Title : Two-phase flow nozzle

Abstract : High velocity spray-jets have demonstrated their high efficiency in fire fighting. The concept presented here comprises a two-phase flow nozzle that directly expands a liquid-gas mixture (water + compressed-air). These two components are mixed, almost at rest, at the pressure of a conventional industrial networks (5 to 10 bars). The nozzle design is such that the exit jet presents two characteristics : high velocity and very fine dispersion. The aim of this work is to develop models to describe the flow expansion into the nozzle and the free jet developed downstream the exhaust section. Various measuring instruments (droplet size, velocity) are implemented to allow a comparison with numerical simulations.

Keywords : Two-phase flow, atomization, drop sizing methods, spray