

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

**ÉCOLE DOCTORALE : Transferts, dynamique des fluides, énergétique et procédés
SPÉCIALITÉ : Dynamique des fluides**

par

Cédric LARRICQ-FOURCADE DIT LÊRIDE

**Étude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide
et influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques**

Soutenue le 20 décembre 2006 devant le jury :

MM.	A. CARTELLIER	Président
	P. BERTHOUMIEU	
	M. CAZALENS	
	G. LAVERGNE	Directeur de thèse
	M. LEDOUX	Rapporteur
	H. ROMAT	Rapporteur
	F. THIVET	Co-directeur de thèse

Thèse préparée au sein du département modèles pour l'aérodynamique et l'énergétique (DMAE)
de l'ONERA-centre de Toulouse.

ONERA

DÉPARTEMENT MODÈLES POUR L'AÉRODYNAMIQUE ET L'ÉNERGÉTIQUE

THESE

présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

École Doctorale : Transfert, Dynamique des Fluides,
Énergétique et Procédés

Cédric LARRICQ-FOURCADE DIT LÉRIDE

**Etude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide et
influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques**

Soutenue le 20/12/06 devant le jury composé de :

P. Berthoumieu	Encadrant
A. Cartellier	Président
M. Cazalens	Examinateur
G. Lavergne	Directeur de thèse
M. Ledoux	Rapporteur
H. Romat	Rapporteur
F. Thivet	Directeur de thèse

Deux pages . . .

. . . exprimant ma reconnaissance envers les gens qui ont contribué un peu, beaucoup, à la folie à la réalisation de cette thèse.

Mes premiers remerciements s’adressent à ma dream team qui a su m’aider à arriver au terme de cette aventure. Merci donc à

- Gérard qui a toujours une idée,
- Pierre qui a toujours une solution et
- Frédéric qui voit toujours ce qu’il faut améliorer.

Vos conseils, votre disponibilité, vos encouragements ont été de précieux atouts au cours de ces trois dernières années.

Je souhaite exprimer toute ma gratitude envers Messieurs Cartellier, Cazalens, Ledoux et Romat qui se sont intéressés à mes travaux et ont accepté de faire partie de mon jury avec mes encadrants. Vos remarques et suggestions pertinentes contribueront certainement à construire la suite de l’étude.

Cette étude a été menée en étroite collaboration avec l’équipe électro-fluidodynamique du Laboratoire d’Etudes Aérodynamiques de Poitiers. J’ai passé un mois là-bas pour découvrir le merveilleux monde des décharges électriques. Un merci particulier, donc, à Eric Moreau, grand manitou de la haute tension et à ces jeunes padawans : Luc , Alex et Max. Ce fut une bonne initiation et nos échanges au cours des années suivantes ont été enthousiasmants.

Toujours concernant les décharges électriques mais bien plus proche géographiquement, je remercie les différents membres des groupes de travail plasma auxquels j’ai participé et notamment Jean-Pascal Cambronne pour m’avoir fourni mes premiers actionneurs que j’ai malheureusement cassés en un éclair ou plutôt en une étincelle devrais-je dire, Jean-Pierre Boeuf pour ses explications très pédagogiques des différents phénomènes et Alain et Daniel qui se sont comme moi frottés pour la première fois aux décharges. Je vous souhaite à tous une bonne continuation.

S’il y a bien une loi dont j’ai vérifiée l’existence au cours de la mise en place de mon banc expérimental et la réalisation des expériences, c’est bien la “loi de Murphy”. Toutefois, ces petits tracas de ma vie quotidienne d’expérimentateur m’ont permis de fréquenter un grand nombre de personnes. Je tiens donc ici à remercier André et André de l’atelier pour m’avoir usiné quelques

pièces et m'avoir appris à recoller ce que Pierre ou moi avions cassé. Je remercie également Messieurs Dominique Descargues, Patrick Nicouveau et François Issac pour leur coup de main en électronique, domaine ô combien mystérieux.

Une partie de mes expériences ont été menées au centre du Fauga-Mauzac. Malgré l'odeur du kérosène et les maux de tête causés par les vapeurs d'éthanol (merci Frantz), ce fut une très bonne expérience et... de très bonnes expériences. Un grand merci à Renaud pour m'avoir aidé à monter ma manip et appris à utiliser les installations du banc Capitol et à Robert, François, Frédéric pour leur accueil et leur bonne humeur.

Au cours de ces trois ans, j'ai eu la chance de travailler dans une excellente ambiance et je tiens à en remercier l'ensemble du personnel du DMAE. J'adresse un coup de cœur particulier pour les gens que j'ai côtoyés au café de 9h30, cette pause de bonne humeur a toujours été un réel plaisir. Merci encore à Chistine, Corinne, Valérie et Nathalie pour leur disponibilité et leur sourire.

Je les ai connus au laboratoire mais je pense que ce n'est pas vraiment leur côté "travailleurs acharnés" dont je vais me souvenir le plus longtemps. Je parle bien évidemment de tous les thésards et stagiaires qui sont passés par le DMAE et avec qui j'ai partagé de très bons moments. Je pense notamment aux parties de tarot endiablées, aux débats sans fin sur la meilleure façon d'annoncer à la coinche, aux pauses café, aux concours de mots fléchés, à la bonne ambiance d'une manière générale et naturellement aux soirées bien arrosées. Mille mercis donc, par ordre d'apparition, aux anciens : Olivier, Olivier, Stéphane, Nawel, tonton Alex le roi de la garde-contre, Yann, Valérie, Papa Guillaume et Maman Géraldine, Jérôme que je connais depuis la maternelle mais qui a tout de même réussi à me mettre un an dans la vue ; à mes camarades de promo : Damien le by-pass, Ludo le roi de la bricole, Emmanuel "font trop de bruit ces hélicos", l'instationnaire Emmanuel, Bruno l'aventurier, Frédo qui a pris son temps, Xavier détenteur de la seule XM rasta ; aux jeunes à qui je souhaite de belles soutenances : Brice de... Perpi, Géraldine, Nicolas, Claire, Rémi, Bernhard, Florian, Eric, Hélène, Maud, Laurent, Julien, François, Estelle ; aux éphémères : Laurent et Clément, Sosso la globe-trotter, Lætitia au doux patronymes, Pierrot le fou, Nick "ça farte", Fede le charme latin, Claire l'hypersonique, Yohan Smith, Lyse et Guillaume, Delphine, Clément, Jochen le premier supporter de l'équipe de France, Maria, Denis, James, Aurélie, Sébastien et Christophe. Je vous souhaite à toutes et à tous la meilleure réussite possible.

Enfin, des remerciements plus particuliers à mes deux compagnons les plus proches. Marie, compagnon de galères expérimentales (une fracture en plus), je te souhaite bon vent pour la suite... Nihii!! Jean-Charles, partenaire de la "plasma team" et adepte invétéré de la variété internationale, je souhaite que la mise en orbite de tes décharges te réussisse.

Bien qu'à chacune de mes visites je sois obligé de lui réexpliquer sur quoi je travaille, j'ai toujours reçu de la part de ma famille un soutien sans faille. Je l'en remercie infiniment et lui dédie cette œuvre.

"Les derniers sont les premiers" et la dernière c'est toi. Merci d'être à mes côtés depuis quelques années déjà.

Table des matières

Table des figures	vi
Table des tableaux	xiii
Nomenclature	xv
Introduction	1
I Analyse bibliographique	11
1 Désintégration de nappe liquide et instabilités	13
1.1 Pulvérisation assistée d'une nappe liquide plane	13
1.2 Fragmentation primaire	14
1.2.1 Influence de la vitesse des phases et de leur quantité de mouvement	15
1.2.2 Epaisseur de la nappe et propriétés physiques des phases	18
1.2.3 Paramètres pertinents	18
1.3 La pulvérisation secondaire	18
1.3.1 Autres mécanismes d'atomisation secondaire et modélisation	22
1.3.2 Analyse de la granulométrie	23
1.4 Théorie sur les instabilités et leurs origines	25
1.4.1 Les instabilités interfaciales	25
1.4.2 Stabilité linéaire	26
1.4.3 Simulations d'interface	28
1.4.4 Instabilités secondaires	31
1.5 Les jets liquides	32
1.5.1 Caractéristiques globales	32
1.5.2 Les différents régimes	33
1.5.3 Modélisation et corrélations principales	35
1.6 Nappe produite par impact	39
1.6.1 Nappe liquide lisse "Smooth liquid sheet" [50]	39
1.6.2 Nappe liquide battante "Flapping liquid sheet" [51]	40

2	Notions élémentaires sur les plasmas	43
2.1	Plasmas et mécanismes internes	43
2.2	Paramètres caractéristiques d'un plasma	44
2.3	Classification des plasmas	46
2.4	Diffusion de charges	46
3	Présentation générale des décharges	49
3.1	Description des décharges à faible pression	50
3.1.1	Obtention et régimes d'une décharge	50
3.1.2	Architecture d'une décharge luminescente	53
3.2	L'avalanche électronique	55
3.2.1	Distribution spatiale des charges et forme d'une avalanche	55
3.2.2	Caractérisation du champ électrique résultant	56
3.3	Phénomènes observables dans les décharges à haute pression	56
3.3.1	La photoionisation	57
3.3.2	Les streamers	57
3.3.3	Formation d'une étincelle entre deux électrodes planes	59
3.4	Les décharges couronnes	61
3.4.1	Décharge couronne positive	63
3.4.2	Décharge Pointe négative-Plaque	65
3.5	Les décharges à barrière diélectrique	68
3.5.1	Généralités	68
3.5.2	Régimes de décharge	69
3.5.3	Modélisation des DBD	69
3.6	Décharges à haute fréquence	70
4	Contrôle d'écoulement et Actionneurs	71
4.1	Contrôle d'écoulement	71
4.1.1	Contrôle de la transition laminaire-turbulent	71
4.1.2	Contrôle des décollements	72
4.2	Le vent ionique	73
4.3	Actionneur à décharge couronne	74
4.3.1	Description générale	74
4.3.2	Performance de l'actionneur seul et paramètres influents	76
4.3.3	Applications	77
4.4	Actionneur à barrière diélectrique	78
4.4.1	Schéma et principe de fonctionnement	79
4.4.2	Propriétés électriques	79
4.4.3	Performance de l'actionneur seul	81
4.4.4	Applications	82
4.4.5	Vent ionique pulsé	82
4.5	Autres types d'actionneur pour la pulvérisation	83
4.5.1	Perturbation acoustique du flux aérodynamique	83

4.5.2	Perturbation du débit liquide	83
4.5.3	Excitation de surface vibrante	86
4.5.4	Jets chargés	86
5	Synthèse de la partie bibliographique	87
5.1	Pulvérisation de nappe liquide	87
5.2	Plasmas et décharges	90
5.3	Actionneurs	91
5.4	Introduction à la suite du mémoire	92
II	Etudes expérimentales	93
6	Dispositifs expérimentaux	95
6.1	Description des installations expérimentales	95
6.1.1	Deux bancs d'essai	95
6.1.2	Système d'injection	98
6.1.3	Système de génération des décharges	99
6.2	Description des fluides utilisés	101
6.3	Techniques de mesure	101
6.3.1	Mesure de la fréquence d'oscillation globale	101
6.3.2	Techniques de visualisation	102
6.3.3	Laser Doppler Anemometry (LDA)	103
6.3.4	Phase Doppler Anemometry (PDA)	105
6.3.5	Le granulomètre Malvern	106
6.4	Caractérisation aérodynamique de l'injecteur	107
6.4.1	Couche limite au bord de fuite	107
6.4.2	Nature de la couche limite au niveau du bord de fuite	108
6.4.3	Épaisseur de la couche limite et épaisseur de vortacité	111
7	Caractérisation de la nappe liquide	113
7.1	Observations générales de la pulvérisation de nappes liquides	113
7.2	Traitement des images	118
7.2.1	Longueur de rupture	118
7.2.2	Espacement inter-ligaments	119
7.3	Mesure de la fréquence d'oscillation globale de la nappe	120
7.4	Paramètres et nombres adimensionnés pertinents	122
7.4.1	Longueur de rupture	122
7.4.2	Fréquence d'oscillation globale	126
7.4.3	Longueur d'onde secondaire transverse	129
7.5	Etude de la granulométrie	132
7.5.1	Mesure PDA d'un brouillard d'eau	132
7.5.2	Mesure Malvern de brouillards d'éthanol et de kérosène	134
7.6	Modélisation de la pulvérisation d'une nappe liquide plane	134

7.6.1	Construction du modèle	135
7.6.2	Synthèse et résultats du modèle	138
7.6.3	Analyse du modèle et perspectives	138
8	Influence des actionneurs sur l'atomisation d'une nappe liquide	141
8.1	Evolution des bancs d'essai	141
8.2	Injecteur Plexiglas et actionneur Téflon	142
8.2.1	Actionneur à décharge couronne de surface	142
8.2.2	Actionneur DBD sur film de Téflon	143
8.2.3	Action sur la pulvérisation d'une nappe d'eau	143
8.2.4	Conclusions sur la première campagne d'essais	146
8.3	Injecteur céramique et optimisation de la décharge	146
8.3.1	Problème de rayonnement électromagnétique	148
8.3.2	Nature de la décharge et problème d'orientation du vent ionique	148
8.3.3	Caractéristiques aérodynamiques du vent ionique	149
8.4	Influence de la décharge sur les nappes liquides	153
8.4.1	Aspect fréquentiel	153
8.4.2	Aspect visuel	157
8.4.3	Aspect granulométrique	159
8.5	Synthèse de l'action du vent ionique	161
	Conclusion et Perspectives	163
	III Annexes	169
	A Résultats expérimentaux	171
	B Traitement des corrélations	179
	C Vent ionique	191
	Bibliographie	201

Table des figures

1	Coupe d'une chambre de combustion de turbomachine et principaux problèmes scientifiques y afférant	1
2	(a) Pressure Atomizers, (b) Rotary Atomizers, (c) Twin-fluid Atomizers [29] . . .	3
3	Module LPP (Lean Premixed Prevaporized) [25]	5
4	Effet du vent ionique sur une couche limite [100]	6
5	Similitudes entre les instabilités présentes aux interfaces des nappes annulaire et plane [4]	6
1.1	Formation de cellules	14
1.2	Formation de ligaments	14
1.3	Vues de face et de profil de la pulvérisation d'une nappe liquide	15
1.4	Variation de la fréquence de l'oscillation globale [31] (gauche) et de l'angle du spray [35] (droite) en fonction de la vitesse de l'eau	16
1.5	Influence de la vitesse liquide sur la longueur de désintégration [7] (gauche). Variation de la fréquence de l'oscillation globale en fonction de la vitesse d'air [32] (droite)	16
1.6	Espacement inter-ligaments en fonction de la vitesse du liquide (haut-gauche [31]), de la vitesse de l'air (haut-droite [31]) et de la fréquence d'oscillation de la nappe [6]	17
1.7	Fréquence et longueur d'onde adimensionnées en fonction du rapport des flux totaux de quantité de mouvement [33]	19
1.8	Les différents mécanismes de la pulvérisation secondaire [38]	20
1.9	Frontière entre les différents modes de pulvérisation secondaire [22]	21
1.10	Transition entre les modes bag breakup et sheet stripping [23]	22
1.11	Mécanisme du mode sheet stripping [22]	22
1.12	Repère et variation du SMD et de la vitesse des gouttes le long de l'axe Ox [34]	24
1.13	Variation du SMD dans des plans à x constant [34]	24
1.14	Variation de la vitesse des gouttes dans des plans à x constant [34]	25
1.15	Amplification d'une perturbation de l'interface	26
1.16	Fréquence d'oscillation globale d'une nappe liquide en fonction de la vitesse liquide. Comparaison prédictions numériques - expériences [32]	29
1.17	Amplification d'une perturbation de l'interface soumise à une accélération verticale	31
1.18	Fragmentation d'un jet simple : prévision de l'analyse linéaire et schéma réaliste .	33
1.19	Schéma d'un injecteur assisté présent au sein du moteur Vulcain. Le jet d'oxygène liquide est atomisé par un écoulement d'hydrogène gazeux	34

TABLE DES FIGURES

1.20 Régimes de rupture de Rayleigh et de désintégration via des ligaments de type membrane [14]	34
1.21 Régimes de désintégration via des ligaments de type fibres et superpulsating [14]	35
1.22 Régimes d'atomisation des jets par Faragó et Chigier [14] (gauche) et complété par Lasheras et Hopfinger [28] (droite)	36
1.23 Positions des différents angles caractérisant le jet	37
2.1 Classification des plasmas [63]	47
3.1 Visualisation d'une décharge [58]	50
3.2 Caractéristique d'une décharge [58]	51
3.3 Allure d'une courbe de Paschen	52
3.4 Propriétés d'une décharge luminescente [58]	53
3.5 Forme et distribution de charges d'une avalanche [78]	56
3.6 Champs électriques durant une avalanche [78]	57
3.7 Champs électriques juste après le passage d'une avalanche [78]	57
3.8 Formation d'un streamer positif [78]	58
3.9 Streamer négatif [78]	58
3.10 Intensité d'un streamer en fonction du temps [73]	60
3.11 Champ électrique au cours du temps [73]	60
3.12 Déplacement des lignes équipotentiellles [73]	60
3.13 Les décharges couronnes	61
3.14 Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne [76]	62
3.15 Fonctionnement d'une DBD	68
3.16 Différentes configurations pour les montages DBD	69
4.1 Principe de l'aspiration de couche limite	72
4.2 Principe de l'aspiration de couche limite	73
4.3 Vitesse axiale du vent ionique à 2 cm de la pointe (distance inter-électrodes de 4 cm, ddp de 40 kV et intensité de 0,04 mA) [102]	74
4.4 Représentation schématique de l'actionneur à décharge couronne de surface [100]. Configuration fil-plaque (a et b) et fil-fil (c) [102]	75
4.5 Courant en fonction du temps en régime streamer pour un courant moyen de 150 et 500 μA [102]	76
4.6 Vitesse tangentielle du vent ionique en fonction de courant imposé (gauche) et de la position de la sonde (droite). L'axe des x a pour origine l'électrode aval : $x = 10$ est en aval de l'actionneur, $x = -10$ est entre les électrodes. [101]	77
4.7 Différence de comportement de la décharge en fonction du matériau (gauche) [96], Intensité de la décharge en fonction de la tension imposée pour différentes valeurs de pression en 10^5 Pa (droite) [100]	77
4.8 Profils PIV sans et avec action ($Re=33000$ et angle d'incidence de $19,8^\circ$) [114] . .	78
4.9 Actionneur DBD avec électrode de masse encapsulée [90] (gauche), configurations d'actionneurs en série [108] (droite)	79
4.10 Circuit électronique de mesure des caractéristiques (gauche). Caractéristique courant-tension de la décharge (droite) [102]	80

4.11	Courbes de Lissajous (gauche). Evolution de la puissance consommée en fonction de la tension imposée (droite) [102]	80
4.12	Modèle de circuit équivalent pour le comportement de la décharge [102]	81
4.13	profils de vitesse générés par l'actionneur DBD [102] à différentes abscisse (gauche) et pour différentes tensions (droite)	81
4.14	Action du plasma sur l'angle de sortie [97]	82
4.15	Déplacement de la position du pied de l'onde de choc [98]	83
4.16	Système d'injection avec modulation acoustique [125]	84
4.17	Visualisation de la diminution de la longueur de rupture. Vitesses liquide : 1,8m/s (gauche) et 0,95m/s (droite). Sans excitation (haut) et avec excitation (bas) [125]	84
4.18	Injecteur muni d'actionneurs piezzo-électriques [118] (Gauche). Injecteur muni d'un actionneur à bobine acoustique [117] (droite).	85
4.19	Evolution de la longueur de rupture en fonction de la fréquence d'excitation de l'actionneur piezzo-électrique [118] (gauche). Evolution du diamètre des gouttes en fonction de l'abscisse radiale pour différentes fréquences d'excitation de la bobine [117] (droite).	85
4.20	Injecteur équipé d'un système d'électrisation du jet (gauche). Distribution de taille des goutte sans et avec action (25kv) [124] (droite).	86
5.1	Classification des plasmas	90
5.2	Représentation schématique des actionneurs à décharge couronne de surface [100] (gauche) et à barrière diélectrique [90] (droite)	91
6.1	Installation toulousaine	96
6.2	Installation du Fauga-Mauzac	96
6.3	Système d'homogénéisation et laminarisation de l'écoulement d'air (gauche). Bidon pressurisé d'alimentation liquide (droite)	97
6.4	Profils moyens et fluctuant transversaux de vitesse. A gauche, l'installation toulousaine et à droite, celle du Fauga-Mauzac.	97
6.5	Vue en coupe d'un système d'injection multi-veines [37]. Mesures en mm.	98
6.6	Système d'injection : l'injecteur (profil NACA) est inséré dans une veine en Plexiglas maintenue et reliée au convergent par un support métallique	99
6.7	Système de génération de décharge continue	100
6.8	Système de génération de décharge DBD	100
6.9	Ecran de l'oscilloscope lors d'une décharge de 9 kV d'amplitude. En jaune, le signal de tension. En vert, l'intensité du courant mesuré par le Trek. En bleu, l'intensité relevée au borne d'une sonde de courant.	100
6.10	Impact et réflexion du rayon laser sur la nappe liquide. Les rayons appartiennent à un plan normal à la nappe	102
6.11	Mesure de la fréquence d'oscillation globale	102
6.12	Matériels et connexions du système d'acquisition d'images	103
6.13	Système d'acquisition d'images	103
6.14	Principe de la mesure Laser Doppler Anemometry	104

TABLE DES FIGURES

6.15	Position des têtes d'émission et de réception sur le banc expérimental (gauche). Dispositifs de création des faisceaux et outils de posttraitement : (1) processeur de traitement des signaux électriques, (2) lasers et cellules de Bragg, (3) alimentations des lasers, (4) logiciels de traitement des données, (5) PC contrôlant le banc de déplacement, (6) contrôle des signaux Doppler (droite).	105
6.16	Phase Doppler Anemometry	105
6.17	Interféromètre Malvern	106
6.18	Visualisation de la fenêtre logicielle de l'interféromètre Malvern	106
6.19	Référentiel lié à l'injecteur et points de mesure LDA	107
6.20	Vitesse extérieure de l'écoulement d'air au bord de fuite ($Z = 89$ mm) en fonction du débit amont	107
6.21	Profils de vitesse de couche limite au bord de fuite ($Z = 89$ mm) pour différents débit amont. Premier point de mesure à 0,1 mm de la paroi	108
6.22	Profils de niveau RMS de couche limite au bord de fuite ($Z = 89$ mm) pour différents débits amonts	109
6.23	Evolution du facteur de forme en fonction du débit imposé en $Z = 89$ mm	110
6.24	Comparaison des profils de couche limite expérimentaux (Vexpe) avec des profils de type plaque plane laminaires (Blasius) et turbulents (Turbulent) ($Z = 89$ mm)	110
6.25	Evolution de l'épaisseur de couche limite en fonction de la vitesse d'air. Données calculées à partir des profils LDA de couche limite (gauche). Courbes de tendance avec leur équations dans les parties transitionnelle et turbulente (droite)	112
6.26	Evolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de la vitesse d'air. Données calculées à partir des profils LDA de couche limite (gauche). Courbes de tendance avec leur équation dans les parties transitionnelle et turbulente (droite)	112
7.1	Fragmentation d'une nappe d'eau. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	115
7.2	Fragmentation d'une nappe de kérosène. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	116
7.3	Fragmentation d'une nappe d'éthanol. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	117
7.4	Comparaison de la fragmentation de nappes d'eau, d'éthanol et de kérosène. $V_{air} = 26$ m/s. Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	118
7.5	Evolution de la longueur de rupture L_b du kérosène en fonction de la vitesse d'air.	119
7.6	Evolution de l'espace inter-ligaments λ_{\perp} en fonction de la vitesse d'air.	120
7.7	Evolution de la fréquence d'oscillation globale en fonction de la vitesse d'air. . .	120
7.8	Evolution de la fréquence d'oscillation globale en fonction de la vitesse d'eau. Gauche : mesures de la présente étude. Droite : mesure de Lozano [31].	121

7.9	Résultats expérimentaux de Park et al. [37]. Gauche : Variation de la L_b en fonction de la vitesse relative Vr , chaque symbole correspond à une vitesse liquide. Droite : Evolution en échelle logarithmique du temps de rupture en fonction de la vitesse relative. La droite noire a une pente de -2 et la rouge a une pente de -1,48.	123
7.10	Corrélation de Park et al.	123
7.11	Tracé des évolutions du logarithme de la longueur de rupture en fonction de la vitesse relative (haut) et de la vitesse du liquide : résultats de Larricq (gauche), résultats de Park (droite).	124
7.12	Evolution de la longueur de rupture adimensionnée : Equation 7.3	125
7.13	Evolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement. Gauche : Mesure de Carvalho et al. [7], RM (Ratio Momentum) = $2M$. Droite : Mesure de Lozano et al. [32], MFR (Momentum Flux Ratio) = M	127
7.14	Evolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement.	127
7.15	Evolution du logarithme de la fréquence d'oscillation globale en fonction du logarithme de la vitesse de l'air (gauche) et de la différence ($v_g - v_{min}$) (droite).	128
7.16	Evolution du nombre de Strouhal selon l'équation 7.12	129
7.17	Corrélation de Marmottant	130
7.18	Corrélation de Hong	131
7.19	Evolution du logarithme de l'espace inter-ligaments en fonction du logarithme de la vitesse d'air	132
7.20	Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32})	133
7.21	Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}) en fonction de la vitesse de l'air	133
7.22	Mesure au granulomètre Malvern	134
7.23	Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}) en fonction de la vitesse de l'air	135
7.24	Evolution de la longueur d'étirement des ligaments en fonction de la vitesse de l'air	136
7.25	Modélisation de la fragmentation d'une nappe liquide plane	139
7.26	Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}). Comparaison pour le kérosène entre les mesures notées "exp" et la modélisation notée "modèle".	139
7.27	Ecart relatif entre les diamètres moyens de Sauter mesurés et prédits pour le kérosène.	140
8.1	Demi-profil de l'injecteur Plexiglas équipé d'inserts pour accueillir les électrodes de l'actionneur DCS	142
8.2	Actionneur sur film Téflon : $l=6$, $L=40$, $d=d_m=d_v=4$, $e_d=0,2$ et $e_e=0,1$ (en mm)	144
8.3	Influence de la fréquence d'excitation de l'actionneur. Gain sur la fréquence d'oscillation globale en Hz.	145
8.4	Influence de la fréquence d'excitation de l'actionneur. Gain sur la fréquence d'oscillation globale en %.	145
8.5	Demi-profil de l'injecteur Céramique équipé d'une électrode de cuivre sur l'extrados et d'une autre insérée dans le profil et encapsulée avec de la colle GTI	147
8.6	Loupe sur l'insertion de l'électrode de masse et schéma de l'actionneur DBD séparé par l'injecteur en céramique	147
8.7	Injecteur céramique inséré dans sa nouvelle veine partiellement tronquée	149

TABLE DES FIGURES

8.8	a) Rappel du référentiel de mesure. b) Effet de l'amplitude de la tension sur le vent ionique. ($f=700$ Hz)	151
8.9	Effet du vent ionique sur les profils de vitesse. DBD : 16 kV d'amplitude, 700 Hz.	151
8.10	Ecart maximum de vitesse avec et sans décharge (gauche). Distance à la paroi où l'écart de vitesse est maximum (droite). $f=700$ Hz	152
8.11	Gain sur la contrainte de cisaillement en fonction de l'amplitude de la tension de décharge (haut). Gain sur la contrainte de cisaillement en fonction de l'abscisse de corde (bas). $f=700$ Hz	153
8.12	Gain absolu et relatif en fréquence de battement d'une nappe d'eau en fonction de l'amplitude de la tension. Comparaison entre tous les couples de vitesses de phase expérimentés. Injecteur céramique, actionneur intégré.	155
8.13	Gain absolu et relatif en fréquence de battement d'une nappe de kérosène en fonction de l'amplitude de la tension. Influence de la vitesse d'air ($v_{kero} = 1$ m/s). Injecteur céramique, actionneur intégré.	156
8.14	Influence du vent ionique sur la longueur de rupture	159
8.15	Influence du vent ionique sur la granulométrie	160
8.16	Injecteur bronze-céramique	168
8.17	Mise en évidence d'une décharge à l'intérieur du canal liquide. Photographie prise de face.	168
A.1	Fragmentation d'une nappe d'eau. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	172
A.2	Fragmentation d'une nappe de kérosène. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	173
A.3	Fragmentation d'une nappe d'éthanol. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	174
A.4	Comparaison de la fragmentation de nappes d'eau, d'éthanol et de kérosène. $V_{air} = 26$ m/s. Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm	175
A.5	Evolution de la longueur de rupture L_b en fonction de la vitesse d'air. Comportement des 3 fluides séparément	176
A.6	Evolution de la longueur de rupture L_b en fonction de la vitesse d'air. Comparaison entre les 3 fluides.	176
A.7	Evolution de l'espace inter-ligaments λ_{\perp} en fonction de la vitesse d'air. Comportement des 3 fluides séparément	177
A.8	Evolution de l'espace inter-ligaments λ_{\perp} en fonction de la vitesse d'air. Comparaison entre les 3 fluides.	177
A.9	Evolution de la fréquence d'oscillation globale en fonction de la vitesse d'air. Comportement des 3 fluides séparément	178
A.10	Evolution de la fréquence d'oscillation globale en fonction de la vitesse d'air. Comparaison entre les 3 fluides.	178

B.1	Corrélation de Park	180
B.2	Corrélation de Park	180
B.3	Evolution de la longueur de rupture adimensionnée : Equation 7.3	181
B.4	Evolution de la longueur de rupture adimensionnée : Equation 7.3	181
B.5	Evolution du nombre de Strouhal liquide $St_l = fe/v_l$ en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement	182
B.6	Evolution du nombre de Strouhal liquide $St_l = fe/v_l$ en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement	182
B.7	Evolution du nombre de Strouhal gazeux $St_g = fe/(v_g - v_{min})$ en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement	183
B.8	Evolution du nombre de Strouhal gazeux $St_g = fe/(v_g - v_{min})$ en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement	183
B.9	Evolution du nombre de Strouhal liquide. Equation 7.11	184
B.10	Evolution du nombre de Strouhal liquide. Equation 7.11	184
B.11	Corrélation de Marmottant	185
B.12	Corrélation de Marmottant	185
B.13	Corrélation de Hong	186
B.14	Corrélation de Hong	186
B.15	Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}). Profils transversaux.	187
B.16	Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}). Comparaison entre les mesures notée “exp” et la modélisation notée “modèle”.	188
B.17	Ecart relatif entre les diamètres moyens de Sauter mesurés et prédits.	189
C.1	Ensemble des résultats obtenus avec l’actionneur DBD Téflon	192
C.2	Effet du vent ionique sur les profils de vitesse. DBD : 16 kV d’amplitude, 700 Hz.	193
C.3	Ecart maximum de vitesse avec et sans décharge (f=700 Hz)	194
C.4	Distance à la paroi où l’écart de vitesse est maximum (f=700 Hz)	194
C.5	Gain sur la contrainte de cisaillement en fonction de l’amplitude de la tension de décharge (f=700 Hz)	195
C.6	Gain sur la contrainte de cisaillement en fonction de l’abscisse de corde (f=700 Hz)	195
C.7	Gain en fréquence de battement d’une nappe d’eau en fonction de l’amplitude de la tension. Injecteur céramique, actionneur intégré.	196
C.8	Gain relatif en fréquence de battement d’une nappe d’eau en fonction de l’amplitude de la tension. Injecteur céramique, actionneur intégré.	197
C.9	Gain absolu et relatif en fréquence de battement d’une nappe d’eau en fonction de l’amplitude de la tension. Comparaison entre tous les couples de vitesses de phase expérimentés. Injecteur céramique, actionneur intégré.	198
C.10	Gains absolus et relatifs sur la fréquence de battement. Comparaison à iso vitesse du kérosène	199
C.11	Gains absolus et relatifs sur la fréquence de battement. Comparaison à iso vitesse gaz	200

Liste des tableaux

4.1	Caractéristiques des régimes permanents de décharges	75
5.1	Synthèse des résultats expérimentaux. Légende : ↗ = augmentation, ↘ = diminution et → = stagnation.	88
5.2	Synthèse des différentes corrélations.	89
5.3	Processus réactionnels au sein d'un plasma. Légende : $h\nu$ = photon, e^- = électron, A = atome ou molécule et A^* = A dans un état quantique excité.	90
6.1	Propriétés physiques des fluides utilisés	101
6.2	Equations permettant le calcul de l'épaisseur de vorticité. V_{ext} (m/s) est la vitesse de l'écoulement d'air hors de la couche limite au niveau du bord de fuite, l'épaisseur de vorticité δ_ω est exprimée en mm.	112
8.1	Fréquence d'oscillation globale naturelle en Hz. Injecteur Plexiglas et actionneur éteint.	145
8.2	Correspondance entre le débit amont D_{air} et la vitesse d'air extérieure V_{air}	150
8.3	Fréquences d'oscillation globale naturelle en Hz. Injecteur en céramique et actionneur éteint.	154
8.4	Evolution de la longueur de rupture. Actionneur éteint : L_b off 1 et L_b off 2. Actionneur en marche : L_b on.	157

Nomenclature

Lettres latines

Symbole	Signification	Unité
d	distance inter-électrodes	m
d	diamètre de goutte	m
D	diamètre	m
D_j	coefficient de diffusion de l'espèce j	m^2/s
D_a	coefficient de diffusion ambipolaire	m^2/s
e	charge élémentaire	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
e	épaisseur de la nappe liquide	m
E	champ électrique	V/m
f	fréquence de l'oscillation globale	Hz
i	intensité électrique	A
I	intensité électrique	A
k	constante de Boltzmann	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
k	nombre d'onde	rad/m
L	longueur	m
m	masse	kg
M	rapport des pressions dynamiques	
n_j	densité volumique de l'espèce j	m^{-3}
N_j	nombre d'individus de l'espèce j	
P	pression	$Pa, bar, Torr$
r	coordonnée radiale d'une décharge ou rayon de courbure d'une pointe	m
t	temps	s
T	température	K
U	vitesse	m/s
u	vitesse	m/s
V	potentiel électrique	V
V	vitesse	m/s
<i>A suivre...</i>		

Symbole (suite)	Signification (suite)	Unité (suite)
v	vitesse	m/s
W_j	vitesse de l'espèce j	m/s

Indices

Symbole	Signification
b	breakup : relatif à la rupture de la nappe
d	dard liquide
e	relatif aux électrons
eau	relatif à l'eau
eth	relatif à l'éthanol
g	relatif à la phase gazeuse
i	partie imaginaire
$kero$	relatif au kérosène
l	relatif à la phase liquide
L	Laplacien
lig	relatif aux ligaments
n	relatif aux ions négatifs
p	relatif aux ions positifs
r	partie réelle
0	relatif aux neutres
ω	relatif à la vorticité
\perp	relatif à l'onde transversale

Lettres grecques

Symbole	Signification	Unité
α	rapport de masses volumiques	
α	degré d'ionisation	
α	coefficient d'émission électronique primaire de Townsend	m^{-1}
β	coefficient de recombinaison	m^3/s
γ	coefficient d'émission électronique secondaire de Townsend	
δ	épaisseur de la couche limite	m
ε	taux de dissipation visqueuse de la turbulence	J/s
ε_0	permittivité du vide	$8,85 pF/m$
<i>A suivre...</i>		

Symbole (suite)	Signification (suite)	Unité (suite)
η	coefficient d'attachement électronique	m^{-1}
λ	longueur d'onde	m
λ_d	longueur de Debye	m
μ	viscosité dynamique	$Pa.s$
μ_j	coefficient de mobilité de l'espèce j	$m^2/(V.s)$
ν	viscosité cinématique	m^2/s
ν_{j0}	fréquence moyenne des collisions espèce j/neutres	s^{-1}
ρ	masse volumique	kg/m^3
ρ	densité volumique de charge	C/m^3
σ	tension superficielle	N/m
ω_p	pulsation propre du plasma	s^{-1}
ω	pulsation complexe	$rad.s^{-1}$

Nombres sans dimension

Symbole	Signification	Définition
α	rapport des masses volumiques	ρ_g/ρ_l
M	rapport des pressions dynamiques	$(\rho_g v_g^2)/(\rho_l v_l^2)$
Oh	nombre de Ohnesorge	$\mu_l/(\rho_l D \sigma)^{1/2}$
Re	nombre de Reynolds	$(\rho_l v_l)/\mu$
St	nombre de Stokes	$(\rho_l D^2 v_g)/(18 \mu_g h)$
We	nombre de Weber	$(\rho_g \ \vec{v}_l - \vec{v}_g\ ^2 D)/\sigma$

Introduction

Chambres de combustion et besoins industriels

Dans les systèmes de propulsion aéronautiques et spatiaux, l'apport énergétique se réalise par la combustion d'un mélange comburant/carburant dans la chambre de combustion. Au sein de cette chambre se produit un grand nombre de phénomènes physiques complexes dont la compréhension nécessite encore de nombreuses recherches. Ces dernières s'articulent autour des trois axes principaux que sont la compréhension des phénomènes liés à l'injection du mélange comburant/carburant dans la chambre, la modélisation de la combustion et la prévision de ses interactions aéro-acoustiques avec la chambre. Chacun de ces domaines de recherche englobe lui même plusieurs problèmes qu'il faut identifier, comprendre et modéliser. La figure 1 montre à cet égard un exemple des différents thèmes de recherche liés à l'injection d'un brouillard de kérosène dans la chambre de combustion d'une turbomachine. Pour les industries aérospatiales, la compréhension et la modélisation de tous ces mécanismes complexes servent à l'élaboration d'outils de conception permettant d'améliorer les chambres actuelles et également de tester des solutions innovantes. Aujourd'hui, les besoins des industriels sont principalement d'améliorer les performances de la combustion tout en réduisant les émissions polluantes, les effets thermiques sur les parois de la chambre et les instabilités de combustion.

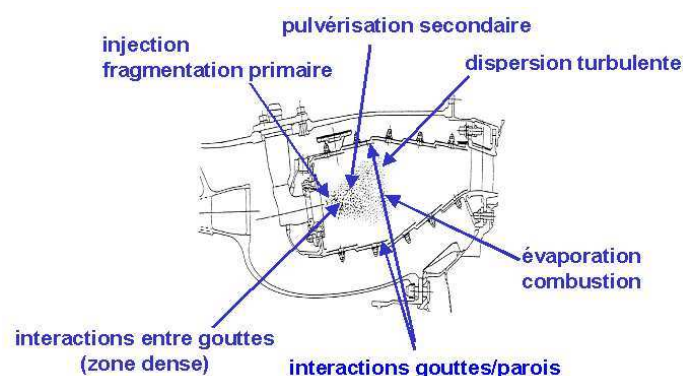


Figure 1: Coupe d'une chambre de combustion de turbomachine et principaux problèmes scientifiques y afférant

Pour répondre efficacement à ces problèmes liés à la combustion, plusieurs acteurs du secteur aéronautique et spatial ont élaboré un programme commun de recherche et de développement

appelé Initiative en Combustion Avancée (INCA). Ce programme coordonne la collaboration d'agences ministérielles (DGA/SPAé, DPAC), d'industriels du groupe SAFRAN (Snecma Moteurs, Turboméca, Microturbo) et d'organismes de recherches scientifiques (ONERA et CNRS). Il vise à améliorer et valoriser l'expertise en combustion, notamment en combustion aérobie, en combustion cryogénique et en combustion d'ergols solides présentes respectivement dans les turbomachines, dans le moteur Vulcain d'Ariane et dans les boosters d'Ariane. Quatre thèmes principaux de recherche sont mis en avant : "Dynamique de la combustion et son contrôle", "Emissions et Environnement", "Phénomènes pariétaux et Rayonnement" et enfin "Injection et Mélange".

Dynamique de la combustion et son contrôle : La modélisation des mécanismes physico-chimiques et d'instabilité de la combustion est au cœur du premier thème de recherche. Ces études visent également à élaborer des procédés de contrôle passifs ou actifs permettant de réduire, voire supprimer, les problèmes causés par ces instabilités. Une plus grande fiabilité est donc l'objectif principal.

Emissions et Environnement : La législation impose qu'en 2020 les rejets d'oxydes d'azote (NOx) et de gaz carbonique (CO₂) soient réduits respectivement de 80% et de 50% par rapport aux taux actuels pour les turboréacteurs. Les recherches sur les émissions et leur impact sur l'environnement sont par conséquent impératives. La solution pour effectuer cette double réduction est complexe puisque celle du CO₂ passe par une augmentation du taux de compression ce qui malheureusement favorise la production de NOx. Un compromis est à trouver entre les forts taux de compression, nécessaires à la réduction des émissions de CO₂ et le besoin de réduire les émissions de NOx par une combustion pauvre avec des zones à basse température.

Phénomènes pariétaux et Rayonnement : Les parois de la chambre sont soumises à de très hautes températures. Afin de concevoir les différents moyens de refroidissement des parois, une connaissance précise des différents flux thermiques sur les parois et du comportement des différents matériaux qui les composent est nécessaire.

Injection et Mélange : Les travaux rapportés dans ce mémoire s'inscrivent dans le cadre des études portant sur l'injection et le mélange. Les objectifs scientifiques sont de comprendre les phénomènes de pulvérisation et de mélange de plusieurs types d'injecteur tels que ceux rencontrés dans les moteurs cryogéniques ou dans les turboréacteurs. L'étude présentée ici se borne à des injecteurs spécifiques présents dans les turbomachines.

Les différentes méthodes d'injection

La transformation de film, de jet ou de nappe liquides en brouillard de carburant trouve de nombreuses applications en agriculture, météorologie, médecine et, bien sûr, en aéronautique. La combustion des carburants liquides dans les moteurs diesel ou à explosion, dans les turboréacteurs ou dans les fours industriels est grandement dépendante de l'efficacité de la pulvérisation. En général, la réduction de la taille moyenne et l'augmentation du nombre des gouttes facilitent

l'allumage du brouillard en augmentant la surface active de liquide, améliorent la qualité de la combustion notamment en diminuant le taux d'émission de particules polluantes. L'atomisation résulte de mécanismes communs à toutes les méthodes de production de brouillard. Le développement de jets ou de nappes et la croissance d'instabilités qui mène à la formation de ligaments et puis de gouttes sont des mécanismes très importants pour qualifier les caractéristiques spatio-temporelles du brouillard telles que sa forme, sa longueur de pénétration, sa densité, la vitesse et la distribution de taille des gouttes. Les mécanismes d'atomisation dépendent d'un grand nombre de paramètres qui sont de natures thermo-physiques et aérodynamiques principalement. Par exemple, l'augmentation de la viscosité du liquide a tendance à défavoriser l'atomisation alors que la turbulence dans le liquide, les phénomènes de cavitation dans l'injecteur, les interactions aérodynamiques du jet avec l'écoulement d'air lui sont favorables.

Les brouillards peuvent être produits de nombreuses façons et nécessitent pour leur formation essentiellement un grand différentiel de vitesse entre les deux phases. Deux approches sont donc possibles : soit le liquide est injecté avec une vitesse importante dans un milieu gazeux presque au repos (pressure atomizers ou rotary atomizers), soit le liquide est injecté avec une vitesse faible dans un écoulement gazeux rapide qui le cisaille et le pulvérise (twin-fluid ou air-assist ou airblast atomizer).

Atomiseurs à pression

Le principe est d'injecter le liquide dans le milieu gazeux au travers d'un trou minuscule (300 à 600 μm) à forte pression (138 kPa à 5,5 MPa). Plusieurs configurations de ce type d'injecteur sont présentées sur la figure 2.a. La forme la plus basique est appelée "plain-orifice". Les configurations "simplex", "duplex" et "dual orifice" bénéficient de la présence d'une ou deux chambres de swirl dans lesquelles le fluide est injecté azimutalement via des vrilles. La giration ainsi générée permet de mieux contrôler l'angle du cône du brouillard et de favoriser le mélange air/liquide. L'injecteur "spill return" possède un canal de retour dont le débit est contrôlé. Ce système permet d'élargir la gamme de débit de fonctionnement ; en effet, lorsque la pression est faible une grande quantité de liquide est aspiré et ce débit aspiré diminue avec la pression.

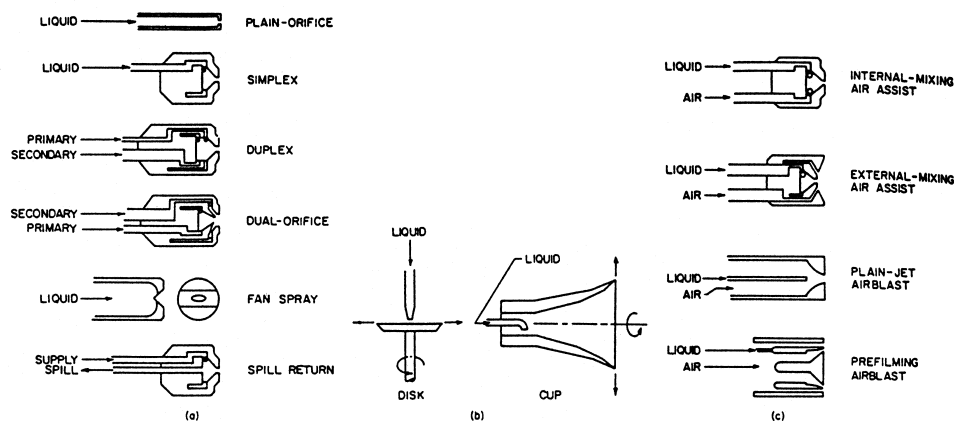


Figure 2: (a) Pressure Atomizers, (b) Rotary Atomizers, (c) Twin-fluid Atomizers [29]

Atomiseurs assistés en air

Dans ce type d'injecteur (figure 2.c), le liquide est cisailé par un écoulement d'air possédant une vitesse très importante. L'"air-assist atomizer" et "l'airblast atomizer" sont les deux principales configurations que l'industrie utilise. Il existe deux variantes possibles pour l'air-assist atomizer. Dans la première, appelée "internal-mixing", le liquide est injecté avec un faible débit dans la chambre de swirl où arrive également un écoulement d'air vrillé. Le liquide et le gaz sont donc prémélangés avant d'être propulsés à l'extérieur à travers de l'orifice de sortie. La configuration "external-mixing" impose à l'air rapide d'heurter le liquide au moment de son passage dans l'orifice ou même à l'extérieur de celui-ci. "L'airblast atomizer" fonctionne sur le même principe que le précédent mais il utilise un plus gros débit d'air avec une vitesse moindre (100 m/s). Il est souvent employé pour les systèmes nécessitant un flux continu tels que les chambres de combustion aéronautiques. Communément, le liquide est injecté sous la forme d'une nappe conique qui est cisailée par deux écoulements d'air de chaque côté de l'interface. Cette configuration à préfilming est plus efficace que la configuration "plain-jet" où le liquide est simplement injecté sous forme de jet dans l'écoulement d'air.

Cette méthode de pulvérisation est très avantageuse car elle permet d'injecter la phase liquide de manière continue sans avoir recours à l'utilisation de la haute pression contrairement aux injecteurs mécaniques. Cependant, il est nécessaire que les écoulements d'air aient une énergie suffisante (vitesse élevée) pour obtenir une granulométrie fine produisant un important taux de vapeur et favorisant ainsi l'allumage. Le principal défaut de ce type d'injecteur est donc une faible qualité de l'atomisation lorsque la vitesse des écoulements d'air est faible (typiquement $V_{air} < 30$ m/s). Ceci se produit surtout au démarrage du moteur où la mauvaise pulvérisation du carburant peut alors provoquer des difficultés pour allumer le mélange et donc initier la combustion, phénomène amplifié si les conditions atmosphériques sont défavorables (par exemple en altitude où la pression et la température sont basses). La présente étude vise à rechercher des solutions pour améliorer la granulométrie dans ces régimes de vol ($10 < V_{air} < 30$ m/s et $1 < V_{liquide} < 3$ m/s).

Les solutions envisagées

Les récentes évolutions technologiques des systèmes d'injection ont surtout eu pour objectif de réduire la production des oxydes d'azote (NOx). Un exemple de solution envisagée est la construction de chambres à deux têtes d'injection dont le but est d'éviter la combustion en régime stœchiométrique qui produit les températures les plus élevées et est donc pénalisante du point de vue de la production de ces NOx. Ce type de chambre est étagée et possède une région LPP (Lean Premixed Prevaporized), permettant de développer une combustion en prémélange pauvre mais relativement instable et une zone pilote RQL (Rich burn quick Quench Lean burnout), stabilisatrice, qui permet de fonctionner en combustion au delà de la stœchiométrie en assurant ensuite une dilution rapide. Les performances de ces chambres en terme de production de NOx sont très bonnes mais des inconvénients subsistent. D'une part, les injecteurs utilisés sont toujours

de type mécanique et le dédoublement du nombre d'injecteurs est très coûteux en terme de masse, de volume, de consommation et donc financièrement. D'autre part, les problèmes dans les phases de démarrage du moteur persistent. En effet, pour les injecteurs de type LPP (figure 3) par exemple, l'écoulement en provenance des compresseurs est froid et ne permet pas de prévaporer le carburant. De plus, la faible valeur de la vitesse d'entraînement du gaz augmente le temps de séjour dans le cône de prémélange et peut favoriser la coalescence des gouttes qui sont alors plus difficilement inflammables.

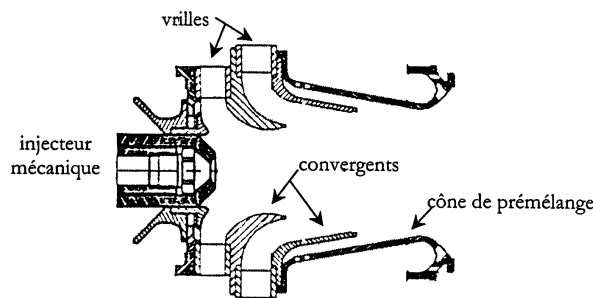


Figure 3: Module LPP (Lean Premixed Prevaporized) [25]

Afin de pallier les problèmes d'allumage, des recherches sont actuellement menées sur l'utilisation de nouveaux appareils favorisant l'atomisation lorsque la vitesse des écoulements est faible. Ces outils sont appelés actionneurs et ont des applications variées. Dans le cadre du programme INCA, plusieurs études sont entreprises. Par exemple, des recherches sont réalisées sur des actionneurs piézoélectriques dont le rôle serait de perturber la phase liquide sur une surface de préfilming afin de créer des gouttes de plus petit diamètre. D'autres types d'actionneurs seront présentés dans la revue bibliographique.

L'étude présentée dans ce mémoire envisage une autre voie d'utilisation des actionneurs. En effet, plutôt que de déstabiliser la nappe liquide, il a été entrepris d'étudier la possibilité de contrôler l'écoulement aérodynamique cisailant. Des recherches menées par l'équipe électro-fluidique du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers ont démontré qu'il est possible de modifier les caractéristiques d'un écoulement aérodynamique à l'aide de décharges électriques. Ces actionneurs électroniques induisent à la surface d'un matériau diélectrique un écoulement gazeux qui est appelé "vent ionique". Ce dernier est notamment capable de modifier la couche limite en ajoutant une survitesse près de la paroi (cf. figure 4). Le phénomène de fragmentation d'une nappe liquide étant principalement piloté par la couche limite gazeuse à l'interface liquide-gaz, l'adaptation de ce type d'actionneur sur des injecteurs est donc d'un grand intérêt.

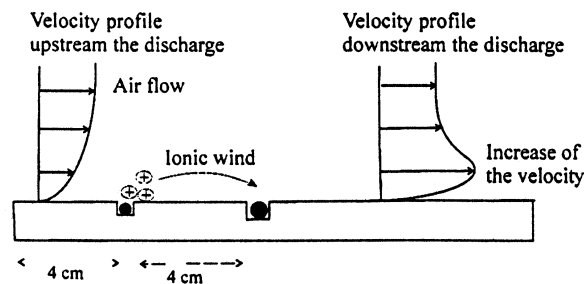


Figure 4: Effet du vent ionique sur une couche limite [100]

Stratégie de recherche dans ces travaux de thèse

Les nappes liquides délivrées par les injecteurs industriels sont annulaires. Il est possible de simplifier ce problème tridimensionnel en un problème bidimensionnel. En effet, des études précédentes ont montré une similarité entre les mécanismes de fragmentation des nappes annulaires et ceux des nappes planes. La figure 5 montre les différentes instabilités présentes à l'interface liquide-gaz dans le cas des nappes annulaires et planes. Pour simplifier la mise en place d'expériences, les travaux porteront sur la pulvérisation de nappes liquides planes. Cette configuration a été et est toujours étudiée par plusieurs laboratoires dans le monde, les résultats de ces recherches montrent une bonne compréhension des mécanismes menant à la rupture des gouttes mais la modélisation de la formation des ligaments dont elles sont issues demande encore des travaux. **Les avantages de l'étude des nappes planes sont donc une simplification du problème sans toutefois fausser les raisonnements sur les mécanismes de rupture et la possibilité de comparer les résultats obtenus à un grand nombre d'autres déjà publiés.**

Toujours dans un souci de pouvoir comparer nos résultats, de l'eau a été utilisée comme liquide. Cependant, des études ont également été réalisées avec du kérosène afin de se rapprocher des conditions industrielles.

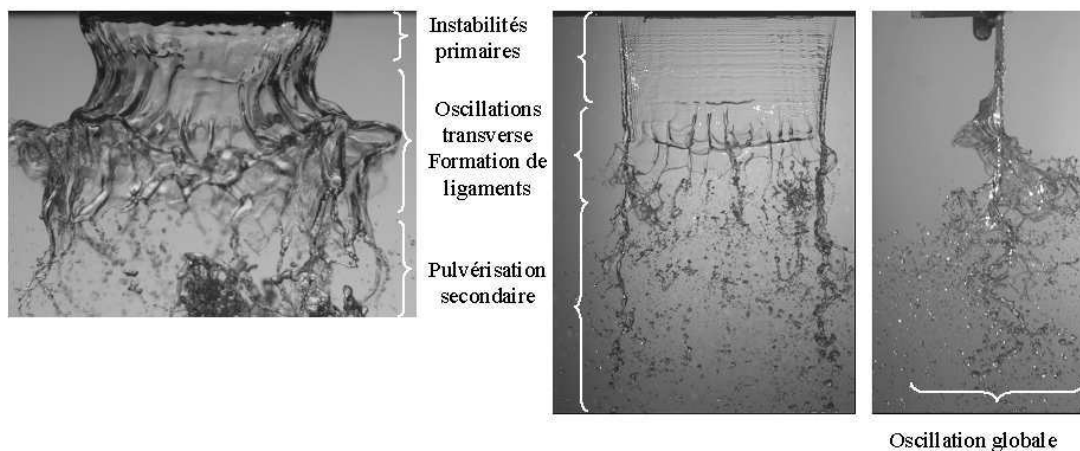


Figure 5: Similitudes entre les instabilités présentes aux interfaces des nappes annulaire et plane [4]

Plan et résumé du mémoire

Ce mémoire est composé de deux parties principales. La première est une revue bibliographique qui présente l'ensemble des phénomènes physiques abordés au cours de ces travaux. La seconde décrit les expériences réalisées durant cette étude et analyse leurs résultats.

La partie bibliographique débute par un chapitre consacré au phénomène de pulvérisation de nappe liquide plane. Tout d'abord, il présente de manière générale le phénomène physique et les différentes instabilités qui régissent les mécanismes de rupture et d'atomisation de la nappe. De cette présentation découle le fait que le phénomène de pulvérisation est scindé en deux étapes appelées "fragmentation primaire" et "fragmentation secondaire". Ces dernières font également l'objet d'une revue littéraire dans les sections suivantes. La suite de ce chapitre propose un état de l'art sur la modélisation et les simulations numériques qui en découlent. Bien qu'aucune simulation numérique ne soit présentée dans ce mémoire, cette partie est très intéressante pour comprendre et assimiler les mécanismes qui régissent la croissance d'instabilités à l'interface liquide-gaz. Pour compléter les connaissances sur la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide plane, deux autres problèmes diphasiques sont décrits. La pulvérisation de jet liquide et de nappe produite par impact est présentée. La littérature sur les jets est notamment très riche en modèles d'instabilité.

Le second et le troisième chapitres sont découplés mais ont l'objectif commun de poser les bases qui sont nécessaires pour appréhender la physique des plasmas et des décharges électriques. En effet, le phénomène de vent ionique qui est à l'origine de ces travaux de thèse est généré par une décharge électrique. Ces connaissances permettront donc la compréhension des différents problèmes physiques et techniques que l'utilisation d'actionneurs électro-aérodynamiques a posée. Dans ce cadre, le deuxième chapitre présente ce qu'est un plasma, les mécanismes physico-chimiques qui ont lieu en son sein et les différents paramètres qui le caractérisent. Une présentation générale des décharges électriques est réalisée dans le troisième chapitre. Il commence par décrire les décharges les plus simples qui se produisent dans les espaces où la pression est faible (typiquement inférieur à 100 mbar). Les notions de régime de décharge, de claquage et d'avalanche électronique sont ainsi introduites. Dans notre étude, les décharges seront générées à la pression atmosphérique qui est une pression très élevée du point de vue du plasma. Ces conditions provoquent l'apparition de charges d'espace qui modifient de façon importante le champ électrique local. Ceci entraîne le développement de phénomènes tels que les streamers ou les étincelles. Après la description de ces phénomènes, les décharges couronnes et les décharges contrôlées par une barrière diélectrique sont présentées puisqu'elles sont mises en œuvre par les actionneurs électro-aérodynamiques. Tout comme les décharges à faible pression, leurs régimes de fonctionnement sont exposés et une brève revue bibliographique dépeint les modèles les plus couramment rencontrés.

Après avoir mis en lumière la physique de la pulvérisation et des décharges électriques, le quatrième chapitre aborde le problème de contrôle des écoulements et développe particulièrement la description des actionneurs électro-aérodynamiques. **Les connaissances acquises lors des trois premiers chapitres seront alors nécessaires car l'effet aérodynamique créé par**

les décharges électriques de surface que ces actionneurs produisent va être utilisé pour amplifier les instabilités interfaciales d'une nappe liquide cisillée.

Le dernier chapitre de cette partie fait une synthèse des quatre précédents et réalise la transition avec la partie suivante. Dans le cas des nappes liquides, il recense notamment un grand nombre de corrélations qui serviront de base pour l'analyse des résultats expérimentaux. Il rappelle également les principales connaissances relatives aux plasmas, aux décharges et aux actionneurs.

La seconde partie est consacrée à l'étude expérimentale. Le premier des trois chapitres qui la composent présente les dispositifs expérimentaux et les moyens de mesure. Deux bancs d'essai ont été utilisés, l'un est situé au centre de Toulouse et l'autre au centre du Fauga-Mauzac de l'ONERA. Ils se ressemblent et le même type d'expérience a été réalisé sur ces deux bancs. La différence de localisation s'explique par le fait que l'installation toulousaine sur laquelle les premiers essais ont été faits ne peut pas accueillir d'expériences manipulant le kérosène et l'éthanol pour des raisons de sécurité. Ce chapitre débute donc par une description des circuits d'air et de liquide de chaque banc et continue par la description des éléments communs, c'est-à-dire le système d'injection et le matériel générant les décharges haute tension. La seconde partie de ce chapitre présente les diverses techniques de mesure employées pour caractériser les différents mécanismes qui régissent la fragmentation d'une nappe liquide cisillée. Les paramètres mesurés sont la longueur de rupture, la fréquence de battement de la nappe, la longueur d'onde transversale et la granulométrie. Ceux-ci ont été mesurés à l'aide de traitement d'image et de l'utilisation d'outils tels que les granulomètres PDA et Malvern. **Enfin, ce chapitre se clôt sur la caractérisation aérodynamique de l'injecteur étudié dont la connaissance est essentielle puisque l'objectif de ces travaux est de déstabiliser ce flux aérodynamique pour améliorer l'efficacité de la pulvérisation.**

Le chapitre suivant s'intéresse uniquement à l'étude de la pulvérisation assistée de nappes liquides. L'utilisation des actionneurs sera présentée dans le dernier chapitre de cette partie. Les résultats bruts sont d'abord montrés sous formes d'images et de graphiques. Des corrélations sur la longueur de rupture de la nappe, la fréquence d'oscillation globale et la longueur d'onde transversale sont recherchées. La construction de ces différentes relations s'est déroulée en trois temps. Premièrement, les corrélations issues des publications sont appliquées sur les résultats obtenus. Deuxièmement, une analyse et une discussion des termes de ces corrélations sont effectuées. Enfin, troisièmement, des corrections sont proposées sur ces corrélations le cas échéant. **La fin de ce chapitre est consacrée à une tentative de modélisation de la pulvérisation assistée à partir des corrélations précédemment trouvées. L'objectif est d'obtenir une estimation du diamètre moyen de Sauter à partir des conditions aérodynamiques d'entrée.**

Le dernier chapitre relate les investigations réalisées avec les actionneurs à décharge électrique. Il décrit leur mise en place. Les premières expériences ont révélé plusieurs difficultés et ont conduit à la modification de certains éléments du banc. Un nouvel injecteur a conséquemment dû être conçu afin d'optimiser l'influence de la décharge. Le vent ionique généré par ce nouvel actionneur

a ensuite été caractérisé au moyen d'une mesure par vélocimétrie laser. Son influence sur les phénomènes de fragmentation est ensuite présentée et analysée. La fin de ce chapitre discute des améliorations encore possibles et propose des perspectives de recherche concernant l'avionnabilité de ces actionneurs.

Une conclusion générale termine ce mémoire. Elle synthétise naturellement l'ensemble des résultats et des perspectives.

Première partie

Analyse bibliographique

Chapitre 1

Désintégration de nappe liquide et instabilités

Le présent chapitre fait un état de l’art sur la pulvérisation assistée de nappe liquide plane. Après une présentation générale des différents phénomènes observés, une description de l’influence des paramètres du problème est présentée. La modélisation de la pulvérisation d’une nappe liquide est généralement abordée en deux étapes. La première consiste en l’étude de la fragmentation primaire de la nappe sous forme d’amas liquides ou ligaments liquides et la deuxième, appelée pulvérisation secondaire, en la fragmentation de ces amas. L’étude bibliographique montre l’importance des instabilités qui croissent à l’interface gaz/liquide et qui mènent à la fragmentation de la nappe. Une description des différents mécanismes d’instabilités rencontrés est donc réalisée. Enfin, ce chapitre se clôt sur la présentation de la pulvérisation de jets et de nappes produites par impact de jets. Ces deux problèmes diphasiques sont en effet proches du problème qui nous intéresse.

1.1 Pulvérisation assistée d’une nappe liquide plane

Dans un article publié en 1990, Stapper et Samuelsen [45] décrivent à partir d’observations les mécanismes de rupture d’une nappe liquide. Ces mécanismes s’appuient sur l’existence de deux ondes perpendiculaires dans le liquide, l’une faisant osciller la nappe dans le sens de l’écoulement, nommée “onde longitudinale”, et l’autre faisant osciller la nappe perpendiculairement au sens de l’écoulement, nommée “onde transversale”¹. Les auteurs mettent en évidence deux modes principaux de pulvérisation primaire qui ne dépendent que de la quantité de mouvement du liquide. Le premier est le mode de rupture en cellules (figure 1.1) et le deuxième le mode de rupture en ligaments (figure 1.2), ils apparaissent pour des vitesses du liquide respectives de 5 et 1 m/s (épaisseur de la nappe : 508 μm et vitesse de l’air comprise entre 20 et 60 m/s). La

¹Les auteurs qualifient ces ondes en fonction de l’axe autour duquel elles s’enroulent alors que notre dénomination privilégie la direction de l’ondulation de la nappe. Ainsi, ce que nous appelons “onde transversale” et “onde longitudinale” sont respectivement nommées “streamwise vortical waves” et “spanwise vortical waves” par les auteurs.

différence entre ces deux modes tient au fait que dans le mode de rupture en ligaments l'onde longitudinale n'a pas le temps de se développer et la nappe subit donc un étirement uniquement transversal. Dans l'étude présentée dans ce mémoire, la vitesse de la phase liquide sera de l'ordre de 2 m/s et son épaisseur de l'ordre de $300 \mu\text{m}$, les visualisations montrent clairement que la nappe est découpée en ligaments.

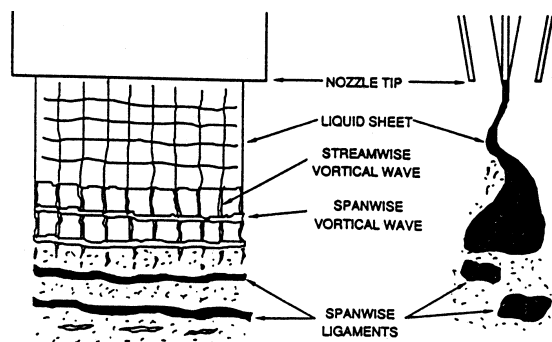


Figure 1.1: Formation de cellules

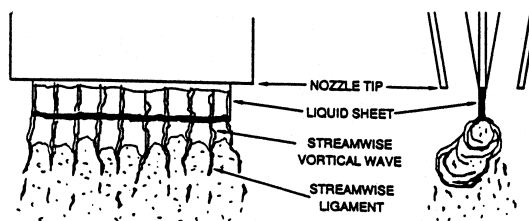


Figure 1.2: Formation de ligaments

1.2 Fragmentation primaire

Les vues de nappes pulvérisées visibles sur la figure 1.3 sont extraites de la thèse d'Hervé Carentz [6] et sont représentatives de ce que l'on trouve dans les autres études expérimentales réalisées sur la pulvérisation de films liquides [34, 45]. La vue de face montre qu'à la sortie de l'injecteur la nappe est soumise à une oscillation longitudinale de très faible longueur d'onde et amplitude, nommée oscillation primaire. Les récentes investigations portant sur cette oscillation [6] montrent que la source d'instabilité est l'injecteur lui-même. En effet, des mesures mettent en évidence que l'oscillation primaire vibre à la fréquence d'excitation de l'injecteur. Juste après, apparaît sur l'image une oscillation transversale, dite secondaire, qui va progressivement amener à la formation de ligaments raccordés entre eux par de fines membranes. Lorsque ces dernières sont trop étirées, elles cèdent et sont pulvérisées sous la forme d'un brouillard de gouttes, c'est la "pulvérisation primaire". Les ligaments sont alors soumis à un fort cisaillement de la part de l'écoulement et pulvérisés en amas de liquide. Ce phénomène est suivi de la pulvérisation secondaire qui consiste en l'éclatement de ces amas sous forme de gouttes. La vue de côté montre que la nappe est également soumise à une oscillation longitudinale, dite globale, de longueur d'onde plus grande que les oscillations primaires. Les lâchés de ligaments ont lieu lorsque la nappe passe par un maximum d'amplitude de l'onde globale.

La mise en évidence par Stapper et Samuelsen [45] de deux modes de désintégration de la nappe liquide montre l'importance de certains paramètres aérodynamiques et physiques. Leur variation peut induire des modifications de la qualité du brouillard, celle-ci peut être caractérisée par le mode de rupture, la longueur de rupture, les différentes fréquences d'oscillation, l'angle de sortie ou encore la granulométrie.

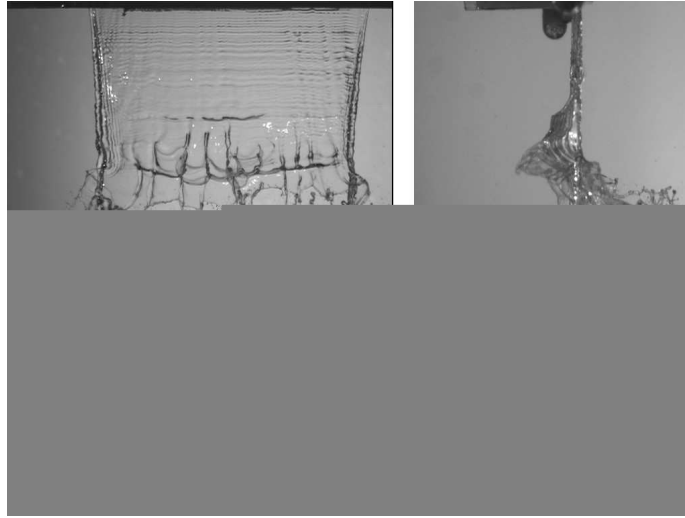


Figure 1.3: Vues de face et de profil de la pulvérisation d'une nappe liquide

1.2.1 Influence de la vitesse des phases et de leur quantité de mouvement

Les célèbres travaux de Mansour et Chigier [34, 35] et de Stapper et Samuelsen [45, 46] mettent en évidence l'action des vitesses de l'eau et de l'air sur la désintégration de la nappe. Depuis, ces travaux ont été repris et approfondis par des auteurs tels que Lozano [31, 32], Carvalho [7] ou Park [37].

Comme il a été mentionné précédemment, le mode de rupture de la nappe (cellules ou ligaments) est essentiellement piloté par la vitesse de la phase liquide [45]. Lorsque cette vitesse est faible, la rupture se produit près de la sortie de l'injecteur ne permettant pas le développement de l'oscillation longitudinale. L'onde transversale domine alors le mécanisme de rupture, la nappe est pulvérisée sous forme de ligaments.

La variation de la vitesse liquide influence également les autres caractéristiques de la nappe, les figures 1.4 et 1.5 permettent d'observer les variations de la fréquence d'oscillation globale, de l'angle de spray et de la longueur de rupture en fonction de cette vitesse liquide, et ce pour plusieurs valeurs de la vitesse de l'écoulement d'air. Les courbes de fréquence sont divisées en trois zones a, b et c. Dans la zone a, le liquide est atomisé dès la sortie de l'injecteur sous forme de ligaments. Lorsque la vitesse augmente, la courbe de fréquence présente un maximum (zone b). Les interfaces de la nappe oscillent sur le mode sinueux et la pulvérisation se fait toujours sous forme de ligaments. Lors de la transition de la zone b vers la zone c se superpose au mode sinueux le mode dilaté qui devient dominant dans la zone c². Le mode de rupture favorise alors la création de cellules liquides. A l'instar des courbes de la zone b, les courbes représentant les variations de l'angle de spray possèdent un maximum mais contrairement à la fréquence la valeur de cet angle chute de manière importante après ce maximum. La longueur de rupture, elle, augmente avec la vitesse liquide. Sur ces courbes, les forces aérodynamiques déstabilisatrices sont constantes et agissent à la surface de la nappe. Ainsi à faible vitesse liquide, les instabilités longitudinales

²Les analyses théoriques montrent que deux modes d'instabilité existent. Le mode sinueux est caractérisé par l'oscillation en phase des deux interfaces gaz/liquide et le mode dilaté par l'oscillation en opposition de phase des deux interfaces. Les études rapportant ce phénomène sont présentées plus loin dans le mémoire.

1. DÉSINTÉGRATION DE NAPPE LIQUIDE ET INSTABILITÉS

s'accroissent car la nappe pénètre de plus en plus loin de l'orifice et offre donc de plus en plus de surface à mesure que la vitesse augmente. A partir d'un certain seuil de vitesse, l'énergie que possède la nappe est telle qu'elle contre celle fournie par les efforts aérodynamiques, l'oscillation globale ralentit et son amplitude diminue. c'est la raison pour laquelle une diminution de la fréquence et de l'angle de spray est observée.

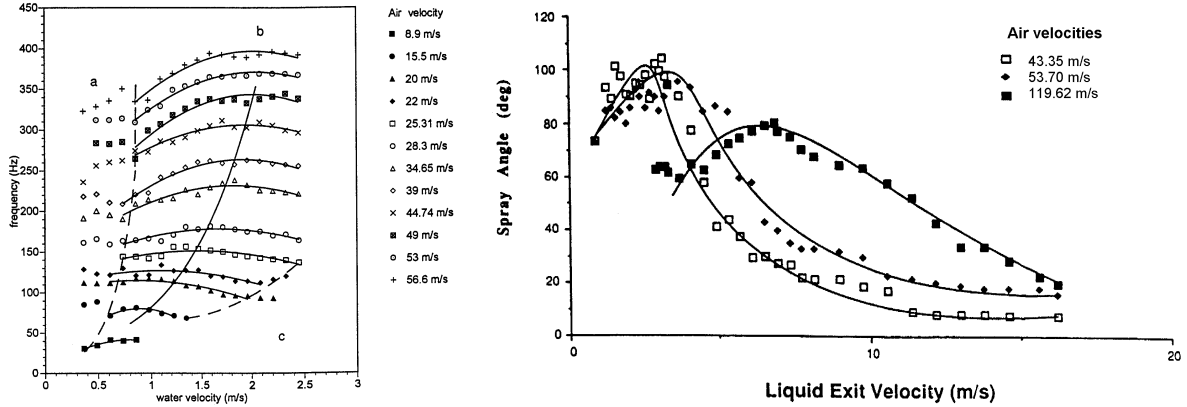


Figure 1.4: Variation de la fréquence de l'oscillation globale [31] (gauche) et de l'angle du spray [35] (droite) en fonction de la vitesse de l'eau

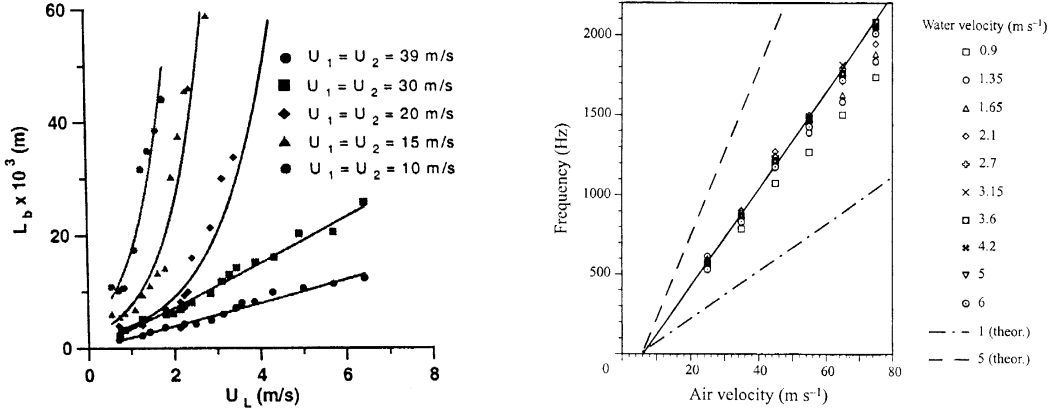


Figure 1.5: Influence de la vitesse liquide sur la longueur de désintégration [7] (gauche). Variation de la fréquence de l'oscillation globale en fonction de la vitesse d'air [32] (droite)

Les variations des paramètres de la nappe avec la vitesse de l'air ont un caractère plus trivial et sont moins représentées dans la littérature. En effet, plus cette vitesse est élevée, plus l'énergie de déstabilisation est grande. Par conséquent, la longueur et le temps de rupture diminuent et la fréquence d'oscillation augmente. La figure 1.5 (droite) montre à ce sujet l'augmentation linéaire de la fréquence. Cependant, il faut garder à l'esprit qu'à partir d'une certaine quantité de mouvement injectée, le liquide est pulvérisé si rapidement à la sortie de l'injecteur qu'il devient alors difficile de parler encore de nappe. Les mesures de fréquence d'oscillation sont alors impossibles et l'angle du cône du brouillard est moindre que celui produit par des vitesses plus faibles.

Les figures 1.6 représentent les variations de la distance entre les ligaments en fonction des vitesses des phases et de la fréquence de l'oscillation globale. Plusieurs caractéristiques importantes sont à noter. Tout d'abord, les courbes révèlent l'augmentation de cette espace inter-ligaments avec la vitesse liquide et sa diminution avec la vitesse du gaz. Ces deux tracés mettent également en évidence la présence d'un minimum qui correspond à la fréquence d'oscillation et à l'angle de spray maximums. Le graphique fonction de la fréquence confirme ces tendances et montre la décroissance de l'espace inter-ligaments qui tend vers une asymptote horizontale. L'épaisseur de la nappe d'eau ne semblant pas jouer un rôle important sur l'espace, Carentz [6] propose la corrélation suivante :

$$\lambda_{lig} = 0,548 + \frac{479,5}{f} \quad (1.1)$$

avec λ_{lig} la distance entre les ligaments et f la fréquence de l'oscillation globale.

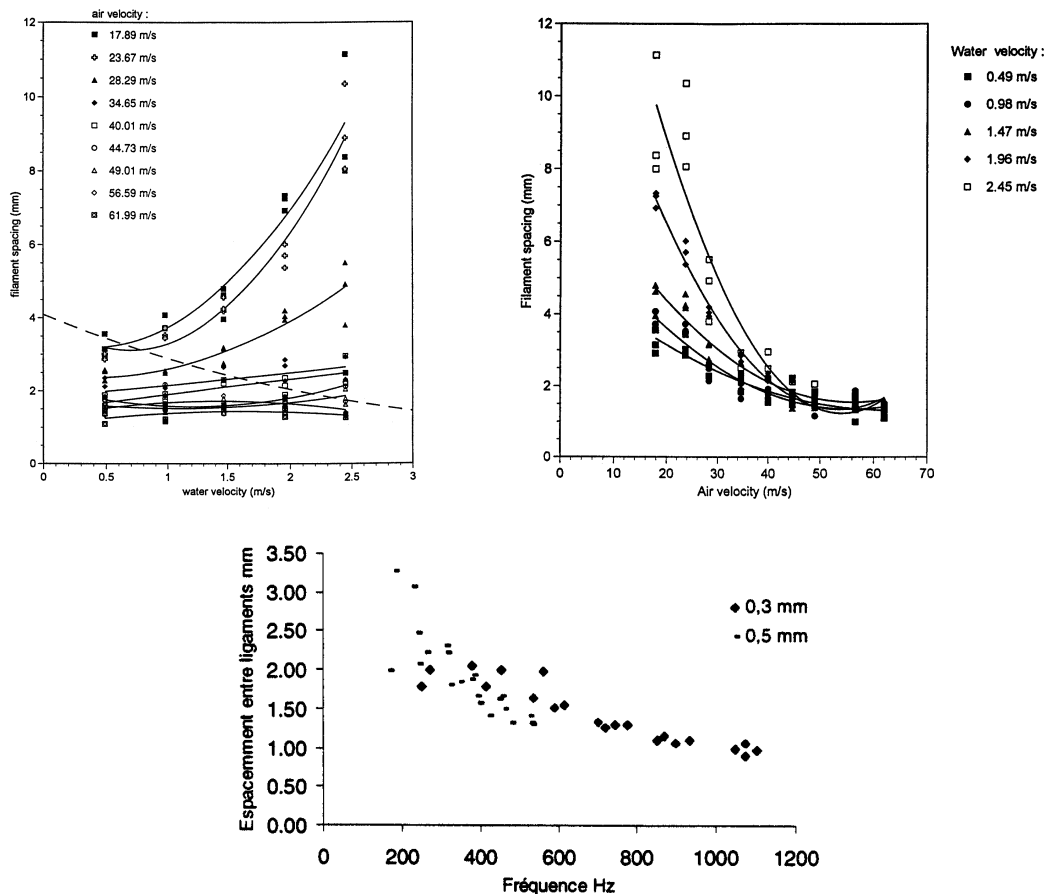


Figure 1.6: Espacement inter-ligaments en fonction de la vitesse du liquide (haut-gauche [31]), de la vitesse de l'air (haut-droite [31]) et de la fréquence d'oscillation de la nappe [6]

1.2.2 Épaisseur de la nappe et propriétés physiques des phases

Outre les vitesses des phases, d'autres paramètres influencent le comportement de la nappe liquide. Cependant, il apparaît que ceux-ci ne modifient pas les mécanismes de rupture, les mêmes instabilités sont observées. Ces paramètres agissent essentiellement sur les grandeurs caractéristiques de la nappe se désintégrant (fréquence, longueur de rupture, longueur des ligaments ...). Lozano et al. [32, 33] observent, par exemple, que la fréquence d'oscillation diminue de manière quadratique avec l'épaisseur de la nappe alors que sa longueur d'onde augmente, elle, de manière linéaire. Stapper et Samuelsen ont auparavant démontré que plus la masse volumique et la tension de surface sont faibles plus la longueur et le temps de rupture sont petits. L'augmentation de la viscosité provoque l'effet opposé [46].

1.2.3 Paramètres pertinents

Dans la continuité de ces résultats bruts, les différents auteurs susnommés ont tenté de trouver des paramètres ou des nombres adimensionnés qui permettraient d'établir des lois universelles de comportement. De la littérature, il ressort que le rapport des flux de quantité de mouvement est un paramètre pertinent, il s'écrit $M = \frac{\rho_g v_g^2}{\rho_l v_l^2}$. La fréquence d'oscillation globale est également adimensionnée grâce à l'épaisseur de la nappe et la vitesse de l'air ou celle du liquide. Le nombre de Strouhal est ainsi obtenu et peut s'écrire $St = \frac{f e_l}{v_g - v_{min}}$. Dans l'expression du nombre de Strouhal, v_{min} représente la vitesse d'air minimum nécessaire pour initier une oscillation sinusoïdale de la nappe, elle est observable sur l'axe des abscisse de la figure 1.5 (droite). Récemment, Lozano et al. [33] ont démontré la nécessité de faire intervenir une longueur caractéristique de l'écoulement aérodynamique, l'épaisseur e_g de la veine délivrant l'air est choisie et mesure entre 3,5 et 35 mm. Un nouveau paramètre $MR = \frac{\rho_g v_g^2 e_g}{\rho_l v_l^2 e_l}$ qui exprime le rapport des flux totaux de quantité de mouvement et un nouveau nombre de Strouhal $St = \frac{f \sqrt{e_l e_g}}{v_g - v_{min}}$ sont définis. La variation de ce dernier en fonction de MR est observable sur la figure 1.7 (gauche), le graphique de droite montrant, lui, les mesures de longueurs d'onde adimensionnées par les longueurs caractéristiques. Les points de ces différents graphiques semblent correctement coïncidés pour une même valeur de l'épaisseur de la veine d'air cependant la modification de cette dernière change les valeurs du nombre de Strouhal.

Bien que ces paramètres donnent une estimation correcte de la fréquence d'oscillation globale pour un ensemble de paramètres géométriques du système d'injection et de paramètres physiques des fluides, il semble qu'il ne suffisent pas pour obtenir une corrélation universelle qui pourrait s'appliquer à d'autres injecteurs. Une analyse plus détaillée de ces différents nombres adimensionnés sera réalisée dans le chapitre 7.

1.3 La pulvérisation secondaire

Si les mécanismes de rupture de la nappe en ligaments sont encore sujet à de nombreuses études, ceux concernant la rupture des amas liquides et des gouttes sont mieux connus. En 1987, Pilch et Erdman [38] décrivent la pulvérisation de gouttes et proposent des corrélations permettant le calcul du temps de rupture de la goutte ainsi que son diamètre final. Ils mettent en

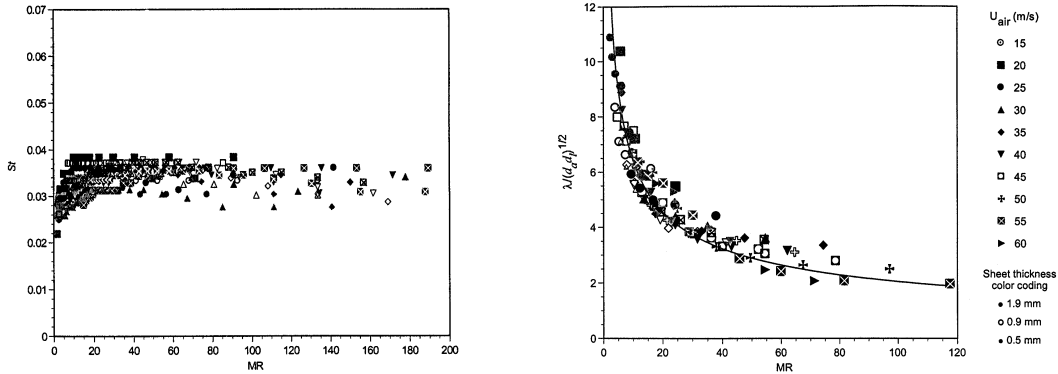


Figure 1.7: Fréquence et longueur d'onde adimensionnées en fonction du rapport des flux totaux de quantité de mouvement [33]

évidence l'importance des nombres de Weber et d'Ohnesorge. Le premier caractérise le rapport entre les efforts aérodynamiques déstabilisant la goutte et les efforts de tension superficielle la stabilisant et le deuxième le rapport entre les efforts visqueux et les efforts de tension superficielle. Ils sont définis par les relations suivantes :

$$We = \frac{\rho_g \|\vec{v}_g - \vec{v}_l\|^2 D}{\sigma} \quad \text{et} \quad Oh = \frac{\mu_l}{(\rho_l D \sigma)^{0.5}}$$

où ρ_g et ρ_l sont respectivement les masses volumiques du gaz porteur et de la goutte et $\|\vec{v}_g - \vec{v}_l\|$ est la vitesse relative entre le gaz et la goutte. D , σ et μ_l sont le diamètre initial, la tension superficielle et la viscosité dynamique de la goutte.

A l'aide de la donnée du nombre de Weber initial, les auteurs identifient cinq mécanismes de rupture illustrés sur la figure 1.8, ceux-ci sont caractérisés par les plages de Weber suivantes :

1. Vibrational breakup $We \leq 12$;
2. Bag breakup $12 \leq We \leq 50$;
3. Bag-and-stamen breakup $50 \leq We \leq 100$;
4. Sheet stripping $100 \leq We \leq 350$;
5. Wave crest stripping suivi de Catastrophic breakup $We > 350$.

Une autre étude sur la pulvérisation secondaire menée par Hsiang et Faeth [22] répertorie les différents mécanismes sus-cités en fonction des nombres de Weber et d'Ohnesorge (figure 1.9). Pour des nombres d'Ohnesorge inférieurs à 0,1, les valeurs du nombre de Weber sont en accord avec l'étude de Pilch et Erdmann. Si le nombre d'Ohnesorge dépasse cette valeur, la viscosité du liquide tend alors à ralentir les mécanismes de déformation ; passé la valeur de 4, les auteurs n'observent plus aucune désintégration des gouttes.

Vibrational breakup

Ce mode de rupture apparaît quand le nombre de Weber est faible. Sous l'influence du champ aérodynamique, la goutte se met à vibrer à une fréquence qui lui est propre. Dans certaines

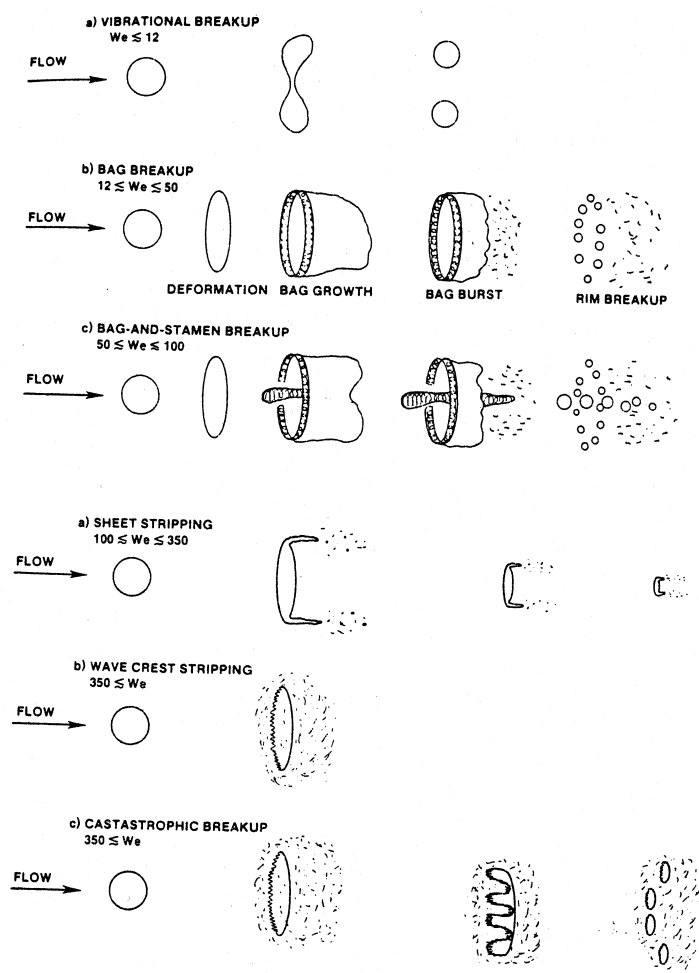


Figure 1.8: Les différents mécanismes de la pulvérisation secondaire [38]

circonstances, l'amplitude de l'oscillation peut croître et mener à la rupture de la goutte en un petit nombre de gouttes plus petites. Le temps de rupture de ce mode est long en comparaison des temps caractéristiques des autres modes.

Bag breakup

Sous l'action de l'écoulement, la goutte s'aplatit, une fine membrane reliée à un anneau est alors soufflée. Ce phénomène est analogue à la formation de bulles de savon par soufflage au travers d'un anneau. La membrane se désintègre ensuite en petites gouttes et l'anneau en gouttes de diamètres plus grands. Dans ce mode de rupture, la distribution des diamètres de gouttes est donc bimodale.

Bag and stamen breakup

Le mécanisme de rupture "bag and stamen breakup" est un mécanisme transitoire ressemblant beaucoup au précédent. La différence essentielle réside dans la formation d'une colonne dans l'axe

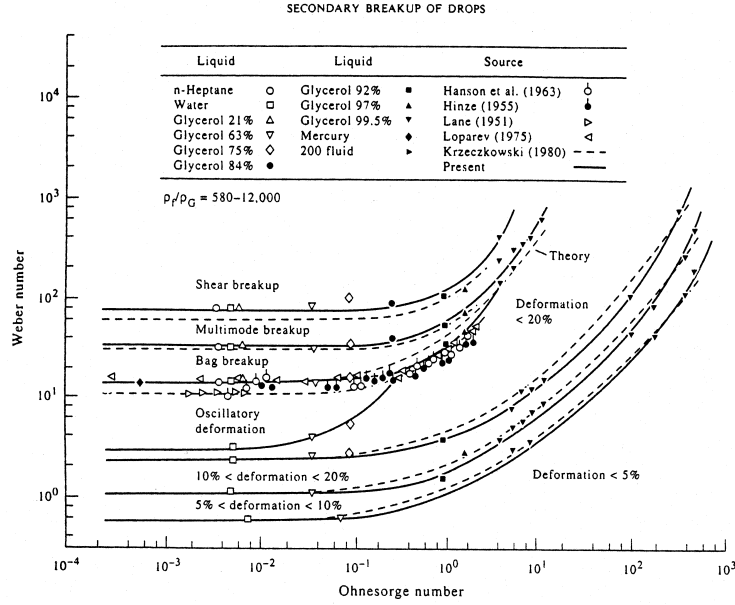


Figure 1.9: Frontière entre les différents modes de pulvérisation secondaire [22]

de l'anneau. Le sac se désintègre en premier, l'anneau et la colonne suivent.

Changement de la géométrie de la goutte

Le passage des régimes “bag breakup” aux régimes “sheet stripping” est dû d’après Hsiang et Faeth [23] au changement de la forme de la goutte. A partir d’un certain nombre de Weber, elle ne se déforme plus de la même manière que précédemment sous l’influence de l’écoulement. Sa partie convexe qui se trouvait en aval est maintenant en amont et la partie aplatie en amont initialement se retrouve en aval (Passage de la forme “Dome-shaped” à la forme “Bowl-shaped”). Les conditions pour que la goutte ait une forme de dôme implique une interaction entre la traînée et les forces de tension superficielle, la forme de bol est causée par une interaction entre les forces de traînée et les efforts visqueux. Le passage d’une forme à une autre se réalise lorsque les contraintes des efforts visqueux deviennent supérieures à celles des efforts de tension superficielle. En égalisant ces deux contraintes, Hsiang et Faeth trouvent l’équation 1.2 pour définir la frontière entre les domaines d’existence des deux formes (figure 1.10).

$$We = C.Re^{1/2} \quad (1.2)$$

où We et Re sont les nombres de Weber et de Reynolds et C est une constante.

Sheet stripping

A la périphérie de la goutte, il se forme sous la contrainte du cisaillement aérodynamique un film qui se rompt en ligament. La goutte garde la même structure tout au long de la pulvérisation. D’après Hsiang et Faeth, l’apparition de ce film est due à la croissance de la couche limite liquide

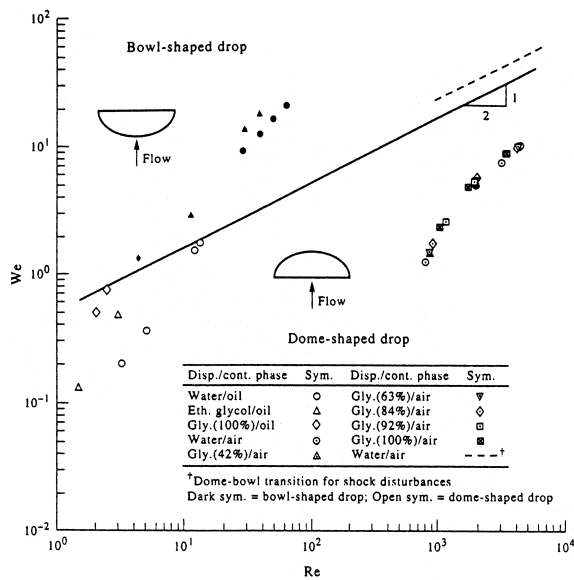


Figure 1.10: Transition entre les modes bag breakup et sheet stripping [23]

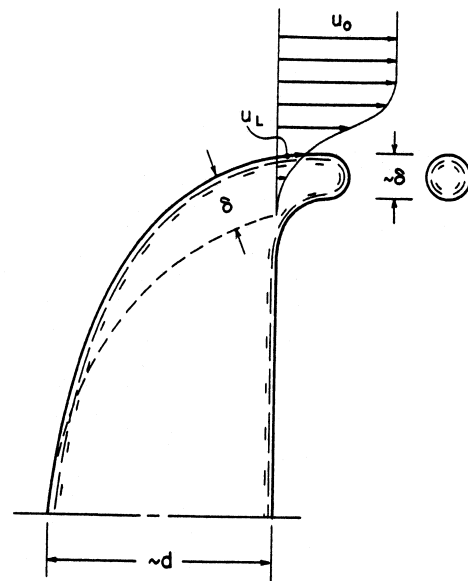


Figure 1.11: Mécanisme du mode sheet stripping [22]

sous l'effet du frottement de l'écoulement gazeux. La figure 1.11 nous montre que les gouttes résultantes possèdent une taille de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite.

Wave crest stripping et catastrophic breakup

Pour des nombres de Weber encore plus grands, des ondes de grandes amplitudes et de petites longueurs d'onde se développent à la surface de la goutte du côté exposé à l'écoulement. Les crêtes de ces vaguelettes sont érodées sous l'action du gaz, un brouillard de fines gouttelettes est ainsi formé et transporté par le courant (Wave crest stripping). Si le nombre de Weber augmente encore, des ondes de longueur d'onde plus importantes apparaissent alors et des gouttes de tailles plus importantes que précédemment sont arrachées (Catastrophic breakup). Comme dans le mode "bag breakup", la distribution des tailles de goutte fait apparaître deux diamètres privilégiés, l'un correspondant aux gouttes arrachées sur les vagues de grandes longueurs d'onde et l'autre sur celles de petites longueurs d'onde.

1.3.1 Autres mécanismes d'atomisation secondaire et modélisation

Les études précédentes présentent les scénarii possibles de rupture d'une goutte provoquée par son mouvement relatif dans l'atmosphère. Dans le cas de la désintégration d'une nappe liquide, les gouttes ne sont pas soumises à une accélération soudaine et d'autres mécanismes de rupture peuvent être observés.

Brisure par la turbulence du gaz

Lorsque le nombre de Reynolds gazeux est grand, l'écoulement dans la zone de mélange est fortement turbulent. La pression dynamique due à cette turbulence peut alors être suffisamment élevée pour provoquer la rupture de la goutte. Un nombre de Weber We_{tc} basé sur la variance de fluctuation relative de vitesse entre deux points opposés de la goutte est défini. La rupture se produit si ce nombre est supérieur à l'unité. Dans le cas des jets liquides, Hopfinger [21] propose un modèle pour évaluer le diamètre moyen des gouttes issues de cette rupture, il est donné par la relation :

$$d_\varepsilon \approx (\sigma/\rho_g)^{3/5} We_{tc}^{3/5} \varepsilon^{-2/5}$$

où ε est le taux de dissipation visqueuse de la turbulence.

Brisure par collisions entre gouttes

Les collisions entre les gouttes peuvent également mener à la rupture des gouttes. En 1990, Ashgriz et Poo [2] identifient des mécanismes de coalescence et de rupture en fonction du nombre de Weber et d'un paramètre B prenant en compte le diamètre de chaque goutte et la projection de la distance séparant les centres des gouttes. Pour deux gouttes subissant un choc frontal, le nombre de Weber critique au-delà duquel il y a rupture d'une goutte est 19. Pour Hopfinger [21], ce mécanisme est prépondérant et explique la réduction de la taille des gouttes loin de l'orifice d'injection et ce malgré une fréquence de collision faible.

1.3.2 Analyse de la granulométrie

L'étude de la granulométrie donne des informations complémentaires sur la structure et les mécanismes de rupture d'une nappe pulvérisée. A l'aide d'instruments de mesure à phase Doppler, Mansour et Chigier en 1989 [34] ainsi que Stapper et Samuelsen en 1990 [45] ont mesuré les diamètres moyens de Sauter (SMD) et les vitesses des gouttes à différentes positions derrière la sortie de l'injecteur. La nappe est injectée dans le plan Oxy, l'origine O se situe au centre de la nappe juste à la sortie de l'injecteur, Ox est l'axe longitudinal et Oy est l'axe transversal. Le dernier axe de ce repère est l'axe Oz normal au plan d'injection. Les mesures sur l'axe Ox permettent de savoir à quelle distance de l'injecteur les phénomènes ont lieu et celles sur les deux autres axes donnent des renseignements sur les aspects tridimensionnels des phénomènes observés.

La figure 1.12 montre les mesures de Mansour sur l'axe Ox. Dans un premier temps, le SMD décroît rapidement à cause de la pulvérisation de la nappe liquide (jusqu'à $x = 4$ cm) ; il croît dans un second temps à cause de phénomènes de coalescence. La vitesse axiale présente une croissance initiale suivie par une décroissance plus progressive. Dans la région centrale du spray, les gouttes qui se détachent de la nappe liquide sont accélérées par l'écoulement d'air. L'augmentation rapide de la vitesse est due à l'échange rapide de quantité de mouvement entre le liquide et le gaz. Cet échange d'énergie conduit à l'accélération des gouttes et à la décélération de l'air. Après cela, le rapide mélange entre le spray et le gaz et l'échange de quantité de mouvement qui s'en suit ralentit les gouttes.

1. DÉSINTÉGRATION DE NAPPE LIQUIDE ET INSTABILITÉS

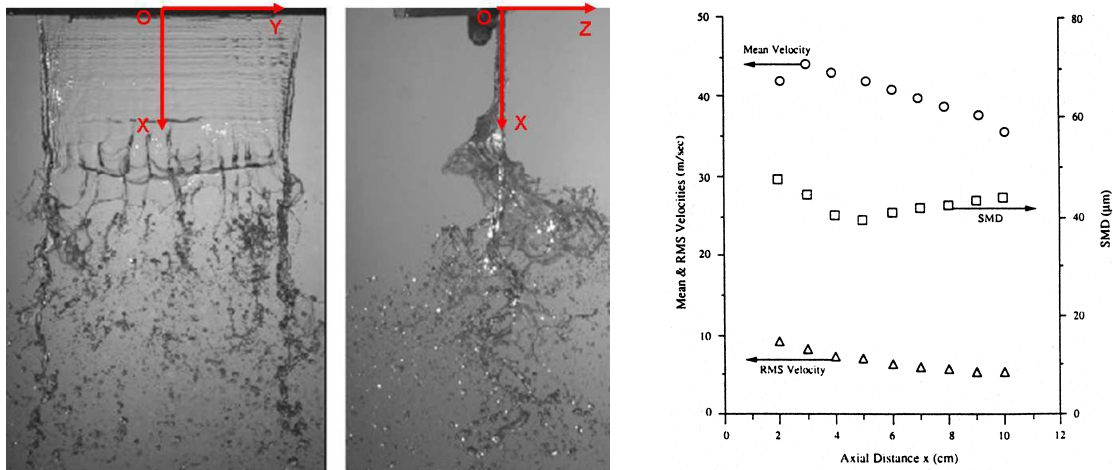


Figure 1.12: Repère et variation du SMD et de la vitesse des gouttes le long de l'axe Ox [34]

Les mesures de SMD selon les axes Oy et Oz sont donnés sur la figure 1.13 et pour différentes valeurs de x. Selon l'axe Oy, le SMD croît de la partie centrale de la nappe vers ses bords de façon symétrique. En effet, il y a plus de grosses gouttes près des bords parce que les transferts de quantité de mouvement entre le gaz et le liquide y sont plus faibles et parce que la vitesse relative y est également plus faible à cause d'effets de couche limite. Les résultats selon l'axe normal Oz montrent une distribution de SMD quasi-symétrique. Cette fois encore, on peut observer une augmentation du SMD du centre vers les bords mais la raison de cette augmentation est différente de celle suivant l'axe Oy. Les ligaments lâchés au niveau du front de l'onde se rompent en gouttes possédant une distribution de taille très large. L'écoulement d'air entourant la nappe agit comme une muraille pour les petites gouttes dont les quantités de mouvement sont faibles, elles sont donc confinées proches du plan $z = 0$. A l'opposé, les gouttes plus grosses possèdent une quantité de mouvement suffisamment importante pour ne pas être déviée par l'écoulement d'air. Enfin, on peut voir que dans la région centrale de l'écoulement, les gouttes subissent une pulvérisation secondaire causée par une importante vitesse relative.

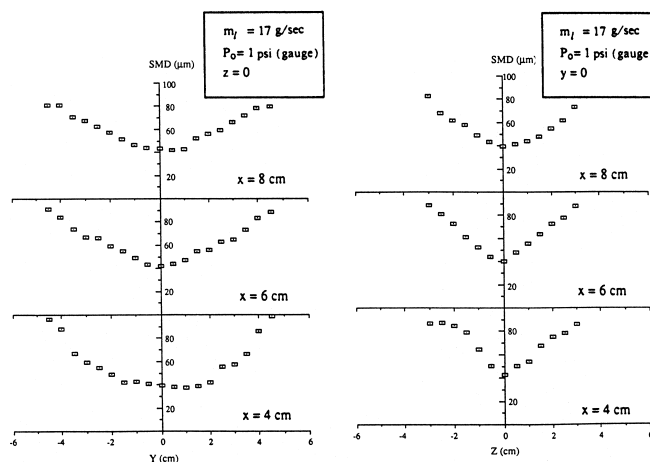


Figure 1.13: Variation du SMD dans des plans à x constant [34]

Les distributions de vitesse des gouttes le long de l'axe Oy sont symétriques et de forme gaussienne (figure 1.14). Il est possible de distinguer deux régions dans le spray : la partie centrale ($-2 < y < 2$) composée des gouttes les plus petites et la partie près des bords extérieurs. Dans la partie centrale, la vitesse des gouttes diminue lorsque l'abscisse x augmente ce qui signifie qu'elles ne sont plus accélérées par l'écoulement d'air. Au contraire, les gouttes se trouvant dans la partie périphérique voient leur vitesse augmenter avec l'abscisse x . Deux raisons expliquent ce phénomène. D'une part, le gradient de vitesse entre la partie centrale du spray et ses bords conduit à un transfert de quantité de mouvement de la partie centrale vers les bords. D'autre part, comme il a été vu précédemment, les gouttes composant les bords du spray sont plus grosses et donc répondent moins vite aux sollicitations de l'écoulement. Elles accélèrent donc moins vite mais sur une plus grande distance. Les profils de vitesse sur l'axe Oz présentent également une décroissance de la partie centrale du spray vers sa périphérie. Encore une fois, il est possible d'observer que les grosses gouttes répondent moins vite à l'écoulement et accélèrent sur des distances plus grandes que les petites gouttes.

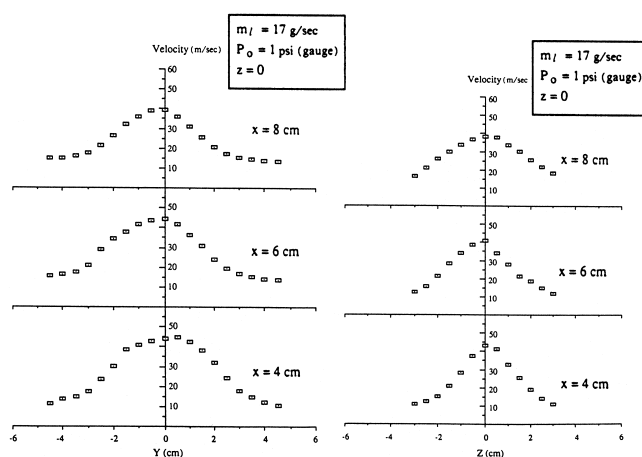


Figure 1.14: Variation de la vitesse des gouttes dans des plans à x constant [34]

1.4 Théorie sur les instabilités et leurs origines

Comme il a été vu dans les sections précédentes, les nappes liquides, qu'elles soient planes ou annulaires, sont le siège d'instabilités. En complément de l'expérimentation, une modélisation physique de ces phénomènes et des simulations numériques ad hoc permettent une meilleure compréhension et la mise en évidence des paramètres influents.

1.4.1 Les instabilités interfaciales

Les instabilités conduisant à la rupture d'une nappe se développent à l'interface liquide-gaz et sont pilotées par l'opposition entre forces stabilisantes et forces déstabilisantes. La plus connue de ces instabilités interfaciales est celle qui conduit à l'apparition de vagues sur un film liquide cisailé par un écoulement d'air. Cette instabilité dite de Kelvin-Helmholtz a été

observée et décrite par Helmholtz en 1868. Elle peut être expliquée de manière qualitative par l'apparition de zone de dépression et de surpression de part et d'autre d'une petite perturbation de l'interface. En effet, si l'interface est légèrement modifiée (figure 1.15) alors les lignes de courant vont se resserrer au-dessus des sommets et s'écarter au-dessus des creux. Le fluide accélère donc au-dessus des sommets provoquant une dépression et ralentit au-dessus des creux provoquant une surpression, ces phénomènes amplifient la déformation de l'interface. Un autre moyen de comprendre la formation de ces rouleaux est d'observer le champ de vorticité $\omega = \frac{dU}{dy}$. En 1967, Batchelor [5] montre que la vorticité se concentre peu à peu dans les zones de forte pente négative de l'interface, c'est à dire derrière les sommets, provoquant ainsi l'enroulement des structures.

La force de tension de surface est ici stabilisante car elle cherche à minimiser la surface de la nappe donc à conserver la planéité de la nappe dans le cas de nappe plane. Les forces aérodynamiques sont déstabilisantes en raison du cisaillement que provoque le différentiel de vitesse. Le comportement de la déformation initiale, i.e. son amplification ou son atténuation, dépend de la compétition entre ces deux forces.

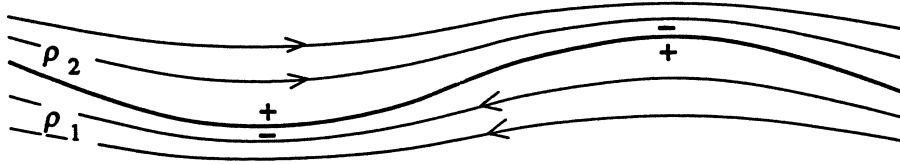


Figure 1.15: Amplification d'une perturbation de l'interface

Dans le cas de nappe liquide, il y a deux interfaces gaz-liquide soumises à des instabilités. Les études théoriques ont montré qu'il existait deux modes d'instabilité. Le premier voit les deux interfaces osciller en phase (mode sinueux) et le deuxième est caractérisé par une oscillation des deux interfaces en opposition de phase (mode variqueux ou dilaté). Le premier mode est toujours plus amplifié que le deuxième induisant une oscillation globale comparable au battement d'un drapeau au vent.

1.4.2 Stabilité linéaire

Les premiers calculs de stabilité datent de la fin du XIX^e siècle. La première approche mise en œuvre pour déterminer les caractéristiques de l'instabilité repose sur la linéarisation des équations du mouvement. Pendant tout le XX^e siècle, un grand nombre de systèmes a été étudié avec la théorie linéaire et cela continue encore de nos jours. Le progrès des moyens de résolution numérique a permis une activité croissante des études de stabilité linéaire au cours des vingt dernières années.

Principe général

Le principe de l'étude de stabilité linéaire est d'introduire artificiellement au sein d'un écoulement une perturbation infinitésimale et d'en observer l'évolution spatio-temporelle. En pratique, l'écoulement instantané solution des équations et des conditions limites régissant le système est

décomposé en un écoulement moyen et une perturbation supposée petite. L'écoulement moyen est connu et est solution du même système d'équations que l'écoulement instantané, la perturbation dépend des variables de temps et d'espace. Les équations sont alors linéarisées pour obtenir des équations aux dérivées partielles linéaires. Les modes propres de ce système et leurs caractéristiques (taux de croissance, longueur d'onde et fréquence) sont recherchés. Le mode sélectionné par le système est celui dont l'amplification est la plus grande.

Dans le cas de l'étude de stabilité de nappe, le système d'équations est formé des équations de la dynamique des fluides (équation de continuité, équation d'Euler ou de Navier-Stokes selon les hypothèses), des conditions de continuité et cinématique à l'interface et des conditions aux limites. Les perturbations sont recherchées sous forme d'onde. Si le problème est bidimensionnel et que l'axe des x est l'axe de propagation alors la perturbation de vitesse peut se mettre sous la forme suivante :

$$u(x, y, t) = \hat{u}(y)e^{i(kx - \omega t)} \quad (1.3)$$

avec $\hat{u}(y)$ l'amplitude de la perturbation. Les nombres k et ω sont a priori complexes et la solution physique est la partie réelle du membre de droite. Si la partie réelle et la partie imaginaire sont séparées dans l'exponentielle, la perturbation de vitesse s'écrit alors :

$$u(x, y, t) = \hat{u}(y)e^{-k_i x + \omega_i t} e^{i(k_r x - \omega_r t)} \quad (1.4)$$

Elle est le produit d'une exponentielle réelle qui définit l'évolution spatio-temporelle de l'amplitude et d'une exponentielle imaginaire qui définit le caractère ondulatoire de l'onde. Pour simplifier la résolution du problème, deux types d'analyse sont envisagés et sont appelés théorie temporelle et théorie spatiale. La première théorie suppose que l'amplification ou l'atténuation de la perturbation est exclusivement temporelle. Le nombre k est donc réel et la perturbation est amplifiée si la partie imaginaire de ω est positive. Le même raisonnement est décliné pour la théorie spatiale avec cette fois ω réel et k complexe, la perturbation est amplifiée pour des valeurs de k_i négatives.

Après avoir effectué le choix de la théorie à utiliser, les perturbations sont introduites dans les équations, la résolution du système permet d'obtenir une seule équation reliant les nombres k et ω . A partir de cette équation de dispersion, les caractéristiques des modes du système sont calculées et la stabilité ou l'instabilité du système peut être évaluée. Dans le cas d'existence de plusieurs modes instables, le système choisit naturellement celui qui possède le plus grand taux d'amplification, i.e. ω_i ou $|k_i|$ le plus grand.

Le choix de la théorie peut s'avérer parfois délicat et il arrive fréquemment que pour des raisons de simplification mathématique une théorie soit utilisée alors que la physique du système exigerait plutôt l'autre. En 1962, Gaster [15] montre que sous couvert d'une croissance faible de l'instabilité sur une période, les deux théories peuvent être liées par les relations suivantes :

$$k_r = k \quad (1.5)$$

$$\omega = \omega_r \quad (1.6)$$

$$-k_i = \frac{\omega_i}{\frac{d\omega_r}{dk}} \quad (1.7)$$

où le membre de droite de chaque équation est issu de la théorie spatiale et le membre de gauche de la théorie temporelle.

Principaux travaux et résultats

Depuis les premières observations de Helmholtz en 1868 et les premiers calculs de Kelvin en 1871, de nombreux auteurs se sont penchés sur le problème étudiant tour à tour l'influence des profils de vitesse de raccord à l'interface, des effets de viscosité dans les deux fluides et du rapport de densité. En ce qui concerne les nappes liquides, la première publication considérant un système liquide à deux interfaces rapprochées est due à Squire en 1953 [44]. Dans son étude, un jet liquide non visqueux débouche dans une atmosphère au repos et ses deux interfaces sont supposées osciller en phase. L'équation de dispersion obtenue, base théorique de nombreux articles ultérieurs, s'écrit :

$$\rho_l(\omega - kU)^2 \tanh(kh) + \rho_g \omega^2 = \sigma k^3 \quad (1.8)$$

En 1955, Hagerty et Shea [16] mettent en évidence les deux modes de stabilité cités plus haut et montrent que pour de faibles rapports de masse volumique ($\rho_l \gg \rho_g$) le mode sinuex possède des taux de croissance plus élevés que le mode dilaté. La viscosité du liquide ainsi que la décroissance de l'épaisseur de la nappe s'éloignant de l'orifice d'injection sont prises en compte en 1963 dans l'étude de Dombrowski et Johns [11]. Le problème des nappes cylindriques est attaqué en 1975 par Crapper et al. [10]. Les récents travaux sont les œuvres d'auteurs tels que Dumouchel [12], Ibrahim [24], Lozano [32] ou Liao [30]. Ils s'attachent à améliorer le modèle en intégrant la viscosité des fluides, de meilleurs profils de raccord ou une composante de vitesse azimutale pour simuler le swirl. Les résultats qui ressortent de ces études sont qualitativement en accord avec les observations mais les fréquences présentées diffèrent des mesures. Un exemple de comparaison entre les prédictions numériques et les expériences est donnée sur la figure 1.16, ce graphique issu du travail de Lozano et al. [32] montre une très importante surestimation de la fréquence calculée et de la vitesse liquide pour laquelle l'oscillation est la plus rapide. Une probable explication de cet écart réside dans le fait que l'hypothèse selon laquelle l'amplitude des perturbations est négligeable devant les autres longueurs caractéristiques n'est plus vérifiée dès que le différentiel de vitesse dépasse la vingtaine de m/s.

1.4.3 Simulations d'interface

En parallèle de l'analyse linéaire, se développe depuis deux décennies un grand nombre d'études visant à prédire et visualiser le comportement de la nappe liquide cisailée. L'un des principaux problèmes rencontrés par les numériciens qui réalisent ces calculs d'écoulements diphasiques est la modélisation et la restitution de l'interface séparant les deux fluides. Il est possible de distinguer deux groupes de méthodes numériques pour résoudre ce problème. Le premier est constitué d'approche lagrangienne où le maillage est mobile et se conforme à chaque pas de temps à la forme de l'interface. De nos jours, ce type d'approche est de moins en moins développé car la déformation des mailles peut engendrer de grandes imprécisions numériques et les changements de topologie de l'interface tels que la rupture et la reconnexion sont très compliqués à mettre en oeuvre. L'autre stratégie pour aborder le problème est l'approche eulérienne où les simulations sont réalisées sur un maillage fixe. Les trois méthodes les plus développées sont la représentation de l'interface par des fils tourbillonnaires ou "Vortex sheet", le suivi d'interface ou "front tracking" et la capture d'interface ou "front capturing".

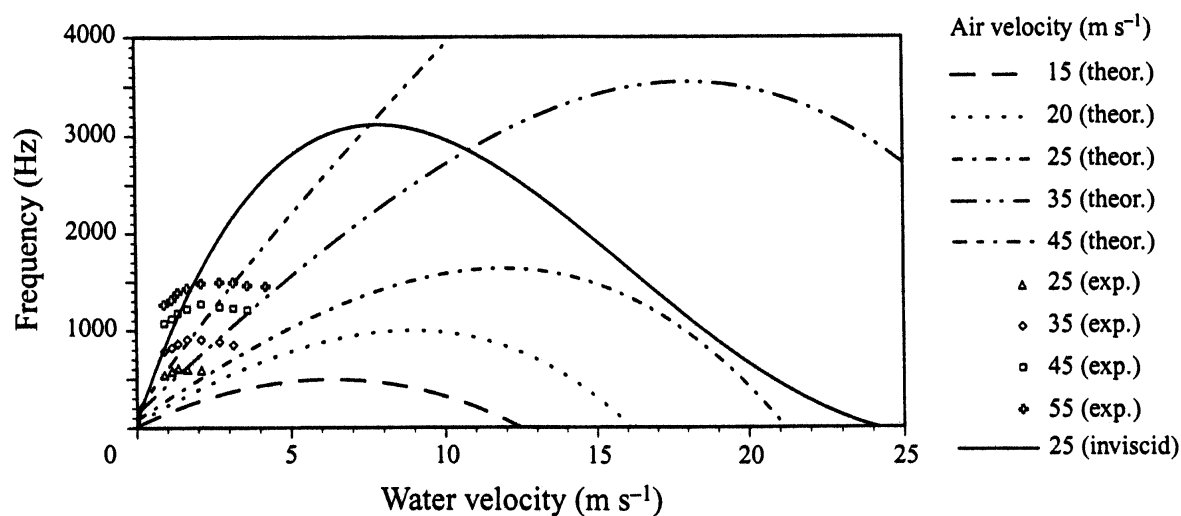


Figure 1.16: Fréquence d'oscillation globale d'une nappe liquide en fonction de la vitesse liquide. Comparaison prédictions numériques - expériences [32]

Vortex sheet

Développée dans les années trente, cette méthode consiste à considérer l'interface comme une succession discrète de fils tourbillonnaires. Ces derniers sont caractérisés par une intensité proportionnelle à la différence de vitesse de part et d'autre de l'interface et à la longueur de nappe qu'ils représentent. La donnée de cette intensité permet de connaître le champ de vitesse en tout point en dehors de la nappe grâce à la résolution d'une loi de type Biot et Savard où le produit $\mu_0 I$ est remplacé par l'intensité tourbillonnaire Γ . La localisation et le déplacement de l'interface est calculée à partir d'une équation de transport de Γ .

Des simulations 2D [40] et 3D [31] ont été réalisées. Les premières montrent l'influence du rapport de masse volumique ρ_g/ρ_l sur la nature du mode dominant. Pour des faibles rapports, le mode sinuex est plus instable et la nappe se rompt en ligaments d'une demi-longueur d'onde. Lorsque le rapport augmente et s'approche de l'unité, le mode dilaté entre en jeu et la rupture de la nappe s'effectue pour toutes les longueurs d'onde. Dans le cas des simulations 3D de Lozano et al. [31], des comparaisons avec l'expérience sont entreprises et montrent que le temps de formation des ligaments transversaux est surestimé par le calcul.

Front tracking

Ces méthodes de suivi d'interface sont dites semi-eulerienne. En effet, elles reposent sur le suivi lagrangien de marqueurs sans masse dans leur déplacement au travers du maillage fixe [48, 49]. En écoulement bidimensionnel, l'interface est donc représentée par des segments de courbes reliant les marqueurs. Cette technique n'est pas compliquée à mettre en œuvre cependant la précision sur la structure de l'interface peut être gravement dépréciée lorsque celle-ci est sujette à de grandes déformations. La difficulté principale pour le numéricien est de traiter correctement la distribution de marqueurs en fonction de la topologie de l'interface. De plus, de gros problèmes sont rencontrés pour simuler la rupture et la reconnexion de l'interface lors de l'arrachage de

gouttes de la nappe plane. Enfin, pour le cas d'écoulements tridimensionnels, le coût en temps de calcul de la gestion des marqueurs devient prohibitif. Les principales études rencontrées simulent les instabilités interfaciques de Kelvin-Helmholtz ou les instabilités rencontrées à la surface de bulles liquides et toujours pour des rapports de densité élevés.

Front capturing

Les méthodes de capture d'interface sont les plus répandues, les deux principales sont la méthode Volume Of Fluid (VOF) et la méthode Level Set. Contrairement au front tracking, la position de l'interface est ici implicitement donnée par le calcul du transport d'une fonction de marquage.

Les méthodes VOF ont été développées dans les années 80 [17] et sont aujourd'hui très utilisées. Pour la capture de l'interface, une fonction F est définie qui associe à chaque maille une valeur comprise dans l'intervalle $[0, 1]$ caractérisant les proportions de chaque fluide dans la maille. Par exemple, $F = 1$ signifiera que la maille est totalement remplie de liquide et $F = 0$ de gaz. Le problème numérique majeur de ce type de méthode est la reconstruction à chaque pas de temps de l'interface à partir du champ de F [26]. En effet, aucune information sur la géométrie de l'interface n'est transportée avec F .

Les simulations 2D obtenues par Kutzbach et al. [27] à l'aide de l'algorithme VOF du logiciel Fluent retrouvent le comportement qualitatif de la nappe mais les fréquences d'oscillation sont surestimées, les angles de spray calculés sont en bon accord avec les observations de Mansour et Chigier [34] pour des vitesses d'air relativement élevées (~ 60 m/s).

Il y a environ une dizaine d'année est apparue une nouvelle méthode de capture d'interface [47]. Le principe de cette méthode est d'affecter à chaque point de l'espace une valeur Φ représentative de la distance entre ce point et l'interface. Chaque point est donc caractérisé par ses coordonnées et la ligne de niveau (level set) à laquelle il appartient. L'interface est donc l'ensemble des points qui appartiennent à la ligne de niveau $\Phi = 0$. Pour les autres points de l'espace, le caractère important est le signe de Φ qui définit le fluide, e.g. positif pour le liquide et négatif pour le gaz.

Une propriété mathématique intéressante de cette fonction est $\|\vec{\nabla}\Phi(\vec{x}, t)\| = 1$ dans tout le domaine. La fonction Φ est par conséquent continue dans tout le domaine ce qui présente un avantage énorme car le traitement des discontinuités est une des difficultés majeures rencontrées par les numériciens. De plus, cette méthode nous affranchit des différents algorithmes de reconstruction de l'interface nécessaire dans les méthodes précédemment présentées.

Les résultats 2D et 3D de Couderc [9] montrent l'oscillation longitudinale et transversale d'une nappe liquide mais dans des conditions de pression telles que le rapport de masse volumique ρ_g/ρ_l soit de 0,1. Le manque de résultats expérimentaux dans de telles conditions ne permettent cependant pas de comparer les fréquences des différentes instabilités de la nappe.

Synthèse

Les différentes méthodes de simulation non linéaire de l'interface sont actuellement en plein développement. Elles sont naturellement plus coûteuses en temps de calcul que les simulations linéaires puisqu'elles ne négligent aucun terme. Elles permettent cependant d'observer les phénomènes d'oscillation et de rupture de la nappe. Les résultats obtenus sont qualitativement bons mais les confrontations avec des résultats expérimentaux sont difficiles. En effet, bien souvent, les numériciens sont obligés de travailler avec des rapports de densité compris entre 0,01 et 1 alors que le rapport air-eau à pression atmosphérique est de l'ordre de 0,001. Les nombres de Reynolds aérodynamiques induits par les faibles valeurs de rapport des densité sont bien trop grand pour un calcul simple des écoulements. La technologie informatique s'améliorant sans cesse permettra sûrement un jour de simuler correctement les phénomènes pour une meilleure compréhension des différents mécanismes de rupture de la nappe.

1.4.4 Instabilités secondaires

Les mécanismes d'instabilité secondaire, vraisemblablement induite par l'oscillation globale, ont fait l'objet de plusieurs études et plusieurs hypothèses ont été émises. L'apparition de cette instabilité transversale, responsable de la formation et de l'échelle de taille des ligaments, est supposée due aux effets de courbure de la nappe. Des mécanismes similaires sont également observés dans les couches de mélange monophasiques. Des tourbillons, dits de Görtler, apparaissent dans les écoulements cisailés dont les lignes de courant sont courbes. Ces tourbillons s'enroulent autour d'axes longitudinaux et sont très rapprochés spatialement. Cependant l'existence de ces tourbillons n'est possible que s'il existe un gradient de pression dans la nappe et une courbure des lignes de courant.

Le recours aux mécanismes de Görtler n'est cependant pas nécessaire. En effet, Rayleigh a montré que la courbure de l'interface suffit à la déstabiliser. Des mécanismes d'instabilité reposant sur les effets que provoque l'accélération normale que voit l'interface ont été mis en évidence. Ce type d'instabilité est connue sous le nom d'instabilité de Rayleigh-Taylor.

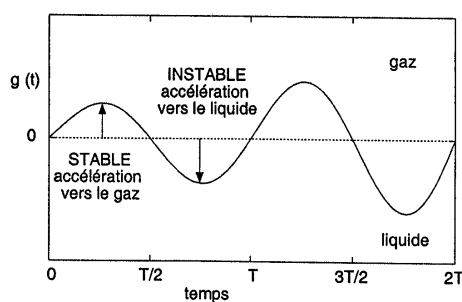


Figure 1.17: Amplification d'une perturbation de l'interface soumise à une accélération verticale

Instabilité de Rayleigh-Taylor

Lorsque l'interface séparant deux milieux de densité différente est soumise à une accélération verticale (cf. figure 1.17) orientée du milieu le plus léger vers le milieu le plus lourd, une situation instable apparaît et l'amplitude de l'oscillation de l'interface augmente. Dans le cas des nappes liquides ou des jets liquides, cette situation est provoquée par le passage des ondes de l'instabilité primaire qui ont une vitesse de propagation bien plus importante que la vitesse de l'écoulement liquide.

D'autres configurations d'écoulement diphasique menant à la formation d'un brouillard de gouttes sont également à l'étude. Les jets et les nappes liquides produites par impact de jets sont deux exemples typiques de ces écoulements. Les sections qui vont suivre permettent de comparer ces différentes méthodes d'atomisation d'un liquide à la pulvérisation de nappe liquide décrite précédemment.

1.5 Les jets liquides

Dans le cas des jets, le liquide est injecté dans une atmosphère au repos ou en mouvement au travers d'un orifice circulaire dont le diamètre est typiquement compris entre 1 et 10mm suivant les applications ou les études. L'épaisseur du liquide est donc ici plus importante que dans le cas des nappes liquides. A l'instar de ces dernières, plusieurs mécanismes conduisant à la rupture du jet et à la formation d'un brouillard de gouttes peuvent se produire. La principale difficulté pour modéliser ces mécanismes est le grand nombre de paramètres dont ils dépendent. En effet, les processus de pulvérisation sont sensibles à la géométrie de l'orifice d'injection, aux paramètres aérodynamiques, physiques et thermodynamiques du liquide et du gaz.

1.5.1 Caractéristiques globales

Les expériences montrent qu'un jet cylindrique injecté dans une atmosphère au repos ne reste pas lisse et cylindrique. Au cours de sa propagation, il se déforme et se rompt à cause de l'apparition d'instabilités dites de Rayleigh (figures 1.18.a et 1.18.b). Contrairement au cas des nappes liquides, les forces de tension de surface provoquent la rupture. En effet, ces forces qui tendent à diminuer la surface liquide poussent le jet cylindrique à se mettre sous la forme de gouttes sphériques, la sphère étant l'élément de volume qui possèdent la plus petite surface pour un volume donné. Des simulations basées sur l'analyse de stabilité linéaire prévoit que le mode le plus amplifié a pour longueur d'onde $\lambda = 4,51D$ et que les gouttes ainsi formées ont un diamètre de $1,89D$ avec D le diamètre initial du jet. Ces valeurs sont en bon accord avec les mesures expérimentales pour des faibles valeurs du nombre de Weber. En réalité, il est observé une oscillation des gouttes formées autour de leur forme sphérique et l'apparition de gouttes satellites entre les gouttes principales (figure 1.18.c).

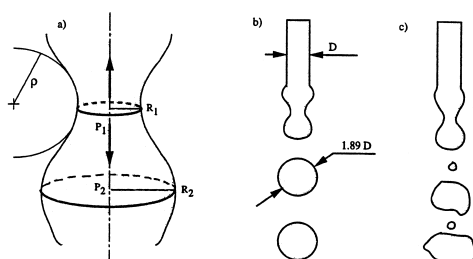


Figure 1.18: Fragmentation d'un jet simple : prévision de l'analyse linéaire et schéma réaliste

1.5.2 Les différents régimes

L'une des premières classifications des différents régimes de rupture des jets est rencontrée dans l'article de Reitz et Bracco en 1986 [43]. Ces auteurs étudient un jet injecté dans une atmosphère au repos et identifient quatre régimes qui dépendent du nombre de Reynolds liquide. Pour une vitesse d'éjection croissante, sont rencontrés successivement le régime de Rayleigh, le "first wind-induced breakup regime", "le second wind-induced breakup regime" et le "atomization breakup regime". Dans le premier régime décrit précédemment, les gouttes ont un diamètre du même ordre de grandeur que celui de l'orifice et la rupture se réalise à plusieurs diamètres de la sortie. Le first wind-induced breakup regime présente des gouttes ayant toujours un diamètre du même ordre de grandeur que celui de l'orifice mais la rupture est plus proche de la sortie. Dans le régime suivant, les gouttes sont plus petites et deux longueurs caractéristiques du jet apparaissent : la longueur de rupture L_b à partir de laquelle les premiers ligaments ou gouttes sont arrachés et la longueur du dard liquide L_d sur laquelle la fraction volumique de liquide est maximum (équivalent du cône potentiel dans les couches de mélange. Dans les deux premiers régimes, elles étaient confondues. Le régime d'atomisation voit la taille des gouttes encore diminuer. La caractéristique principale de ce régime est le fait que l'atomisation commence dès la sortie de l'orifice. La longueur de rupture est nulle.

La classification précédente ne prend pas en compte les effets de la vitesse du gaz puisque le jet est injecté dans une atmosphère au repos. Ce type de jet cisailé par un écoulement gazeux présente pourtant un grand intérêt car il est rencontré dans de nombreuses applications industrielles. La figure 1.19 montre un schéma d'un injecteur présent dans le moteur Vulcain d'Ariane où un jet d'oxygène liquide est cisailé et atomisé par de l'hydrogène gazeux. Des mécanismes de brisure similaires à ceux vus pour les nappes sont alors observables.

Pour construire une classification universelle, Faragó et Chigier [14] s'appuient sur le Reynolds liquide et le Weber aérodynamique (la vitesse de référence est la vitesse relative entre les deux phases). L'article qualifie les différents régimes pour un jet d'eau dans un écoulement d'air. Passer à d'autres fluides nécessite de prendre en compte d'autres nombres adimensionnés tels que les rapports de densité et de viscosité. Les expériences sont réalisées avec des jets de 1mm de diamètre environ cisailés par un écoulement d'air de 16mm de diamètre. Plusieurs géométries pour l'orifice de sortie ont été étudiées mais aucune influence majeure sur les mécanismes d'atomisation n'a été détectée. Cela tend à démontrer que les perturbations initiales présentes dans le liquide ne sont pas prépondérantes et que ce sont plutôt les conditions d'écoulement juste après la sortie qui imposent les modalités de la rupture du jet. Trois principaux régimes de rupture sont identifiés.

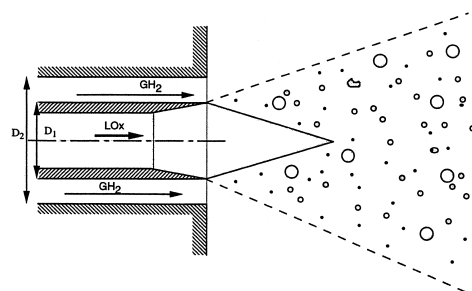


Figure 1.19: Schéma d'un injecteur assisté présent au sein du moteur Vulcain. Le jet d'oxygène liquide est atomisé par un écoulement d'hydrogène gazeux

1) Rupture de Rayleigh $We < 25$: Le diamètre moyen des gouttes est de l'ordre du diamètre du jet et le diamètre maximal ne dépasse pas le double du diamètre du jet. Le liquide se désintègre sans qu'il y ait eu formation de membrane ou de ligament (cf. figure 1.20 gauche). Pour $We < 15$ le régime est qualifié d'axisymétrique et de non-axisymétrique pour $15 < We < 25$. Dans le premier cas, le jet débouche dans l'écoulement d'air et est rompu par le mécanisme classique de Rayleigh. Lorsque le Weber augmente, le jet prend juste avant la rupture la forme d'un hélicoïde mais cet enroulement du jet se produit autour de l'axe du jet. Dans le deuxième cas, le jet accéléré par l'air voit son diamètre se réduire mais les images montrent que c'est toujours le mécanisme de Rayleigh qui est responsable de la rupture du jet. Ce régime fait la transition entre les régimes de Rayleigh et de désintégration via la formation d'une fine membrane.

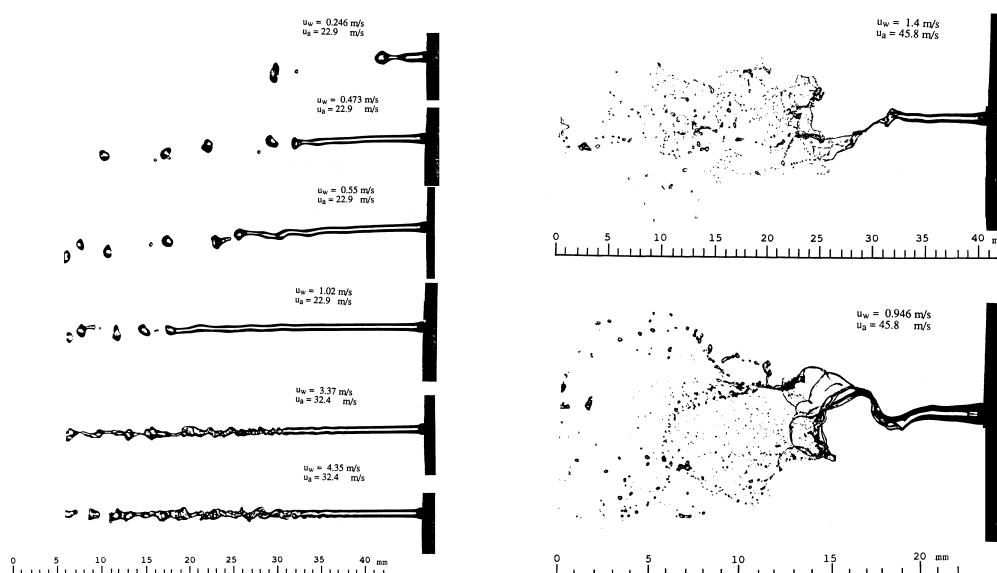


Figure 1.20: Régimes de rupture de Rayleigh et de désintégration via des ligaments de type membrane [14]

2) "Jet disintegration via membrane-type ligaments" $25 < We < 70$: Le jet cylindrique se développe sous la forme d'une fine nappe liquide qui oscille et se rompt en fines gouttes. La

pulvérisation se réalise à une longueur d'onde du jet (cf. figure 1.20 droite).

3) “Jet disintegration via fiber-type ligaments” $100 < We < 500$: Dans cette plage de Weber, le jet sortant est épluché par les forces aérodynamiques (cf. figure 1.21 gauche). Il se forme des ligaments autour du coeur du jet qui sont arrachés et pulvérisés, cette pulvérisation est appelée primaire. Le coeur du jet se met quant à lui à osciller et la formation de nouveaux ligaments se réalise par le mécanisme de rupture de Rayleigh non-axisymétrique. Ces ligaments sont évidemment à leur tour pulvérisés en gouttes de diamètres inférieurs d'au moins un ordre de grandeur au diamètre du jet. La complète atomisation du jet nécessite plusieurs longueurs d'onde.

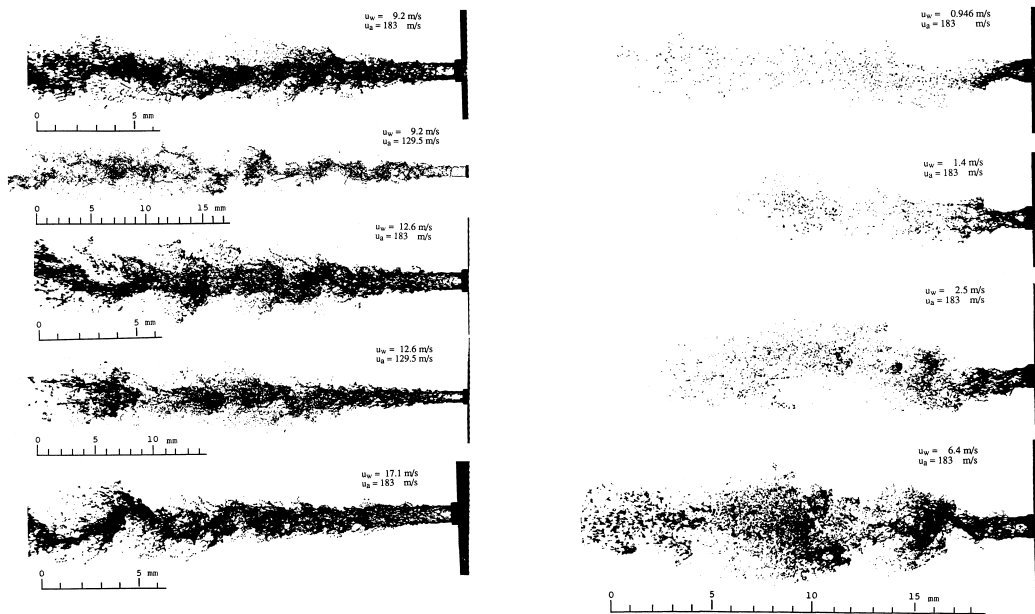


Figure 1.21: Régimes de désintégration via des ligaments de type fibres et superpulsating [14]

Enfin pour chacun de ces mécanismes de rupture, deux modes sont identifiables : le “pulsating et le superpulsating disintegration submode” qui se différencie par la présence ou l’absence respectivement d’une longueur intacte du jet.

En 1994, Hopfinger et Lasheras [20] refont les expériences de Faragó et Chigier avec un jet de 3,5mm de diamètre cisailé par de l’air allant de 100 m/s à 270 m/s (diamètre de l’anneau aérodynamique 5,6 mm). Les visualisations obtenues sont différentes pour certains régimes. Ces auteurs démontrent alors que le rapport des flux de quantité de mouvement M et le nombre de Reynolds gazeux semblent des paramètres plus pertinents pour la classification des régimes. Un nouveau diagramme complétant celui de Faragó et Chigier est alors proposé (figure 1.22). Il est toujours exprimé en fonction des nombres de Weber et de Reynolds liquide mais les courbes iso- M y sont représentées.

1.5.3 Modélisation et corrélations principales

La conception d’injecteur exige de pouvoir prédire à partir de la géométrie et des conditions aérodynamiques la granulométrie résultante ainsi que sa distribution spatiale. Pour parvenir à

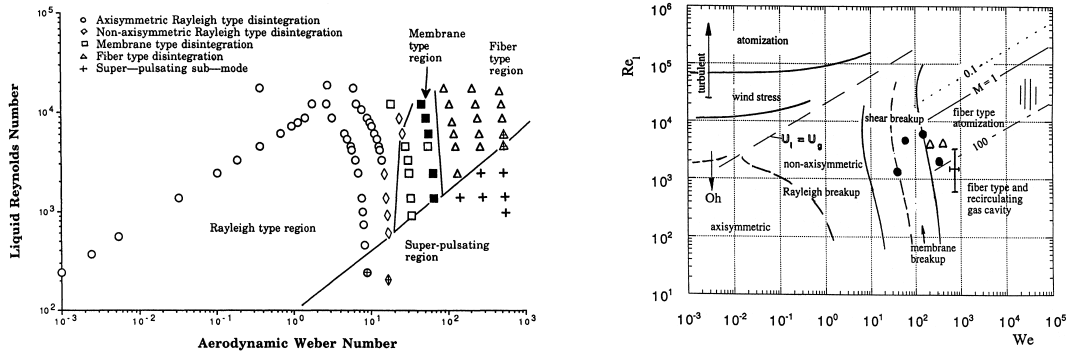


Figure 1.22: Régimes d'atomisation des jets par Faragó et Chigier [14] (gauche) et complété par Lasheras et Hopfinger [28] (droite)

cette prédiction, les scientifiques s'appuient essentiellement sur la modélisation de l'angle du spray, de la longueur de dard liquide et sur les différentes longueurs d'onde des instabilités. Bien évidemment, les modèles rencontrés dans la littérature sont élaborés à partir d'observations expérimentales, d'analyses théoriques et de simulations numériques.

Longueur de dard liquide et angle de spray

Lors de l'injection d'un jet liquide dans un écoulement d'air, celui-ci prend, au-delà du régime de Rayleigh, la forme d'un cône dont la hauteur est appelée longueur de dard liquide. Cette longueur est caractéristique de la pénétration du jet dans l'atmosphère. Les premières corrélations sur la longueur de dard ont été définies par les équipes de Arai [1] et de Ergolu [13]. Elles sont de la forme :

$$\frac{L}{D_l} = CWe^{-a}Re_l^{-0,6}$$

où L est la longueur de dard, D_l est le diamètre de l'orifice liquide, C est une constante, We est le nombre de Weber basée sur la vitesse relative, a vaut 0,5 pour Arai et 0,4 pour Ergolu et Re_l est le nombre de Reynolds liquide.

Les études ultérieures de Raynal [41] mettent en évidence que ces corrélations ne sont pas représentatives de l'évolution de la longueur de dard. En effet, les influences respectives de la viscosité liquide et de la tension de surface sont négligeables sur la longueur de dard liquide. Si l'effet de la première est négligeable, cela remet alors en question l'utilisation du nombre de Reynolds liquide. Le fait que la tension de surface n'intervienne pas montre que le nombre de Weber ne caractérise pas la capacité d'entraînement du jet gazeux. Cependant, ce nombre reste important pour caractériser la pulvérisation. Un modèle d'entraînement simple basé sur la conservation de la masse entre le débit liquide injecté et celui entraîné par le gaz donne $L/D = 6/\sqrt{M}$ mais n'est valable que pour des $M < 10$. Ce modèle a subi par la suite un certain nombre de corrections pour mieux correspondre aux observations. Przekwas fait par exemple intervenir le rapport des flux des quantités de mouvement à la puissance $-2/3$ et introduit également la viscosité et la tension de surface [39]. Il obtient la corrélation suivante :

$$\frac{L}{D_l} = \frac{1}{2C_l M^{2/3}} \left(\frac{\sigma}{\mu_l U_l} \right)^{1/3}$$

L'ajustement de la constante C_l permet de retrouver les résultats expérimentaux.

Pour son modèle, Rehab suppose que seul la pression dynamique à l'interface pilote la vitesse d'entraînement [42]. Un terme correctif apparaît dans le modèle de base :

$$\frac{L}{D_l} = \frac{6}{\sqrt{M}} \left(\left| 1 - \frac{U_l}{U_g} \right| \right)^{-1}$$

La correction de Raynal, elle, prend en compte la faible influence de la vitesse du liquide qui s'explique par une limitation de l'élongation des ligaments à cause des efforts de tension de surface.

$$\frac{L}{D_l} = \frac{6}{\sqrt{M}} \frac{1}{(1 - B_l \sigma / \mu_g U_g)^{1/2}}$$

Ces deux dernières corrélations sont numériquement plus robustes et leur plage de validité est plus grande que celle de Przekwas.

Enfin, Marmottant et Villermaux [36] proposent d'ajuster le modèle de base à l'aide d'une fonction de probabilité de présence de la phase dispersée et obtiennent :

$$\frac{L_f}{D_l} = \frac{6f}{\sqrt{M}}$$

Cette corrélation est indépendante de la géométrie de la buse d'injection et valable pour des valeurs de M inférieures à 30. Au delà, une bulle de recirculation apparaît et modifie la longueur de dard.

Le spray est caractérisé par deux angles représenté sur la figure 1.23. Le premier est observé à la sortie de l'orifice et décrit l'angle d'éjection des gouttes qui est quasiment indépendant de M . Le second, θ , diminue avec M selon une expression proche de $\theta = 45^\circ - \tan^{-1}(M^{1/2}/12)$

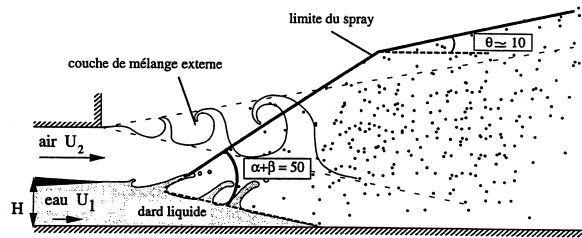


Figure 1.23: Positions des différents angles caractérisant le jet

Instabilités primaire et secondaire

D'après les simulation de Raynal [41], l'instabilité primaire de longueur d'onde δ est pilotée par la couche limite créée dans l'injecteur côté gaz. Une analyse linéaire montre que la présence d'un raccord de vitesse linéaire côté gaz d'épaisseur δ_2 donne de meilleurs résultats qu'un raccord dans le liquide ou dans les deux phases. Le mode le plus amplifié est alors caractérisé par :

$$\omega_i \propto \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{U_g - U_l}{\delta_2}$$

$$k\delta_2 \propto \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \iff \lambda = 4,19\delta_2\sqrt{\rho_l/\rho_g} = 1,68\delta_\omega\sqrt{\rho_l/\rho_g}$$

Par la suite, δ_2 est trouvée linéairement dépendante de l'épaisseur de vorticit e $\delta_\omega = \Delta U / \left(\frac{dU}{dy}\right)_{max}$ selon l'expression $\delta_2 = 0,4\delta_\omega$.

Des études montrent la possibilit e du développement d'une instabilit e causée par la couche limite formée c t e liquide mais les nombres de Reynolds et Weber nécessaires pour l'amplification de cette instabilit e ne sont que rarement atteints. En outre, il est montr e que le taux de croissance de l'instabilit e gazeuse est 3 à 7 fois plus important que celui de cette instabilit e liquide.

Cette instabilit e primaire provoque la formation de vagues bidimensionnelles à la surface du jet qui sont étirées sous la forme de nappe liquide qui sont à leur tour sujette à une instabilit e transverse responsable de l'apparition de ligaments. Deux scenarii sont proposées. Marmottant et Villiermaux [36] supposent que cette instabilit e transverse est de type Rayleigh-Taylor et dépend de la tension de surface. Les ondes primaires se propagent à une vitesse plus importante que celle du liquide et accélèrent ainsi de mani ere périodique et croissante la surface du liquide. Ces accélérations provoquent des situations de surface instable au sens de Rayleigh-Taylor ou Faraday (accélération verticale). L'expression de la longueur d'onde secondaire est également donnée par l'analyse de stabilit e linéaire d'une surface soumise à une accélération négative :

$$\lambda_\perp = 3,45\delta_\omega \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/3} We_{\delta_\omega}^{-1/3}$$

La vitesse d'étirement des ligaments est sensiblement proportionnelle à la vitesse de l'air. Le diamètre du ligament lorsqu'il se brise décroît en u_2^{-2} et la brisure intervient lorsque le nombre de Weber construit sur le diamètre de brisure est d'environ 4. L'étirement du ligament et donc le fait que son diamètre ne soit pas constant empêche la formation de gouttes de taille uniforme comme cela arrive lors de la rupture d'un jet par instabilit e de Rayleigh-Plateau. Une observation d'images de la brisure montre que l'échelle de taille des gouttes est donnée par λ_\perp . La taille moyenne des gouttes mesurée dans le spray est

$$d_{10} \simeq 0,1\lambda_\perp \simeq 0,25\lambda We_\lambda^{-1/3}$$

Ces corrélations sont vérifiées sur une gamme de nombre de Weber inférieurs à 500.

Lasheras et Hopfinger proposent quant à eux deux corrélations [21, 28], l'une pour les faibles nombre de Weber ($We < 100$) et l'autre pour les nombre de Weber plus élevées. Dans le premier cas, il se forme des bourrelets de rayon ξ aux extr mit es de la nappe dus aux forces de tension de surface qui sont prédominantes dans cette gamme de nombre de Weber. Le diamètre des bourrelets formés par capillarit e impose le diamètre des gouttes donnée par la relation suivante :

$$(d_{10})_\sigma = C_1 \left(\frac{\sigma}{\rho_g U_g^2}\right)$$

Dans le cas des nombres de Weber élevées, l'étirement de la nappe est limitée par la diffusion visqueuse dans le gaz, il y a donc formation de ligaments de type fibreux. L'instabilit e interfaciale transverse provoque une modulation de la courbure de la nappe liquide. Les auteurs supposent

alors que sa longueur d'onde est imposée par des instabilités de Görtler. La taille des gouttes est dans ce cas :

$$(d_{10})_\nu = C_2 \left(\frac{\nu_g}{U_g} 2\delta_\omega \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \right)^{1/2}$$

En prenant $\delta_\omega \propto \delta \propto (U_g e / \nu_g)^{-1/2}$ pour un écoulement gazeux laminaire, le diamètre devient alors proportionnel à la vitesse du gaz U_g à la puissance $-3/4$.

Malheureusement, ces modèles ne prennent pas en compte l'effet de la tension de surface, ce que les expériences, elles, mettent en avant. Hong développe un modèle d'instabilités de Rayleigh-Taylor provoquées par l'accélération axiale des vagues formées par l'instabilité primaire sous la contrainte des efforts aérodynamiques [18, 19]. La longueur d'onde secondaire est exprimée sous la forme :

$$\lambda_\perp \propto \delta (\rho_l / \rho_g)^{1/4} \text{We}_\delta^{-1/2} \propto \sigma^{1/2} U_g^{-5/4}$$

Le diamètre moyen arithmétique est toujours proportionnel à cette longueur d'onde. Les résultats expérimentaux fournissent les relations $d_{10}/\lambda_\perp = 0,02$ dans le cas de configurations expérimentales planes et $d_{10}/\lambda_\perp = 0,07$ dans le cas de configurations coaxiales.

1.6 Nappe produite par impact

Lorsqu'un jet liquide vertical heurte un petit disque, une nappe liquide plane et circulaire se forme sous l'effet de l'impact. Cette méthode d'atomisation est équivalente à l'impact de deux jets alignés. En fonction de la vitesse d'impact du jet, certains paramètres tels que le diamètre et la granulométrie de la nappe vont être modifiés. Deux régimes distincts sont notamment observables, dans le premier la nappe reste lisse "smooth liquid sheet" et dans le deuxième la nappe oscille "flapping liquid sheet". La frontière entre ces deux régimes est caractérisée par un nombre de Weber critique de l'ordre de 1000.

1.6.1 Nappe liquide lisse "Smooth liquid sheet" [50]

Les résultats expérimentaux montrent que le diamètre de la nappe augmente avec le nombre de Weber de manière quasi-linéaire. Le nombre moyen d'indentations en périphérie augmente également, leur position et leur nombre évolue au cours du temps. L'angle d'éjection dépend des nombres de Reynolds et de Weber du jet impactant et également du diamètre et de la forme du disque d'impact. L'expansion radiale de la nappe liquide ne se réalise pas à la vitesse du fluide impactant, les bords de la nappe ralentissent cette expansion. Le diamètre moyen des gouttes décroît avec le Weber.

Par l'intermédiaire de la conservation du débit, Clanet et Villiermaux définissent la vitesse d'extension U de la nappe et son épaisseur

$h(r)$ par les expressions suivantes :

$$\frac{U}{U_0} = \frac{I_e}{I_{max}}, \quad \frac{h(r)}{D_0} = \frac{1}{8} \frac{D_0}{r} \frac{I_e}{I_{max}}$$

avec I_e et I_{max} les flux de quantité de mouvement au bord du disque d'impact et maximum respectivement, U_0 et D_0 sont respectivement la vitesse et le diamètre du jet impactant. Le

rayon final de la nappe R est donné par la relation

$$\frac{2R}{D_0} = \frac{\text{We} U_e}{8 U_0} \left(1 - \frac{v_d}{U_e}\right)$$

où v_d est la vitesse moyenne des gouttes éjectées.

Les gouttes sont formées sous l'influence d'une instabilité de Rayleigh-Plateau, elles sont arrachées du bourrelet lorsque les forces centrifuges sont supérieures aux forces capillaires. La taille des gouttes est alors donnée par les corrélations suivantes :

$$\frac{d}{D_0} \propto \text{We}^{-1/3} \quad \text{pour } D_0 \ll a$$

$$\frac{d}{D_0} \propto \text{We}_a^{-1/3} \quad \text{pour } D_0 \gg a$$

où a est la longueur capillaire définie par $a = \sqrt{2\sigma/\rho g}$

1.6.2 Nappe liquide battante “Flapping liquid sheet” [51]

Dans ce régime, les nombres de Weber sont plus élevés et, contrairement au régime précédent, l'atmosphère environnant la nappe va jouer un rôle dans les mécanismes d'instabilité et de détachement des gouttes. Les observations mettent en évidence une diminution du rayon de la nappe avec le Weber mais avec une pente plus faible que l'augmentation du rayon dans le régime “smooth”. Le nombre de Weber qui délimite la transition entre les régimes dépend de l'atmosphère environnante, il est de 1000 pour l'air ($\rho_{air} = 1,25 \text{ kg.m}^{-3}$) et de 500 pour le SF6 ($\rho_{SF6} = 6 \text{ kg.m}^{-3}$) mais la pente de diminution, elle, n'a pas l'air d'y être sensible. Les images montrent que les gouttes sont plus petites que la longueur d'onde primaire de l'oscillation (présence d'une instabilité transverse) et leur diamètre diminue avec le nombre de Weber plus rapidement que dans le premier régime.

L'instabilité primaire est de type Kelvin-Helmholtz. Deux modes instables peuvent apparaître : le mode sinueux et le mode dilaté. Expérimentalement, le premier est visible et une analyse linéaire met en évidence un taux d'amplification plus élevé pour celui-ci. Le calcul donne la vitesse seuil du mode instable :

$$U_0 > \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho h}} \quad \text{i.e.} \quad \text{We}_h > 2$$

où h est l'épaisseur de la nappe.

L'épaisseur de la nappe varie radialement et cela joue un rôle sur le taux de croissance de l'instabilité primaire et sur sa vitesse de groupe mais peu sur sa longueur d'onde. L'amplitude des crêtes augmente avec r de manière plus importante qu'une exponentielle (linéaire) à cause de cet amincissement. La vitesse de groupe calculée des instabilités diminue radialement, ce qui est vérifié expérimentalement.

La différence de vitesse entre le liquide U_0 et les ondes v_g font subir aux particules une accélération périodique responsable de l'étirement et de l'indentation du bourrelet. L'instabilité secondaire est donc supposée être de type Rayleigh-Taylor et le calcul donne une longueur d'onde transversale :

$$\lambda_{\perp} \propto \frac{\sigma}{\rho_g U_0^2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/3} \quad \text{i.e.} \quad \frac{\lambda_{\perp}}{\lambda} \propto \alpha^{1/3} \simeq 0,1$$

Cette instabilité secondaire qui entraîne le détachement des gouttes se produit lorsque l'onde primaire atteint un certain rapport d'aspect (rapport entre l'amplitude de l'oscillation et sa longueur d'onde). Ce phénomène impose donc au diamètre de la nappe une décroissance dans ce régime en $D_0\alpha^{-2/3}\text{We}^{-1/3}$. La frontière entre les deux régimes est alors donnée par la relation $\alpha^{1/2}\text{We}_c = 40$ qui est vérifiée dans l'air et le SF6.

Les gouttes issues de la brisure des dents par une instabilité de Rayleigh-Plateau ont un diamètre moyen de l'ordre de λ_\perp .

Chapitre 2

Notions élémentaires sur les plasmas

L'objectif de ces travaux est de chercher à mettre en œuvre des actionneurs influant sur l'écoulement gazeux afin d'améliorer l'efficacité des injecteurs assistés en air. Les actionneurs choisis pour cette étude ont la capacité de créer près d'une surface un écoulement gazeux nommé "vent ionique". Ce vent est produit grâce au mouvement de particules chargées soumises à un champ électrique. Au cours de leur transport, celle-ci transmettent une partie de leur quantité de mouvement aux molécules neutres de l'environnement suite à des collisions de type inélastique. La clé du fonctionnement de ces actionneurs est donc la génération de décharges électriques de surface qui sont dominées par deux phénomènes : la création et le transport d'espèces chargées (ions, électrons...). Avant de présenter les différentes études menées sur la capacité des actionneurs à contrôler des écoulements, quelques notions importantes sur les milieux ionisés (plasma) et les décharges électriques vont être présentées dans ce chapitre et le suivant.

2.1 Plasmas et mécanismes internes

Le terme plasma du grec "matière informe" apparaît sous la plume de Irving Langmuir et Levi Tonks en 1923. Ils désignent par plasma des régions globalement neutres présentes dans des tubes à décharge constituées de gaz ionisés. Plus tard, ce terme sera repris en astrophysique pour désigner un état dilué de la matière électriquement neutre constitué de particules chargées. Les plasmas sont donc considérés comme un quatrième état de la matière faisant suite dans l'échelle de température aux trois états classiques que sont les états solide, liquide et gazeux. Au cours du vingtième siècle, l'étude des milieux ionisés s'est beaucoup accentuée et est devenue une branche à part entière de la physique. De fait, les astrophysiciens estiment que 99% de la matière de l'univers existe à l'état de plasma.

L'existence d'espèces chargées au sein d'un plasma implique une augmentation des interactions que peut subir une particule. En effet, une particule chargée peut être soumise à des forces dues à la présence de champs électromagnétiques externes (imposés par l'expérimentateur ou l'univers extérieur) ou internes (création de dipôle avec d'autres particules). Ces nombreuses interactions peuvent la mener à perdre sa charge, à en gagner d'autres ou à la transmettre à une

autre particule. Le plasma est donc le siège d'incessants processus réactifs entre les particules qui le composent. Ils se produisent lorsque deux particules entrent en collision. Cette dernière peut être de deux types. Elle peut être élastique : les particules ne changent pas de structure interne, seul leur vecteur vitesse est modifié et il n'y a pas de perte d'énergie dans l'environnement extérieur (e.g. choc de deux boules de billard). La collision peut également être inélastique : les particules voient leur structure interne changer et de l'énergie peut être cédée à l'environnement sous forme de photons par exemple. Ces dernières collisions sont les plus intéressantes et les plus caractéristiques des milieux ionisés. Elles peuvent effectivement conduire à la formation ou à la destruction de particules chargées. Ces processus réactionnels sont les décrits ci-après.

Les processus radiatifs

Les processus radiatifs sont l'absorption et l'émission. Dans le premier cas, une particule (atome ou molécule) absorbe un photon et se retrouve dans un état excité ou ionisé. Dans le deuxième cas, elle peut se désexciter en émettant un photon.

Les processus électroniques

Suite à une collision entre un atome ou une molécule et un électron, une partie de l'énergie mise en jeu permet à un électron appartenant au nuage électronique de la particule considérée de passer sur une couche électronique supérieure. La particule est dite excitée. Si l'énergie résultante du choc inélastique est suffisamment grande alors il peut se produire l'expulsion d'un électron appartenant au nuage électronique de la particule considérée ; c'est le phénomène d'ionisation. Le processus inverse peut également se produire : la collision entre un électron et un cation aboutit à un atome neutre stable ; c'est le processus de recombinaison. Enfin, le processus de détachement consiste en une expulsion d'un électron de la part d'un ion négatif suite à un choc et, dans les gaz électronégatif, la collision d'un électron avec une particule neutre peut conduire à son attachement et donc à la formation d'un ion négatif (anion).

Les processus moléculaires

Les molécules peuvent être, comme les atomes, excitées ou ionisées suite à un choc inélastique ou à l'absorption d'un photon. De plus, si l'énergie mise en jeu est assez grande, la molécule peut être dissociée (processus de dissociation). Il existe naturellement le procédé inverse où le choc de deux atomes produit une molécule (processus de réassociation).

2.2 Paramètres caractéristiques d'un plasma

Densité des espèces et degré d'ionisation

Chaque espèce présente dans le plasma est caractérisée par sa densité n . Les densités des neutres, des ions positifs, des électrons et des ions négatifs sont respectivement notées n_0 , n_p , n_e et n_n . Un paramètre intéressant pour caractériser le plasma est son degré d'ionisation α . Ce

dernier est défini par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_0 + n_e}$$

Un degré d'ionisation nul signifie que l'on a affaire à un gaz neutre et un degré égale à 1 que le gaz est complètement ionisé. En général, on considère qu'un gaz est faiblement ionisé si son degré d'ionisation est inférieur à 10^{-4} et qu'il est fortement ionisé pour un degré d'ionisation plus grand.

Oscillations plasma

Les plasmas sont des gaz globalement neutres de particules chargées. Ces dernières subissent donc des interactions de type électrostatique. Les électrons ayant une masse très faible devant celles des ions et des neutres, ils sont beaucoup plus mobiles que ces derniers. Si le nuage électronique est déplacé de sa position d'équilibre, alors il est soumis à une force de rappel électrostatique et oscille autour de sa position d'équilibre. En négligeant le mouvement des ions et des neutres, un bilan de force sur le nuage électronique permet de connaître la pulsation propre ω_p d'oscillation définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

Cette propriété des plasmas peut causer la réflexion ou l'absorption d'ondes électromagnétiques traversant le plasma. Le "black out" qui survient lors de la rentrée dans l'atmosphère d'une navette spatiale est un exemple typique de ce phénomène d'absorption d'onde.

Températures et distribution de vitesse

Le plasma étant un milieu dilué, une de ses propriétés importantes est le fait que chacune des espèces qui le composent peut avoir une distribution de vitesse et donc d'énergie d'agitation thermique différente. Le plasma est alors hors équilibre. L'énergie cinétique moyenne de chaque espèce est définie comme pour un gaz parfait.

$$\left\langle \frac{1}{2} m v^2 \right\rangle = \frac{3}{2} k T$$

Généralement, un plasma est caractérisé par la température des électrons. Dans la nature, les plasmas tels que les étoiles ont une température électronique d'environ 10^7 K et l'ionosphère terrestre de 100 K.

Longueur de Debye

Les plasmas possèdent un grand nombre de charges libres, ils sont donc conducteurs et peuvent écranter un champ électrique. La longueur de Debye λ_d caractérise la distance sur laquelle un écart à la neutralité peut se produire. En d'autres termes, si l'on regarde une sphère de rayon supérieur à la longueur de Debye alors ce volume de plasma est globalement neutre. L'expression de ce paramètre est la suivante :

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{k T_e \epsilon_0}{n_e e^2}}$$

Elle dépend donc de la densité des électrons et de leur température.

2.3 Classification des plasmas

A l'aide des paramètres précédents, une classification des différents plasmas est réalisable. Il est possible tout d'abord de distinguer les plasmas chauds des plasmas froids. Les plasmas chauds sont des gaz complètement ionisés, la température des différentes espèces est égale et de l'ordre de quelques millions de degrés. Ce type de plasma est présent dans les étoiles où ont lieu les réactions de fusion nucléaire. Les températures présentes dans les plasmas froids sont inférieures à la centaine de milliers de degrés. Ces gaz sont toujours partiellement ionisés et donc composés d'ions, d'électrons et de neutres. Il existe deux types de plasmas froids : les plasmas en équilibre thermodynamique et les plasmas hors équilibre thermodynamique.

Plasmas en équilibre thermodynamique

Les températures de toutes les espèces présentes sont égales. Ces plasmas sont appelés plasmas thermiques et parfois plasmas chauds par abus de langage. Ils sont rencontrés dans les arcs et les torches.

Plasmas hors équilibre thermodynamique

La température des électrons est supérieure à celles des ions et des neutres qui sont égales. L'ionosphère est un exemple de plasma naturel froid hors équilibre. Le tube à néon est une utilisation très courante de ces plasmas. En chimie, ces plasmas sont utilisés dans les réacteurs à dépôt. Ceux formés au cours de notre étude appartiennent à cette catégorie de plasmas.

Classification de Hollahan et Bell

Pour connaître la nature d'un plasma, Hollahan et Bell ont en 1974 réalisé une classification des plasmas en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye [63]. Ils obtiennent la figure 2.1.

2.4 Diffusion de charges

Diffusion libre

Dans tout milieu fluide, la présence d'un gradient de densité d'une espèce produit la diffusion de cette espèce des zones les plus denses vers les zones les moins denses. Cela reste valable pour les espèces chargées. Considérons le cas d'un nuage d'électrons possédant un gradient de pression électronique mais n'étant soumis ni à un champ électromagnétique extérieur ni à la pesanteur, l'équation de quantité de mouvement s'écrit en régime stationnaire :

$$n_e m_e \nu_{e0} \cdot \vec{v}_e = -\vec{\nabla}(n_e k T_e) \quad (2.1)$$

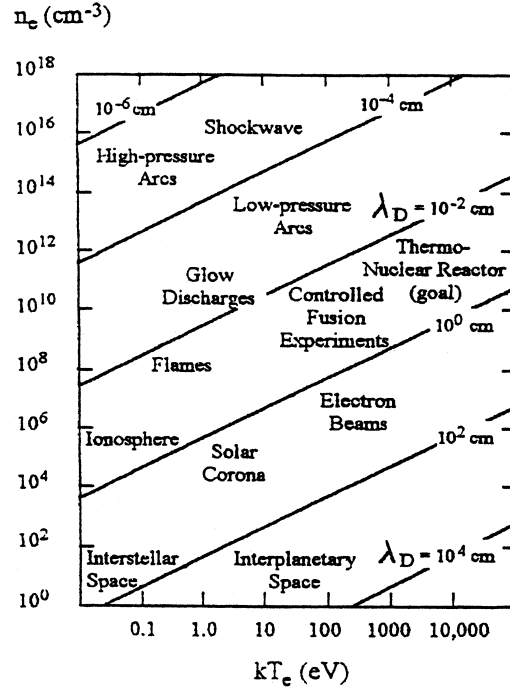


Figure 2.1: Classification des plasmas [63]

où ν_{e0} est la fréquence moyenne des collisions électrons/neutres. Si l'on fait l'hypothèse que la température électronique est constante, l'équation 2.1 devient :

$$n_e \vec{v}_e = -D_e \vec{\nabla} n_e \quad (2.2)$$

où D_e est appelé coefficient de diffusion libre des électrons et est donné par la relation suivante :

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{e0}} \quad (2.3)$$

De même, il est possible de définir un coefficient libre de diffusion d'ions D_p qui aura la même forme.

$$D_p = \frac{kT_p}{m_p \nu_{p0}} \quad (2.4)$$

Généralement dans un plasma à basse pression, $T_e \gg T_p$ et $m_e \ll m_p$ on a alors $D_e \gg D_p$. Les électrons diffusent donc plus vite que les ions.

Diffusion ambipolaire

Dans un plasma composé d'électrons et d'ions positifs d'une seule espèce uniquement, les électrons diffusent plus vite que les ions. Ce déplacement rapide des électrons produit deux charges d'espace créant un champ électrique \vec{E} qui freine ceux-ci dans leur mouvement. Les deux types d'espèces diffusent donc de manière solidaire, ce phénomène est appelé diffusion

ambipolaire. Les flux de chaque espèce sont dus à leur diffusion et à leur mobilité due à la présence du champ \vec{E} .

$$n_e \vec{v}_e = -D_e \vec{\nabla} n_e - n_e \mu_e \vec{E} \quad (2.5)$$

$$n_p \vec{v}_p = -D_p \vec{\nabla} n_p - n_p \mu_p \vec{E} \quad (2.6)$$

où μ_j est la mobilité de l'espèce j .

Si les ions présents ne possèdent qu'une charge positive alors les densités d'espèce sont égales.

$$n_e = n_p \quad (2.7)$$

Les flux étant égaux, un seul coefficient de diffusion D_a , appelé coefficient de diffusion ambipolaire, leur est associé.

$$n_e \vec{v}_e = n_p \vec{v}_p = -D_a \vec{\nabla} n_e \quad (2.8)$$

A l'aide des équations 2.5, 2.6 et 2.8, on obtient l'expression de D_a :

$$D_a = \frac{\mu_e D_p + \mu_p D_e}{\mu_e + \mu_p} \quad (2.9)$$

Chapitre 3

Présentation générale des décharges

A l'origine, le terme de “décharge dans un gaz” (gaz discharge en anglais) ou simplement “décharge” fait référence au phénomène physique se manifestant entre les deux électrodes d'un condensateur dans un circuit fermé. En effet, si la tension est suffisamment élevée, un courant traverse le gaz entre les deux électrodes, celui-ci se retrouvant ainsi ionisé. Par la suite, le terme de décharge a été étendu à tous les processus d'ionisation d'un gaz sous la contrainte d'un champ électrique ou électromagnétique.

Les caractéristiques et les applications potentielles d'une décharge dépendent de plusieurs paramètres dont les principaux sont la nature du champ électrique ou électromagnétique (continu ou alternatif), son intensité, le gaz, sa pression et les longueurs caractéristiques de la cavité où le plasma est créé (distance inter-électrodes s'il y en a, dimensions de la cavité).

Dans le but de permettre au lecteur d'appréhender les phénomènes relatifs aux décharges, trois grands types de décharge vont être présentés :

- les décharges à faible pression ;
- les décharges à haute pression ;
- les décharges générées par un champ haute fréquence.

Ce mode de classification peut paraître très sommaire car chacun de ces types peut encore être subdivisé en plusieurs catégories de décharge. Par exemple, les décharges à haute fréquence vont différer entre elles suivant la fréquence du champ (décharges radiofréquences, micro-ondes, optiques ...). Cependant, il permet de décrire les principaux mécanismes de formation et d'entretien des décharges ainsi que les régimes de fonctionnement les plus couramment rencontrés.

Les termes de “décharge à faible pression” et “décharge à haute pression” couramment rencontrés dans la littérature ne sont en réalité pas justes. En effet, la classification des décharges se fait plutôt en fonction du produit “pression - distance inter-électrodes” Pd . La limite entre les décharges “à faible pression” et “à haute pression” se situe aux alentours de 100 Torr.cm (1 Torr correspond à $1,32 \cdot 10^{-3}$ atm).

3.1 Description des décharges à faible pression

3.1.1 Obtention et régimes d'une décharge

Cette sous-section présente de manière générale une décharge obtenue à l'aide d'un champ électrique continu dans un tube. Ce dernier est rempli de néon sous un torr ($1,32 \cdot 10^{-3}$ atm.) et muni de deux électrodes, séparées de 50 cm, reliées à un circuit comprenant un générateur de tension continue et d'une résistance variable (voir figure 3.1).

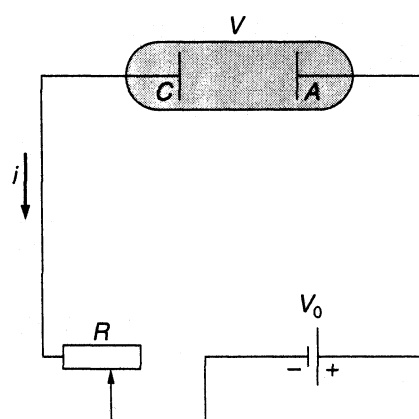


Figure 3.1: Visualisation d'une décharge [58]

Une différence de potentiel V est appliquée entre les deux électrodes, si elle est suffisamment élevée alors un courant i apparaît dans le tube qui devient plus ou moins lumineux. En jouant sur la résistance variable et sur la force électromagnétique (f.e.m.), il est possible de faire varier l'intensité du courant depuis des valeurs de l'ordre de 10^{-18} A jusqu'à des valeurs atteignant quelques dizaines d'ampères. A chaque valeur de i correspond une valeur de V et nous pouvons observer sur la caractéristique (figure 3.2) l'existence de plusieurs régimes de décharge. Les régimes présentés ci-après seraient également observés si l'on appliquait une tension alternative de faible fréquence aux bornes des électrodes.

Régime non-autonome

Pour de faibles valeurs de l'intensité, la décharge ne se produit que s'il existe une source extérieure produisant des charges. La forme de la caractéristique dépend alors essentiellement de l'éclairement de la cathode car le courant est dû à l'émission photoélectrique de la cathode. Si la cathode est isolée de tout rayonnement alors la décharge est interrompue. Elle ne s'entretient pas d'elle-même, elle est dite non-autonome.

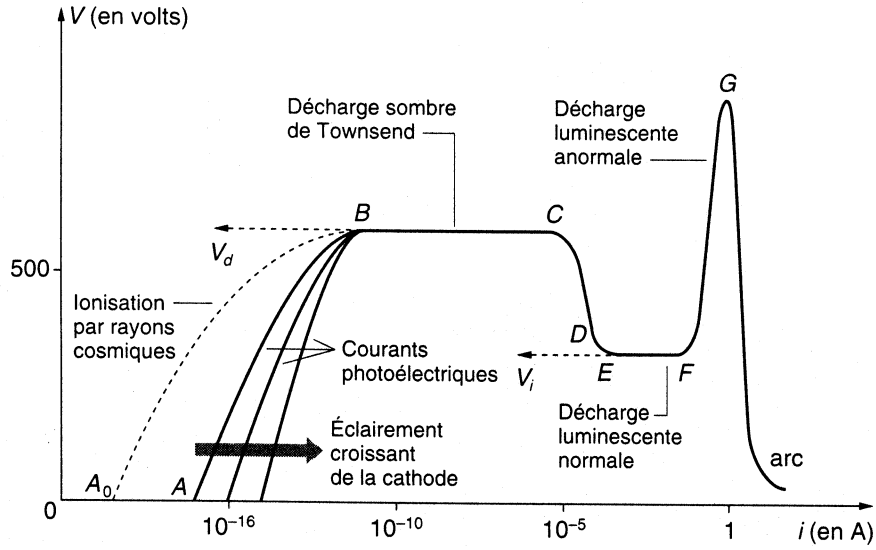


Figure 3.2: Caractéristique d'une décharge [58]

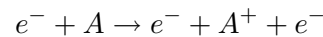
Critère d'entretien de la décharge et avalanche électronique

A l'approche du point B, l'intensité prend, d'après la théorie de Townsend, la forme suivante :

$$i = i_0 \left(\frac{\exp \alpha d}{1 - \gamma (\exp \alpha d - 1)} \right) \quad (3.1)$$

où i_0 représente l'intensité du courant produit par les sources extérieures. α et γ sont les coefficients d'émission électronique primaire et secondaire de Townsend.

L'émission primaire d'électrons a lieu dans le gaz et est due aux collisions inélastiques électrons-ions, elle est symbolisée par la formule suivante :



L'électron ainsi émis est accéléré par le champ et peut donc percuter un neutre pour arracher à son tour un électron. Ce phénomène de multiplication du nombre d'électrons est appelé avalanche électronique. Une étude plus détaillée des avalanches est faite dans la prochaine section.

L'émission secondaire peut avoir lieu dans le gaz et sur la cathode. Elle résulte dans le gaz de l'arrachage d'un électron grâce à l'apport d'énergie d'un photon lui-même ayant été émis par désexcitation d'un ion ou d'un neutre proche. Ces électrons dits "secondaires" sont également émis après l'impact d'un ion sur la cathode.

A partir du point B, le dénominateur de la formule 3.1 s'annule, cela traduit le fait que les électrons à l'origine des avalanches sont remplacés continuellement par des électrons issus des émissions secondaires à la cathode. La décharge devient autonome (claquage) et ne dépend donc plus de la source i_0 extérieure de courant. L'équation 3.2 est appelée "critère de Townsend".

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3.2)$$

La valeur du potentiel alors atteinte est celle du "potentiel disruptif" V_d . D'après la loi de Paschen, pour un gaz et une cathode donnés, ce potentiel disruptif ne dépend que du produit Pd (pression \times distance inter-électrodes). Cette loi, dont l'allure est présentée sur la figure 3.3, montre qu'il existe une valeur minimum du potentiel disruptif noté V_m . Qualitativement, la présence de ce minimum de Paschen s'explique par le fait qu'aux faibles valeurs de Pd il n'y a pas assez de particules pour que l'ionisation soit importante et qu'aux fortes valeurs de Pd il y a trop de particules pour qu'entre deux collisions un électron acquière suffisamment d'énergie pour ioniser une particule.

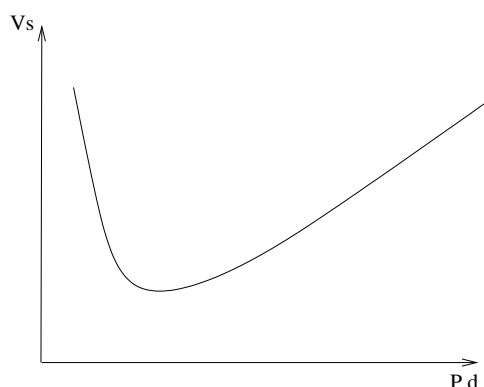


Figure 3.3: Allure d'une courbe de Paschen

Décharge sombre de Townsend

Entre les points B et C, le potentiel reste constant ; dans cette zone, les densités électroniques restent faibles et les phénomènes de charge d'espace sont négligeables. La décharge est donc très faiblement lumineuse, elle est appelée décharge sombre de Townsend.

Remarque : il ne faut pas confondre la décharge de Townsend avec le mécanisme de Townsend. Dans le second cas, on fait référence au mécanisme d'auto-entretien d'une décharge : les électrons qui pénètrent dans l'anode sont remplacés à la cathode par des électrons secondaires issus du bombardement des ions.

Décharge luminescente

Si l'intensité est encore augmentée après le point C, une chute de potentiel est alors observée. Le potentiel atteint un palier EF, le tube devient lumineux mais la lumière n'est pas homogène partout à cause de phénomènes de charge d'espace. Ce palier correspond à une décharge nommée "luminescente normale". Ce régime de décharge est le plus intéressant et le plus utilisé, notamment dans l'éclairage (tubes au néon, tubes fluorescents), nous y reviendrons donc dans les paragraphes suivants. Si i augmente encore, on entre dans la région FG où toute la surface de la cathode est utilisée pour la décharge. Cette décharge dite "luminescente anormale" est caractérisée par une augmentation rapide du potentiel.

Régime d'arc

Enfin, après le point G le potentiel décroît de nouveau, on entre dans le régime d'arc. Il est caractérisé par des effets thermiques importants aussi bien dans le gaz que sur les électrodes. La cathode peut même émettre des électrons par effet thermoïonique. Un tube fonctionnant à ce régime devra être très résistant et bien refroidi. Dans le cas contraire, on assiste généralement à la destruction du tube.

3.1.2 Architecture d'une décharge lumineuse

La décharge lumineuse normale est intéressante car elle est stable, sûre pour le matériel et qu'elle peut être répartit de manière homogène sur toute la longueur des électrodes. Elle est composée de cinq régions dont les caractéristiques principales (brillance, valeur du potentiel, densités des espèces et densités de courant) sont résumées sur la figure 3.4.

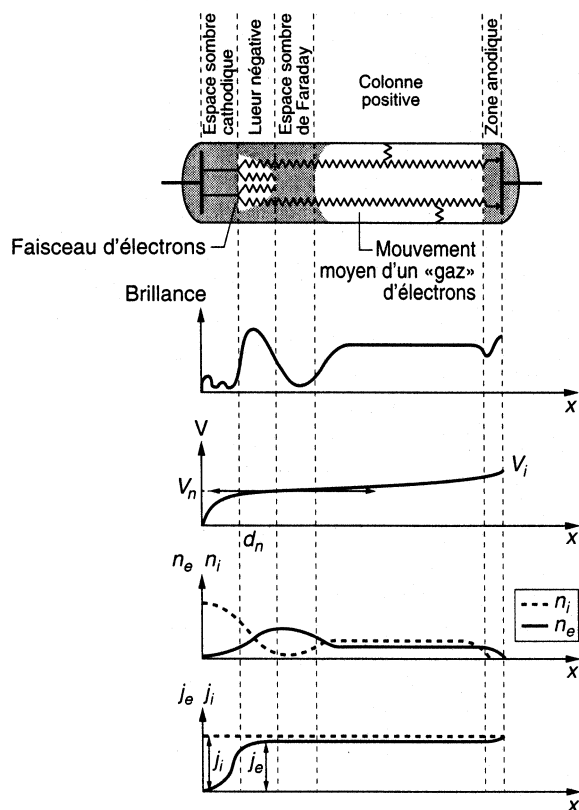


Figure 3.4: Propriétés d'une décharge lumineuse [58]

Espace cathodique

Près de la cathode, le courant est essentiellement transporté par les ions, leur densité y étant très élevée. Cette importante charge d'espace provoque la chute de potentiel observée et

l'accélération des électrons émis à la cathode par impact des ions sur celle-ci (émission secondaire d'électrons). Ces électrons accélérés par le fort champ local vont en percutant des neutres les ioniser et leur arracher d'autres électrons (émission primaire d'électrons) provoquant ainsi des avalanches électroniques. Ce phénomène a tendance à diminuer la charge d'espace.

Lueur négative

Lorsque le courant induit par le mouvement des électrons est d'intensité comparable à celle du courant ionique, on entre dans la zone appelée "lueur négative". Dans cette zone, on peut observer un maximum de luminosité. Cela est dû au fait que le nombre de collisions électrons-neutres et électrons-ions y est maximum, il en découle un nombre maximum d'émissions de photon lumineux. Ce maximum de collisions implique également un maximum de production d'électrons libres. Par conséquent, la densité d'électrons augmente et vient à égaler celle des ions, la charge d'espace s'annule et provoque le point d'inflexion visible sur la courbe de potentiel.

Espace sombre de Faraday

A la sortie de la lueur négative, on a localement un champ électrique faible et les électrons ont été ralentis par les collisions. Ils ne possèdent donc plus assez d'énergie pour créer d'autres électrons et le champ est trop faible pour les accélérer de nouveau, ils migrent vers l'anode uniquement à cause de la présence d'un gradient de pression électronique. L'intensité lumineuse passe pour les mêmes raisons par un minimum dans cette région du tube. Après ce minimum, le champ augmente de nouveau et accélère les électrons qui peuvent effectuer des nouvelles collisions, la densité ionique et la luminosité réaugmentent et on entre alors dans la région appelée colonne positive.

Colonne positive

Dans cette région, les densités des électrons et des ions sont quasiment égales et le champ électrique y est faible et constant. Le courant est assuré principalement par le mouvement des électrons, ils possèdent donc une température plus élevée que celle des ions. Les valeurs caractéristiques de la décharge sont à peu près constantes grâce aux effets de parois. En effet, les processus d'ionisation sont compensés par des processus de recombinaison aux parois. Avec ces hypothèses, on peut montrer que la température électronique ne dépend que de la pression et du rayon du tube et non du courant de décharge.

Zone anodique

L'anode est un collecteur d'électrons pour le circuit extérieur, à son approche la densité électronique est donc plus importante. Comme l'espace cathodique fournit le courant d'électrons, la zone anodique fournit le courant d'ions nécessaire à la colonne positive. Par conséquent, on peut observer une légère augmentation du potentiel (création d'une charge d'espace), une chute des densités (les électrons passent dans le circuit extérieur et les ions ont été créés à l'entrée de la zone) et une augmentation de la densité de courant électronique.

3.2 L'avalanche électronique

Avant de présenter les décharges à fort produit Pd , cette section revient sur le phénomène d'avalanche électronique. En effet, une connaissance plus précise de ce phénomène permettra d'aborder les mécanismes de formation des décharges à fort Pd . On considère ici une avalanche seule créée par un électron émis à la cathode et sous l'influence d'un champ électrique uniforme E_0 .

3.2.1 Distribution spatiale des charges et forme d'une avalanche

A l'instant $t = 0$ un électron est émis à la cathode et se déplace sous l'action du champ E_0 suivant l'axe x ($x = 0$ à la cathode et $x = d$ à l'anode). En prenant en compte la formation d'ions positifs et négatifs, les variations des nombres d'électrons, d'ions positifs et négatifs (respectivement notées N_e , N_p et N_n) sont données par les équations 3.3 et 3.4.

$$\frac{dN_e}{dx} = (\alpha - \eta)N_e, \quad \frac{dN_p}{dx} = \alpha N_e, \quad \frac{dN_n}{dx} = \eta N_e \quad (3.3)$$

$$N_e = \exp((\alpha - \eta)x), \quad N_p = \frac{\alpha}{\alpha - \eta}(N_e - 1), \quad N_n = \frac{\eta}{\alpha - \eta}(N_e - 1) \quad (3.4)$$

où α et η sont les coefficients d'ionisation et d'attachement électronique.

Le nuage d'électrons se déplace vers l'anode à la vitesse $v_d = \mu_e E_0$ et s'étend autour du point central ($x_0 = v_d t$, $r = 0$). La densité électronique $n_e(x, r, t)$ dans le nuage obéit à la loi de continuité de la charge 3.5 dans laquelle est prise en compte le mouvement, la diffusion (D_e est le coefficient de diffusion électronique) et la production d'électrons (terme q).

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(-n_e \mu_e \vec{E}_0 - D_e \vec{\nabla} n_e) = q \quad (3.5)$$

La solution de l'équation 3.5 prend la forme suivante :

$$n_e(x, r, t) = (4\pi D_e t)^{-3/2} \exp\left(-\frac{(x - v_d t)^2 + r^2}{4D_e t} + (\alpha - \eta)v_d t\right) \quad (3.6)$$

On définit alors le rayon de diffusion r_D comme le rayon de la sphère sur laquelle la densité électronique est e fois moins grande que sur l'axe $r = 0$. Ce rayon croît avec le temps à l'abscisse $x_0 = v_d t$, il est donné par la relation suivante :

$$r_D = \sqrt{4D_e t} = \sqrt{4 \frac{D_e}{\mu_e} \frac{x_0}{E_0}} \quad (3.7)$$

Durant la traversée de l'espace inter-électrodes par l'avalanche, les ions restent pratiquement immobiles. La densité des ions positifs est donnée par la relation 3.8.

$$n_p(x, r, t) = \int_0^t \alpha v_d n_e(x, r, t') dt' \quad (3.8)$$

En l'absence d'attachement électronique et pour un temps suffisamment grand (10^{-4} s), la densité d'ions proche de l'axe $r = 0$ peut être approchée par la relation 3.9.

$$n_p(x, r) = \frac{\alpha}{\pi[r_D(x)]^2} \exp\left(\alpha x - \frac{r^2}{[r_D(x)]^2}\right) \quad (3.9)$$

Ce résultat signifie que la densité des ions de la queue de l'avalanche augmente exponentiellement le long de l'axe x ce qui est en accord avec la loi en $\exp(\alpha x)$ de multiplication des charges. La densité ionique diminue lorsque l'on s'éloigne de l'axe x en suivant la même gaussienne que la densité électronique. La figure 3.5 montre à deux instants différents l'évolution d'une avalanche électronique.

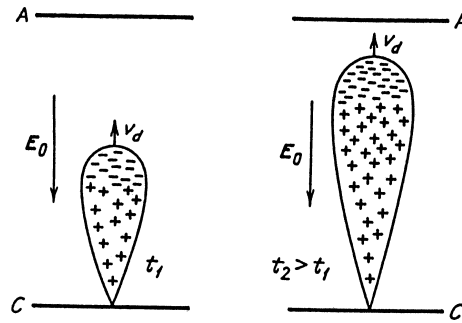


Figure 3.5: Forme et distribution de charges d'une avalanche [78]

3.2.2 Caractérisation du champ électrique résultant

Lors d'une avalanche, la tête de celle-ci est composée par un front d'électrons qui laisse dans son sillage des ions positifs. Ces charges d'espace se multiplient exponentiellement et forment un dipôle électrique qui produit son propre champ électrique E' . Ce dernier interagit avec le champ appliqué entre les deux électrodes E_0 . Sur la figure 3.6, il est possible d'observer les lignes de champ de E' et E_0 et les lignes du champ résultant $E = E' + E_0$. Entre l'anode et la tête de l'avalanche, la charge d'espace produite par les électrons renforce le champ et attire les lignes de champ. Il se produit le même phénomène entre la charge d'espace positive et la cathode. A l'opposé, le champ E entre les charges d'espace est amoindri car le champ E' est alors orienté dans le sens opposé au champ E_0 .

Lorsque l'avalanche atteint l'anode, les électrons pénètrent dans le métal et seule la charge positive reste entre les électrodes (figure 3.7). Le champ E' est produit par cette charge positive et son image à travers l'anode. Entre l'anode et la charge d'espace, le champ résultant est plus faible que le champ E_0 mais il est plus fort entre la charge d'espace et la cathode.

3.3 Phénomènes observables dans les décharges à haute pression

Pour un produit Pd supérieur à 100 Torr.cm, les propriétés des décharges dans un tube sont changées. Les modifications par rapport aux décharges à faible pression portent surtout sur les régimes de Townsend et luminescent. De plus, il est possible d'observer un nouveau régime transitoire nommé "étincelle" juste avant le passage à l'arc. Les recherches effectuées sur ce type

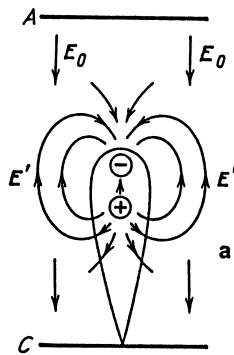


Figure 3.6: Champs électriques durant une avalanche [78]

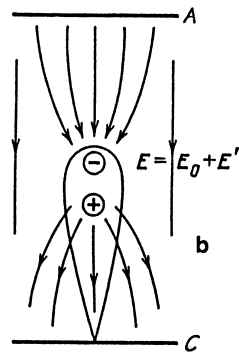


Figure 3.7: Champs électriques juste après le passage d'une avalanche [78]

de décharge sont plus récentes et moins nombreuses car les temps et dimensions caractéristiques des phénomènes sont nettement plus petits, ce qui rend leur observation plus difficile (temps de l'ordre de la nanoseconde et dimensions de l'ordre du micromètre).

3.3.1 La photoionisation

Dans les décharges à haute pression, l'émission secondaire d'électrons par photoionisation est plus intense. Une des raisons de l'augmentation de l'émission de photon de la part du gaz est le fait que le libre parcours moyen d'un électron diminue lorsque la pression augmente. Si le champ est assez fort, il y a alors beaucoup plus de collisions électron-neutre et électron-ion. Par conséquent, il se produit au sein du gaz plus de processus de recombinaison électron-ion, de désexcitation d'ions ou de neutres excités et d'attachement électron-neutre, ceux-ci aboutissant à l'éjection de photons.

3.3.2 Les streamers

Pour des produits Pd et des tensions appliquées très élevés, le phénomène de claquage apparaît bien plus rapidement que ce qui est prédit par la théorie de Townsend (multiplication d'avalanches par émission cathodique). La création d'électrons secondaires par impact à la cathode peut même être totalement négligée car les ions n'ont pas le temps de traverser l'espace inter-électrodes. Dans les années 40, Loeb [66], Meek [70] et Raether [77] proposent une théorie basée sur la formation de fins canaux de plasma entre les électrodes, les streamers (dards en français).

Développement d'un streamer positif

Les streamers apparaissent juste après le passage d'une avalanche dite "primaire". Cette dernière a laissé derrière elle une charge d'espace positive importante près de l'anode (cf. figure 3.7) et un grand nombre d'électrons arrachés par photoionisation. Parmi ces électrons secondaires, ceux proches de la charge d'espace positive vont déclencher des avalanches dites "secondaires" se

dirigeant vers la charge d'espace (figure 3.8 à t_1). Les électrons en tête de ces avalanches et les ions positifs de la charge se retrouvent donc dans la même zone et forment ainsi un plasma (figure 3.8 à t_2). Les ions créés dans les queues des avalanches secondaires forment maintenant une nouvelle charge d'espace positive en tête du canal de plasma, celle-ci attire vers elle les lignes de champ (figure 3.8 b) et d'autres avalanches secondaires dont les électrons vont à nouveau rejoindre les ions de la nouvelle charge d'espace et, par suite, agrandir le canal de plasma. Le processus se répète et permet une progression rapide du streamer entre les deux électrodes. Ce type de streamer est dit "positif" car la charge du front du streamer est positive. La formation et le développement de tels streamers interviennent seulement lorsque le champ E' créé par l'avalanche primaire est du même ordre de grandeur que le champ extérieur E_0 .

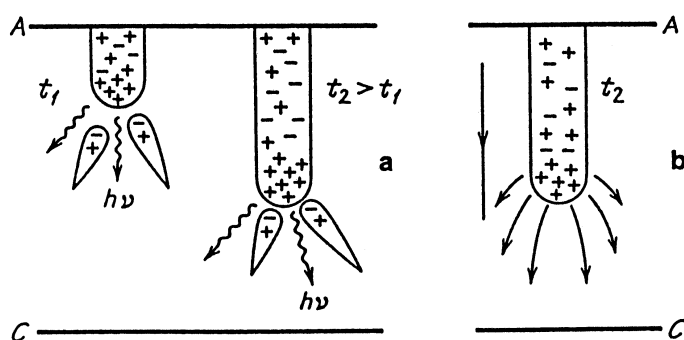


Figure 3.8: Formation d'un streamer positif [78]

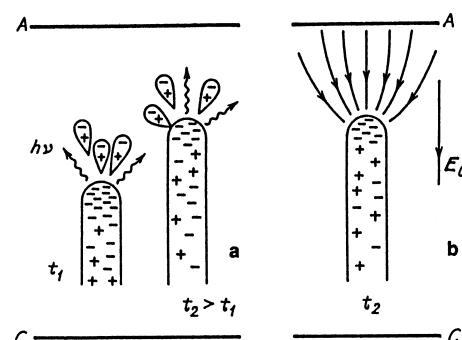


Figure 3.9: Streamer négatif [78]

Streamers négatifs

Lorsque la condition précédente est remplie alors que l'avalanche primaire n'a pas encore atteint l'anode, des avalanches secondaires se déclenchent entre la tête de l'avalanche et l'anode (figure 3.9 à t_1). Les électrons de la tête de l'avalanche primaire rejoignent les ions positifs appartenant aux queues des avalanches secondaires formant ainsi un canal de plasma dont le front est chargé négativement. Ce front rejoint à nouveau des queues d'autres avalanches secondaires, le canal s'étend vers l'anode (figure 3.9 à t_2).

Modélisation et simulations numériques des streamers

Les mécanismes de développement et de propagation des streamers font encore aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches. L'étude la plus connue sur le sujet est celle publiée en 1997 par Morrow [73]. Dans cet article, l'auteur présente à l'aide de simulations numériques l'évolution temporelle des principales grandeurs caractéristiques d'un streamer positif se propageant entre une pointe possédant un rayon de courbure de 1 mm portée à un potentiel de 20 kV et un plan relié à la terre distant de 50 mm. Pour ses simulations, Morrow résout les équations de continuité des espèces ainsi que l'équation de Poisson. La détermination de l'intensité se fait grâce à l'équation 3.10 de Sato [81].

$$I = \frac{Ae}{V_a} \int_0^d \left(n_p W_p - n_n W_n - n_e W_e + D \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) E_L dx \quad (3.10)$$

où A est la section du canal de la décharge, e la charge élémentaire, V_a est le potentiel appliqué, D le coefficient de diffusion électronique, E_L est le champ électrique Laplacien, n sont les densités d'espèce, W les vitesses des espèces sous l'influence du champ électrique total et les indices p , n et e se rapportent respectivement aux ions positifs, aux ions négatifs et aux électrons.

Morrow identifie cinq étapes importantes de la vie d'un streamer : sa formation, sa propagation rapide, sa propagation lente, sa fin et la disparition de son canal.

La formation du streamer se réalise comme décrit précédemment : une avalanche électronique primaire se déclenche et atteint l'anode en 0,3 ns, un premier pic de courant de 7,5 nA apparaît alors. Après son passage, de nombreux photoélectrons ont été créés ainsi qu'une charge d'espace positive près de l'anode. Le champ électrique local, composé du champ extérieur très intense dans cette région et du champ dû à la charge d'espace, est très fort au voisinage de la charge d'espace. Cette dernière attire donc vers elle les avalanches électroniques déclenchées par les électrons secondaires. Le streamer démarre et l'intensité du courant augmente exponentiellement jusqu'à une valeur maximale de 9 mA à $t = 5$ ns (cf. figure 3.10).

Durant les 34 ns qui suivent cette première étape, le streamer se propage très rapidement ($v \simeq 5,3 \cdot 10^7$ cm/s). Les densités d'ions et d'électrons sont très importantes en tête du streamer (10^{14} cm $^{-3}$) et deux fois moindres dans le canal, ces densités diminuent au cours du temps. Le champ électrique total en tête du streamer diminue également (cf. figure 3.11) ce qui induit une diminution de la vitesse des espèces chargées. Ces pertes de nombre de charges et de vitesse ajoutées au fait que les fortes densités d'espèces se trouvent localisées dans une région où le champ Laplacien est plus faible, i.e. loin de la pointe, provoquent la baisse observée de l'intensité. Le streamer entre ensuite dans une phase de propagation lente ($v \simeq 1,6 \cdot 10^7$ cm/s), la réduction de la vitesse de propagation favorise les processus d'attachement électronique et de recombinaison. La densité d'ions négatifs augmente et celles des électrons et des ions positifs continuent de diminuer. Lorsque les densités d'ions sont du même ordre de grandeur, la charge d'espace positive n'est plus assez importante pour attirer de nouvelles avalanches, la propagation du streamer ralentit jusqu'à s'arrêter. Le canal s'effondre, les charges restantes dérivent vers les électrodes et sont absorbées.

3.3.3 Formation d'une étincelle entre deux électrodes planes

L'étincelle est un phénomène caractérisé par le passage dans un canal de plasma fortement ionisé d'un fort courant entre les deux électrodes. La jonction des électrodes par un streamer est le mécanisme d'origine de formation de l'étincelle. Cependant, des calculs simples montrent que ce streamer original est incapable de transporter de tels courants.

Streamer de retour

Pour permettre le passage d'un courant d'intensité élevée, le taux d'ionisation dans le canal de plasma laissé par le streamer original doit s'accroître. Cette ionisation supplémentaire s'explique

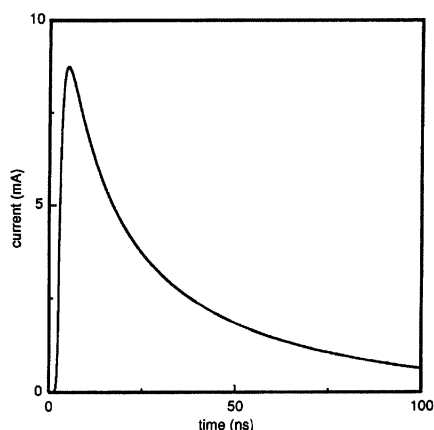
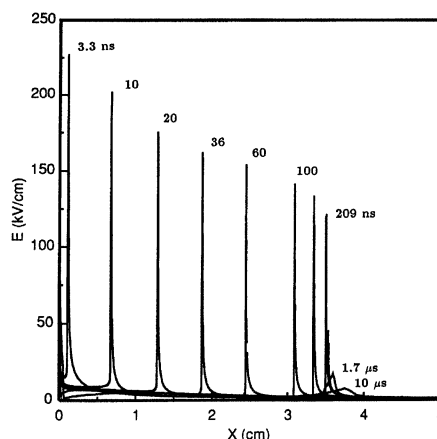


Figure 3.10: Intensité d'un streamer en fonction du temps [73]



[73]

par le passage dans le canal de plasma d'un streamer de signe opposé à celui de l'original nommé "streamer de retour". Le streamer original est positif, lorsqu'il se propage de l'anode vers la cathode, son front est presque porté au même potentiel que l'anode. La figure 3.12 montre le déplacement des lignes isopotentielles lors de la propagation d'un streamer. A l'approche de la cathode, le champ électrique entre celle-ci et le front augmente très rapidement. Juste au moment où le streamer atteint la cathode, le champ est devenu si intense que des électrons émis à la cathode se multiplient très rapidement. Cette charge négative se propage à la manière d'un streamer dans le canal de plasma vers l'anode. Ce streamer de "retour" augmente sur son passage le taux d'ionisation du canal de plasma de manière très importante. Quand ce canal fortement ionisé atteint l'anode, un courant de forte intensité circule à l'intérieur, l'étincelle se produit.

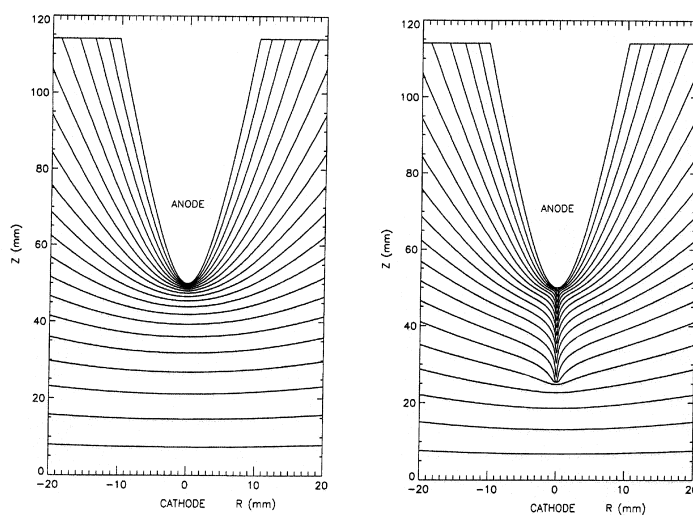


Figure 3.12: Déplacement des lignes équipotentielles [73]

Expansion du canal de l'étincelle

La forte densité de courant dans le canal fortement ionisé chauffe énormément le plasma, ces effets thermiques produisent une nouvelle vague d'ionisation. Cette brusque montée en température provoque l'augmentation de la pression dans le canal du courant, une onde de choc se crée autour. Elle se propage et cesse de thermo-ioniser le gaz. Le canal de plasma se dilate grâce au mouvement transmis par l'onde de choc et aux effets de conduction de la chaleur.

3.4 Les décharges couronnes

Les décharges couronnes apparaissent généralement à pression atmosphérique et sont faiblement lumineuses. Elles sont caractérisées par la présence d'une zone de champ intense proche d'une ou des deux électrodes où les charges sont créées et d'une zone de dérive où les charges se déplacent. Les décharges couronnes les plus connues se produisent entre une pointe portée à un potentiel positif ou négatif et un plan relié à la masse (figure 3.13.a et b). Dans ce type de décharge l'électrode pointe est dite active car il se crée dans la région autour un fort champ électrique qui permet l'ionisation des espèces. Ce phénomène apparaît lorsque le rayon de courbure est faible devant l'espace inter-électrodes. Par exemple, il ne se manifestera une décharge couronne dans l'air entre deux électrodes fils de rayon r (figure 3.13.c) et séparées par une distance d uniquement si $d > 5,85r$ [78]. Le plan est une électrode passive et sert à collecter les charges qui ont dérivé sous l'action du champ électrique. Un exemple naturel de ces décharges sont les feux de Saint-Elme que l'on peut observer parfois en haut des mâts des bateaux.

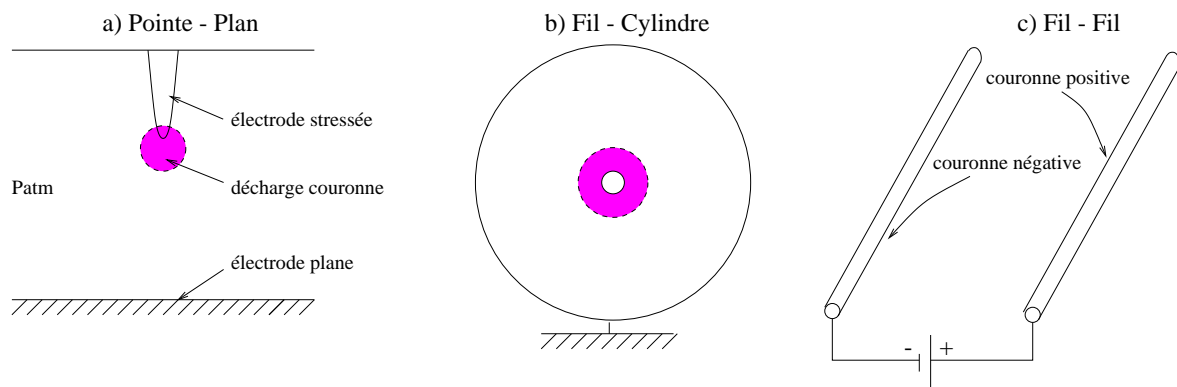


Figure 3.13: Les décharges couronnes

Le signe du potentiel appliqué à la pointe et l'existence ou non d'une seconde électrode active (figure 3.13.c) jouent un rôle sur les mécanismes et les régimes des décharges couronnes [61]. Toutefois, il existe des similitudes entre les caractéristiques courant-tension des décharges couronnes pointe positive et négative. La figure 3.14 montre une caractéristique typique et met en évidence les quatre différents régimes des décharges couronnes qui apparaissent lorsque l'on augmente progressivement la tension aux bornes du générateur.

- Régime I : Collecte de charges

Dans le premier régime, le courant recueilli est dû à une simple collecte de charges naturellement

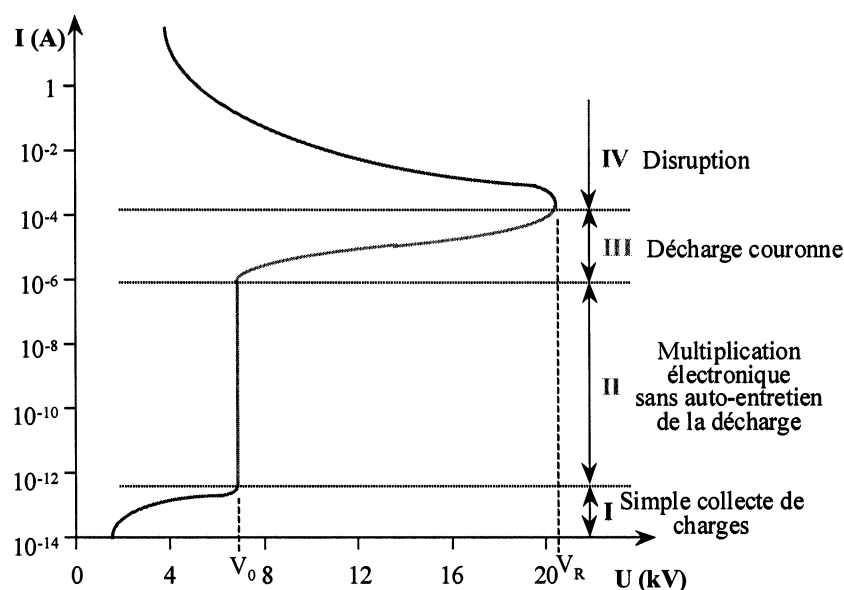


Figure 3.14: Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne [76]

présentes dans le milieu. Elles ont été créées par des sources extérieures telles que les rayons cosmiques ou la désintégration spontanée d'espèces présentes. Cette décharge n'est pas auto-entretenu et est impossible si le milieu est isolé de l'environnement extérieur.

– Régime II : Régime impulsionnel

Le deuxième régime de décharge que l'on rencontre est également non-autonome. Il diffère du premier régime par le fait que le champ électrique imposé est ici suffisamment puissant pour déclencher des avalanches électroniques. Le courant électrique varie très rapidement avec la tension et se présente sous la forme d'impulsions de courant. Ces dernières sont dues à la création de charges d'espace provoquant une diminution du champ électrique local ce qui empêche la formation de nouvelles avalanches électroniques tant que les charges n'ont pas été évacuées. Les impulsions de courant sont donc régulières et leur fréquence est caractéristique du temps de dérive des charges d'espace.

– Régime III : Régime luminescent

Le troisième régime correspond à une décharge auto-entretenu, l'intensité du courant est constante. Dans la littérature, certains auteurs parlant des décharges couronnes se réfèrent implicitement à ce régime, d'autres adoptent la terminologie de "décharge luminescente" pour spécifier ce régime. Dans cet exposé, la deuxième dénomination est utilisée, cela permet de parler des décharges couronnes sans qu'il y ait d'ambiguïté entre le type de la décharge (couronne) et son régime (impulsionnel, luminescent ou disruptif).

– Régime IV : Régime disruptif

Lorsque l'on augmente encore la tension, la décharge devient de nouveau impulsionnelle jusqu'à

l'apparition du phénomène de claquage. A ce moment, toute l'intensité passe très rapidement dans une étincelle et le potentiel aux bornes des électrodes chute rapidement. Ce régime est très dangereux pour l'intégrité du matériel d'alimentation. Il est également possible de stabiliser ce régime d'arc dont l'application principale est la soudure à l'arc.

Les différences entre les régimes des décharges pointe positive ou négative interviennent surtout aux niveaux des régimes impulsionnel et luminescent.

3.4.1 Décharge couronne positive

Les décharges couronnes positives sont celles qui ont fait l'objet du plus grand nombre d'études. Une attention particulière leur a été donnée car elles sont sources de nuisances. Par exemple, ce type de décharge est responsable de fuites de courant et d'interférences radios le long des lignes hautes tensions. Ces décharges se rencontrent également dans un grand nombre d'applications telles que la précipitation électrostatique, la peinture électrostatique, la génération artificielle d'ozone, le traitement de surface ou encore le télécopier.

Dans son livre, Raizer [78] établit pour une pointe de 0,17 mm de rayon et distante de 3,1 cm de la cathode plane la caractéristique suivante. Le régime II, constitué de "pre-onset streamers" et "de burst pulses", apparaît entre $V_c = 5$ kV et $V_1 = 9,3$ kV, l'intensité moyenne du courant est de $1 \mu\text{A}$ à V_1 et la fréquence des répétitions est de 6,5 kHz au milieu de l'intervalle. Le régime III luminescent s'étend de V_1 à $V_2 = 16$ kV, à V_2 l'intensité de la décharge est de $10 \mu\text{A}$. De V_2 jusqu'à $V_t = 29$ kV, la décharge redevient impulsionnelle avec une fréquence d'environ 4,5 kHz. L'intensité atteint les $100 \mu\text{A}$ juste avant la transition à l'arc (régime IV).

Pre-onset streamers et burst pulses

Le régime impulsionnel (régime II) peut être composé, en fonction de la différence de potentiel appliquée, d'impulsions de courant isolées, nommées "pre-onset streamer", ou de train d'impulsions. Ces trains sont constitués d'un premier pic de courant qui est un pre-onset streamer suivi de plusieurs autres impulsions d'intensité nommées "burst pulses". Ces derniers sont caractérisés par une amplitude moindre que celle des pre-onset streamers. Les mécanismes de formation de ces impulsions sont expliqués par Goldman et Goldman [61] de la manière suivante : suite à une avalanche primaire, une charge d'espace positive est formée près de la pointe anodique. Lorsque le champ électrique est assez fort, un streamer se développe en direction de la cathode et se propage tant que le champ électrique en tête du streamer est assez intense. Ce streamer est la première impulsion de courant que l'on nomme pre-onset streamer. Dans le même temps, la charge d'espace a affaibli le champ autour de l'anode ce qui permet uniquement des microdécharges instables de faibles intensités (burst pulses). Il est important de noter que pour les décharges positives, ces mécanismes de formation des impulsions sont plutôt bien admis par l'ensemble de la communauté scientifique. Nous verrons par la suite que les mécanismes de formation des impulsions de courant pour les décharges couronnes négatives sont toujours sujets à de nombreuses discussions.

Régime luminescent

Après le régime impulsif apparaît le régime de décharge luminescente (“glow discharge”) qui s’illustre par la présence permanente d’un halo de lumière violette autour de la pointe. Dans la littérature, ce régime est parfois qualifié de “pulseless” (sans impulsion) puisque pendant longtemps l’observation de la caractéristique à potentiel fixé montrait une intensité continue. Les technologies de mesure électronique s’étant améliorées, il a été montré que cette intensité n’était en fait pas continue mais constituée d’impulsions de courant. Ces dernières possèdent une composante continue superposée à une composante en dent de scie de fréquence très élevée (~ 1 MHz). Les études expérimentales [61, 84] montrent que l’intensité dépend peu de la distance inter-électrodes d et de la pression P , elles montrent également que la distribution de courant ionique j obéit à la loi de Warburg [86, 83] :

$$j(\phi) \sim \cos^5 \phi \quad (3.11)$$

Avec $\tan \phi = r'/d$ où r' est la variable radiale par rapport à l’axe de la pointe.

Les travaux de Morrow [74] mettent en évidence les différents mécanismes de formation et de propagation des décharges couronnées pointe positive. Il résout numériquement les équations de continuité des espèces (électrons, ions positifs et négatifs et métastables) couplées avec l’équation de Poisson. Ces simulations montrent qu’après le passage d’un premier onset-streamer se forme une gaine d’ions négatifs autour de l’anode permettant l’établissement d’une décharge de Townsend. En effet, cette gaine négative agit comme une cathode qui assure le remplacement des électrons absorbés à l’anode par des mécanismes de détachement électronique, des processus d’attachement électronique ont également lieu entre des particules neutres et des photoélectrons assurent ainsi la conservation de la population d’ions négatifs. Les ions positifs formés au cours des avalanches migrent vers la cathode, une partie de ces ions est neutralisée par les ions négatifs et l’autre continue jusqu’à la cathode, ces derniers assurant d’après Morrow l’essentiel du transport du courant. Dans ce type de décharge, il apparaît donc que le phénomène de photoionisation est primordial, il permet d’obtenir dans le volume les électrons qui vont s’attacher. Qualitativement, la fréquence des pulses varie linéairement avec la mobilité des ions et varie également avec la tension appliquée. L’intensité, elle, varie de manière quadratique avec la tension ($I = a + bV^2$).

Régime pre-breakdown

Lorsque la différence de potentiel appliquée atteint un certain seuil, la décharge est à nouveau constituée d’impulsions de courant ayant une fréquence de l’ordre du kHz. Ces impulsions de courant sont de même nature que les onset-streamers et se nomment “pre-breakdown streamer”. Visuellement, on observe des filaments lumineux superposés à la décharge luminescente. Plus la tension augmente plus les filaments deviennent prépondérants. Physiquement, les streamers qui partent de la région anodique sont de plus en plus énergétiques et vont de plus en plus loin. Lorsqu’ils atteignent la cathode, une onde d’ionisation de retour peut se manifester, on assiste à l’apparition d’une étincelle (phénomène transitoire) ou d’un arc stabilisé selon les configurations géométriques et la valeur de la tension.

3.4.2 Décharge Pointe négative-Plaque

A l'instar des décharges couronnes positives, lorsque la différence de potentiel augmente entre l'électrode pointe et le plan, plusieurs régimes de décharge couronne négative sont observables. Le premier qui apparaît est le régime d'autostabilisation, il est suivi d'un régime constitué d'impulsions régulières, le dernier régime avant la transition vers l'arc est le régime luminescent.

Le régime d'autostabilisation est constitué par des impulsions de courant isolées et aléatoires. Comme dans les décharges positives, ces impulsions se regroupent sous formes de trains d'impulsions dont la première est plus grande que les autres. Au fur et à mesure que la tension augmente, les paquets d'impulsions s'élargissent. Les petites impulsions deviennent plus régulières et plus nombreuses jusqu'à une tension seuil où les paquets fusionnent. Un régime composé uniquement de petites impulsions apparaît alors. L'existence de deux types d'impulsions est expliquée par le mouvement de charges d'espace [61]. Une avalanche électronique primaire crée dans son sillage une charge d'espace positive à proximité de la pointe. Elle augmente l'intensité du champ électrique dans cette région et migre vers la pointe cathodique. Dans la zone de diffusion, au-delà de cette charge d'espace, les électrons sont attachés durant leur migration vers l'anode. La charge d'espace négative ainsi créée se déplace vers le plan anodique et ralentit les charges positives. Une fois la charge négative évacuée, un nouveau cycle peut se développer.

A partir d'une certaine valeur de potentiel, un régime stable constitué d'impulsion de courant, dites de Trichel, se met en place. Ces impulsions ont la même forme que les petites impulsions du régime précédent, i.e. une phase de montée de l'intensité très courte (de l'ordre de la dizaine de ns) et une phase de descente plus longue (quelques dizaines de μ s). Lorsque la fréquence des pulses de Trichel devient trop importante, le courant devient continu, on passe dans le régime luminescent.

Bien qu'ayant fait l'objet de nombreuses études, les mécanismes physiques des décharges couronnes négatives soulèvent encore de nombreuses interrogations. Les paragraphes suivants présentent un état de l'art sur les connaissances dans ce domaine.

Théories historiques

En 1938, Trichel observe pour des décharges pointe négative-plan la présence d'impulsions régulières de courant [85]. A l'époque, son explication des phénomènes inclue déjà la notion d'écrantage du champ électrique par une charge d'espace positive dans le voisinage de la pointe. Dans des travaux ultérieurs [65], Loeb met en évidence que ces impulsions de Trichel ne peuvent exister que dans les gaz électronégatifs et que la période de l'impulsion est beaucoup plus courte que le temps de diffusion des ions négatifs. Un premier mécanisme expliquant la rapide montée du courant est alors proposé. Pour Loeb, le nombre d'avalanches électroniques augmente avec une progression géométrique. Chacune d'entre-elles produit q photoélectrons responsables de q nouvelles avalanches. Le temps de montée calculé avec $q = 3$ est en bon accord avec les résultats obtenus pour des pointes très fines ($r = 0,2$ mm). En 1963, Aleksandrov [53] introduit une autre théorie pour expliquer la montée rapide du courant. Avec la théorie de son prédécesseur, le rayon de courbure de la pointe joue un rôle important sur le temps de montée ce qui n'est expérimentalement pas vérifié. La rapide montée du courant s'explique d'après lui par un mécanisme d'avalanches en parallèle. L'avalanche primaire crée un photoélectron qui déclenche une

deuxième avalanche. Les deux avalanches vont alors permettre la création d'un deuxième photoélectron en un temps plus court que celui de la création du premier photoélectron. Le deuxième photoélectron provoque une avalanche et les, dorénavant, trois avalanches présentes créent un nouveau photoélectron en un temps encore plus court que son prédécesseur. Le mécanisme ainsi amorcé provoque l'apparition rapide d'un grand nombre d'avalanches en parallèle et donc la montée brutale du courant.

Modélisation des impulsions de Trichel

Pour comprendre les différents mécanismes régissant les impulsions de Trichel, de nombreuses simulations numériques ont été entreprises. Les équations de conservation des espèces (électrons, ions positifs et négatifs, métastables...) et l'équation de Poisson sont résolues de manière monodimensionnelle sur l'axe de développement de la décharge, un rayon est imposé pour le calcul de champ électrique. En prenant en compte les processus d'ionisation, d'attachement, de recombinaison et de diffusion, ce système peut être écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha n_e W_e - \eta n_e W_e - \beta n_e n_p - \frac{\partial(n_e W_e)}{\partial x} + \frac{\partial^2(Dn_e)}{\partial x^2} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \alpha n_e W_e - \beta n_e n_p - \beta n_n n_p - \frac{\partial(n_p W_p)}{\partial x} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = \eta n_e W_e - \beta n_n n_p - \frac{\partial(n_n W_n)}{\partial x} \quad (3.14)$$

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (3.15)$$

où x est la distance à la cathode. n_e , n_p et n_n sont respectivement les densités d'électrons, d'ions positifs et d'ions négatifs. W_e , W_p et W_n sont les vitesses respectives des électrons, des ions positifs et des ions négatifs et sont calculés grâce au champ électrique et à leur coefficients de mobilité respectifs. α , β , η et D sont les coefficients d'ionisation, de recombinaison, d'attachement et de diffusion. L'intensité du courant est quant à elle déduite à partir de l'équation 3.10 de Sato [81].

Les travaux les plus connus dans le domaine sont ceux de Morrow [71, 72] qui simulent la première impulsion de Trichel pour un produit $Pd = 100$ Torr.cm ($P = 6,67$ kPa). L'auteur y identifie les 5 étapes suivantes :

$0 < t < 26$ ns : La multiplication électronique est le processus dominant.

$26 < t < 39$: Apparition d'effets dus à la formation d'une charge d'espace positive près de la cathode. Le champ électrique augmente de manière importante entre la cathode et la charge d'espace et diminue au-delà de celle-ci. Le courant atteint son maximum d'intensité. Durant cette période, les ions positifs de la charge d'espace n'ont pas eu le temps d'atteindre la cathode, ce qui tend à prouver que le pic d'intensité n'est pas la conséquence d'une absorption ionique à la cathode mais serait plutôt due à un courant électronique. Lors de cette phase, la production d'électrons secondaires est assuré par la photoémission à la cathode, sans cette dernière les électrons issus des avalanches primaires sont évacués et la décharge ne s'instaure pas.

$39 < t < 70$: Les densités d'électrons et d'ions augmentent toujours mais l'apparition d'une zone de vrai plasma derrière la charge d'espace positive diminue le champ électrique et provoque la chute de l'intensité. On peut observer entre la cathode et la charge d'espace une région de

chute cathodique qui se contracte vers la cathode à cause du déplacement des ions. De l'autre côté du plasma (entre le plasma et l'anode), de faibles vagues d'ionisation se déplacent vers l'anode. Soumise à de plus fort potentiels, ces vagues peuvent se transformer en streamers négatifs et provoquer ainsi le claquage.

$70 < t < 131$: Les électrons entre la zone plasma et l'anode sont attachés et forment des ions négatifs. Le bombardement ionique devient important à la cathode, des électrons secondaires sont émis mais leur nombre reste insuffisant pour que l'intensité réaugmente.

$131 < t < 1300$: La densité d'ions négatifs devient prépondérante par rapport à celle des électrons. Cette charge d'espace négative créée se dirige vers l'anode. Toutefois, ce sont toujours les électrons qui assurent le courant jusqu'au temps $t = 500$ ns, les anions prennent alors le relais.

Dans un deuxième article [72], Morrow met en évidence l'existence d'un palier dans la montée du courant, phénomène déjà observé expérimentalement. Dans les premiers instants de la décharge, les photons émis sont la source d'électrons secondaires, la décharge est auto-entretenu et l'intensité augmente. Lorsque les effets de la charge d'espace positive diminuent suffisamment la zone de fort champ électrique, l'intensité diminue également. A cet instant, les premiers ions positifs atteignent la cathode et des électrons secondaires, issus de ce bombardement, assurent de nouveau l'entretien de la décharge. Le courant croît de nouveau jusqu'à ce que le milieu se trouve dans l'étape 3 de l'article précédent.

Dans les travaux ultérieurs, les impulsions de Trichel sont modélisées par les mêmes équations (conservation et Poisson). Le désaccord entre les différents modèles survient au niveau de l'émission secondaire d'électrons, responsable de l'entretien et de la croissance de la décharge. Pour Morrow, cette émission est causée principalement par le phénomène de photoionisation et, dans une moindre mesure, par le phénomène d'impact d'ions positifs sur la cathode. Reess et Paillol [79] avancent l'hypothèse que cette émission est provoquée par des effets de champ. Sur les aspérités de la cathode ($\sim 1 \mu\text{m}$), le champ électrique peut être 10 à 100 fois plus intense qu'autour de la cathode. Les électrons des atomes de la cathode sont arrachés par ce champ.

Observations expérimentales

Pour éclairer le débat sur les mécanismes d'auto-entretien des impulsions de Trichel, un grand nombre de travaux expérimentaux ont été entrepris [82, 55, 56, 57]. Les travaux de Cernák et al. ont dans ce domaine apporté beaucoup de réponses. Il observe tout d'abord des similitudes entre la forme de la montée en intensité dans les impulsions de Trichel et la forme de l'intensité observée lors du passage d'un streamer positif. Il en déduit que ce type de phénomène doit se produire entre la charge d'espace positive et la cathode. Cette hypothèse semble être confirmée par la mise en évidence du rôle mineur que jouent les phénomènes de photoémission à la cathode et d'impact cathodique [56]. Le mécanisme clé expliquant la rapide montée du courant serait donc la formation d'un streamer, les électrons secondaires seraient donc produits par photoémission dans le volume et non à la cathode.

3.5 Les décharges à barrière diélectrique

3.5.1 Généralités

A pression atmosphérique, la formation de charges d'espace importantes conduit à des mécanismes de claquage de type streamer. Ce dernier, s'il est suffisamment énergétique, est précurseur d'étincelle entre les électrodes, régime instable et dangereux pour l'intégrité du matériel. Pour limiter l'apparition de tels phénomènes, une solution simple consiste à placer autour d'une ou des deux électrodes un matériau diélectrique. La figure 3.15 illustre le fonctionnement de cette décharge, dite "Décharge à Barrière Diélectrique" (DBD). Lorsqu'une différence de potentiel V_a est appliquée entre les deux électrodes, le claquage qu'il soit de type streamer ou Townsend s'effectue et les charges qui en résultent se retrouvent bloquées à la surface du diélectrique au lieu d'être absorbées par l'électrode. La barrière joue alors le rôle du diélectrique d'un condensateur dont les armatures sont l'électrode d'un côté et les charges collectées à la surface de la barrière de l'autre. Une tension V_{ds} aux bornes du diélectrique apparaît et diminue ainsi la tension V_g aux bornes du gaz. Les phénomènes de transition à l'arc sont donc limités. L'accumulation de charges à la surface du diélectrique augmente la tension V_{ds} et peut mener au claquage du diélectrique. Pour éviter ce phénomène hautement destructeur, une tension alternative est appliquée, les charges se déposant lors d'une alternance sont évacuées lors de l'alternance suivante.

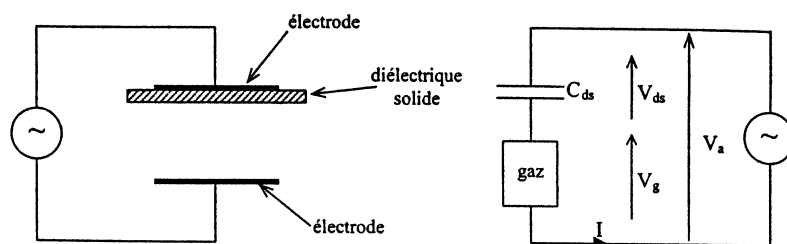


Figure 3.15: Fonctionnement d'une DBD

La présence du diélectrique assure donc la possibilité d'obtenir un plasma froid hors-équilibre thermodynamique à pression atmosphérique. Ces DBD ont par conséquent de nombreuses applications dans l'industrie. Elles sont notamment utilisées pour le traitement et la dépollution de gaz, pour la fabrication industrielle de l'ozone, pour le traitement de surface ou encore dans les écrans plasmas. Typiquement, l'amplitude de la tension alternative est comprise entre 1kV et 20kV et la fréquence entre la centaine d'Hertz et une vingtaine de kilohertz suivant l'espace inter-électrodes et l'application envisagée. Différentes configurations de DBD sont montrées sur la figure 3.16. Dans le cas des trois premiers montages, la décharge est obtenue dans le volume séparant les deux électrodes. La quatrième configuration voit la décharge s'instaurer à la surface du diélectrique. D'après Gibalov et Pietsch [60], les DBD de surfaces sont similaires aux DBD en volume. Cependant, l'interaction avec le diélectrique est plus forte dans le cas de décharge surfacique, la capacité de celui-ci dépend très fortement de la longueur sur laquelle s'étale la décharge. Lorsque la tension est augmentée, le nombre de microdécharges augmente pour une DBD volumique alors que c'est la longueur de ces microdécharges qui augmente dans le cas d'une décharge surfacique.

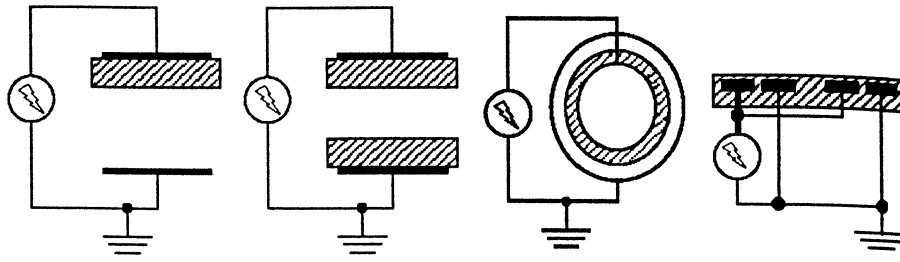


Figure 3.16: Différentes configurations pour les montages DBD

3.5.2 Régimes de décharge

Pour les DBD, deux régimes de fonctionnement sont observables. Le premier est constitué d'une multitude de microdécharges couvrant toute la surface du diélectrique et le deuxième d'une décharge homogène.

Décharge silencieuse

Lorsque le claquage est de type streamer, le canal de décharge est appelé microdécharge, mesure environ $100\ \mu\text{m}$ de diamètre et possède une durée de vie de l'ordre de la centaine de nanosecondes. La présence du diélectrique permet une répartition spatiale homogène de ces microdécharges. En effet, une microdécharge s'effectuant en un point du diélectrique laisse à la surface du diélectrique des charges résiduelles provoquant localement un champ électrique diminué voir opposé qui empêchera l'arrivée de nouvelles microdécharges. Celles-ci s'accrochent donc sur un autre point de la surface. La décharge est alors constituée de microdécharges réparties dans tout l'espace inter-électrodes, elle est appelée "décharge silencieuse".

Décharge lumineuse homogène

Récemment, des scientifiques ont montré qu'il était possible d'obtenir des décharges lumineuses homogènes contrôlées par une barrière diélectrique dans l'air à pression atmosphérique [80, 68]. Usuellement, ce type de décharge était observé pour des produits Pd beaucoup plus faible. La décharge est de courte durée et les microdécharges y sont rares.

3.5.3 Modélisation des DBD

Les nombreuses applications de ce type de plasma ont conduit les scientifiques à modéliser ces décharges afin de mieux en comprendre les mécanismes physico-chimiques et permettre ainsi une optimisation des procédés industriels les utilisant. Comme pour les décharges couronnes, ces simulations font appel à la résolution des équations de conservation des espèces et de l'équation de Poisson. Seules les conditions aux limites varient puisqu'il faut ici prendre en compte la collecte de charges à la surface du diélectrique. Les principaux travaux émis sur le sujet sont l'œuvre des équipes de Massines [68, 69] et de Kogelshatz et Eliasson [59, 64] concernant les DBD volumiques et de Bœuf et Pitchford [54] concernant les DBD surfaciques. Le grand intérêt

de ces publications est, en outre, la description de l'équation de Boltzmann qui, sous couvert de l'hypothèse du champ électrique local, permet d'accéder à la distribution d'énergie des électrons et à leurs propriétés (μ_e , D_e , α , β et η) en fonction du champ électrique réduit (E/N).

3.6 Décharges à haute fréquence

Les décharges à haute fréquence sont créées à l'aide de dispositifs ne nécessitant pas la présence d'électrodes. Le gaz est donc soumis à un champ électrique HF généré en dehors de la cavité. Ces décharges sont contrôlées par la diffusion et la recombinaison des charges aux parois et non par la mobilité. En effet, dans les décharges continues ou BF le champ électrique draine les particules chargées vers les électrodes (mobilité des charges) alors que dans les décharges HF seuls les effets de parois interviennent. Il est d'ailleurs très fréquent que dans ce type de décharge des particules (notamment les ions) n'aient pas le temps de se mettre en mouvement entre deux alternances du champ, ces particules sont dites "gelées". Ces décharges ne seront pas utilisées dans la suite de l'étude, aucun développement supplémentaire sur la physique de ces décharges n'est donc réalisé.

Chapitre 4

Contrôle d'écoulement et Actionneurs

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans le cadre du contrôle des écoulements aérodynamiques. Ce contrôle a pour objectif d'amener les caractéristiques d'un écoulement dans un état désiré. Par exemple, de nombreux travaux sont entrepris sur l'étude d'outils permettant le contrôle de la transition laminaire-turbulent, des décollements ou encore des couches de mélange. Ces outils nommés actionneurs s'appuient sur des technologies diverses qui dépendent des applications envisagées.

4.1 Contrôle d'écoulement

En aérodynamique, l'enjeu majeur a toujours été de réduire les forces de traînée sources de pertes. Pour cela, il est possible de reculer la transition laminaire-turbulent, d'éviter les décollements ou de modifier les couches de mélange. Dans les premières études, les scientifiques ont d'abord cherché à optimiser les formes géométriques des systèmes. Puis, ils se sont naturellement interrogés sur les possibilités d'agir directement sur l'écoulement.

4.1.1 Contrôle de la transition laminaire-turbulent

Une couche limite turbulente possède un coefficient de frottement et une épaisseur plus importants qu'une couche limite laminaire. La transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent est donc néfaste pour la traînée. Elle est causée par l'amplification au sein de la couche limite de perturbations. En 1933, Squire montre que des ondes, dites de Tollmien-Schlichting, deviennent linéairement instables pour un écoulement incompressible à partir d'un nombre de Reynolds critique. Si l'amplitude de la perturbation est importante, des effets non linéaires apparaissent et la transition peut s'exécuter de manière très rapide. Pour la faire disparaître ou la retarder, plusieurs solutions technologiques ont été étudiées afin de modifier le profil de vitesse le long de la paroi.

La première méthode envisagée a été introduite par Prandtl en 1904 et consiste en l'aspiration de la couche limite qui a pour conséquence de réduire l'accroissement de son épaisseur. La figure 4.1 montre l'influence de cette méthode sur la couche limite. Les travaux ultérieurs

ont démontré un impact très important sur la traînée cependant la technique reste très coûteuse énergétiquement et les problèmes d'obturation des trous sont difficilement solubles.

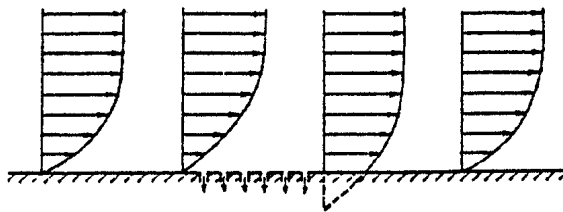


Figure 4.1: Principe de l'aspiration de couche limite

D'autres concepts ont été mis en œuvre ayant pour objectif la modification de la position de la transition. Née de l'écart de vitesse entre la paroi et l'écoulement, la couche limite peut être réduite voir anéantie en imposant un mouvement à la paroi. Dû aux changements des propriétés physiques telles que la viscosité, le nombre de Reynolds critique peut être augmenté en refroidissant la paroi dans le cas d'écoulements gazeux. Le principal problème occasionné par ces technologies (paroi mobile, refroidissement) est qu'elles sont difficilement avionnables et ne sont énergétiquement pas rentables. Les recherches actuelles sur le sujet visent à créer des moyens permettant d'annihiler les ondes instables précurseurs de la transition. Théoriquement, agir de manière très précise et très contrôlée en amplitude devrait se révéler très peu coûteux en terme d'énergie injectée. Ces nouvelles technologies nécessitent donc de travailler sur des boucles de contrôle fermées pour être très réactives. Dans ce cadre, Ladd et Hendricks [122] ont démontré la possibilité d'annuler la transition autour d'un cylindre plongé dans un canal d'eau à l'aide de films chauds contrôlés. Toutes ces différentes techniques peuvent être également utilisées pour avancer la transition, en effet les couches limites turbulentes résistent mieux aux décollements.

4.1.2 Contrôle des décollements

La viscosité ralentit le fluide dans son mouvement autour d'un obstacle et peut provoquer la séparation des filets fluides de la surface de l'obstacle. Ce décollement de la couche limite est favorisé par la présence de gradient de pression positif et entraîne une augmentation brutale du sillage et donc de la traînée. Evidemment, dans la plupart des cas, les aérodynamiciens cherchent à retarder ou à annuler les décollements sur les voilures. Néanmoins, il peut s'avérer utile de provoquer un décollement pour augmenter la traînée de manière à raccourcir les distances d'atterrissage par exemple. Comme il a été dit précédemment, retarder le décollement peut être réalisé en provoquant la transition car les couches limites turbulentes possèdent un coefficient de frottement plus important et donc résistent mieux au décollement que leurs homologues laminaires. Les actionneurs déjà présentés sont donc des solutions possibles.

Un autre moyen d'éviter les décollements est l'apport de quantité de mouvement dans la couche limite. La méthode la plus prisée dans ce domaine est le soufflage tangentiel (cf. figure 4.2) mais l'apport énergétique nécessaire est très important puisqu'il faut que la vitesse du fluide soufflé soit supérieure à la vitesse locale. Dans le même registre d'idée, les générateurs de tourbillons fluidiques délivrent un jet avec un certain angle par rapport à la paroi afin de créer

un tourbillon dont l'énergie sera transmise à la couche limite empêchant ainsi le décollement.

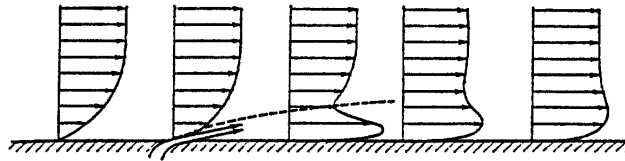


Figure 4.2: Principe de l'aspiration de couche limite

Bien qu'étant très efficaces, les technologies présentées ci-dessus sont difficilement avionnables du fait qu'elles obligent à changer l'état de surface de l'aile ou nécessitent un aménagement interne pour disposer tous les systèmes mécaniques tels que les pompes à air pour le soufflage. De plus, ces actionneurs semblent très coûteux en énergie. Dans ce cadre, les actionneurs utilisant des champs électriques pour modifier l'aérodynamique présentent un grand potentiel. En effet, ils ne possèdent pas de pièce mécanique et possèdent des temps de réaction très courts. Cette dernière caractéristique est un atout majeur pour la création d'ondes aérodynamiques capables de neutraliser les instabilités sources de transition ou de décollement. Deux types d'actionneurs électro-aérodynamiques sont actuellement en développement. Ils fonctionnent tous deux sur des décharges présentées dans le chapitre précédent et créent près de la surface un mouvement d'air. Ce phénomène est appelé "vent ionique" et résulte de la mise en mouvement d'ions sous l'influence d'un champ électrique qui transmettent une quantité de mouvement par collision au milieu environnant.

4.2 Le vent ionique

Historiquement, le premier scientifique à mettre en évidence l'existence du vent ionique est Francis Hauksbee qui rapporte une faible sensation de soufflage sur son visage lorsqu'il y approche un tube chargé (1709). Par la suite, Wilson et Hamilton (1750) mettent au point la célèbre expérience du "tourniquet électrique" et démontrent la possibilité d'utiliser ce vent. En 1838 dans son ouvrage sur les décharges électriques, Faraday remarque que "the part of the [air which] is charged may be but a small portion of that which is ultimately set in motion" et implique déjà que le vent ionique est un processus de transfert de quantité de mouvement par friction ou collisions entre les ions dérivant sous l'action du champ électrique et les particules neutres du milieu. Une synthèse de tous ces travaux est réalisée dans les deux articles de Robinson : *Movement of Air in the Electric Wind of the Corona Discharge* [106] et *A History of the Electric Wind* [107].

Vitesse du vent ionique

Dans le cas des décharges couronnes en volume pointe plan (cf. figure 3.13.a), Goldman et al. expriment la vitesse du vent ionique en fonction de la racine de l'intensité sous la forme

suivante [62] :

$$v_g = \sqrt{\frac{Id}{\mu_g \rho_g A_g}} \quad (4.1)$$

où A_g est la section de la décharge. Cette variation de la vitesse est retrouvée par Moreau [102] qui montre également que la décharge couronne positive est plus performante (cf. figure 4.3).

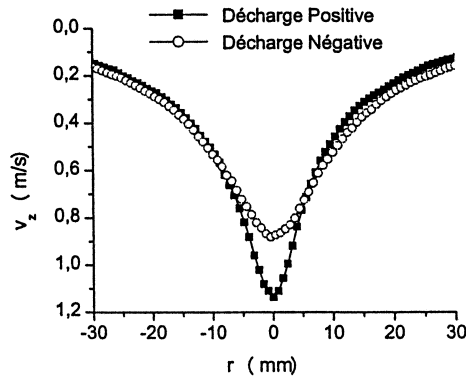


Figure 4.3: Vitesse axiale du vent ionique à 2 cm de la pointe (distance inter-électrodes de 4 cm, ddp de 40 kV et intensité de 0,04 mA) [102]

4.3 Actionneur à décharge couronne

4.3.1 Description générale

Deux équipes de recherche travaillent actuellement en étroite collaboration sur le développement de cet actionneur. L'une est située au Laboratoire d'Études Aérodynamiques à Poitiers, France et l'autre est basée en Argentine au Laboratorio de Fluidodinámica de l'Université de Buenos Aires.

Cet actionneur provoque à la surface d'un diélectrique une décharge couronne qui induit le vent ionique. Il est constitué de deux électrodes parallèles insérées à la surface du diélectrique. Ce sont généralement des fils de 0,5 à 2 mm de diamètre qui sont différents pour dissymétriser l'actionneur. Le champ électrique dépendant du rayon de courbure, il est judicieux de placer l'électrode de plus petit diamètre en amont. Ainsi, le champ et donc l'ionisation sont plus intenses dans cette région. Un plus grand nombre de charges est produit près de l'anode de faible rayon de courbure et va se diriger vers la cathode produisant un vent ionique orienté de l'anode vers la cathode (cf. figure 4.4).

D'autres configurations d'électrodes ont été étudiées et sont montrées sur la figure 4.4 a et b. Cette paire d'électrodes fil-plaque est notamment utilisée dans les études concernant le décrochage où le fil est placé sur le bord d'attaque du profil d'aile et la plaque au niveau du maître couple.

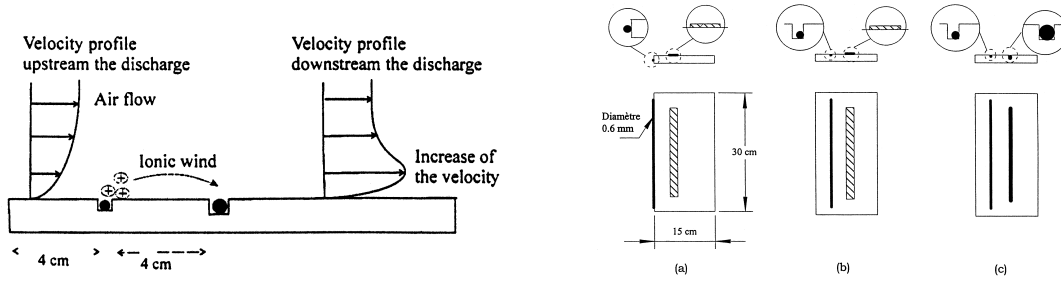


Figure 4.4: Représentation schématique de l’actionneur à décharge couronne de surface [100]. Configuration fil-plaque (a et b) et fil-fil (c) [102]

Régimes de décharge

Pour un actionneur composé d’une surface en Plexiglas et d’électrodes fils séparées de 4cm, cinq régimes de décharge sont observés lorsque la différence de potentiel est augmentée progressivement. Ils sont caractérisés par des intervalles d’intensité et de puissance pour les trois premiers qui ne sont pas des phénomènes transitoires. Répertoriées dans le tableau 4.1, ces grandeurs sont respectivement divisées par la longueur des électrodes et par la surface que couvre la décharge.

Le premier régime observable est nommé “Spot” et est constitué de microdécharges. Visuellement, quelques points lumineux, dont le nombre augmente avec le potentiel, apparaissent de manière préférentielle sur les aspérités des électrodes.

Le régime “Streamer Corona” est caractérisé par une lumière diffuse violette homogène dans tout l’espace inter-électrodes et collé à la surface du diélectrique. Cette décharge ressemble aux décharges luminescentes à basse pression mais les mesures d’intensité montrent bien la présence de microdécharges (cf. figure 4.5).

Le “Glow Corona” est le troisième régime et plus aucune lumière n’est visible dans l’espace inter-électrodes. Par contre, les électrodes sont couvertes d’un grand nombre de points lumineux presque adjacents. Ce régime est plus stable que le précédent et permet d’obtenir des courants plus forts.

Régimes	Intensité (mA/m)	Puissance (mW/cm ²)
Spot	$I \leq 0,2$	$P \leq 15$
Streamer Corona	$0,2 \leq I \leq 0,8$	$15 \leq P \leq 50$
Glow Corona	$0,8 \leq I \leq 2,5$	$50 \leq P \leq 200$

Tableau 4.1: Caractéristiques des régimes permanents de décharges

Le régime “Filamentary” est très instable et est précurseur du passage à l’arc. La formation de filaments lumineux s’effectue à partir de quelques points sur l’électrode, préférentiellement sur ses irrégularités.

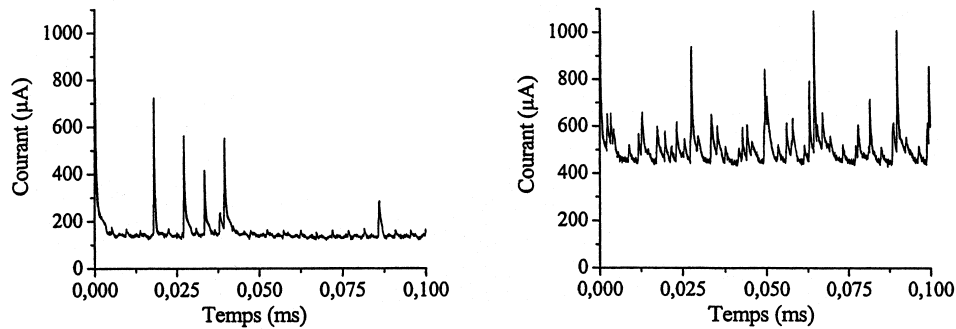


Figure 4.5: Courant en fonction du temps en régime streamer pour un courant moyen de 150 et 500 μA [102]

Enfin, lorsque la différence de potentiel est trop importante, toute la décharge se concentre dans un fin canal de faible résistance causant ainsi un fort appel de courant et une chute importante du potentiel. Ce régime d'arc provoque localement une forte hausse de la température souvent très néfaste pour l'intégrité du matériel.

4.3.2 Performance de l'actionneur seul et paramètres influents

Le fonctionnement de l'actionneur induit un vent ionique dont la vitesse la vitesse est le critère de performance. Les performances de l'actionneur en l'absence d'écoulement extérieur sont mises en exergue sur la figure 4.6. Les deux graphiques présentés montrent l'influence de l'intensité de la décharge sur la vitesse en un point fixé (gauche) et la variation du profil de vitesse en fonction de l'abscisse de mesure (droite). Du premier graphique, il ressort que la vitesse augmente avec l'intensité linéique, phénomène naturel puisque celle-ci dépend du nombre de collisions ion-neutre qui augmente avec le nombre de charges circulant dans le circuit. Le graphique de droite montre qu'avec un vent ionique de 3 m/s entre les électrodes ($x = -10$), la vitesse chute de 1 m/s 10 mm après l'actionneur ($x = 10$). L'entraînement du milieu environnant est faible car le vent ionique est un phénomène très local qui agit essentiellement sur les deux premiers millimètres à partir de la paroi.

De nombreux paramètres influent sur les caractéristiques de la décharge couronne de surface. Les diverses configurations géométriques déjà présentées modifient les régimes de décharge par exemple. S'il existe un écoulement extérieur, l'intensité se voit augmenter avec la vitesse de cet écoulement. Le matériau et les conditions atmosphériques (température, pression, degré d'humidité ...) jouent également sur les régimes de décharge ou sur l'intensité du courant. La figure 4.7 (gauche) montre à cet égard que l'humidité peut favoriser la décharge sur certains matériaux et au contraire la défavoriser sur d'autres. Sur la figure 4.7 (droite), des mesures effectuées à des pressions inférieures à la pression atmosphérique confirment bien que la décharge s'établit plus facilement et nécessite moins de tension lorsque la pression diminue.

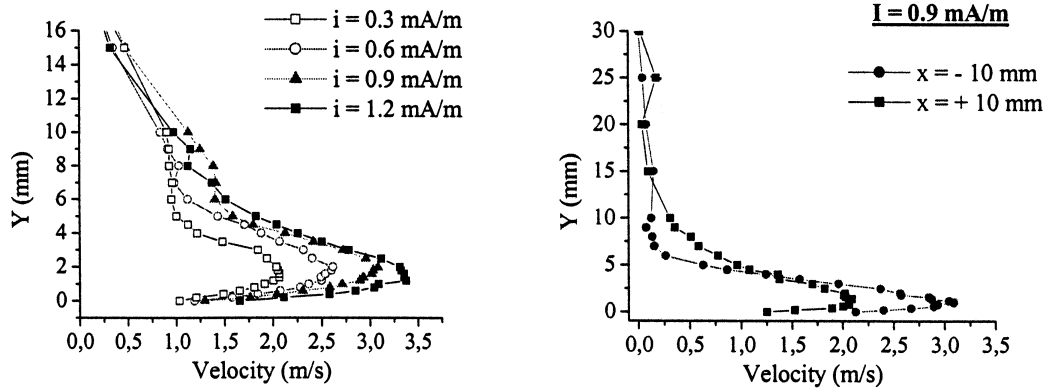


Figure 4.6: Vitesse tangentielle du vent ionique en fonction de courant imposé (gauche) et de la position de la sonde (droite). L'axe des x a pour origine l'électrode aval : $x = 10$ est en aval de l'actionneur, $x = -10$ est entre les électrodes. [101]

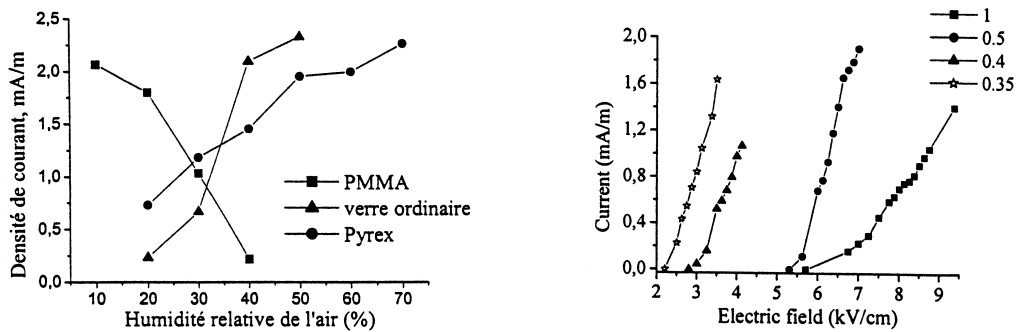


Figure 4.7: Différence de comportement de la décharge en fonction du materiau (gauche) [96], Intensité de la décharge en fonction de la tension imposée pour différentes valeurs de pression en 10^5 Pa (droite) [100]

4.3.3 Applications

A l'instar des actionneurs cités précédemment, celui à décharge couronne de surface s'est vu utilisé pour des applications aérodynamiques telles que la modification de couche limite, le contrôle du décollement ou encore la réduction du phénomène de décrochage sur les voilures.

En insérant l'actionneur à la surface d'une plaque plane, Léger [96] observe une accélération de la couche limite. Lors de ces expériences, la vitesse extérieure de l'écoulement est inférieure à 20 m/s et la sur vitesse dans la couche limite ajoutée par le vent ionique est comprise entre 0,5 et 3 m/s à une distance d'environ 10 mm en aval de l'actionneur. Sur une plaque biseautée, l'écoulement qui présente un décollement naturel peut être réattaché par ce type d'action. Ces études sur le réattachement sont reprises par Sosa [114] qui mesure l'action de la décharge sur le décrochage d'un profil NACA-0015 mis en incidence. Plusieurs angles d'incidences pour lesquels il y a décrochage sont étudiés. La vitesse infinie amont varie entre 10 et 25 m/s ($133000 \leq Re \leq 333000$). La mise sous tension de l'actionneur est réalisée par un signal créneaux dont la fréquence

est un paramètre à l'étude. Les courbes de distribution de pression et les profils PIV montrent le recollement total pour un angle d'incidence faible (figure 4.8) et une vitesse de 10 m/s et un recollement partiel pour les autres angles étudiés à 25 m/s. Une excitation pulsée est aussi, voir plus, efficace qu'une décharge continue. Les faibles fréquences donnent de meilleurs résultats.

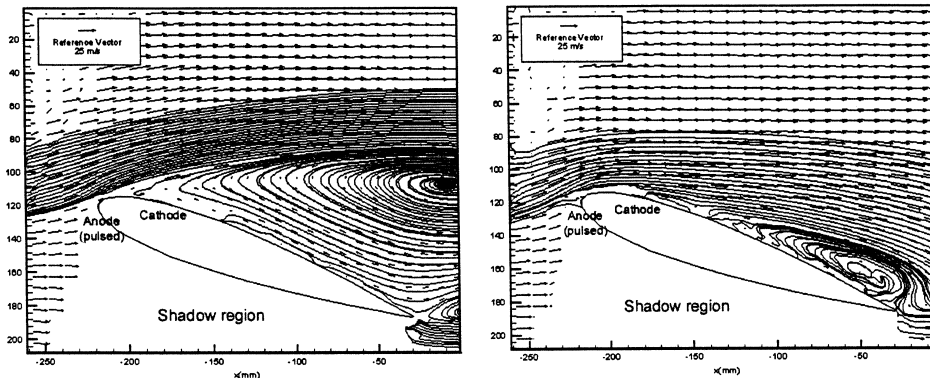


Figure 4.8: Profils PIV sans et avec action ($Re=33000$ et angle d'incidence de $19,8^\circ$) [114]

4.4 Actionneur à barrière diélectrique

Dans les applications industrielles utilisant des décharges en volumes, les décharges à barrière diélectrique sont plus répandues que les décharges couronne. En effet, la présence de la barrière diélectrique stabilise et homogénéise la décharge et évite les désagréments liés à la facilité de passage à l'arc d'une décharge couronne. En 1995, Roth dépose un brevet concernant une machine capable de produire une décharge lumineuse stable à pression atmosphérique, le produit est appelé OAUGDP pour "One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma". Quelques temps plus tard, Roth met en avant les possibilités de contrôle d'écoulement avec un actionneur basé sur le principe de l'OAUGDP [108]. Des recherches sur le contrôle d'écoulement avec ce type d'actionneur sont alors également entreprises par les équipes des professeurs Corke [88] et Enloe [90] aux Etats-Unis. En France, les qualités de cet actionneur sont d'abord étudiés au LEA de Poitiers par l'équipe de Moreau [103]. Depuis 2003, un groupement de plusieurs laboratoires s'est formé pour compléter les recherches dans ce domaine. Il est composé du LEA naturellement, du LGET (Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse), du CPAT (Centre sur les Plasmas et de leurs Applications de Toulouse) et du Département Modélisations pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE) de l'ONERA. Dans ce groupe, le LEA réalise un grand nombre d'études paramétriques afin d'optimiser l'actionneur, il est aidé dans cette tâche par le LGET. Le CPAT apporte son expertise dans le domaine de la modélisation des décharges à barrière diélectrique. Enfin, l'ONERA qui possède une soufflerie dédiée explore les possibilités d'action de ce type de décharge sur la transition laminaire/turbulent d'un écoulement d'air sur une plaque plane. Aujourd'hui, un grand nombre d'équipes à travers le monde se penche sur l'étude de cet actionneur.

4.4.1 Schéma et principe de fonctionnement

Ce type d'actionneur est constitué par deux électrodes séparées par une surface isolante. La figure 4.9 donne une représentation schématique d'un actionneur isolé (gauche) et de plusieurs configurations étudiées par le professeur Roth (droite). Dans le premier cas, une électrode est encapsulée dans un substrat afin que la décharge n'ait lieu que d'un seul côté de l'actionneur, i.e. du côté où le vent ionique est désiré. Les différentes configurations expérimentent la mise en série de plusieurs actionneurs pour améliorer les possibilités de contrôle de l'écoulement extérieur [108]. En règle générale, ces actionneurs DBD fonctionnent à l'aide d'une tension d'entrée alternative à valeur moyenne nulle, l'amplitude de la tension est de l'ordre de quelques kilovolts et la fréquence de l'ordre de la dizaine de kiloHertz. Les différents régimes de ce type de décharge ont été définis antérieurement dans la section 3.5 du chapitre précédent.

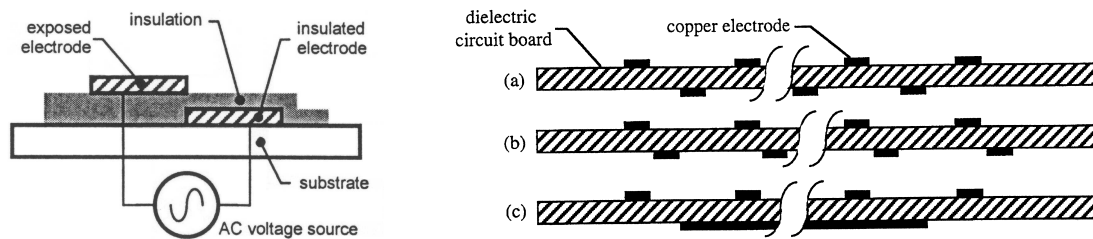


Figure 4.9: Actionneur DBD avec électrode de masse encapsulée [90] (gauche), configurations d'actionneurs en série [108] (droite)

Concernant le vent ionique, la meilleure explication de son origine est publiée dans l'article de Boeuf et Pitchford [54]. Sur l'alternance positive, la formation rapide de charges d'espace initie la propagation de microdécharges le long du diélectrique. Ce mécanisme est semblable à celui de la propagation de streamers positifs, la différence réside dans le fait que, dans ce cas, les électrons secondaires sont issus en partie de l'impact des ions positifs sur le diélectrique. La décharge est alors composée d'un canal de plasma qui s'étend depuis l'électrode stressée et d'une gaine d'ions positifs qui se propage en tête de ce canal. C'est bien entendu la propagation de cette gaine constituée d'ions dont la masse est proche des particules du milieu environnant qui est responsable de la mise en mouvement du fluide et donc de l'apparition du vent ionique. Des mécanismes identiques sur l'alternance négative se produisent mais la propagation d'une gaine électronique à un impact beaucoup moins important sur le fluide environnant.

4.4.2 Propriétés électriques

En plaçant une résistance ou une capacité dans le circuit comme le montre la figure 4.10 (gauche), il est possible de déterminer la caractéristique courant-tension de la décharge ainsi que la puissance électrique consommée. La caractéristique, présente sur la figure 4.10 (droite), met en évidence un comportement capacitif et impulsionnel de la décharge. En effet, la courbe d'intensité possède une composante sinusoïdale déphasée par rapport au signal de tension. Ce déphasage est proche de $\pi/4$ mettant ainsi en évidence le fait que la décharge agisse comme un condensateur couplé à une résistance. Lorsque la pente de la tension dépasse une certaine valeur,

des pics d'intensité sont observés ; ils sont caractéristiques de la présence de microdécharges.

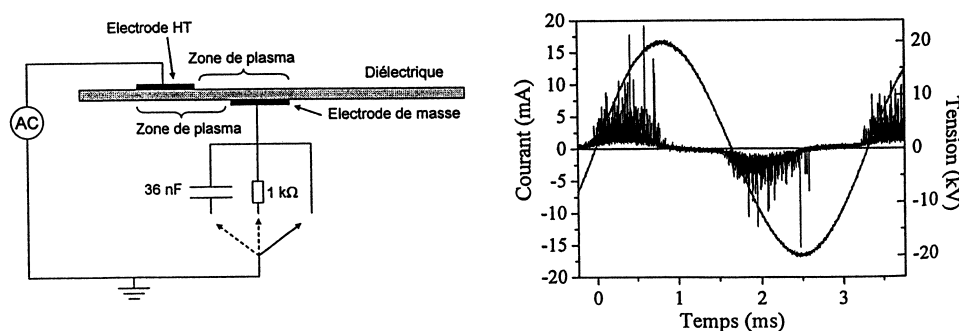


Figure 4.10: Circuit électronique de mesure des caractéristiques (gauche). Caractéristique courant-tension de la décharge (droite) [102]

La puissance de la décharge peut être obtenue à partir de la mesure de la charge Q d'un condensateur placé dans le circuit. La figure 4.11 montre des caractéristiques de Lissajous Q - U . La puissance électrique consommée correspond à la multiplication de la fréquence d'excitation par l'aire du cycle correspondant.

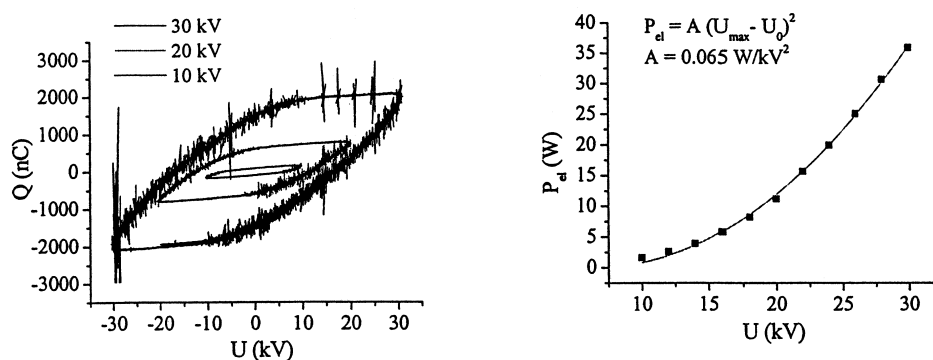


Figure 4.11: Courbes de Lissajous (gauche). Evolution de la puissance consommée en fonction de la tension imposée (droite) [102]

A partir d'études paramétriques, un modèle de circuit électrique équivalent a été proposé [90, 115, 102]. Le circuit de la figure 4.12 met en évidence une capacité C_1 qui représente simplement le condensateur formé par les deux électrodes et la plaque diélectrique qui les sépare. La décharge est quant à elle modélisée par une résistance R et une capacité C_2 . La résistance R modélise le comportement résistif des microdécharges, elle est placée en série avec un interrupteur qui ne se ferme qu'à partir d'une certaine valeur de la tension imposée. Le dépôt de charge à la surface du diélectrique forme une électrode virtuelle, un condensateur de capacité C_2 , composé de cette électrode virtuelle, de la plaque diélectrique et de l'électrode en vis-à-vis, apparaît donc. Dans le cas où l'électrode de mise à la masse n'est pas encapsulée, une décharge se produit également de ce côté du diélectrique et il est par conséquent nécessaire d'ajouter la résistance R' et la capacité C'_2 pour la modélisation de cette décharge.

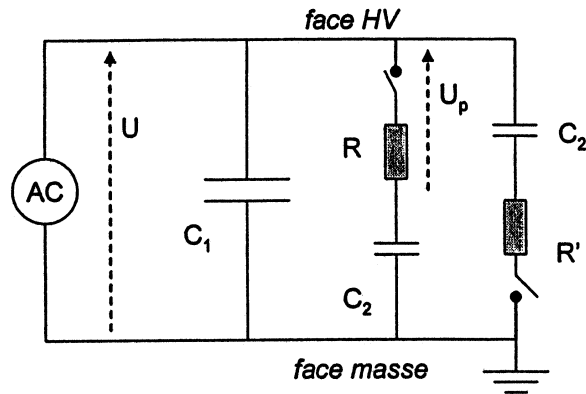


Figure 4.12: Modèle de circuit équivalent pour le comportement de la décharge [102]

4.4.3 Performance de l'actionneur seul

Les actionneurs DBD induisent un vent ionique similaire à celui créé par les actionneurs à décharges couronnes de surface. Les profils de vitesse 4.13 ont été réalisés à l'aide d'une sonde de Pitot en verre. Les électrodes sont des bandes de ruban adhésif en argent séparées de 5 mm par une plaque de verre de 4 mm d'épaisseur. Lorsque la sonde effectue plusieurs profils à une abscisse donnée, la vitesse maximale du vent ionique augmente avec la valeur de l'amplitude de la tension. Les observations montrent que la longueur des microdécharges augmente avec l'amplitude de la tension, la propagation de la gaine ionique dure par conséquent plus longtemps. Deux raisons probablement couplées expliquent alors l'augmentation de la vitesse. Les ions ont d'une part plus d'énergie car le champ électrique extérieur est plus intense, la quantité de mouvement transmise au milieu environnant est plus importante. Les ions ont un mouvement plus long, ils ont statistiquement le temps de percuter plus de molécules du fluide extérieur et donc de transmettre une certaine quantité de mouvement à un volume de fluide plus grand.

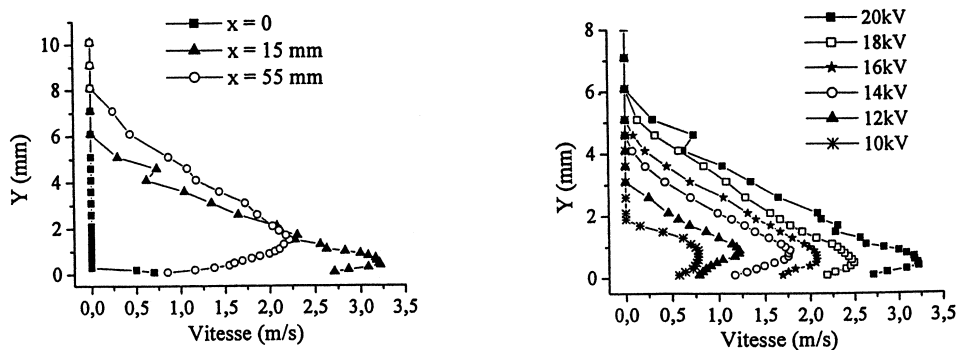


Figure 4.13: profils de vitesse générés par l'actionneur DBD [102] à différentes abscisse (gauche) et pour différentes tensions (droite)

4.4.4 Applications

Les actionneurs utilisant des décharges à barrière diélectrique ont des propriétés mécaniques très proches de celles de leurs homologues utilisant des décharges couronnes, les applications envisagées sont par conséquent les mêmes. La modification de la couche limite par le vent ionique a conduit les scientifiques à étudier les possibilités de contrôle de la transition laminaire-turbulent, des décollements et des décrochages.

En 2002, Corke insère un actionneur au 3/4 de la corde d'un NACA-0009 [89] et observe une variation des coefficients aérodynamiques. Pour des nombres de Reynolds de $0,18.10^6$ et de $0,36.10^6$ et un angle d'incidence de 6° , les coefficients de portance augmentent de 8,3% et de 2,3% et les coefficients de traînée diminuent de 45% et de 14% respectivement. Par la suite, des études similaires ont été menées sur un profil NACA-0015 par Post [105] (équipe de Corke) et Roth [110]. Post montre qu'un actionneur placé au bord d'attaque du profil permet de reculer l'angle de décrochage de 8° (22° au lieu de 14°) pour un nombre de Reynolds de 158000. Dans ses expériences, Roth utilise plusieurs actionneurs en série et met en évidence par des visualisations de lignes de courant de fumée que le réattachement de l'écoulement autour du profil est partiel lorsqu'un actionneur fonctionne et devient total lorsque la totalité du réseau d'actionneurs est sous tension. Le même type d'expérience est conduit par List [97] sur des aubes de turbomachine pour des nombres de Reynolds compris entre 30000 et 203000. Le but de ces investigations est d'éliminer la séparation laminaire qui se produit sur la surface d'aspiration à l'aide d'un actionneur placé juste avant cette séparation. Les conclusions de l'étude mettent en avant la possibilité d'éviter le décollement pour des nombres de Reynolds inférieurs à 74000 et la faible modification de l'angle de sortie ($0,4^\circ$) de l'écoulement (cf. figure 4.14).

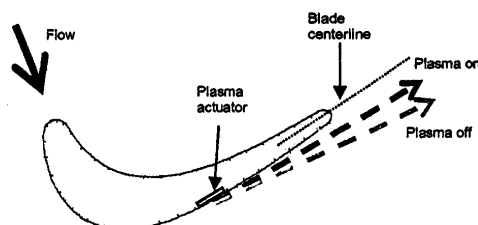


Figure 4.14: Action du plasma sur l'angle de sortie [97]

La figure 4.15 schématise les observations de Leonov [98]. Dans ce cas de figure, l'utilisation des décharges permet de contrôler la position du pied d'un choc oblique.

4.4.5 Vent ionique pulsé

Contrairement à l'actionneur à décharge couronne, la décharge de l'actionneur DBD est générée par un signal de tension alternatif. Des expériences ont été entreprises au LEA pour déterminer si l'alternance de polarité engendrait une pulsation du vent ionique [92]. La caractérisation du vent ionique a été réalisée par vélocimétrie laser et montre que, pour une vitesse d'écoulement extérieur de l'ordre de 1 m/s, la valeur de la vitesse du vent ionique présente une oscillation périodique de même fréquence que celle de l'actionneur. Ce phénomène est observable jusqu'à

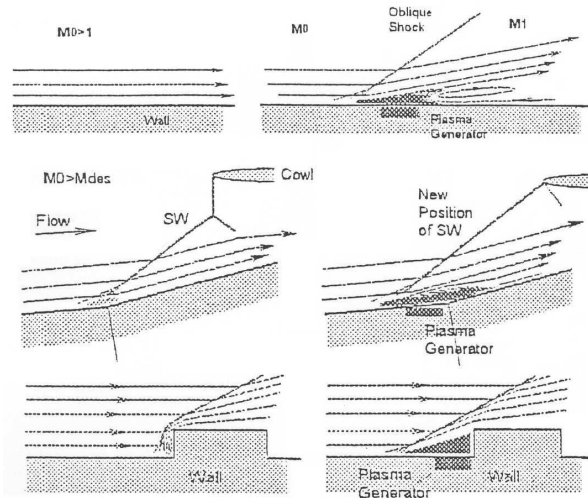


Figure 4.15: Déplacement de la position du pied de l'onde de choc [98]

700 Hz et entre les deux électrodes. Toutefois, cette oscillation est rapidement atténuée en aval de l'actionneur et complètement diffusée lorsque la vitesse de l'écoulement d'air extérieur est plus importante.

4.5 Autres types d'actionneur pour la pulvérisation

Les travaux rapportés ultérieurement dans ce mémoire présentent l'influence des deux actionneurs précédents sur l'atomisation de nappes liquides. D'autres types d'action sont également à l'étude. Les paragraphes suivants présentent succinctement les différentes techniques envisagées. La première méthode décrite consiste à agir sur l'aérodynamique des écoulements gazeux cisailants. Les méthodes suivantes visent à créer des perturbations dans la phase liquide afin de favoriser son éclatement.

4.5.1 Perturbation acoustique du flux aérodynamique

Sivadas et Heitor [125, 126] proposent un dispositif expérimental permettant de perturber l'écoulement d'air avant l'interaction avec le liquide. Leur système d'injection (cf. figure 4.16) est équipé de deux haut-parleurs et délivre une nappe liquide plane de $400 \mu\text{m}$ qui est cisailée par deux écoulements d'air dont les vitesses sont de 10 m/s. Les visualisations de la figure 4.17 montrent que l'excitation des flux aérodynamiques diminue la longueur de rupture de la nappe. L'énergie des perturbations acoustiques peut donc être employée pour favoriser la désintégration d'une nappe liquide pour des faibles vitesses d'air.

4.5.2 Perturbation du débit liquide

Les actionneurs présentés ci-avant ont pour objectif de modifier les caractéristiques aérodynamiques des écoulements d'air qui cisailent la nappe liquide. Pour améliorer les systèmes

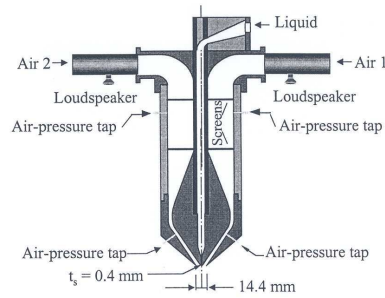


Figure 4.16: Système d'injection avec modulation acoustique [125]

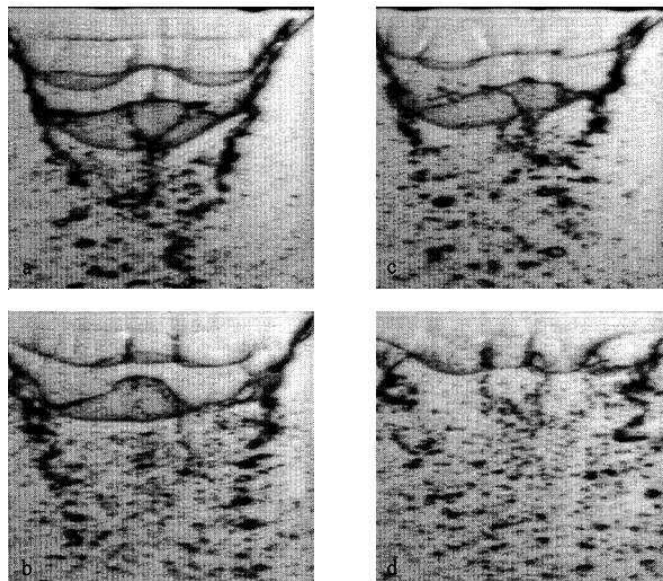


Figure 4.17: Visualisation de la diminution de la longueur de rupture. Vitesses liquide : 1,8m/s (gauche) et 0,95m/s (droite). Sans excitation (haut) et avec excitation (bas) [125]

d'injection, la littérature présente également des études sur des dispositifs qui génèrent des instabilités au sein du liquide. Par exemple, il existe des actionneurs situés dans l'injecteur qui instaurent des variations périodiques du débit liquide. Les technologies utilisées peuvent être basées sur des céramiques piézo-électriques [118, 119] ou des bobines électromagnétiques acoustiques [117] comme le montrent les figures 4.18 gauche et droite respectivement. Dans le premier cas, une énergie d'excitation électrique périodique est transformée par les cristaux piezzo-électriques en mouvements mécaniques qui génèrent des perturbations de pression dans les conduites de l'injecteur. Dans le cas de l'actionneur à bobine, le débit est déstabilisé par le mouvement de va et vient d'une aiguille dans le canal de liquide. Le mouvement mécanique de l'aiguille est contrôlé par un système de bobine et d'électro-aimants soumis à une excitation électronique.

Bien que les fréquences d'excitation soient complètement différentes, i.e. 5 à 30 kHz pour l'actionneur piezzo-électrique et 100 à 500 Hz pour l'actionneur à bobine, la perturbation du débit a les mêmes conséquences dans les deux cas. Une modification de la forme du spray et une réduction de la taille des gouttes sont observées. Lorsque les écoulements d'air n'ont pas assez

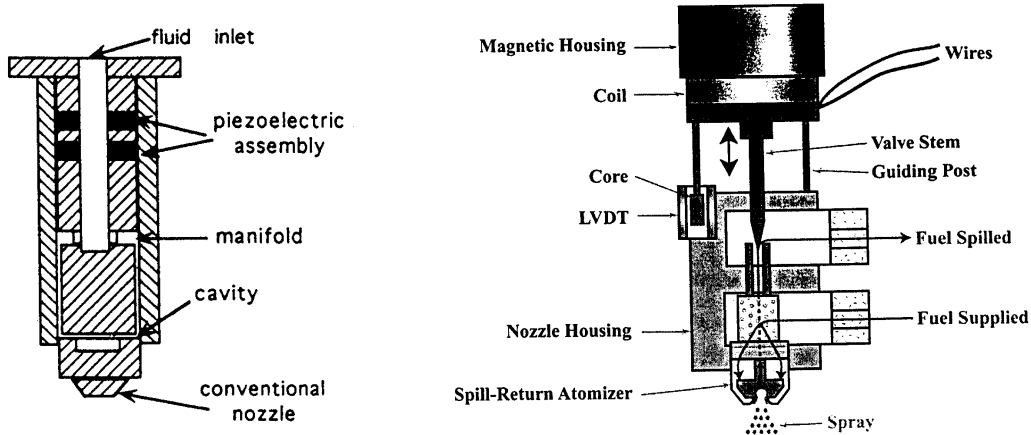


Figure 4.18: Injecteur muni d'actionneurs piezzo-électriques [118] (Gauche). Injecteur muni d'un actionneur à bobine accoustique [117] (droite).

d'énergie cinétique pour rompre le spray, celui-ci prend alors la forme d'un "oignon" (terminologie de A.H. Lefebvre [29]), les forces de tension obligent la nappe à se refermer sur elle-même. Des visualisations montrent que les perturbations imposées au débit liquide permettent une rupture plus précoce du spray, ce dernier se trouve ainsi dans une configuration "tulipe" [29]. Pour illustrer l'influence des actions sur les caractéristiques du brouillard, les graphiques 4.19 mettent en évidence la diminution de la longueur de rupture (gauche) et la réduction de la taille des gouttes lorsque la puissance fournie par l'actionneur augmente. Il est à noter que l'actionneur piezzo-électrique (figure 4.19 gauche) ne fonctionne qu'à des fréquences fixes (fréquences de résonance) qui sont grandes devant les fréquences caractéristiques du brouillard.

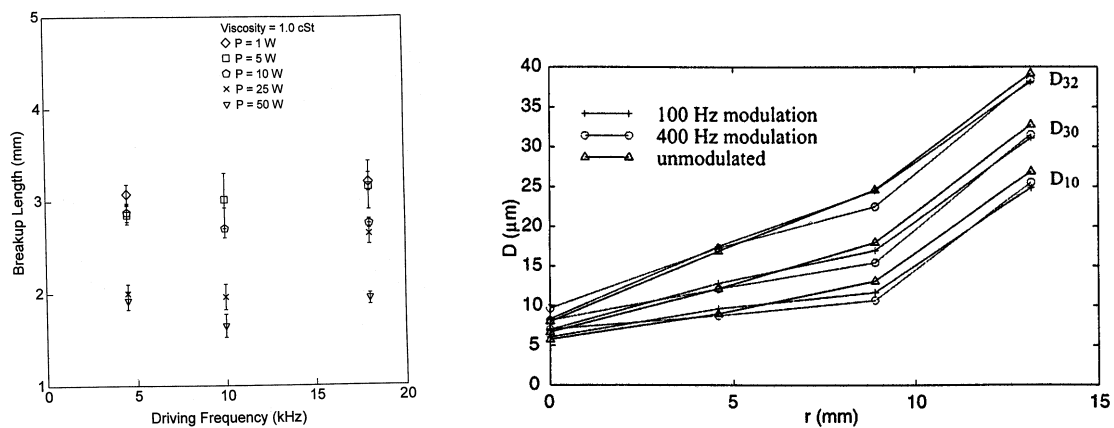


Figure 4.19: Evolution de la longueur de rupture en fonction de la fréquence d'excitation de l'actionneur piezzo-électrique [118] (gauche). Evolution du diamètre des gouttes en fonction de l'abscisse radiale pour différentes fréquences d'excitation de la bobine [117] (droite).

4.5.3 Excitation de surface vibrante

Une autre technique qui consiste également à perturber la phase liquide est d'exciter mécaniquement une surface sur laquelle le liquide ruisselle sous forme de film. Pour obtenir une atomisation de ce film, Lacas et al. [121] et Dobre et al. [120] préconisent une vibration de la surface à des fréquences ultrasoniques. A l'heure actuelle, les injecteurs équipés avec cette technologie sont utilisés dans les appareils de conditionnement de l'air, dans le domaine médical ou dans la combustion. Ils délivrent généralement des gouttes calibrées dont la taille dépend de l'excitation. L'inconvénient majeur pour ce type d'actionneur est qu'il n'autorise pas de fort débit. Dans le cadre des recherches sur l'amélioration des injecteurs aérodynamiques pour turbomachine, des études sont en cours à l'ONERA afin de déterminer les possibilités d'adapter ces actionneurs sur les surfaces de préfilming [123].

4.5.4 Jets chargés

L'électrisation des jets avant l'injection dans le milieu gazeux permet d'améliorer l'expansion du jet et de réduire la taille des gouttes. En effet, si la phase liquide est chargée alors les forces de répulsion coulombienne entre charges prisonnières des gouttes vont obliger ces dernières à s'éloigner les unes des autres. De plus, si le nombre de charges au sein d'une goutte est trop élevée alors les forces de répulsion surpassent les forces de tension de surface et la goutte éclate en plusieurs gouttes filles. Pour électriser le jet, une importante différence de potentiel (plusieurs kV) est appliquée entre une aiguille placée dans l'écoulement liquide et une contre-électrode située juste avant l'orifice de sortie (cf. figure 4.20). Les distributions de taille de gouttes de la figure 4.20 sont issues d'une étude réalisée sur un injecteur à pression [124]. Le fonctionnement de l'actionneur augmente le volume des gouttes de petit diamètre.

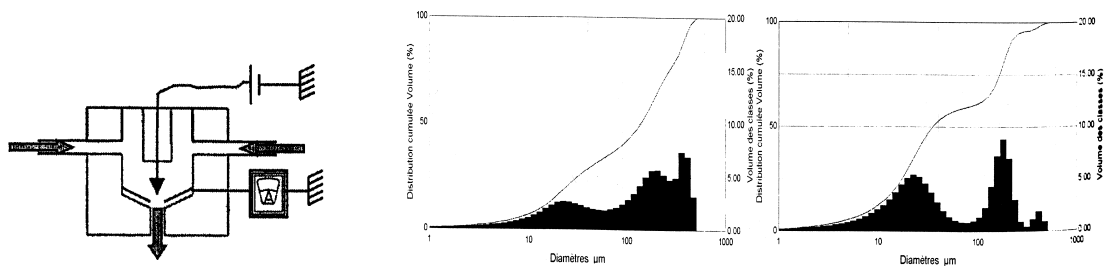


Figure 4.20: Injecteur équipé d'un système d'électrisation du jet (gauche). Distribution de taille des goutte sans et avec action (25kv) [124] (droite).

Chapitre 5

Synthèse de la partie bibliographique

Ce chapitre de transition récapitule les points clés de la revue bibliographique. Il met en lumière les connaissances qu'il faut garder à l'esprit pour aborder la seconde partie.

5.1 Pulvérisation de nappe liquide

La pulvérisation de nappe liquide est un phénomène complexe. La nappe soumise au cisaillement aérodynamique est le siège de plusieurs instabilités de longueur d'onde et de direction de propagation différentes. En outre, il ressort de l'analyse bibliographique que les instabilités et la granulométrie finale sont inter-dépendantes. En effet, l'oscillation longitudinale de grande longueur d'onde pilote l'instabilité secondaire transversale qui est elle-même responsable de la granulométrie. Tous ces mécanismes instables qui mènent à la rupture de la nappe dépendent d'un grand nombre de paramètres (géométrie de l'injecteur, propriétés physiques des fluides, conditions aérodynamiques...). La description physique du phénomène de rupture est réalisée à l'aide de plusieurs paramètres (régime de rupture, longueur de rupture, expansion du brouillard, longueurs d'onde, granulométrie...). Le tableau 5.1 synthétise l'impact de la variation des paramètres d'entrée du problème sur les mécanismes de rupture.

A l'issue de ces observations expérimentales, le problème de la fragmentation de la nappe a été scindé en deux étapes. Dans un premier temps, se déroule la fragmentation primaire qui conduit à la formation de ligaments. Dans un deuxième temps, ces ligaments sont pulvérisés sous forme d'amas liquides puis de gouttes, c'est la fragmentation secondaire. Aujourd'hui, le point dur du problème global est la détermination des mécanismes de la fragmentation primaire. Que ce soit pour les nappes ou pour les jets, les ligaments sont issus de la formation à l'interface d'ondes longitudinales de grandes longueurs d'onde et d'ondes transversales de petites longueurs d'onde. Il existe dans la littérature un grand nombre de corrélations sur la longueur d'onde de l'oscillation globale et sur celle de l'oscillation secondaire. Ces modèles théoriques utilisent des approches de type Kelvin-Helmholtz pour la première et de type Rayleigh-Taylor pour la seconde. Le tableau 5.2 récapitule les principales corrélations disponibles pour déterminer la valeur des paramètres de rupture. Cette synthèse bibliographique met en évidence la difficulté

5. SYNTHÈSE DE LA PARTIE BIBLIOGRAPHIQUE

Paramètre	Gamme	Effet d'une augmentation du paramètre
v_g	$30 < v_g < 100$ m/s	Amélioration de la pulvérisation. Granulométrie plus fine \nearrow linéaire de la fréquence globale [4, 6, 32] \searrow de l'espace inter-ligaments [31] \searrow de la longueur de rupture [37, 46] $\nearrow \searrow$ de l'angle du brouillard [31, 35]
v_l	$0,5 < v_l < 8$ m/s	\nearrow de la longueur de convergence en absence d'air [34] Transition mode cellules vers mode ligaments [45] \searrow de l'angle du brouillard [34] \nearrow de la longueur de rupture [35] $\nearrow \searrow \rightarrow$ de la fréquence globale (zones A, B et C) [7, 31, 35]
e	$100 < e < 500$ μm	\searrow de la fréquence globale et de l'espace inter-ligaments [4, 6]
σ	$20 < \sigma < 72$ $\text{kg}\cdot\text{s}^{-2}$	\rightarrow de la fréquence globale [6] \nearrow de la longueur de rupture et de l'espace inter-ligaments [46] \nearrow de la longueur des ligaments et \searrow de leur vitesse de rupture [46]
μ_l	$0,9 < \mu_l < 14,7$ $\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$	\nearrow de la longueur de rupture et de l'espace inter-ligaments [46] \nearrow de la longueur d'étirement des ligaments et \searrow de leur vitesse de rupture [46, 25]
P_g	$1 < P_g < 5$ bar	Amélioration de la pulvérisation \searrow de la vitesse d'air nécessaire pour obtenir un même régime d'atomisation [25]

Tableau 5.1: Synthèse des résultats expérimentaux. Légende : \nearrow = augmentation, \searrow = diminution et \rightarrow = stagnation.

de trouver des corrélations simples et robustes qui soient universelles, c'est-à-dire utilisables sur une gamme de paramètres d'entrée étendue. Ce problème est essentiellement causé par le nombre trop important de paramètres qui régissent la pulvérisation.

Paramètre	Géométrie	Corrélation sous forme adimensionnée	Référence
f	Nappe plane	$\frac{f_e}{v_l} = 0,366R^{0,09}RM^{0,21}Re_l^{-0,15}We^{0,12} - 0,03$	[7]
f	Nappe plane	$\frac{f_e}{v_l} = 0,5\sqrt{M}$	[4, 6]
f	Nappe annulaire	$\frac{f_e}{v_l} = aM^\alpha$ a et α dépendent du diamètre de la buse	[4]
f	Nappe plane	$\frac{f_e}{v_g - v_{min}} = fonction(M)$	[32]
f	Nappe plane	$\frac{f\sqrt{eh_g}}{v_g - v_{min}} = fonction(MR)$	[33]
λ	Nappe plane	$\frac{\lambda}{\sqrt{h_g e}} = fonction(MR)$	[33]
λ_\perp	Nappe plane	$\lambda_\perp = \frac{121256}{f} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l}}$	[6]
L_b	Nappe plane	$\frac{L_b}{l} = 0,61RM^{-0,64}Re_l^{0,36}We^{-0,53} + 3,89$	[7]
L_b	Nappe plane	$\frac{L_b}{e} = C \frac{\rho_l v_l}{\rho_g v_r} We^{-0,5}$	[37]
L_d	Jet annulaire	$\frac{L_d}{D_t} = CWe^{-0,5}Re_l^{-0,6}$	[1]
L_d	Jet annulaire	$\frac{L_d}{D_t} = CWe^{-0,4}Re_l^{-0,6}$	[13]
L_d	Jet annulaire	$\frac{L_d}{D_t} = \frac{1}{2C_1 M^{2/3}} \left(\frac{\sigma}{\mu_l U_l} \right)^{1/3}$	[39]
L_d	Jet annulaire	$\frac{L_d}{D_t} = \frac{6}{\sqrt{M}} \left(1 - \frac{U_l}{U_g} \right)^{-1}$	[42]
L_d	Jet plan	$\frac{L_d}{D_t} = \frac{6}{\sqrt{M}} \frac{1}{(1 - B_1 \sigma / \mu_g U_g)^{1/2}}$	[41]
L_d	Jet annulaire	$\frac{L_d}{D_t} = \frac{6f}{\sqrt{M}}$	[36]
λ	Jet plan	$\frac{\lambda}{\delta_\omega} = 1,68 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}$	[41]
λ_\perp	Jet plan	$\frac{\lambda_\perp}{\delta_\omega} \simeq 4 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} We_{\delta_\omega}^{-1/3}$	[36]
λ_\perp	Jet	$\frac{\lambda_\perp}{\delta} \propto (\rho_l / \rho_g)^{1/4} We_\delta^{-1/2}$	[18, 19]
d_{10}	Jet plan	$d_{10} \simeq 0,1\lambda_\perp \simeq 0,25\lambda We_\lambda^{-1/3}$	[36]
d_{10}	Jet annulaire	$(d_{10})_\sigma = C_1 \left(\frac{\sigma}{\rho_g U_g^2} \right)$	[21, 28]
d_{10}	Jet annulaire	$(d_{10})_\nu = C_2 \left(\frac{\nu_g}{U_g} 2\delta_\omega \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \right)^{1/2}$	[21, 28]
d_{10}	Jet plan	$d_{10} / \lambda_\perp = 0,02$	[18, 19]
d_{10}	Jet annulaire	$d_{10} / \lambda_\perp = 0,07$	[18, 19]
λ_\perp	Nappe par impact	$\lambda_\perp \propto \frac{\sigma}{\rho_g U_0^2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3}$ <i>i.e.</i> $\frac{\lambda_\perp}{\lambda} \propto \alpha^{1/3} \simeq 0,1$	[51]

Tableau 5.2: Synthèse des différentes corrélations.

5.2 Plasmas et décharges

Un plasma est un gaz globalement neutre électriquement qui possède en son sein des espèces chargées. Il existe différents types de plasma qui sont caractérisés principalement par la densité des espèces chargées et par leur température (définition énergétique de la température). La figure 5.1 donne une classification des principaux plasmas rencontrés dans la nature ou dans les applications industrielles. Un plasma est le lieu d'un grand nombre de réactions physico-chimiques entre les différentes espèces. Le tableau 5.3 liste les principales réactions qui sont sources d'espèces chargées.

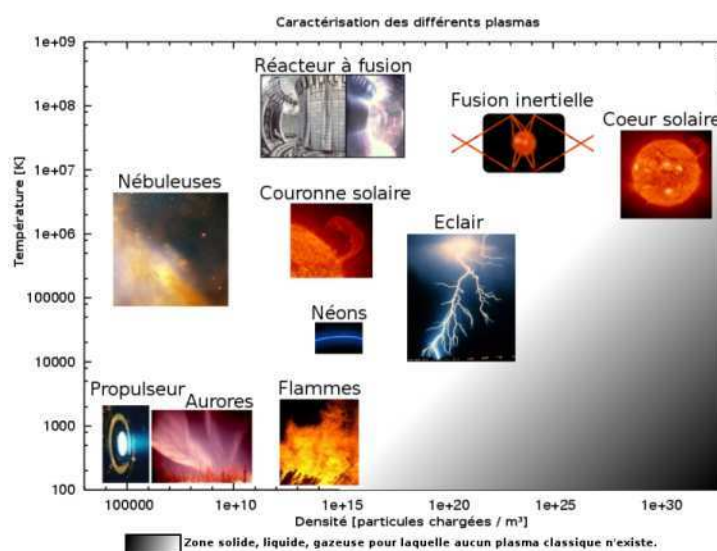


Figure 5.1: Classification des plasmas

Processus	Réaction	Schéma réactionnel
Radiatifs	Excitation d'une particule par un photon	$A + h\nu \rightarrow A^*$
	Ionisation d'une particule par un photon	$A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$
	Déexcitation d'une particule	$A^* \rightarrow A + h\nu$
Electroniques	Excitation d'une particule par un électron	$A + e^- \rightarrow A^* + e^-$
	Ionisation d'une particule par un électron	$A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$
	Recombinaison	$A^+ + e^- \rightarrow A$
	Détachement électronique	$A^- \rightarrow A + e^-$

Tableau 5.3: Processus réactionnels au sein d'un plasma.

Légende : $h\nu$ = photon, e^- = électron, A = atome ou molécule et A^* = A dans un état quantique excité.

Les décharges dans les gaz sont le fruit du claquage électrique de ces gaz. Il existe plusieurs régimes de décharge dont certains sont auto-entretenus grâce à des processus électroniques où tout électron absorbé par le circuit extérieur est remplacé pour assurer l'entretien de la décharge. Les décharges à pression atmosphérique sont le siège de mécanismes complexes. La formation

de charge d'espace modifie fondamentalement le champ électrique local, le champ créé par ces charges est d'intensité égale voire supérieure à celle du champ extérieur. Des microdécharges ou streamers sont alors observables, ces mécanismes sont précurseurs d'une transition d'un régime stable vers un régime instable tel que l'étincelle ou l'arc. Il est par conséquent très difficile de mettre en œuvre des décharges à pression atmosphérique qui soient autonomes et stables. Une solution possible de ce problème est d'accoler à l'une des électrodes un diélectrique solide. Au cours de la décharge, ce diélectrique joue deux rôles. Premièrement, le fait qu'il se charge provoque une diminution de la tension aux bornes du gaz. Le champ électrique extérieur au gaz diminue, les charges d'espaces sont évacuées. Deuxièmement, la charge rémanente sur le diélectrique à la suite d'une microdécharge interdit l'arrivée d'une autre microdécharge au même endroit. Le chargement de cette barrière diélectrique contraint à l'utilisation de signaux de tension périodiques afin de permettre l'évacuation des charges présentes sur le diélectrique à la fin d'une demi période.

5.3 Actionneurs

Les travaux présentés dans ce mémoire ont pour objectif d'apprécier les possibilités d'utilisation d'actionneurs électro-aérodynamiques pour améliorer la pulvérisation de nappe liquide.

Dans le cadre du contrôle des écoulements aérodynamiques, de nombreux outils ont été étudiés, ceux-ci sont appelés actionneurs. Les objectifs principaux de ces études sont de trouver des technologies capables de réduire la traînée, de repousser la transition laminaire-turbulent ou encore d'éliminer les décollements. Les premiers actionneurs présentés dans la littérature sont mécaniques, ils permettent d'injecter un apport d'énergie dans la couche limite. Les principaux problèmes liés à ces actionneurs sont leur encombrement et leur consommation d'énergie. Récemment, des actionneurs électriques ont été développés, ils génèrent une décharge électrique à la surface d'un diélectrique (cf. figure 5.2). Cette décharge provoque l'apparition d'un écoulement d'air appelé vent ionique. Ce dernier est issu d'un transfert de quantité de mouvement entre espèces chargées accélérées par le champ électrique et les molécules de l'air environnant. Ce type d'actionneur a été mis à l'étude pour des applications de grandes échelles (transition, décollements et traînée). La présente étude vise à utiliser ces actionneurs afin de perturber des écoulements d'air qui assistent la pulvérisation d'une nappe.

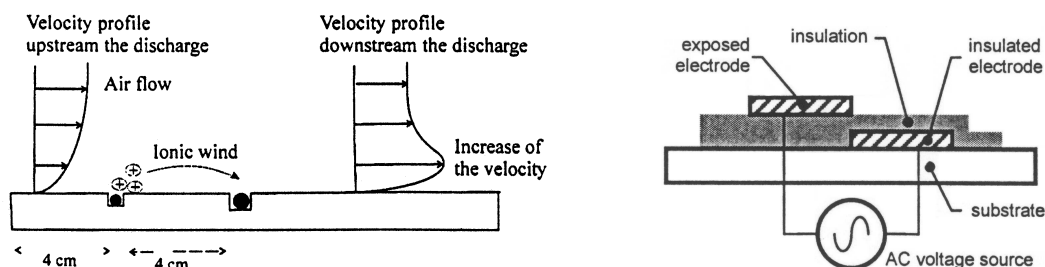


Figure 5.2: Représentation schématique des actionneurs à décharge couronne de surface [100] (gauche) et à barrière diélectrique [90] (droite)

L'optimisation des systèmes d'injection fait l'objet de nombreux travaux. Il existe déjà un certain nombre d'études sur la possibilité d'utiliser différents actionneurs qui visent à contrôler les écoulements d'air pour certains et à perturber directement le liquide pour d'autres. Les fruits de ces recherches sont encourageants mais aucune technologie n'est capable de réduire sensiblement la taille des gouttes dans les gammes de débit utilisées par les systèmes d'injections de type aérodynamique.

5.4 Introduction à la suite du mémoire

La seconde partie de ce mémoire décrit la mise en place d'expériences qui ont un objectif double : contribuer à améliorer la compréhension des mécanismes de fragmentation d'une nappe liquide et présenter des solutions pour améliorer la pulvérisation à l'aide d'actionneurs électro-aérodynamiques.

Le premier chapitre de cette partie présente l'ensemble des installations expérimentales utilisées ainsi que les moyens et techniques de mesures employés au cours des différentes campagnes d'essais. Il se conclut sur la caractérisation aérodynamique de l'injecteur plan, étude nécessaire à l'analyse ultérieure des résultats.

Le chapitre suivant est consacré à l'étude des nappes liquides, il présente les observations concernant les différentes longueurs d'onde en fonction de la nature des fluides et de leurs caractéristiques aérodynamiques. Afin de mettre en lumière les paramètres d'entrée pertinents, une analyse basée sur une comparaison avec les résultats trouvés dans la littérature est réalisée. Enfin, un modèle phénoménologique de pulvérisation, basé sur les corrélations obtenues, est proposé et discuté.

Un troisième chapitre clôt cette partie et détaille les expériences menées sur l'utilisation d'actionneurs électro-aérodynamiques pour l'amélioration de la pulvérisation de nappes liquides. La principale motivation de ces recherches provient du fait que la revue bibliographique a mis en exergue le rôle du cisaillement aérodynamique sur l'instabilité longitudinale de grande longueur d'onde, cette dernière pilotant l'instabilité secondaire et donc la granulométrie.

Deuxième partie

Etudes expérimentales

Chapitre 6

Dispositifs expérimentaux

Les mesures présentées et discutées dans les chapitres suivants ont été réalisées sur deux installations semblables au moyen de plusieurs techniques. Les différents paramètres caractéristiques des nappes liquides sont mesurés à l'aide d'un analyseur de spectre, d'images et de granulomètres PDA et Malvern. Les propriétés électroniques des décharges sont mesurées avec des sondes de courant et un oscilloscope. Le vent ionique est quant à lui caractérisé par des mesures d'anémométrie laser.

6.1 Description des installations expérimentales

6.1.1 Deux bancs d'essai

Deux installations expérimentales ont été utilisées lors des différentes campagnes de mesures, l'une se situe au centre de Toulouse et l'autre au centre du Fauga-Mauzac de l'ONERA. L'installation toulousaine a accueilli les expériences sur les nappes d'eau. Le kérosène et l'éthanol sont des produits inflammables et leurs vapeurs sont nocives, les expériences avec ces liquides nécessitent donc des installations ventilées et sûres. Les campagnes de mesures sur les nappes de kérosène et d'éthanol ont de ce fait été réalisées au Fauga-Mauzac avec les installations du banc Mercato, banc diphasique de recherche sur la combustion. Les installations sont évidemment très proches, seul le circuit d'air avant la veine d'essai est légèrement différent. Les figures 6.1 et 6.2 présentent une vue d'ensemble de ces deux bancs d'essai.

Les circuits d'air

L'alimentation en air est réalisée grâce à la détente d'air sous pression. En ce qui concerne l'installation toulousaine, cet air est issu du réseau d'air comprimé 80 bar et est détendu jusqu'à 5 bar. L'installation du Fauga reçoit son air de la soufflerie F1 de l'ONERA ce qui provoque de légères fluctuations de débit lorsque des essais ont lieu à F1. Cependant, les manipulations étant de courte durée, ces fluctuations sont négligeables aux cours des essais. Le débit est régulé dans les deux cas par une vanne automatique couplée à un débitmètre dont la précision est de l'ordre

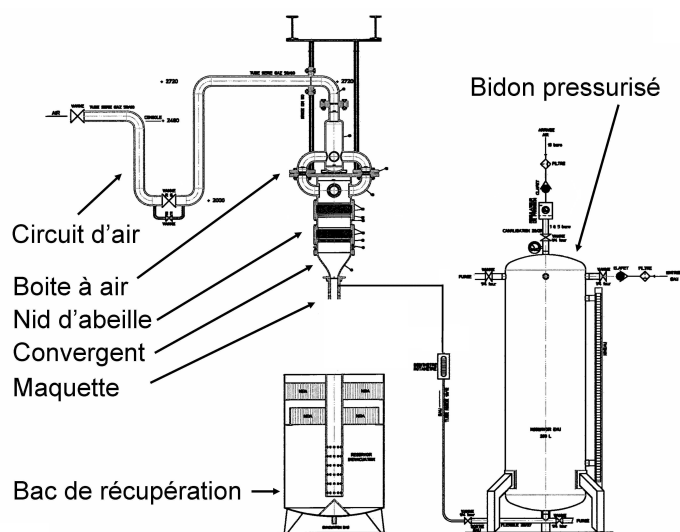


Figure 6.1: Installation toulousaine

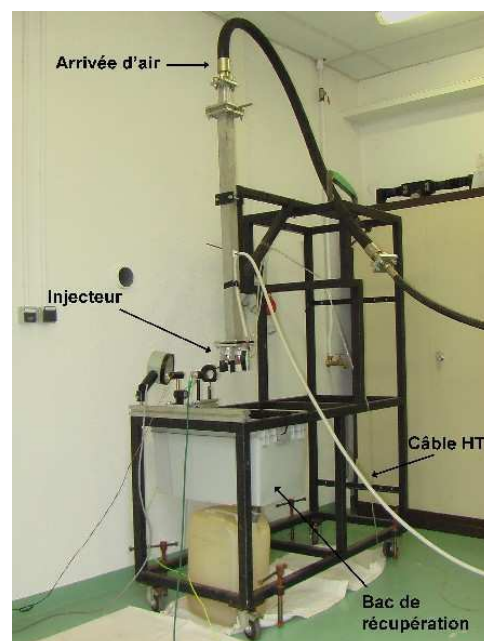


Figure 6.2: Installation du Fauga-Mauzac

de 2% pour 40 g/s et de 0,75% pour 140 g/s, ce qui représente une erreur de mesure inférieure à 0,5 m/s. Les différences principales entre les deux bancs d'essais interviennent après la régulation du débit.

La photographie 6.3 (gauche) montre le circuit d'air après le système de régulation sur le banc de Toulouse. L'écoulement arrivant après le coude est tranquilisé dans deux chambres reliées entre elles par quatre canaux d'alimentation. Cette partie du circuit a pour objectif d'éviter la formation d'un jet au niveau de l'entrée d'air lorsque les vitesses sont élevées. L'air passe ensuite au travers de nids d'abeille afin d'homogénéiser l'écoulement et de détruire les grosses structures tourbillonnaires. Le flux aérodynamique est enfin contracté par un convergent pour obtenir un écoulement stable, uniforme et laminaire. Sur la base des recommandations de Marchand [127], les profils du convergent sont deux coniques reliés en un point d'inflexion. Les sections d'entrée et de sortie mesurent $200 \times 200 \text{ mm}^2$ et $46 \times 46 \text{ mm}^2$ respectivement, le rapport de contraction est de 19 pour une hauteur totale de 15 cm.

Sur l'installation du Fauga-Mauzac (cf. figure 6.2), le circuit après la vanne de régulation est plus rudimentaire. Il est composé d'un flexible relié à une veine carrée de $46 \times 46 \text{ mm}^2$ de 1,20 m de hauteur. La traversée de cette longue veine laisse le temps à l'écoulement de se développer pleinement et de s'homogénéiser.

Pour caractériser la différence entre les deux circuits d'air une campagne de mesure de vitesse par vélocimétrie laser a été effectuée. Les graphiques 6.4 montrent des profils de vitesse et de leur niveau RMS pour des vitesses extérieures à la couche limite proches (31 m/s pour la veine toulousaine (gauche) et 30 m/s pour la veine du Fauga-Mauzac (droite)). Ces profils ont été mesurés 3 mm après la sortie des veines, ils caractérisent l'évolution transversale de la vitesse longitudinale du jet. L'abscisse d'origine est située dans l'axe de la veine. Les courbes de vitesse

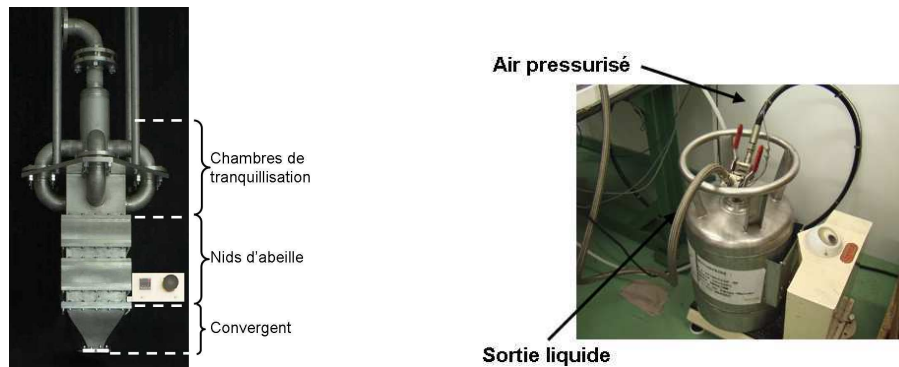


Figure 6.3: Système d'homogénéisation et laminarisation de l'écoulement d'air (gauche). Bidon pressurisé d'alimentation liquide (droite)

et celles de leur niveau RMS mettent en évidence l'effet du convergent. En effet, la présence du convergent assure une réduction de l'épaisseur de la couche limite (effet de contraction) et du niveau RMS de l'ordre de 33 % (effet de relaminarisation de l'écoulement). L'installation toulousaine fournit donc des conditions aérodynamiques excellentes en amont de l'injecteur. En ce qui concerne le banc du Fauga-Mauzac, la veine avant l'injecteur délivre un écoulement uniforme sur au minimum deux fois l'épaisseur du profil et possédant un niveau RMS inférieur à 5 % dans les conditions aérodynamiques les plus contraignantes pour notre étude. La différence entre les circuits aérodynamiques avant l'injecteur n'aura par conséquent que très peu d'effet sur l'écoulement de contournement de l'injecteur.

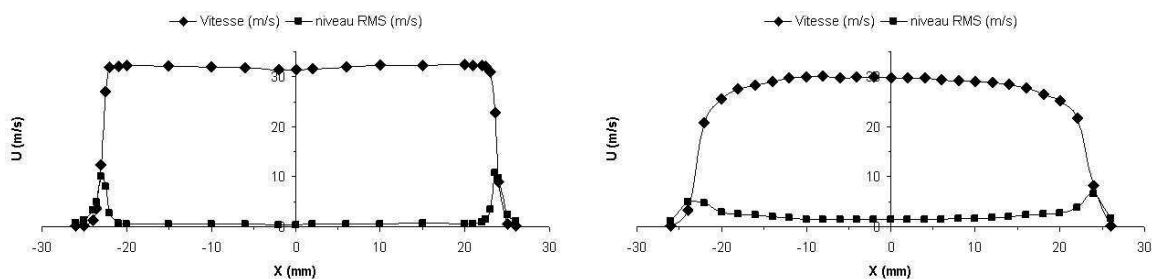


Figure 6.4: Profils moyens et fluctuant transversaux de vitesse. A gauche, l'installation toulousaine et à droite, celle du Fauga-Mauzac.

Les circuits liquides

Pour réaliser l'écoulement de liquide, un bidon (cf. figure 6.3 droite) est mis en pression (environ 3 bar). Le contrôle du débit est réalisé par un débitmètre et son réglage par une vanne manuelle. Dans la gamme de débit utilisé, la précision de l'appareil est inférieure à 0,5 % du débit mesuré. Quantitativement, pour une gamme de débits compris entre 12 et 36 g/s, l'erreur sur la mesure de vitesse reste inférieure à 0,015 m/s.

L'évacuation est réalisée grâce à un bidon de récupération placé sous l'injecteur (voir figure 6.1). Il est muni également de nid d'abeille afin de casser l'écoulement arrivant et ainsi

éviter des remontées qui perturberaient le comportement du brouillard.

6.1.2 Système d'injection

La littérature sur la pulvérisation présente deux types principaux de montages expérimentaux pour délivrer une nappe liquide plane cisailée. Le premier est constitué par un assemblage de trois veines qui génèrent les écoulements liquide et gazeux, un exemple est montré sur la figure 6.5. La contraction des veines assure des écoulements laminaires sur une gamme de vitesse très étendue. Une autre manière d'étudier la pulvérisation assistée est de fabriquer un injecteur et de le placer dans un écoulement d'air. A l'ONERA, l'installation comprenant les circuits d'air et liquide existait déjà lors du démarrage de ces travaux. De plus, une étude antérieure sur l'atomisation de nappe délivrée par un injecteur avait été réalisée auparavant [6]. Cette stratégie a donc également été adoptée pour la génération de nappe plane. Un ensemble composé d'une veine et d'un injecteur a été conçu (voir figure 6.6).

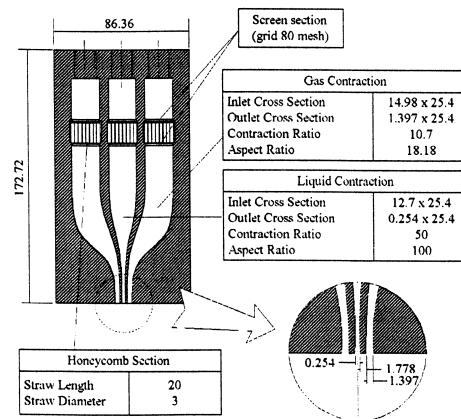


Figure 6.5: Vue en coupe d'un système d'injection multi-veines [37]. Mesures en mm.

La veine est en Plexiglas, le choix s'est porté sur ce matériau car il est isolant et facilement usinable. Elle est constituée de deux parties symétriques entre lesquelles l'injecteur vient s'enclôser. Sa section est égale à la section de sortie du convergent et mesure $46 \times 46 \text{ mm}^2$.

L'injecteur a fait l'objet d'une étude numérique afin d'obtenir des écoulements de contournement de bonne qualité, c'est à dire des écoulements avec une couche limite de faible épaisseur et ne présentant pas de décollement pour des vitesses inférieures à 30 m/s. Dans le cas contraire, l'actionneur pourrait avoir pour effet de rattacher l'écoulement et il serait alors impossible de déterminer si une modification des paramètres de la pulvérisation est le fruit de l'apport d'énergie par l'actionneur ou tout simplement du changement de configuration de l'écoulement cisailant. Le calcul de couche limite a été réalisé avec le code CLIC2 de l'ONERA (Couche Limite Compressible 2D) qui simule le développement d'une couche limite le long d'un profil à partir des conditions aérodynamiques d'entrée et de la distribution de pression autour du profil. Plusieurs profils NACA attaqués par un écoulement à 30 m/s ont été étudiés. Il ressort que le candidat le plus intéressant pour notre étude est le NACA 63-010 de 10 cm de corde. Le profil est fabriqué en deux parties pour permettre l'usinage d'un canal pour le passage du liquide. Ce canal a une

section de sortie rectangulaire de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de 40 mm de largeur. L'alimentation de ce canal se fait à l'extérieur de la veine d'essai afin de ne pas détériorer l'aérodynamique des écoulements d'air. Enfin, le bord de fuite a dû être tronqué de 11 mm pour des raisons de fabrication, la section du bord de fuite mesure 1,7 mm d'épaisseur dont les $300\ \mu\text{m}$ du canal.

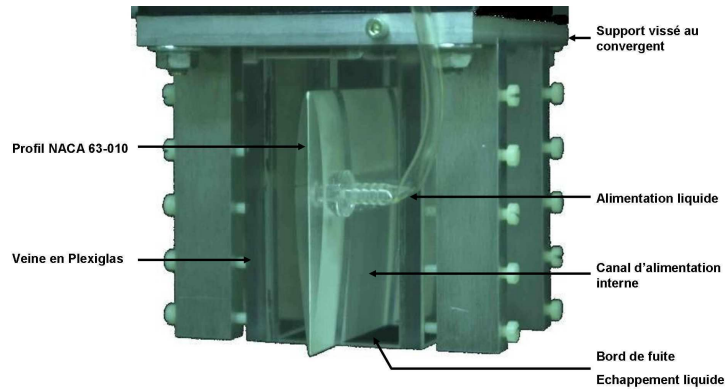


Figure 6.6: Système d'injection : l'injecteur (profil NACA) est inséré dans une veine en Plexiglas maintenue et reliée au convergent par un support métallique

6.1.3 Système de génération des décharges

Les actionneurs utilisés dans les expériences présentées ultérieurement génèrent des décharges couronnes de surface et à barrière diélectrique. La génération de ce type de décharge a été réalisée à l'aide du matériel électronique présenté sur les figures 6.7 et 6.8. Les décharges continues sont assurées par deux alimentations continues Spellman 40 kV-150 W, l'une possède une polarité négative et l'autre une polarité positive. Dans le cas des décharges contrôlées par une barrière diélectrique, un générateur de fonction délivre un signal de tension sinusoïdale de quelques Volts à valeur moyenne nulle. Ce signal est alors amplifié d'un gain de 3000 par un amplificateur Trek 30/20 qui peut générer des signaux de 30 kV d'amplitude ayant une intensité de 20 mA. La fréquence maximale que l'amplificateur peut suivre sans déformer le signal de sortie est dépendante de l'amplitude de la fonction sinus en entrée. Théoriquement, la pente maximale acceptée est de $500\ \text{V}/\mu\text{s}$. Dans notre étude, l'amplitude de la tension restera inférieure à 22 kV et la fréquence du signal n'excédera pas les 4 Hz. La figure 6.8 montre également le câble haute tension et le fil de retour relié à l'électrode de masse et leur point de connexion au niveau de l'actionneur en position sur l'injecteur.

Les caractéristiques de la décharge sont contrôlées à l'aide d'un oscilloscope LeCroy 4 voies, 200 MHz. La figure 6.9 présente l'écran de cet oscilloscope lorsqu'une décharge à barrière diélectrique est générée. Deux sondes de tension sont accessibles sur l'amplificateur Trek, l'une fournit une tension proportionnelle à la tension délivrée (courbe jaune) et l'autre à l'intensité du courant (courbe verte). Cette dernière courbe est vraisemblablement moyennée dans le temps et n'est pas représentative de l'évolution du courant. Pour obtenir une information plus précise, une sonde de courant est placée autour du fil de masse. La courbe bleue obtenue montre une composante capacitive (composante sinusoïdale déphasée) sur laquelle viennent s'ajouter des pics d'intensité

6. DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

caractéristiques des microdécharges qui se produisent à la surface du diélectrique.

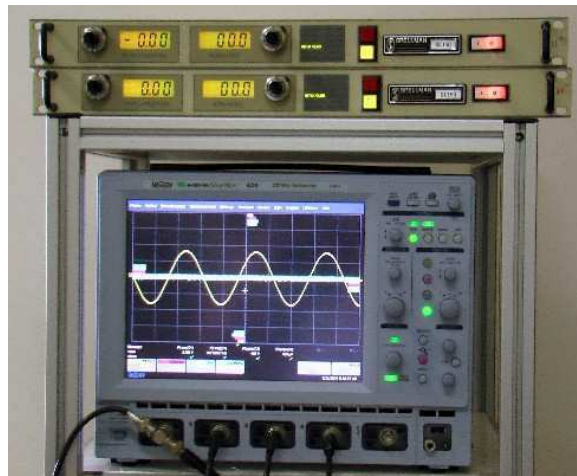


Figure 6.7: Système de génération de décharge continue

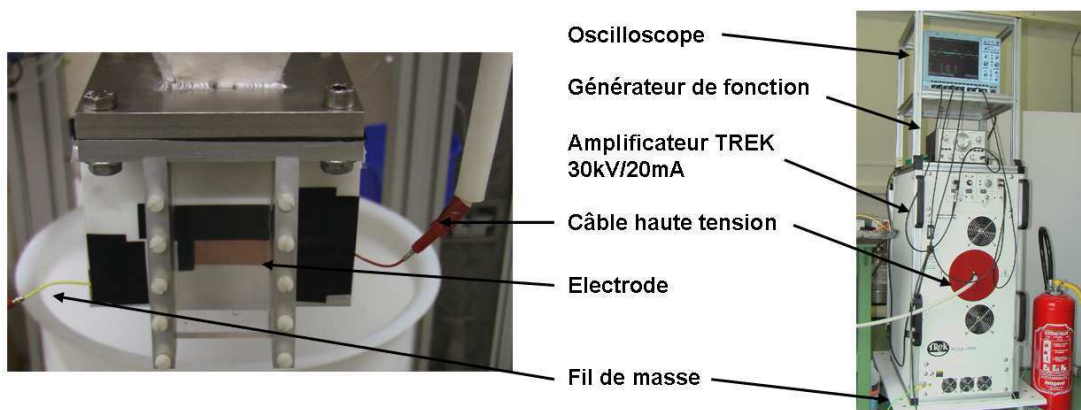


Figure 6.8: Système de génération de décharge DBD

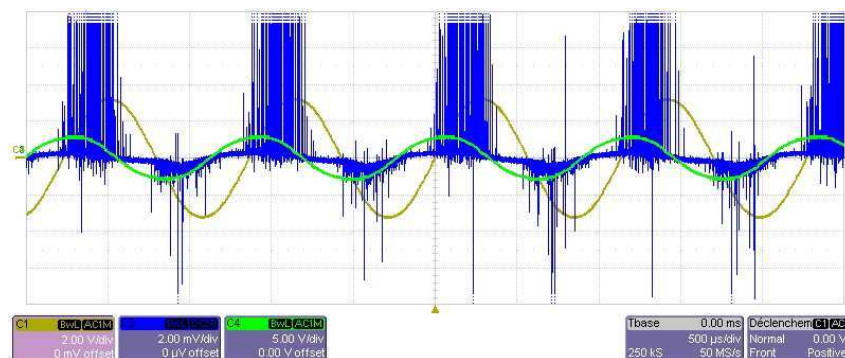


Figure 6.9: Ecran de l'oscilloscope lors d'une décharge de 9 kV d'amplitude. En jaune, le signal de tension. En vert, l'intensité du courant mesuré par le Trek. En bleu, l'intensité relevée au borne d'une sonde de courant.

6.2 Description des fluides utilisés

L'exploitation des résultats issus des expériences nécessitent de connaître un certain nombre de paramètres physiques des fluides utilisés. Le tableau 6.1 répertorie la masse volumique, les viscosités cinématiques et dynamiques et la tension superficielle de l'eau, de l'éthanol, du kérosène et de l'air. Il faut essentiellement retenir que les propriétés physiques de l'éthanol sont proches de celles du kérosène, ce qui justifie son utilisation comme fluide de substitution dans les expériences de fragmentation de nappe, et que leur masse volumique et leur tension superficielle par rapport à l'air sont environ 20 % et 66 % inférieures à celles de l'eau.

Fluides	Température (K)	Masse volumique (kg/m^3)	Viscosité cinématique (ν en m^2/s)	Viscosité dynamique (μ en $kg/m.s$)	Tension superficielle (σ en kg/s^2)
Eau	293	998,21	$1,0038.10^{-6}$	$1,00.10^{-3}$	$62,00.10^{-3}$
Ethanol	293	789,00	$1,5100.10^{-6}$	$1,20.10^{-3}$	$22,39.10^{-3}$
Kérosène	293	792,97	$1,3913.10^{-6}$	$1,10.10^{-3}$	$23,23.10^{-3}$
Air	233	1,52	$0,99.10^{-5}$	$1,51.10^{-5}$	
	273	1,28	$1,33.10^{-5}$	$1,71.10^{-5}$	
	293	1,20	$1,50.10^{-5}$	$1,80.10^{-5}$	
	323	1,09	$1,79.10^{-5}$	$1,95.10^{-5}$	

Tableau 6.1: Propriétés physiques des fluides utilisés

6.3 Techniques de mesure

Cette section décrit les différents outils utilisés pour mesurer les différents paramètres de la fragmentation d'une nappe liquide.

6.3.1 Mesure de la fréquence d'oscillation globale

Pour mesurer la fréquence d'oscillation globale de la nappe liquide, un faisceau lumineux est émis par une diode laser, son point d'impact se situe sur la nappe 1 ou 2 mm après l'orifice de sortie. Une partie du rayon est alors réfléchi par la nappe. Une photodiode reçoit alors le signal de ce faisceau laser périodiquement dévié par les oscillations de la nappe et le transmet à un analyseur de spectre qui calcule une FFT de ce signal ; les fréquences caractéristiques sont ainsi mesurables. La figure 6.10 donne une représentation de l'impact du faisceau laser sur la nappe liquide et les photographies de la figure 6.11 montrent la mise en place des appareils sur le banc expérimental ainsi que l'analyseur de spectre Brüel et Kjaer. Ce dernier est suffisamment précis pour que les erreurs de mesure ne lui soient pas imputables. Les incertitudes de mesure sur la fréquence ont donc pour origine les légères fluctuations de débit. Typiquement, les fluctuations

de fréquence obtenues sont de l'ordre de 1 Hz à 5 Hz pour des fréquences d'oscillation allant de 100 Hz à 300 Hz, soit une erreur inférieure à 2 %. Cette méthode de mesure a le double avantage d'être à la fois simple à installer et à utiliser.

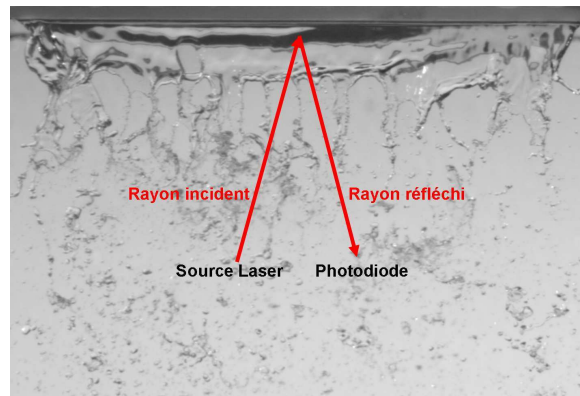


Figure 6.10: Impact et réflexion du rayon laser sur la nappe liquide. Les rayons appartiennent à un plan normal à la nappe

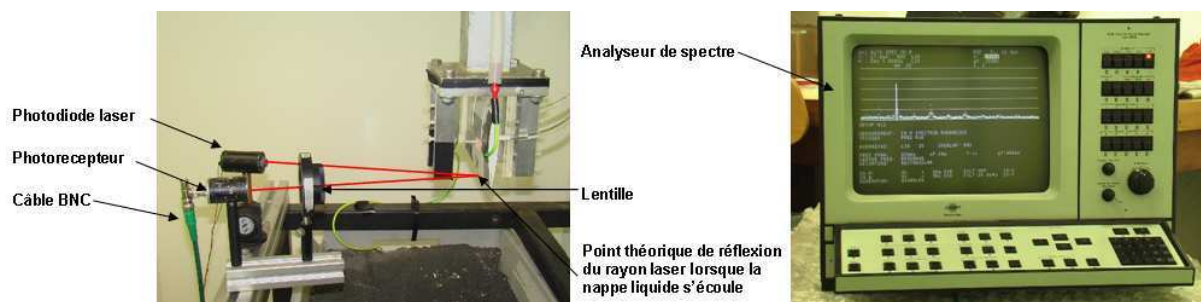


Figure 6.11: Mesure de la fréquence d'oscillation globale

6.3.2 Techniques de visualisation

Afin d'accéder aux caractéristiques de l'oscillation transversale secondaire, un traitement d'images est réalisé. Des séquences d'images sont enregistrées à l'aide d'une caméra. Le montage expérimental est schématisé sur la figure 6.12, la photographie 6.13 présente l'installation réelle. La caméra est équipée d'un capteur CCD monochrome de résolution 768×576 pixels ayant une fréquence d'acquisition de 25 Hz. Elle est placée face à la nappe liquide afin d'obtenir des images telles que celle de la figure 6.10. Un stroboscope éclaire de manière indirecte la nappe pour améliorer la luminosité des images, il est synchronisé avec la caméra.

L'acquisition et le traitement des images sont réalisés par le logiciel IMAGE développé à l'ONERA par P. Berthoumieu. La bibliothèque logiciel permet notamment d'appliquer des fonctions d'autocorrélation sur chaque image d'une séquence, cette procédure donne accès à la mesure des espaces inter-ligamentaires. Les séquences d'acquisition durent quatre secondes soit 100 images.

Cette méthode de mesure est également très simple d'utilisation, les mesures sont très fiables quantitativement. Les seuls défauts sont un traitement des images très coûteux en temps puisqu'il est nécessaire d'examiner les images une par une, ainsi qu'une sensibilité du montage au rayonnement de la décharge sur laquelle une section ultérieure reviendra.

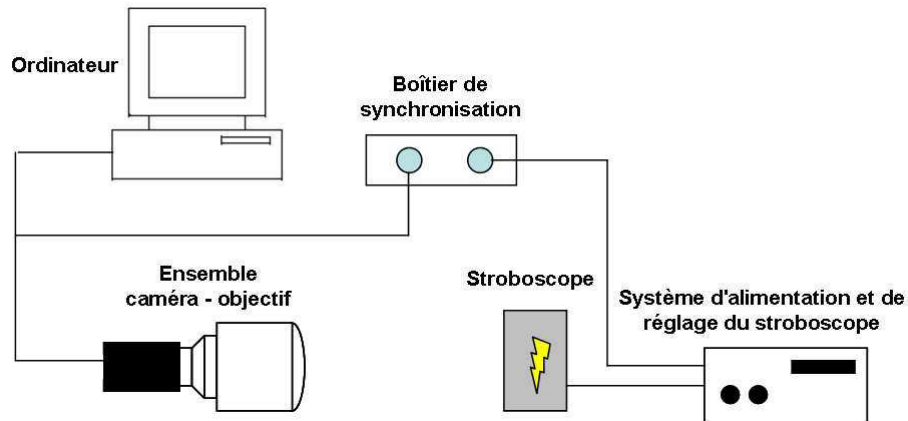


Figure 6.12: Matériels et connexions du système d'acquisition d'images

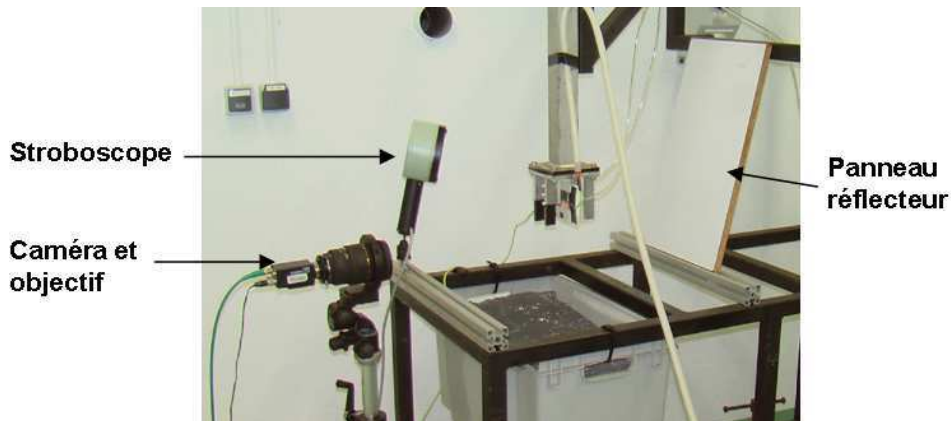


Figure 6.13: Système d'acquisition d'images

6.3.3 Laser Doppler Anemometry (LDA)

L'Anémométrie Laser Doppler est une méthode de mesure optique. Elle permet de mesurer la vitesse instantanée de l'écoulement localement et ainsi d'accéder au champ aérodynamique. A l'origine, un faisceau laser monochromatique est émis, il est divisé en deux par un miroir semi-transparent et un déphasage en fréquence est imposé à ces deux faisceaux par une cellule de Bragg. La focalisation des deux rayons après une longueur de chemin optique égale provoque l'apparition d'un réseau de franges d'interférence localisé dans un petit volume représenté sur la figure 6.14. Pour effectuer des mesures dans un écoulement gazeux, il est nécessaire d'ensemencer avec de fines particules qui se déplacent à la même vitesse que le milieu environnant. Lorsque l'une

d'entre elles traverse le réseau d'interfranges, elle diffuse la lumière au cours de son passage dans les franges brillantes. Le signal lumineux est détecté par un photomultiplicateur qui le convertit en signal électrique. Le mouvement de la particule par rapport au récepteur provoque un décalage en fréquence entre le signal émis par la particule et le signal reçu, ce décalage est directement lié à la vitesse de la particule, c'est l'effet Doppler. Un processeur traite l'ensemble des signaux électriques et un ordinateur présente les résultats. Pour obtenir une mesure précise, un grand nombre d'échantillons est mesuré. Une paire de faisceaux assure la mesure d'une composante de la vitesse, l'appareil utilisé dans nos expériences peut émettre deux paires focalisées en un même point, deux composantes de la vitesse sont donc mesurables.

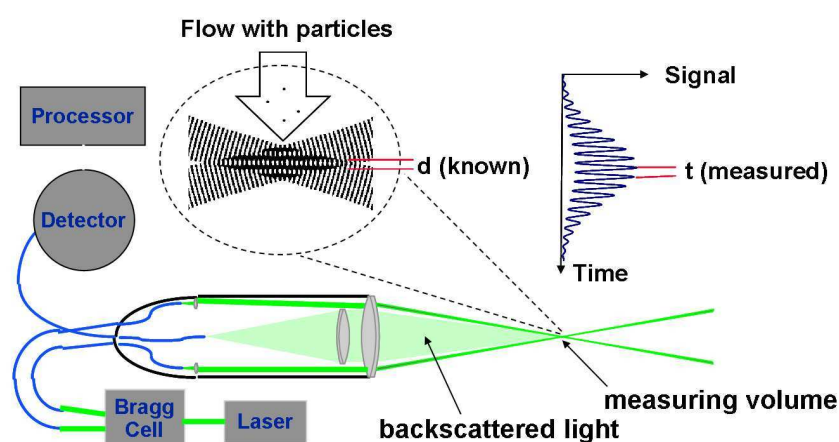


Figure 6.14: Principe de la mesure Laser Doppler Anemometry

L'ONERA est équipé d'un banc LDA-PDA Dantec Dynamics. Deux faisceaux lasers sont émis, l'un vert de longueur d'onde 514,5 nm et l'autre bleu de longueur d'onde 488 nm. Le volume de mesure formé par la focalisation d'une paire de faisceaux est un ellipsoïde dont le grand axe et le petit axe mesurent respectivement 1,31 mm et 90,5 μm . Les franges sont perpendiculaires au petit axe et sont au nombre de 24 séparées par un espace de 3,73 μm . Les photographies de la figure 6.15 montrent le matériel de génération des paires de faisceaux, la position des têtes d'émission et de réception par rapport à la maquette ainsi que l'ordinateur permettant de piloter le tout.

Pour les études aérodynamiques, l'écoulement d'air estensemencé avec des microparticules d'huile d'olive en amont de la boîte à air sur l'installation toulousaine et en amont de la veine en aluminium sur l'installation du Fauga-Mauzac. Un exemple de mesure LDA est montré sur la figure 6.4. Dans le cas des études sur le brouillard, ce sont naturellement les gouttes d'eau qui servent de particules diffusantes. Le seul inconvénient dans ces mesures est le fait que la théorie optique sous-jacente nécessite que les particules diffusantes soient parfaitement sphériques. Les gouttes liquides doivent impérativement être bien formées pour que les résultats quantitatifs soient corrects.

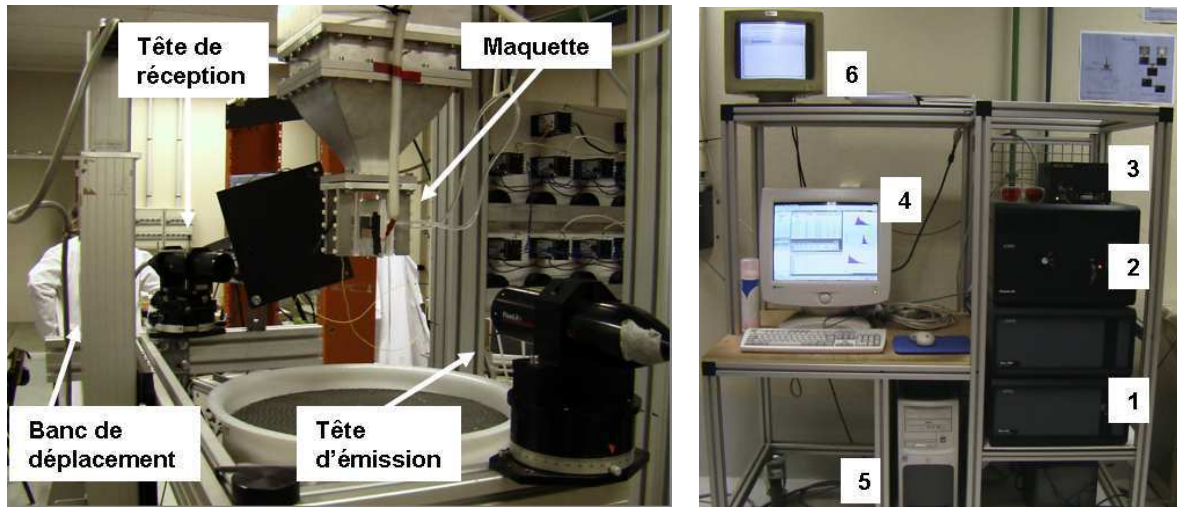


Figure 6.15: Position des têtes d'émission et de réception sur le banc expérimental (gauche). Dispositifs de création des faisceaux et outils de posttraitement : (1) processeur de traitement des signaux électriques, (2) lasers et cellules de Bragg, (3) alimentations des lasers, (4) logiciels de traitement des données, (5) PC contrôlant le banc de déplacement, (6) contrôle des signaux Doppler (droite).

6.3.4 Phase Doppler Anemometry (PDA)

La mesure PDA est également une mesure utilisant l'effet Doppler, elle est par conséquent locale. Son principe s'appuie sur le déphasage fréquentiel entre les signaux reçus par deux photorécepteurs comme le montre la figure 6.16. En effet, la théorie optique de Mie assure que ce déphasage est corrélé au diamètre de la goutte diffusant la lumière. La phase étant définie à 2π près, une ambiguïté sur le diamètre peut apparaître. Pour lever celle-ci, l'instrument qui équipe l'ONERA est muni de trois photorécepteurs. Cette technique de mesure qui complète les mesures LDA effectue donc également une investigation goutte par goutte et fournit des informations quantitativement fiables lorsqu'un grand nombre d'échantillons a été pris en compte.

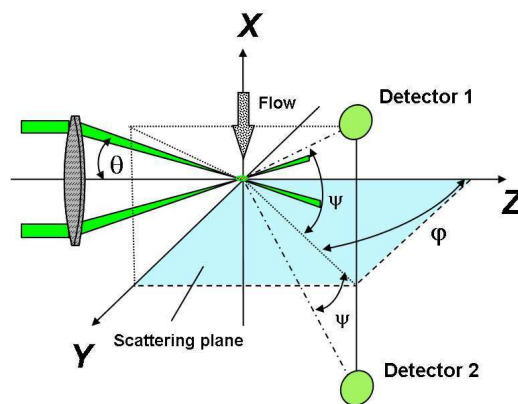


Figure 6.16: Phase Doppler Anemometry

6.3.5 Le granulomètre Malvern

La granulométrie d'un brouillard de gouttes peut être également mesurer à l'aide d'un granulomètre Malvern. Cet appareil permet la mesure de manière non intrusive de la distribution de taille de gouttes. A l'instar de l'outil PDA, le principe de la mesure Malvern est basé sur une théorie optique. Cependant cet instrument accède à la taille des gouttes grâce à la diffraction d'un rayon laser par les gouttes. La méthode de mesure est illustrée sur la figure 6.17. Un rayon laser de gros diamètre (environ 1 cm) traverse le brouillard. Une partie de la lumière ne rencontre aucune goutte et est transmise sans aucune modification de son intensité lumineuse et de sa trajectoire du faisceau. L'autre partie de la lumière incidente rencontre sur sa trajectoire les gouttes qui vont réfléchir, diffuser et diffracter le rayon. L'angle de diffraction et l'intensité transmise dépendent de la taille de la goutte. A la sortie du brouillard, la lumière qui a traversée se propage sous forme de halos concentriques. Le diamètre et l'intensité de chacun de ces halos sont respectivement caractéristiques d'un diamètre de goutte et du nombre de gouttes possédant ce diamètre. La mesure renvoyée par l'appareil permet d'identifier une valeur moyenne des différents diamètres des gouttes (diamètre arithmétique, diamètre de Sauter...) et d'éditer des histogrammes de distribution de volume et de nombre en fonction de la classe des gouttes définie par un intervalle de diamètre. Un exemple d'histogramme est donné par la figure 6.18.

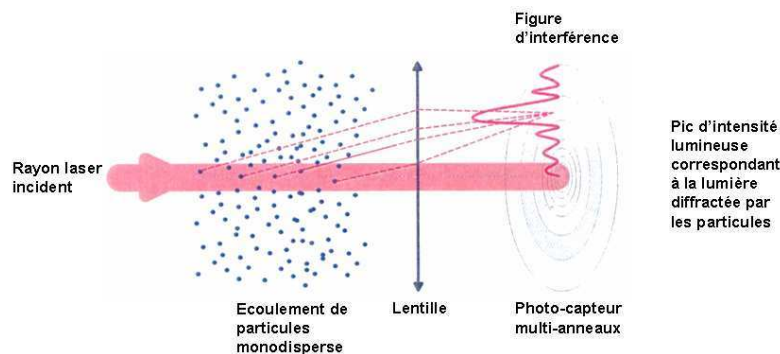


Figure 6.17: Interféromètre Malvern

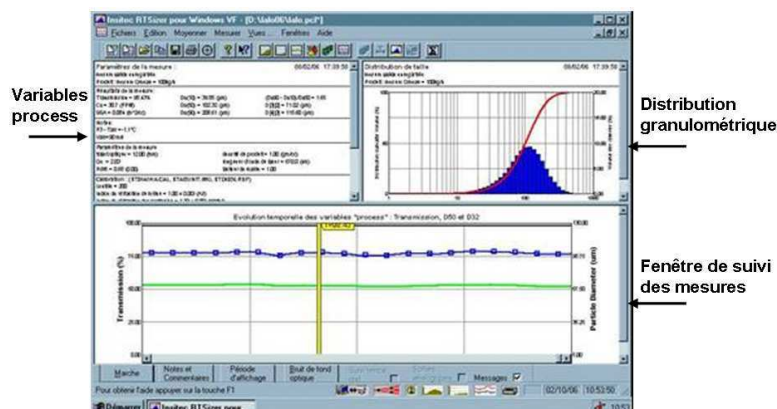


Figure 6.18: Visualisation de la fenêtre logicielle de l'interféromètre Malvern

6.4 Caractérisation aérodynamique de l'injecteur

La caractérisation et l'analyse des phénomènes menant à la fragmentation de la nappe liquide exigent une connaissance des caractéristiques aérodynamiques des fluides. Pour ce qui concerne la partie liquide, la vitesse de l'écoulement à la sortie de l'orifice de sortie est calculée à partir de la donnée du débit lue sur le débitmètre, de la section de sortie ($40 \text{ mm} \times 300 \text{ }\mu\text{m}$) et de la masse volumique du fluide utilisé. Les caractéristiques de l'écoulement gazeux ont en revanche été mesurées à l'aide de la technique LDA. Les deux principaux objectifs de cette campagne expérimentale sont de déterminer les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement qui cisaille la nappe et d'extraire des profils de vitesse le long du NACA dans la zone où se situera l'actionneur. Les mesures ont été réalisées aux abscisses notées sur le schéma 6.19, c'est à dire en $Z = 66, 76, 85$ et 89 mm .

6.4.1 Couche limite au bord de fuite

L'injecteur est un profil d'aile de type NACA et l'origine du repère des mesures se situe au point d'arrêt du bord d'attaque. Le bord de fuite d'abscisse $Z = 89 \text{ mm}$ est particulièrement important dans notre étude car le cisaillement de la nappe y débute. Un grand nombre de profils de vitesse y ont été mesurés afin de déterminer les grandeurs caractéristiques de la couche limite et la vitesse extérieure à celle-ci V_{ext} qui serviront ultérieurement dans l'analyse des mécanismes de rupture. Le graphique 6.20 montre l'évolution de la vitesse extérieure à la couche limite en $Z = 89 \text{ mm}$ en fonction du débit amont imposé. Cette courbe est linéaire dans la gamme de débit explorée et la vitesse servira toujours de référence dans la suite de l'étude et sera notée V_{air} ; la vitesse locale et la vitesse à la sortie du convergent seront notées V et V_{∞} respectivement.

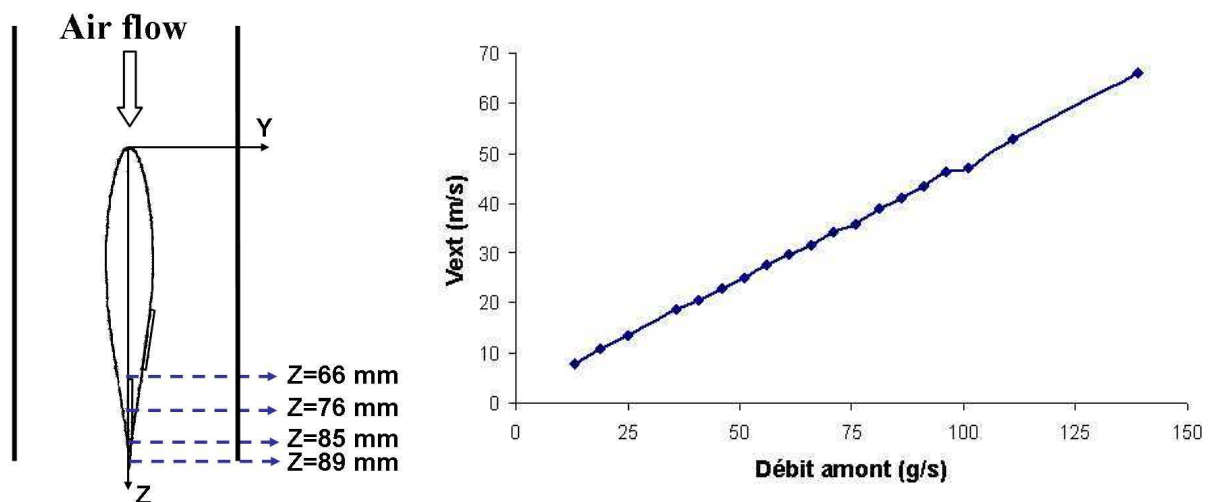


Figure 6.19: Référentiel lié à l'injecteur et points de mesure LDA

Figure 6.20: Vitesse extérieure de l'écoulement d'air au bord de fuite ($Z = 89 \text{ mm}$) en fonction du débit amont

L'évolution du profil de vitesse au bord de fuite en fonction du débit d'air amont imposé est représentée sur la figure 6.21. Le premier point de mesure se situe à $0,1 \text{ mm}$ de la paroi selon

l'axe Y, l'espace entre les points est de 0,05 mm près de la paroi puis augmente progressivement au fur et à mesure que le volume de mesure s'éloigne de la paroi.

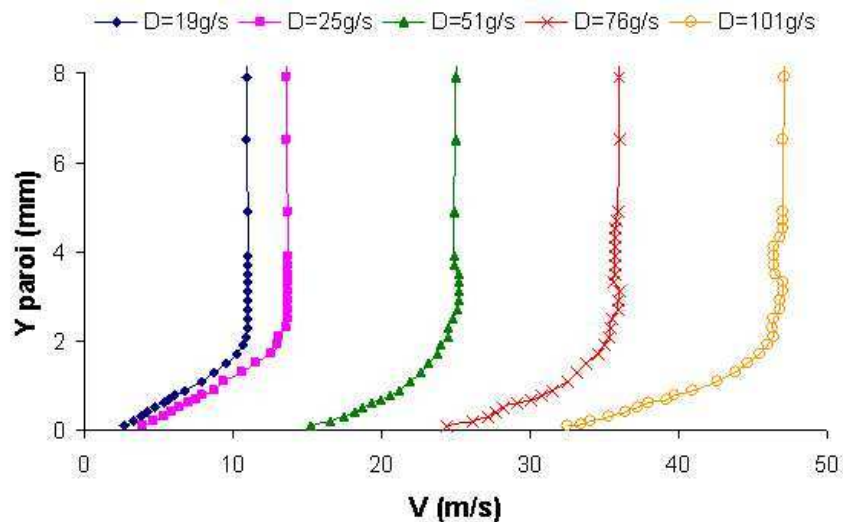


Figure 6.21: Profils de vitesse de couche limite au bord de fuite ($Z = 89$ mm) pour différents débit amont. Premier point de mesure à 0,1 mm de la paroi

6.4.2 Nature de la couche limite au niveau du bord de fuite

L'état laminaire ou turbulent de la couche limite au niveau du bord de fuite est déduit de la caractérisation du niveau RMS, de l'évolution du facteur de forme H et de l'étude comparative de la forme du profil avec des profils laminaire et turbulents connus.

En chaque point de mesure, le système d'acquisition LDA réalise une moyenne de vitesse sur environ 10 000 particules. Le niveau RMS qui est l'écart type de cette moyenne représente les fluctuations de la vitesse. La figure 6.22 montre que ces fluctuations augmentent et notablement dans la couche limite lorsque le débit imposé augmente. Une transition de la forme du profil RMS est observable entre les valeurs 25 g/s et 36 g/s qui correspondent respectivement à des vitesses extérieures de 13,7 m/s et 18,5 m/s. Ce changement de forme du profil RMS et l'augmentation de sa valeur dans la couche limite sont les témoins de la transition laminaire-turbulente. Pour s'en assurer, les profils de vitesse ont également été intégrés et comparés à des profils typiques laminaire et turbulent. L'intégration des profils par la méthode des trapèzes permet de calculer les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 de la couche limite. Ces épaisseurs sont caractéristiques de la perte, par rapport au modèle de fluide parfait, de débit et de flux de quantité de mouvement dus à la présence de la couche limite. Elles sont définies par les équations 6.1 et 6.2, valables pour un écoulement incompressible, et permettent de déduire le facteur de forme H (équation 6.3) dont l'évolution est représentative de la nature de la couche limite. Les profils de comparaison ont été établis dans le cas d'écoulement de vitesse uniforme sur une plaque plane. Le profil laminaire est le profil de Blasius défini par le polynôme d'ordre 4 de Pohlhausen (équation 6.4) et le profil turbulent est issu de l'expérience et est défini par l'équation 6.5.

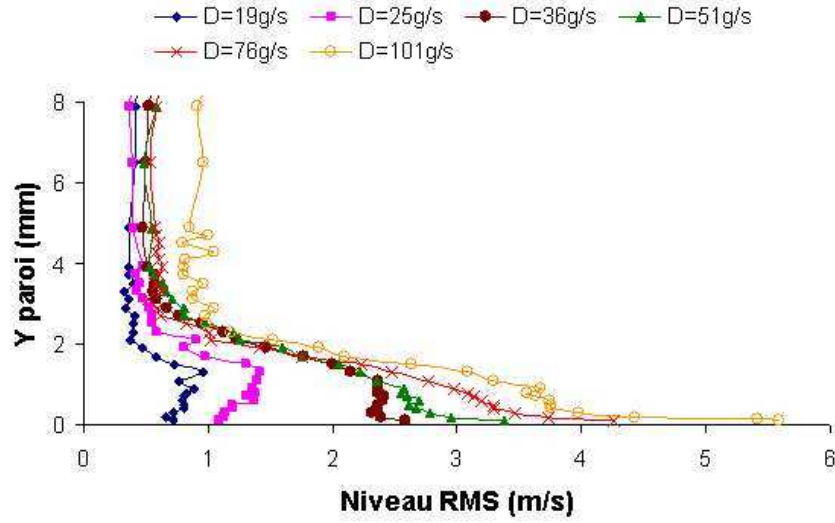


Figure 6.22: Profils de niveau RMS de couche limite au bord de fuite ($Z = 89$ mm) pour différents débits amonts

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{V}{V_{ext}}\right) dy \quad (6.1)$$

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{V}{V_{ext}} \left(1 - \frac{V}{V_{ext}}\right) dy \quad (6.2)$$

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (6.3)$$

$$\frac{V}{V_{ext}} = 2\frac{y}{\delta} - 2\frac{y^3}{\delta^3} + \frac{y^4}{\delta^4} \quad (6.4)$$

$$\frac{V}{V_{ext}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \quad (6.5)$$

L'évolution du facteur de forme sur la figure 6.23 présente en premier une décroissance quasi-linéaire puis un palier lorsque le débit amont est supérieur à 40 g/s (i.e. $V_{ext} = 20,6$ m/s). Ce comportement est caractéristique d'une couche limite qui passe d'un état laminaire (débit inférieur à 13 g/s) à un état turbulent (débit supérieur à 40 g/s). La figure 6.24 montre pour six débits différents le profil de vitesse mesuré (courbe V_{expe}), un profil laminaire (courbe Blasius) et un profil turbulent (courbe Turbulent) qui auraient les mêmes vitesse extérieure et épaisseurs de couche limite que le profil expérimental. Pour les faibles débits (19 et 25 g/s), le profil mesuré est très proche du profil laminaire. Au-delà, le profil de vitesse transitionne ($D = 36$ g/s) de la forme laminaire vers la forme turbulente ($D \geq 51$ g/s). Bien que l'écoulement autour d'un profil NACA soit aérodynamiquement différent d'un écoulement sur une plaque plane, ces six graphiques semblent confirmer les conclusions précédentes quant à la nature de la couche limite.

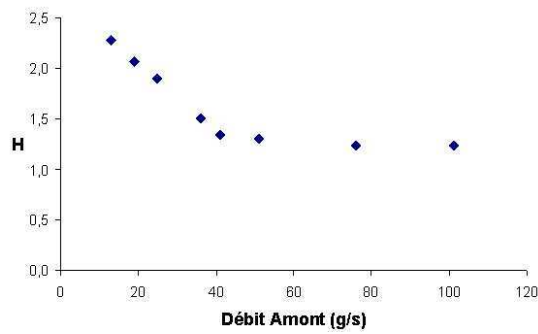


Figure 6.23: Evolution du facteur de forme en fonction du débit imposé en $Z = 89$ mm

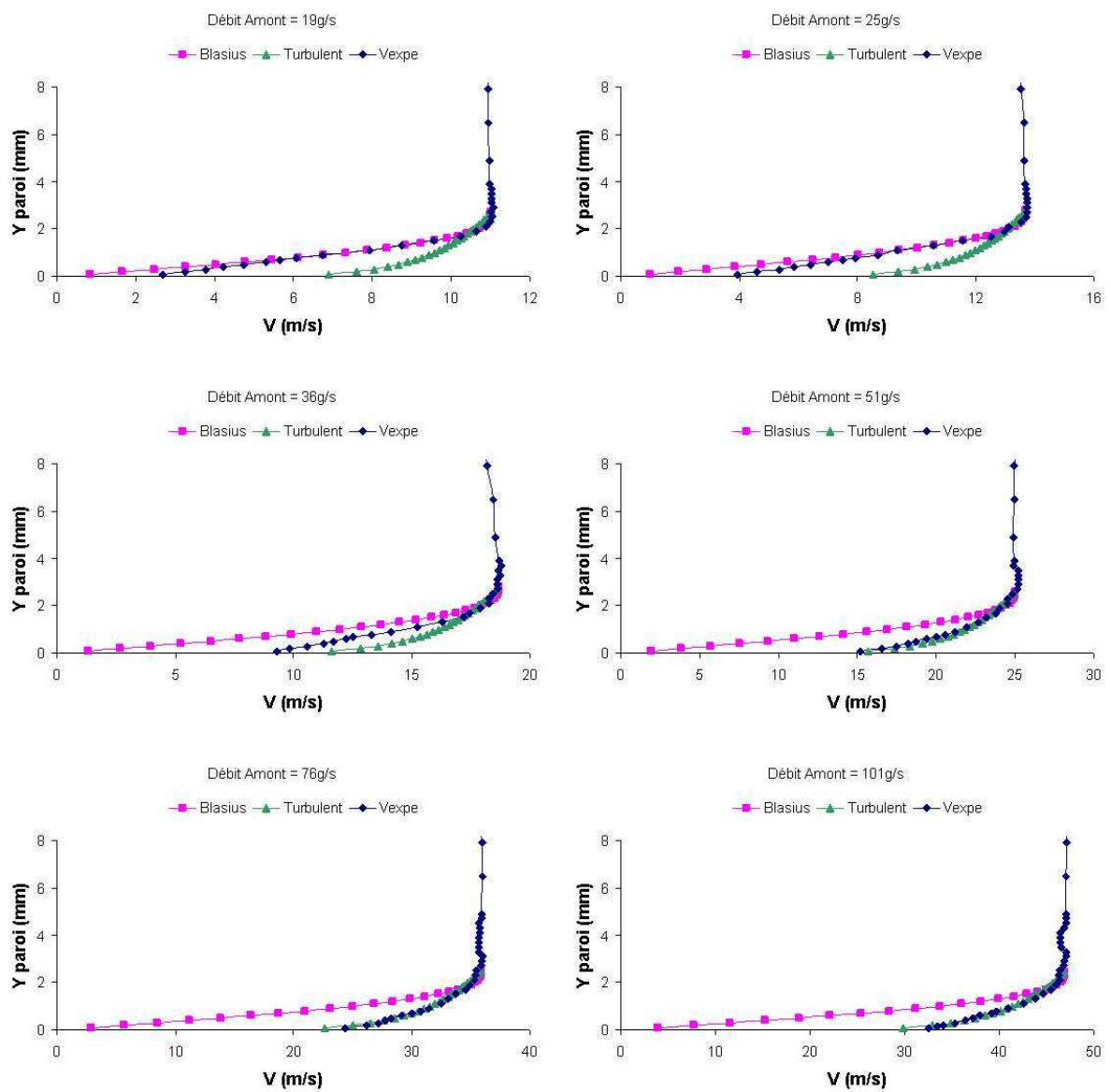


Figure 6.24: Comparaison des profils de couche limite expérimentaux (Vexpe) avec des profils de type plaque plane laminaire (Blasius) et turbulents (Turbulent) ($Z = 89$ mm)

6.4.3 Epaisseur de la couche limite et épaisseur de vorticité

Trois grandeurs aérodynamiques sont particulièrement importantes pour l'analyse des résultats : la vitesse de l'écoulement, l'épaisseur de couche limite et l'épaisseur de vorticité au niveau du bord de fuite de notre injecteur.

Comme il a été vu auparavant, la vitesse extérieure à la couche limite V_{ext} est prise comme vitesse de référence de l'écoulement. Elle est directement lue sur les profils LDA (figure 6.20). A partir de cette donnée et en utilisant toujours les profils de vitesse LDA, l'épaisseur de couche limite δ est calculée et correspond à l'ordonnée où la vitesse locale est égale à 99 % de la vitesse extérieure. Le graphique de gauche de la figure 6.25 donne pour chaque vitesse l'épaisseur correspondante mesurée. Dans la zone où se situe la frontière de la couche limite, les points de mesure sont espacés de 0,1 mm, l'évolution de l'épaisseur se fait donc par palier car elle varie très peu dans cette gamme de vitesse (  peine 0,5 mm entre 20 et 70 m/s). Afin d'obtenir une précision supérieure pour nos calculs ultérieurs, la courbe a été scindée en deux parties délimitées par la nature de la couche limite, puis chacune de ces deux courbes a été lissée par une courbe de tendance. Le choix des courbes de lissage s' st porté sur des courbes en puissance car les profils turbulents sont souvent représentés ainsi. Les équations de lissage sont reportées sur le graphique de droite de la figure 6.25. L'exposant de la courbe turbulente est de $-0,17$ ce qui est bien compris entre les valeurs $-1/6$ et $-1/5$ traditionnellement utilisées dans la littérature.

L'épaisseur de vorticité est dans notre application définie par l'expression 6.6. La calculer exige de connaître la pente maximum de la vitesse. Dans le cas de nos profils, la pente est maximum au niveau de la paroi et est donc proportionnelle à la contrainte de cisaillement. L'épaisseur de vorticité est déduite des profils de vitesse en utilisant le premier point de mesure qui se situe à 0,1 mm de la paroi. Elle est donc calculée à partir de l'expression 6.7. Les résultats obtenus en considérant qu'il n'y a pas d'écoulement liquide ($V_{liquide} = 0$) sont représentés sur la figure 6.26 (gauche). Le même traitement que celui réalisé sur l'épaisseur de couche limite est effectué, les équations régissant les courbes de lissage sont écrites sur la figure de droite. De plus, le tableau 6.2 énumère l'ensemble des équations de lissage pour chaque vitesse fluide rencontrée dans la suite du mémoire.

$$\delta_{\omega} = \frac{V_{air} - V_{liquide}}{\left(\frac{dv}{dy}\right)_{max}} \quad (6.6)$$

$$\delta_{\omega} = \frac{V_{ext} - V_{liquide}}{\frac{v(y=0,1)-0}{0,1-0}} \quad (6.7)$$

$$(6.8)$$

6. DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

$V_{liquide}$ (m/s)	Couche limite transitionnelle $13 \leq D_{air} \leq 40$ g/s $8 \leq V_{air} \leq 20$ m/s	Couche limite turbulente $D_{air} \geq 40$ g/s $V_{air} \geq 20$ m/s
0,0	$\delta_\omega = 10,87.V_{ext}^{-1,36}$	$\delta_\omega = 0,27.V_{ext}^{-0,16}$
1,0	$\delta_\omega = 7,97.V_{ext}^{-1,27}$	$\delta_\omega = 0,24.V_{ext}^{-0,13}$
1,5	$\delta_\omega = 6,68.V_{ext}^{-1,22}$	$\delta_\omega = 0,22.V_{ext}^{-0,11}$
2,0	$\delta_\omega = 5,51.V_{ext}^{-1,16}$	$\delta_\omega = 0,20.V_{ext}^{-0,10}$
2,5	$\delta_\omega = 4,46.V_{ext}^{-1,10}$	$\delta_\omega = 0,19.V_{ext}^{-0,08}$
3,0	$\delta_\omega = 3,53.V_{ext}^{-1,03}$	$\delta_\omega = 0,18.V_{ext}^{-0,06}$

Tableau 6.2: Equations permettant le calcul de l'épaisseur de vorticité. V_{ext} (m/s) est la vitesse de l'écoulement d'air hors de la couche limite au niveau du bord de fuite, l'épaisseur de vorticité δ_ω est exprimée en mm.

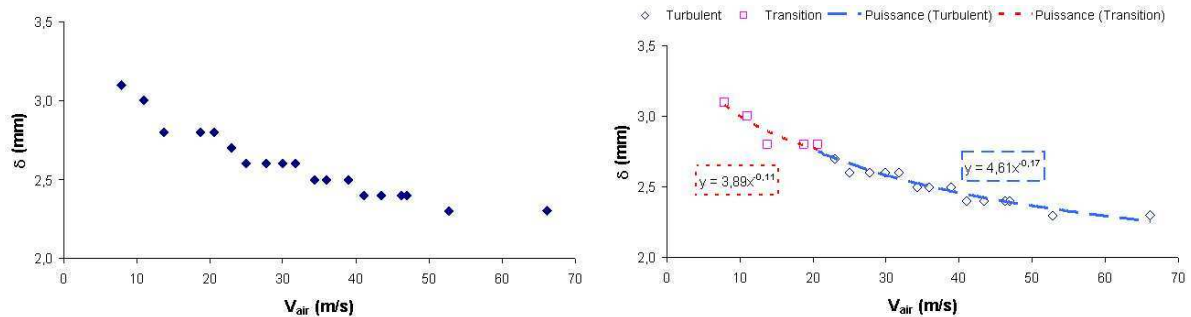


Figure 6.25: Evolution de l'épaisseur de couche limite en fonction de la vitesse d'air. Données calculées à partir des profils LDA de couche limite (gauche). Courbes de tendance avec leur équations dans les parties transitionnelle et turbulente (droite)

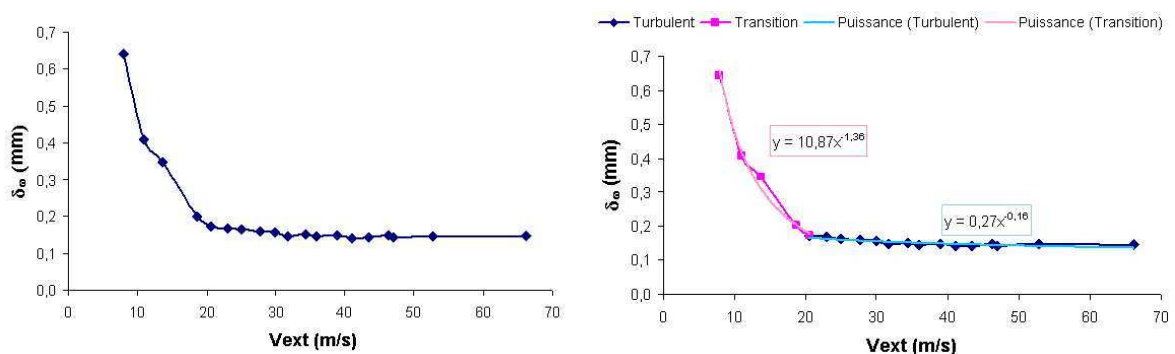


Figure 6.26: Evolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de la vitesse d'air. Données calculées à partir des profils LDA de couche limite (gauche). Courbes de tendance avec leur équation dans les parties transitionnelle et turbulente (droite)

Chapitre 7

Caractérisation de la nappe liquide

Ce chapitre est consacré aux études menées sur l'atomisation assistée de nappes liquides. Les recherches sur l'utilisation d'actionneurs électro-aérodynamiques en vue d'améliorer la pulvérisation feront l'objet du chapitre suivant. Les sections suivantes s'intéressent donc aux différents mécanismes de rupture d'une nappe liquide. Trois liquides sont à l'étude : l'eau, l'éthanol et le kérosène. Les mécanismes de rupture sont caractérisés par la fréquence globale longitudinale d'oscillation, la longueur d'onde de l'instabilité transversale, la longueur de rupture et la granulométrie ; l'évolution de ces paramètres est observée en fonction du débit d'air, du débit et de la nature du liquide. Pour appréhender ces problèmes, des images de la pulvérisation des nappes liquides sont d'abord présentées, elles sont extraites de séquences qui permettent de déterminer la longueur d'onde transversale et la longueur de rupture. Les évolutions de ces deux paramètres sont donc mesurées et comparées à des résultats issus de la bibliographie. Ensuite, est présentée une étude sur la fréquence d'oscillation globale. Le dernier point traité dans ce chapitre est un essai de modélisation basique des phénomènes afin d'estimer la granulométrie finale à partir des conditions aérodynamiques et physiques d'entrée.

Les discussions qui suivent s'appuient sur un grand nombre de figures et de graphiques. Un trop grand nombre de ces figures pouvant gêner la lecture du manuscrit, seul un exemple de résultat est montré dans chaque section. L'ensemble de tous les résultats est présenté dans les annexes A et B.

7.1 Observations générales de la pulvérisation de nappes liquides

Les détails structurels des mécanismes de rupture sont mis en évidence sur les quatre diaporamas des figures 7.1, 7.2, 7.3 et 7.4. Les photographies présentées sont de même nature que celles disponibles dans la littérature [6, 37, 45] démontrant ainsi la qualité de notre installation et les possibilités de comparaisons. En premier lieu, une ondulation longitudinale de petite longueur d'onde apparaît dès la sortie de l'orifice, elle est notamment bien visible sur les dernières images de la nappe de kérosène. L'apparition des ligaments et le brouillard de gouttes qui découle de leur pulvérisation viennent ensuite.

Pour chaque fluide, les diaporamas présentent des photographies montrant la rupture de la

nappe pour différentes valeurs des vitesses des écoulements gazeux et liquides. Les lignes de ces diaporamas montrent l'influence de la vitesse du liquide et les colonnes celle de la vitesse de l'air. Une simple observation de ces images met en évidence qu'une augmentation de la vitesse d'air diminue la longueur de rupture, la taille des gouttes, augmente le nombre de ligaments tout en réduisant l'espace qui les sépare. L'influence de la vitesse d'injection est plutôt évidente sur la longueur de rupture mais difficilement appréciable sur la taille et le nombre des ligaments.

D'après ces photographies, la nature du liquide n'affecte pas ou peu les structures physiques de la pulvérisation, i.e. les mêmes instabilités sont observables. Il faut tout de même remarquer que les vitesses gazeuses utilisées pour rompre la nappe d'eau sont plus importantes que celles utilisées pour pulvériser les nappes de kérosène et d'éthanol. La figure 7.4 met particulièrement ce point en lumière. En effet, toutes les prises de vue ont été réalisées avec un écoulement gazeux de 26 m/s et il est évident que la pulvérisation de l'eau est moins efficace que celle des deux autres fluides. La longueur de rupture est plus grande, il y a moins de ligaments et les amas d'eau issus de la rupture des ligaments ne sont pas atomisés.

Ces observations préliminaires donnent des informations qualitatives sur l'influence des écoulements gazeux et liquides et des propriétés physiques des fluides. Un traitement de l'ensemble de ces images a permis d'évaluer les longueurs de rupture et l'espace inter-ligaments en fonction des paramètres aérodynamiques et physiques (cf. section suivante).

7.1. Observations générales de la pulvérisation de nappes liquides

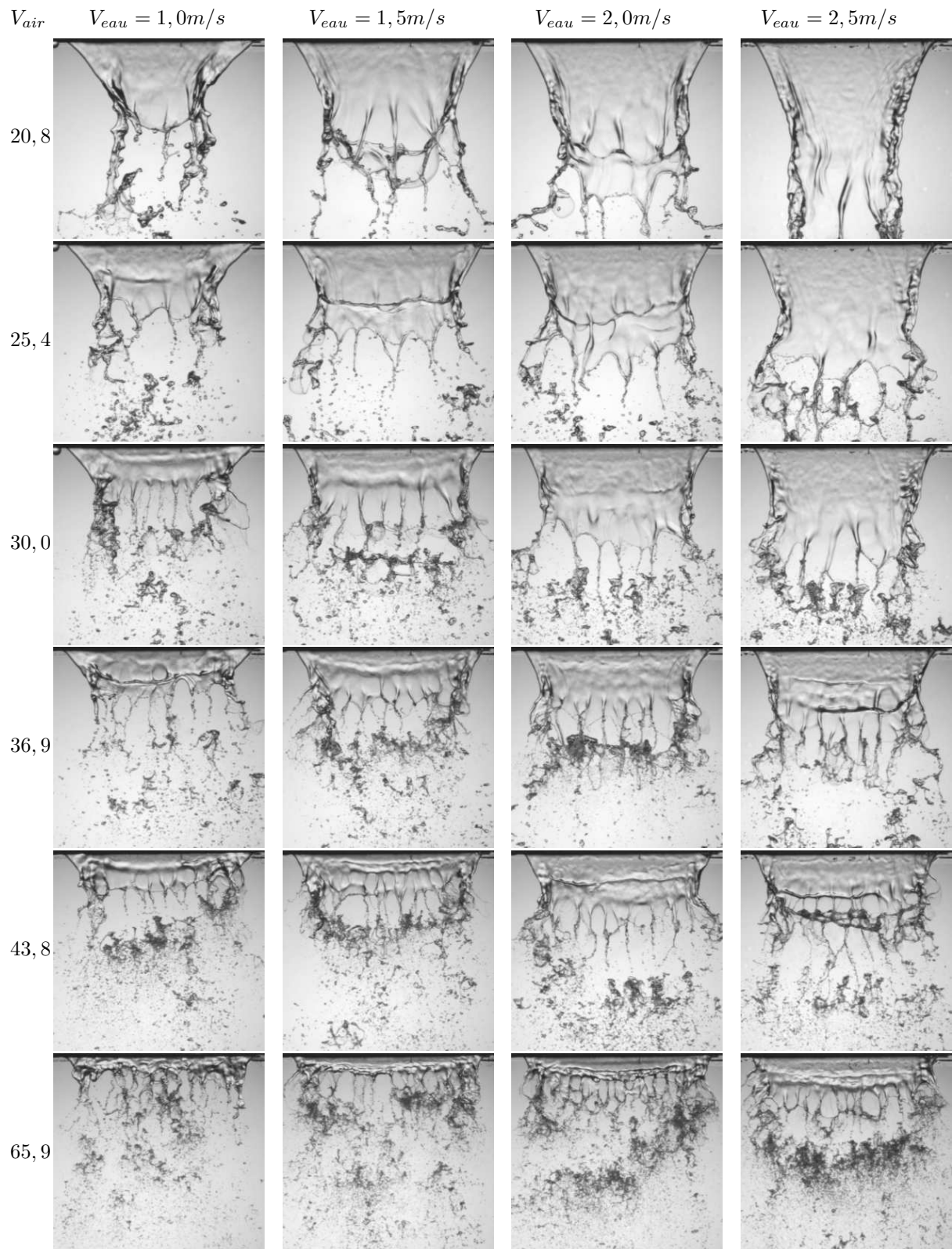


Figure 7.1: Fragmentation d'une nappe d'eau. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm

7. CARACTÉRISATION DE LA NAPPE LIQUIDE

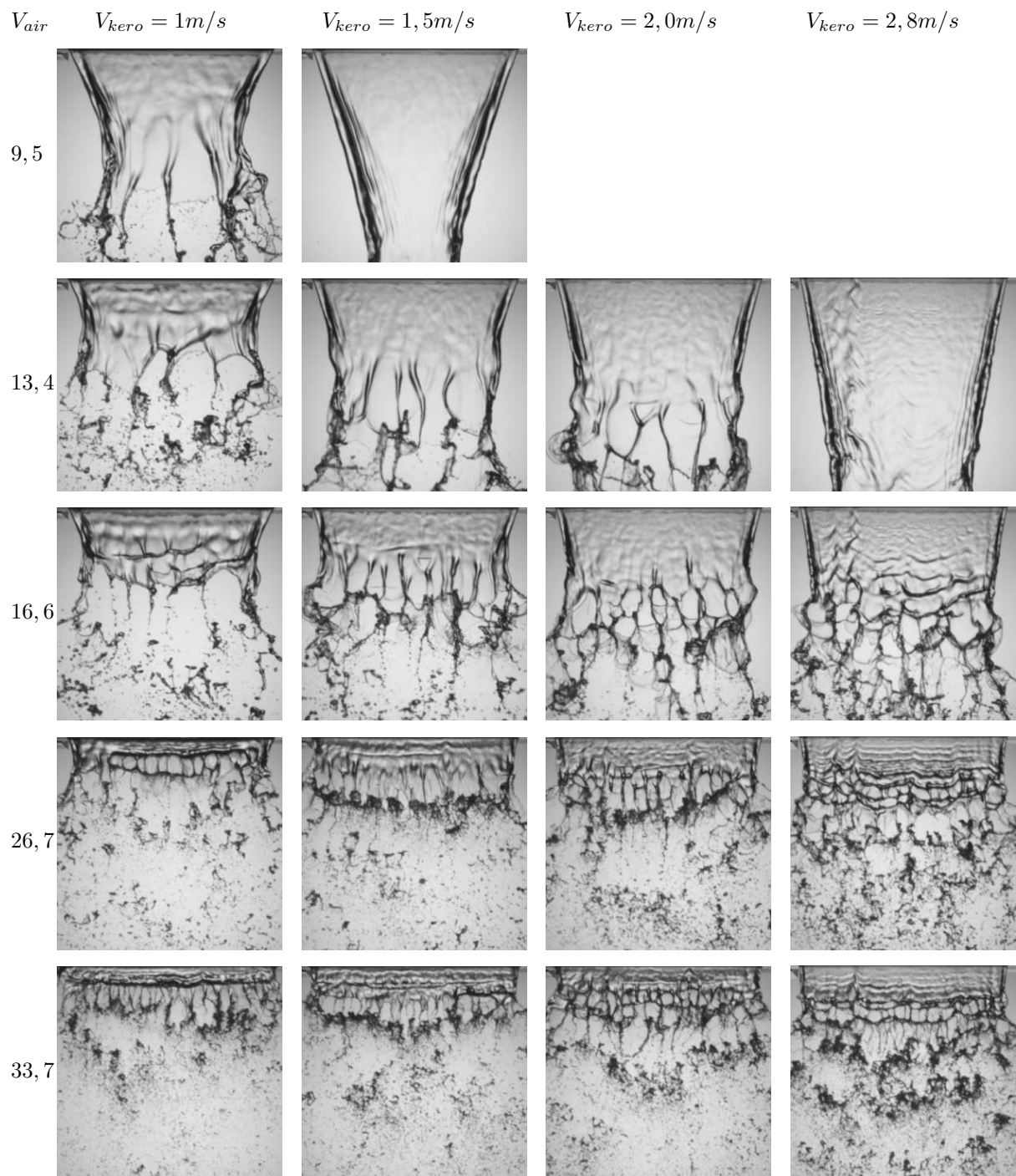


Figure 7.2: Fragmentation d'une nappe de kérosène. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm

7.1. Observations générales de la pulvérisation de nappes liquides

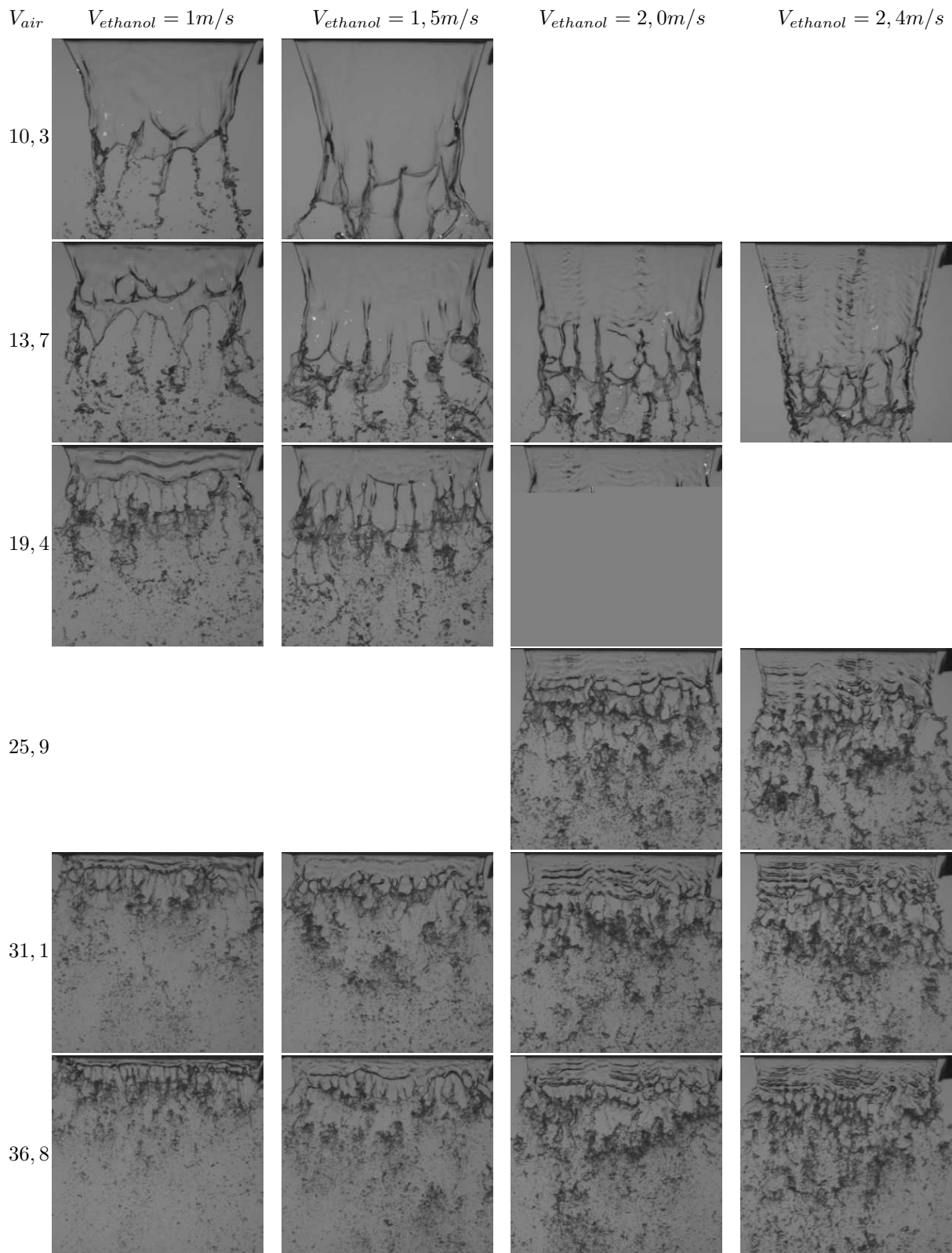


Figure 7.3: Fragmentation d'une nappe d'éthanol. Evolution en fonction de la vitesse liquide (ligne) et de la vitesse gazeuse (colonne). Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm

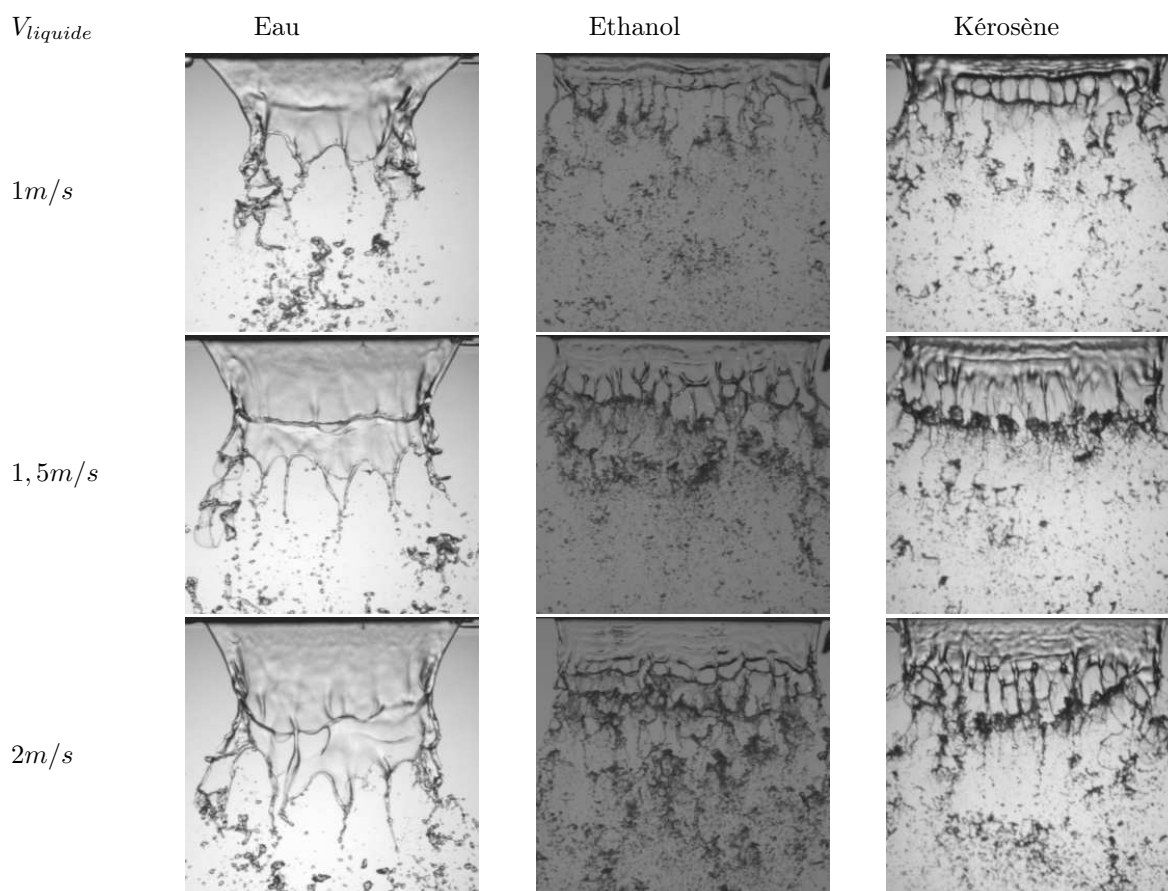


Figure 7.4: Comparaison de la fragmentation de nappes d'eau, d'éthanol et de kérosène. $V_{\text{air}} = 26$ m/s.
Images : largeur 42,8 mm, hauteur 40,6 mm

7.2 Traitement des images

7.2.1 Longueur de rupture

Les images précédentes donnent accès à la mesure de la longueur de rupture L_b . Ses variations sont représentées en fonction de la vitesse d'air extérieure au bord de fuite sur le graphique de la figure 7.5.a. pour le kérosène. Plusieurs courbes caractérisées par des valeurs de la vitesse liquide comprises entre 1 et 3 m/s sont tracées. Le graphique de la figure 7.5.b montre quant à lui l'influence de la nature du liquide dans le même système d'axes. Tous les autres résultats sont présentés en annexe sur les figures A.5 et A.6.

La longueur de rupture décroît lorsque la vitesse d'air augmente et naturellement croît lorsque le débit liquide augmente. Dans le premier cas, ce phénomène est causé par l'augmentation de l'énergie de cisaillement aérodynamique et dans le deuxième cas par le double effet d'une réduction de la vitesse relative entre l'air et le liquide et une augmentation de l'inertie de la nappe. La décroissance observée semble régie par une équation en puissance négative de la vitesse d'air. Des tests numériques à l'aide du logiciel Excel confirment cette impression visuelle. En effet, plusieurs types de courbe de tendance ont été employés pour lisser les courbes expérimentales :

courbes de type exponentielle, polynomiale et puissance. Ce sont ces dernières qui dans tous les cas donnent à la fois une allure de courbe physiquement acceptable et un coefficient de corrélation le plus proche de 1. Les courbes exponentielles ne lissent pas très bien les mesures et, si un polynôme passe aisément par tous les points, l'allure de sa courbe ne correspond pas toujours à la physique du phénomène (e.g. croissance locale de L_b). La figure 7.5.a montre également le lissage des courbes du kérosène. A quelques exceptions près, les équations de lissage obtenues sur l'ensemble des courbes indiquent une décroissance de l'exposant de la vitesse d'air lorsque la vitesse du liquide augmente. Ceci traduit une diminution de l'influence de la vitesse liquide sur la longueur de rupture, les efforts aérodynamiques deviennent prépondérants devant les efforts de cohésion de la nappe et l'écoulement gazeux pilote alors seul la rupture.

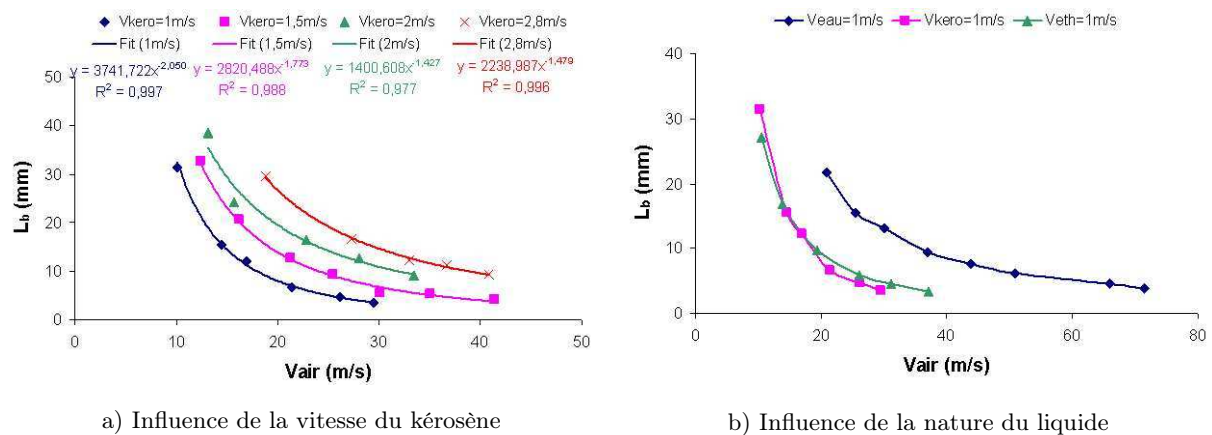


Figure 7.5: Evolution de la longueur de rupture L_b du kérosène en fonction de la vitesse d'air.

Deux conclusions principales sont à dégager de la figure 7.5.b. L'eau dont la densité et la tension superficielle sont plus grandes que celles du kérosène et de l'éthanol nécessite un cisaillement aérodynamique beaucoup plus important pour obtenir une longueur de rupture équivalente à celles des deux autres fluides. Les courbes du kérosène et de l'éthanol se superposent presque mettant ainsi bien en évidence le rôle de la masse volumique et de la tension de surface dans le phénomène de rupture.

7.2.2 Espacement inter-ligaments

L'évolution de l'espace inter-ligaments est calculée à partir des mêmes séquences d'images que précédemment. Cet espace est noté λ_{\perp} parce qu'il correspond à la longueur d'onde transversale secondaire. Il est représenté sur des graphiques de nature équivalente à ceux relatifs à la longueur de rupture. Le graphique de gauche de la figure 7.6 montre par conséquent les variations de l'espace inter-ligaments pour un des liquides et celui de droite compare les différences de comportement d'un liquide à l'autre. Les figures A.7 et A.8 de l'annexe A présentent le reste des résultats. Les mêmes remarques et commentaires peuvent être faits sur ces courbes que ceux émis à propos des courbes représentant la longueur de rupture. La différence essentielle réside dans le fait que cet espace semble beaucoup moins sensible au débit liquide imposé. En effet, toutes les courbes de la figure 7.6.a sont quasiment superposées laissant ainsi supposer que cette longueur d'onde est pilotée, dans cette gamme de vitesse des phases, principalement par le flux

d'air et par la nature du liquide mais peu par le débit liquide.

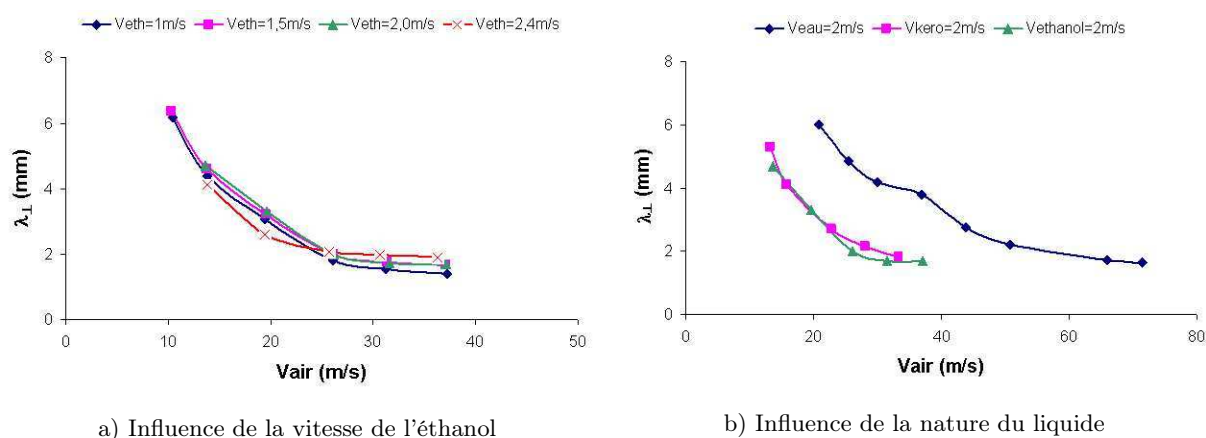


Figure 7.6: Evolution de l'espace inter-ligaments λ_{\perp} en fonction de la vitesse d'air.

7.3 Mesure de la fréquence d'oscillation globale de la nappe

A l'instar de la longueur de rupture et de l'espace inter-ligaments, l'évolution de la fréquence est présentée en fonction de la vitesse d'air (cf. annexe A : figures A.9 et A.10). Les graphiques de la figure 7.7 a et b montrent respectivement son évolution pour un fluide à différentes vitesses du kérosène et son évolution pour les trois liquides à une vitesse liquide fixée. Sur chacun des graphiques, la fréquence d'oscillation globale f croît de manière quasiment linéaire excepté pour l'eau où une légère inflexion de la croissance est observée pour les grandes vitesses d'air. Ce comportement est en bon accord avec les résultats issus des publications telles que la thèse de Carentz [6], et de Lozano [32, 33].

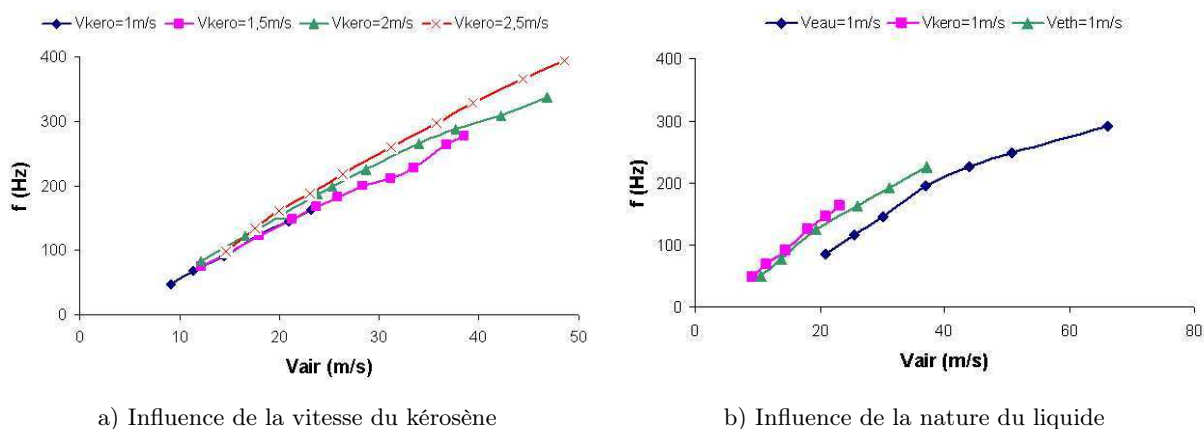


Figure 7.7: Evolution de la fréquence d'oscillation globale en fonction de la vitesse d'air.

La vitesse liquide influe sur la longueur de rupture au travers d'une relation en puissance que l'analyse des résultats montrera. Cette vitesse n'a également quasiment pas d'influence sur la longueur d'onde secondaire. Une représentation de ces grandeurs dans un système d'axes où V_l serait en abscisse ne présente pas un grand intérêt pour la compréhension des phénomènes.

7.3. Mesure de la fréquence d'oscillation globale de la nappe

En revanche, il en est tout à fait différemment au sujet de la fréquence d'oscillation globale. En effet, la figure 7.8 met en évidence un comportement non trivial de la fréquence en fonction de la vitesse d'injection du liquide. Ce type de graphique a déjà été réalisé par Mansour et Chigier [35] et Lozano [31]. Généralement, trois zones nommées a, b et c sont définies. Cette dernière zone où la fréquence est quasi-constante n'apparaît pas dans nos mesures, il faudrait certainement explorer des vitesses de la phase liquide plus importantes pour la révéler. Les zones a et b sont caractérisées par une augmentation puis une diminution de la fréquence avec la vitesse du liquide. Cette allure de courbe est plus progressive dans la zone b, elle peut être expliquée par une analogie avec le battement d'un drapeau au vent. Pour les faibles vitesses du liquide, la longueur de rupture est petite et offre peu de prise au vent. Au fur et à mesure que la vitesse liquide et donc que la longueur de la nappe augmente, la nappe offre plus de surface à l'écoulement d'air et son flux de quantité de mouvement qui augmente aussi "rigidifie" la nappe. Celle-ci est alors de plus en plus facile à balloter par les deux flux d'air de part et d'autre, la fréquence augmente par conséquent. Passé une vitesse liquide critique, le cisaillement aérodynamique n'est plus prépondérant et l'énergie d'injection de la nappe est trop importante pour que l'air puisse mouvoir la nappe plus rapidement. La fréquence décroît alors comme le ferait la fréquence de battement d'un drapeau qui s'allongeant deviendrait de plus en plus lourd et par la même plus difficile à bouger. Dans la zone a, la vitesse relative est si importante que la formation des ligaments a lieu dès l'orifice de sortie. Ce sont donc eux qui vont répondre aux sollicitations de l'écoulement et imposer la fréquence d'oscillation. Lorsque la vitesse liquide augmente, la longueur des ligaments et/ou leur épaisseur augmentent aussi ce qui dans un premier temps offre plus de prise au vent et explique l'augmentation de la fréquence. Cet effet est rapidement atténué par l'apparition d'une longueur intacte de la nappe à l'extérieur de l'injecteur, les ligaments ne réagissent alors plus à l'oscillation. Sa fréquence diminue et la transition vers la zone b s'opère.

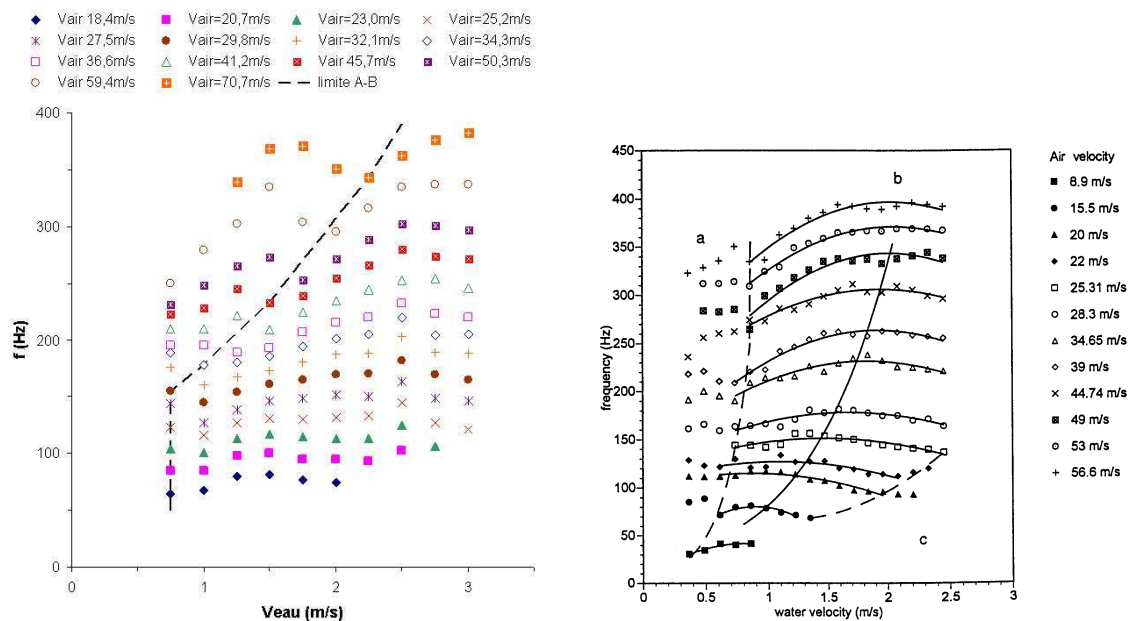


Figure 7.8: Evolution de la fréquence d'oscillation globale en fonction de la vitesse d'eau. Gauche : mesures de la présente étude. Droite : mesure de Lozano [31].

7.4 Paramètres et nombres adimensionnés pertinents

Les résultats bruts présentés ci-avant révèlent un comportement de notre système diphasique similaire à ceux identifiés dans la littérature. La longueur de rupture et la longueur d'onde transversale sont des fonctions décroissantes de la vitesse de l'écoulement gazeux et la fréquence d'oscillation globale croît avec celle-ci. Ces similitudes dans les évolutions des paramètres témoignent de la bonne qualité des installations mais ne permettent pas de mettre en relief des paramètres d'entrée universels responsables et pilotes des mécanismes de rupture et de fragmentation de la nappe. Afin de mettre en relation les données du problème avec les paramètres de sortie, des expressions basées sur l'utilisation de nombres sans dimension sont recherchées.

7.4.1 Longueur de rupture

Corrélation de Park et al.

La longueur de rupture a fait l'objet de récentes investigations par Park et al. [37]. Ces auteurs utilisent un système à trois veines (cf. figure 6.5 page 98) qui délivre une nappe d'eau de $254 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Un système d'acquisition vidéo et de traitement d'images semblable à celui présenté dans le chapitre précédent permet d'obtenir l'évolution de la longueur de rupture lorsque les vitesses de l'eau et de l'air varient. Les résultats de ces investigations sont regroupés sur la figure 7.9 issue de leur publication [37]. S'appuyant sur une étude de stabilité linéaire, un temps théorique de rupture est calculé à partir du taux de croissance maximal (équation 7.1). Une constante de proportionnalité C entre ce temps théorique et le temps mesuré est évaluée pour correspondre aux observations. Cette constante est égale à 8 et la droite noire du graphique de droite de la figure 7.9 représente les variations de ce temps de rupture ajusté en fonction de la vitesse relative des écoulements. La longueur de rupture peut alors être donnée par le produit de ce temps avec la vitesse liquide (équation 7.2).

$$t_b = C \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{e}{v_r} \text{We}^{-0,5} \quad (7.1)$$

$$\frac{L_b}{e} \propto \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{v_l}{v_r} \text{We}^{-0,5} \quad (7.2)$$

Les mesures de la présente étude ont été exploitées à l'aide de la relation précédente et les courbes obtenues sont affichées sur la figure 7.10 a et b et les figures B.1 et B.2 de l'annexe B. La corrélation 7.2 permet d'obtenir la réunion des résultats sur une courbe unique. Ceci tend à montrer la bonne interprétation des différents paramètres mis en évidence par l'analyse numérique. Toutefois, une étude paramétrique révèle quelques petites incohérences qui font l'objet de la discussion qui suit.

Discussion du modèle de Park et al.

La corrélation de Park fait intervenir un rapport de quantités de mouvement et un nombre de Weber doté d'un exposant de -0,5. Ce nombre est construit à l'aide de la vitesse relative des deux fluides et de l'épaisseur de la nappe liquide. Cette loi de type puissance prévoit donc une évolution de la longueur de rupture proportionnelle à $V_l^1 \times V_g^{-2}$. Pour vérifier ceci, les variations

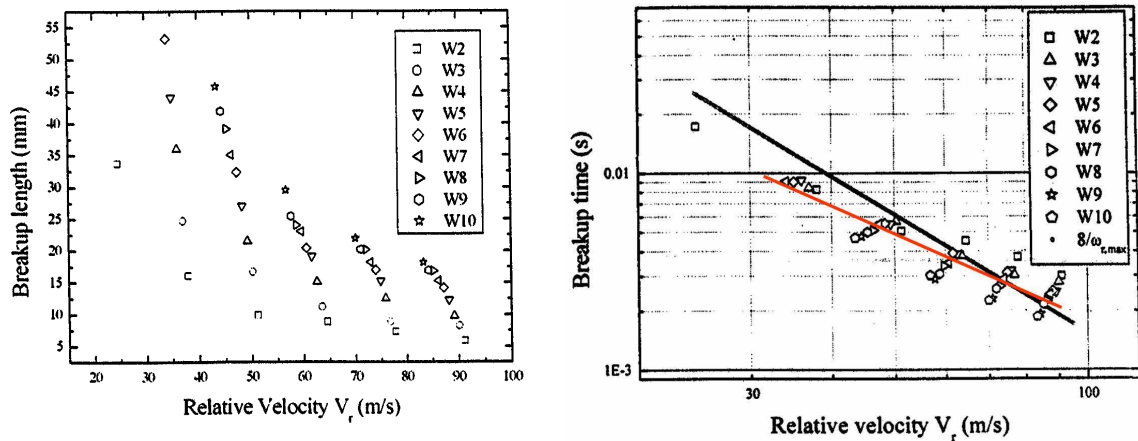
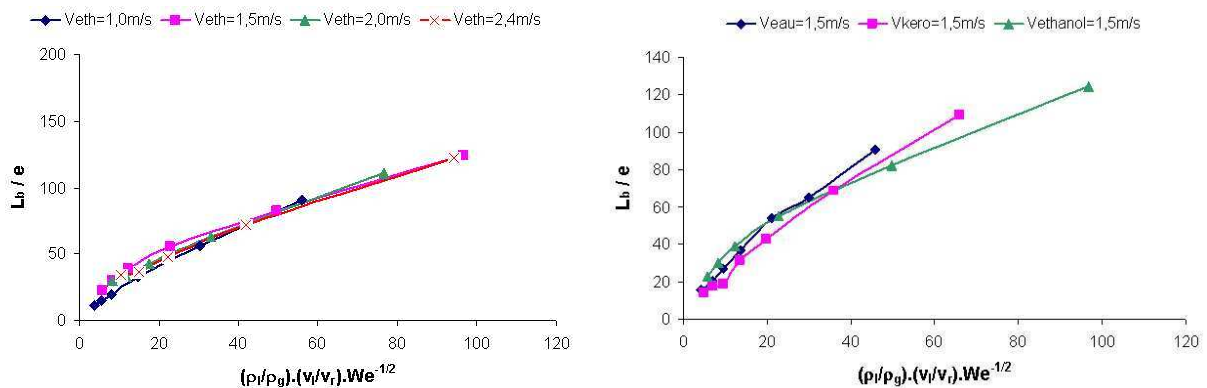


Figure 7.9: Résultats expérimentaux de Park et al. [37]. Gauche : Variation de la L_b en fonction de la vitesse relative V_r , chaque symbole correspond à une vitesse liquide. Droite : Evolution en échelle logarithmique du temps de rupture en fonction de la vitesse relative. La droite noire a une pente de -2 et la rouge a une pente de -1,48.

du logarithme de la longueur de rupture ont été tracées en fonction des logarithmes des vitesses fluides en gardant constant tous les autres paramètres. Si la loi est de type puissance alors les points s'alignent et la pente de cette droite correspond à l'exposant du paramètre libre.

Le graphique du haut de la figure 7.11 montre quelques exemples des droites obtenues en exprimant la longueur de rupture en fonction de la vitesse relative. Les équations des droites sont inscrites sur le graphique, leur coefficient directeur est compris entre -1,51 et -1,30. En faisant une moyenne sur tous les liquides et toutes les vitesses liquides, un coefficient de -1,38 est trouvé. Or, le coefficient directeur prévu par la corrélation est de -2. Les erreurs de mesure pourraient être à l'origine d'une telle différence. Cependant, le tracé d'une droite passant mieux au milieu des points de mesure de Park révèle un coefficient directeur de -1,48 (en rouge sur la figure 7.9 (droite)). Les points relatifs aux mesures de Park ont été relevés sur le graphique de



a) Influence de la vitesse de l'éthanol

b) Influence de la nature du liquide

Figure 7.10: Corrélation de Park et al.

7. CARACTÉRISATION DE LA NAPPE LIQUIDE

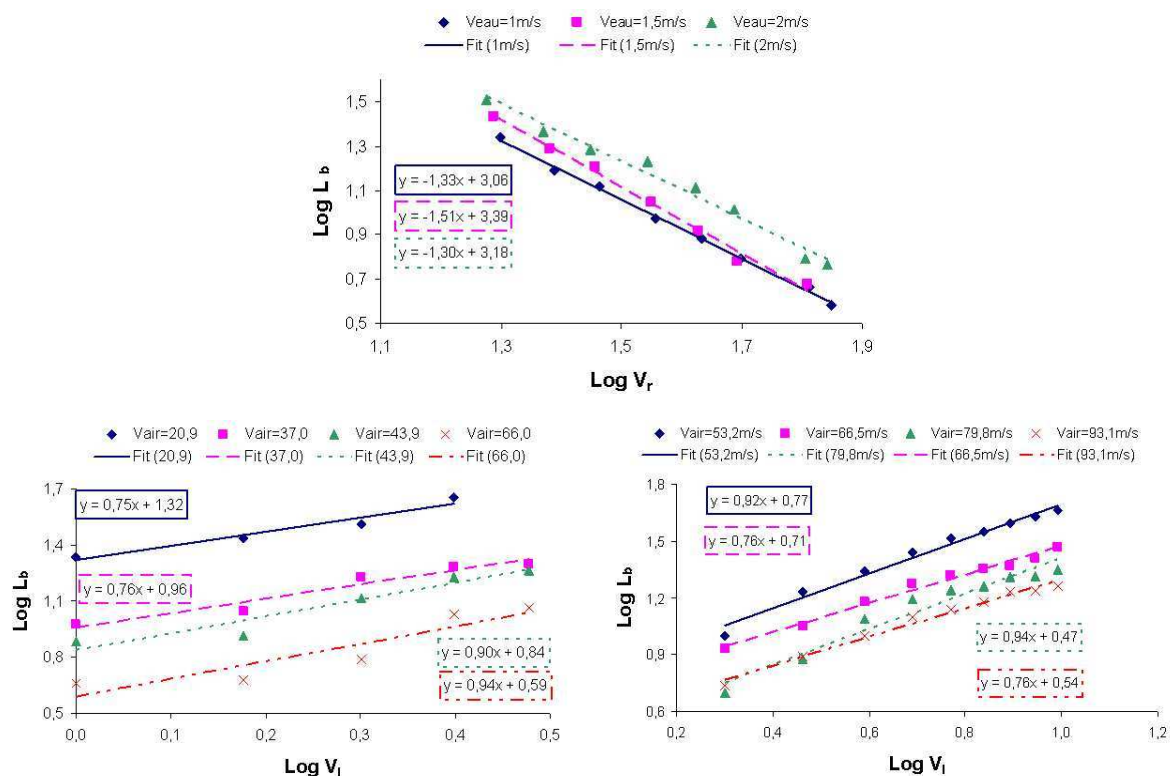


Figure 7.11: Tracé des évolutions du logarithme de la longueur de rupture en fonction de la vitesse relative (haut) et de la vitesse du liquide : résultats de Larricq (gauche), résultats de Park (droite).

gauche de la figure 7.9. En utilisant la même méthode que précédemment sur les graphiques en bas de la figure 7.9, les coefficients directeurs obtenus sont de 0,89 dans le cas des résultats de Park et de 0,84 dans le notre.

Dans le but d'obtenir des exposants se rapprochant un peu mieux du dépouillement des résultats, la corrélation 7.3 est proposée. Les courbes des figures 7.12, B.3 et B.4 sont obtenues en appliquant cette relation à l'ensemble des résultats expérimentaux. A l'instar de la corrélation de Park, la courbe définie est unique quel que soit le liquide ou sa vitesse. De plus, il est à remarquer qu'il s'agit d'une droite, i.e. régie par une équation linéaire. Appliquée sur les points de mesure de Park, la relation montre la même faculté à réunir les courbes sur une même droite et la figure 7.12.b témoigne du fait que cette droite correspond à celle calculée avec les mesures de cette étude. La constante de proportionnalité a été calculée en faisant une moyenne sur l'ensemble des droites obtenues avec nos données.

$$\frac{L_b}{e} = 0,087 \frac{\rho_l}{\rho_g} M^{-3/8} We^{-3/8} \quad (7.3)$$

$$L_b \propto V_l^{3/4} \times V_g^{-3/2} \quad (7.4)$$

La relation 7.3 s'est construite en trois temps. Tout d'abord, deux nombres sans dimension ont été choisis en fonction des phénomènes physiques qu'ils représentent, il s'agit du rapport M et du nombre de Weber We . Le nombre M exprime le rapport des flux de quantité de mouvement,

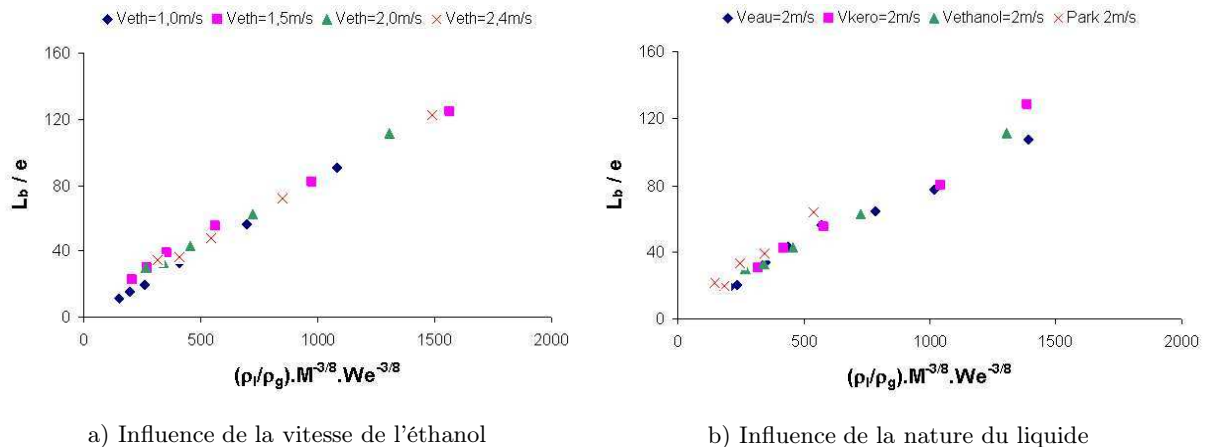


Figure 7.12: Evolution de la longueur de rupture adimensionnée : Equation 7.3

il est défini par $\rho_g v_g^2 / \rho_l v_l^2$. Physiquement, il caractérise le rapport de forces entre les écoulements d'air et de liquide, ce terme est donc un bon indicateur de la pénétration du liquide dans l'air. Il est à noter que ce nombre apparaît dans un grand nombre de corrélations sur la longueur de dard liquide des jets (cf. tableau 5.2 page 89), celle-ci définissant également la pénétration du liquide dans l'air. Le deuxième paramètre choisi est le nombre de Weber qui souligne l'opposition entre les forces de cisaillement aérodynamique et les forces de tension de surface. La longueur de rupture définit le lieu où la cohésion de la nappe assurée par les efforts de tension de surface n'est plus maintenue, le choix du nombre de Weber dans la relation paraît donc naturel. Ensuite, deux critères ont prévalu pour choisir les exposants de ces nombres sans dimension : la nécessité d'obtenir des exposants pour les vitesses des fluides proche de ce qu'indiquent les expériences et la volonté d'avoir des exposants proches de ce qui est trouvé dans la littérature. Le traitement des résultats expérimentaux indique que l'exposant de la vitesse liquide est compris entre 0,75 et 1 et que celui de la vitesse de l'air est compris entre -1,5 et -1,3. La revue bibliographique présente souvent une influence des nombres M et We inversement proportionnelle à leur racine carrée. Le couple d'exposants $(-3/8; -3/8)$ concilie au mieux ces deux critères de sélection et détermine l'évolution de la longueur de rupture en $V_l^{3/4} \times V_g^{-3/2}$. Enfin, le rapport des masses volumiques a été insérée dans la relation afin de corréler les résultats obtenus avec les différents liquides.

En conclusion, la corrélation proposée adimensionne correctement nos résultats ainsi que ceux de Park. Les exposants des vitesses d'air et d'eau sont en meilleur accord avec les résultats expérimentaux, y compris ceux de Park. Si la construction de notre corrélation laisse une certaine latitude dans le choix du couples d'exposant des nombres de Weber et M , les résultats à disposition ne permettent pas de trancher. Cependant, des expériences sont en préparation au banc d'essai LACOM de l'ONERA et devraient notamment dégager l'influence de la pression de l'air et donc celle de sa masse volumique. Elles devraient en principe mettre en évidence l'exposant de la masse volumique gazeuse et la confirmation de la relation 7.3 ou la détermination d'une autre relation sera alors possible.

7.4.2 Fréquence d'oscillation globale

Revue bibliographique

Les trois principales études sur le sujet ont été menées par Carvalho et al. [7], Lozano et al. [32, 33] et Carentz de l'ONERA [6]. Ces trois auteurs définissent des corrélations pour extrapoler l'évolution de la fréquence d'oscillation globale. Dans ces relations, la fréquence est combinée avec l'épaisseur de la nappe et la vitesse d'un des fluides pour former un nombre sans dimension appelé nombre de Strouhal ; il s'écrit $St = f.e/v$. Carvalho et Carentz utilisent la vitesse du liquide pour l'adimensionnement et Lozano utilise la différence $v_g - v_{min}$ où v_{min} correspond à un minimum de vitesse nécessaire pour déstabiliser la nappe. Cette vitesse minimum est extraite des graphiques représentant la fréquence en fonction de la vitesse du gaz, les premiers points de ce type de graphique sont quasiment alignés et cette droite coupe l'axe des abscisses en v_{min} . Dans la suite de l'exposé, le nombre de Strouhal basé sur la vitesse liquide sera noté St_l et celui basé sur la vitesse gazeuse St_g . L'évolution de ces nombres de Strouhal est dépendante du rapport des flux de quantité de mouvement M ou d'un nombre équivalent dans la corrélation de Carvalho. Les résultats de Carvalho et Lozano sont montrés sur la figure 7.13. Globalement, chacune de ces corrélations a la faculté de réunir leurs différents résultats. En lissant leur courbes, Carentz et Carvalho obtiennent respectivement les équations 7.5 et 7.6. Les valeurs de Lozano semblent présenter une croissance en puissance puis un palier lorsque M dépasse 0,5. Cette valeur du rapport M correspond à la frontière entre la zone b et la zone c des graphiques (v_l, f) . Un relevé de point sur sa courbe montre que son nombre de Strouhal évolue dans la zone b selon l'équation 7.7.

$$\frac{f.e}{v_l} = 0,10M^{0,50} \quad (7.5)$$

$$\frac{f.e}{v_l} = 0,13M^{0,38} \quad (7.6)$$

$$\frac{f.e}{v_g - v_{min}} = 0,14M^{0,07} \quad (7.7)$$

Les graphiques de Carvalho et Lozano ont été reproduits avec nos mesures (cf. figures B.5, B.6, B.7 et B.8). Deux exemples sont montrés sur la figure 7.14. D'après ces courbes, le nombre de Strouhal liquide semble mieux adapté pour l'adimensionnement.

Etude des corrélations

Les corrélations précédentes prévoient la dépendance de la fréquence vis-à-vis des vitesses fluides selon les expressions 7.8, 7.9 et 7.10 respectivement issues des relations de Carentz, Carvalho et Lozano. Dans ces expressions, la vitesse liquide possède toujours un exposant très faible synonyme d'une quasi indépendance de la fréquence vis-à-vis de cette vitesse. La vitesse de l'écoulement d'air dotée d'un exposant proche de 1 semble donc piloter seule la fréquence de

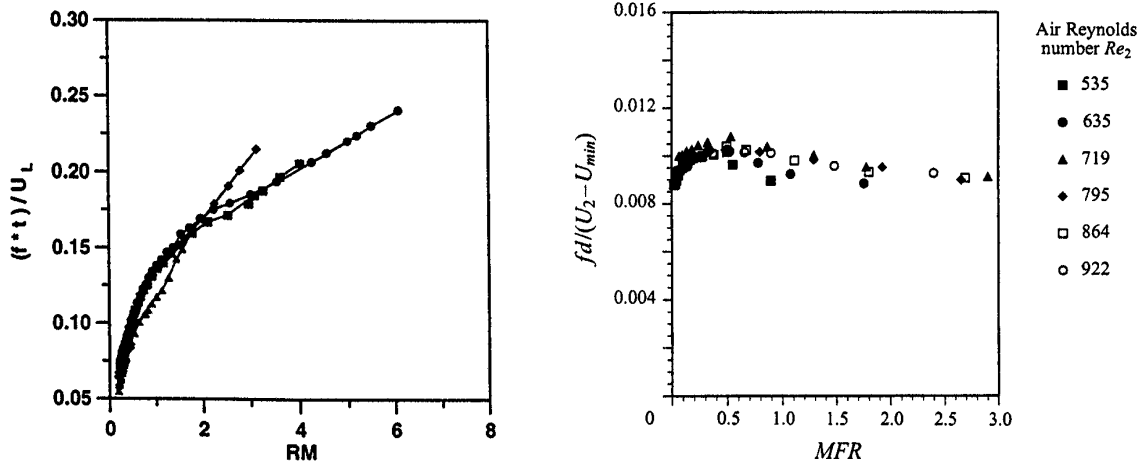


Figure 7.13: Evolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement. Gauche : Mesure de Carvalho et al. [7], RM (Ratio Momentum) = $2M$. Droite : Mesure de Lozano et al. [32], MFR (Momentum Flux Ratio) = M .

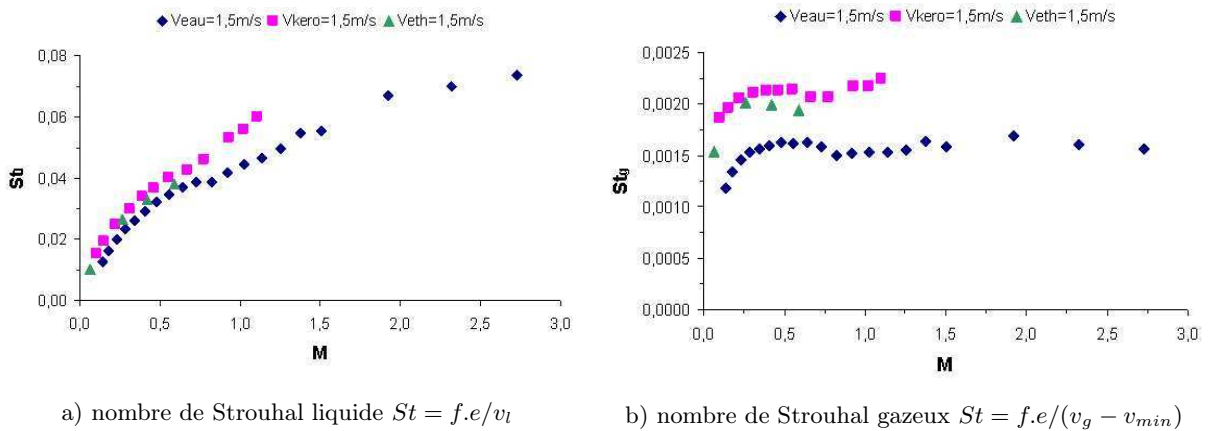
battement.

$$f \propto v_g^1 v_l^0 \quad (7.8)$$

$$f \propto v_g^{0,76} v_l^{0,24} \quad (7.9)$$

$$f \propto (v_g - v_{min})^1 v_g^{0,14} v_l^{-0,14} \simeq v_g^{1,14} v_l^{-0,14} \quad (7.10)$$

Au sujet de la vitesse liquide, la figure 7.8 met clairement en évidence que la fréquence varie avec cette vitesse et que sa dépendance ne peut être simulée par une loi mathématique de type puissance. Cependant, une analyse comparative de ces courbes avec celle représentant l'évolution de la fréquence en fonction de la vitesse du gaz montre que, dans la gamme de vitesse explorée, une variation de 50 % de la vitesse liquide modifie en moyenne la fréquence de 10,7 % alors que la même variation de la vitesse gazeuse entraîne une modification moyenne de 61,2 %. Ceci démontre



a) nombre de Strouhal liquide $St = f.e/v_l$

b) nombre de Strouhal gazeux $St = f.e/(v_g - v_{min})$

Figure 7.14: Evolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement.

la prépondérance de l'influence de la vitesse gazeuse par rapport à celle de la vitesse liquide et justifie le fait que les relations précédentes soient très peu sensibles à la vitesse d'injection.

Afin de quantifier l'influence de la vitesse de l'air les courbes de variation des logarithmes ont été tracées. Deux d'entre elles sont représentées sur la figure 7.15 et sont représentatives de l'ensemble des résultats. Comme il a déjà été fait précédemment, une régression linéaire a été effectuée sur ces points. Le graphique de gauche implique une dépendance de la fréquence en $v_g^{1,15}$ et celui de droite une dépendance en $(v_g - v_{min})^{0,87}$. Les points du graphique exprimé en $\log(v_g - v_{min})$ sont mieux alignés que leurs homologues en $\log v_g$. De plus, les graphiques de la figure 7.7 montrent une légère inflexion de la croissance de la fréquence en fonction de la vitesse du gaz, ce qui interdit une relation entre ces deux grandeurs où la vitesse aurait un exposant supérieur à 1. Par conséquent, l'utilisation de la grandeur $(v_g - v_{min})$ comme vitesse de référence paraît judicieuse. Une moyenne faite sur tous les résultats indique un exposant de cette différence de vitesse égale à 0,91 pour des vitesses minimum de 8,96 m/s pour l'eau, de 2,74 m/s pour le kérosène et de 2,22 m/s pour l'éthanol.

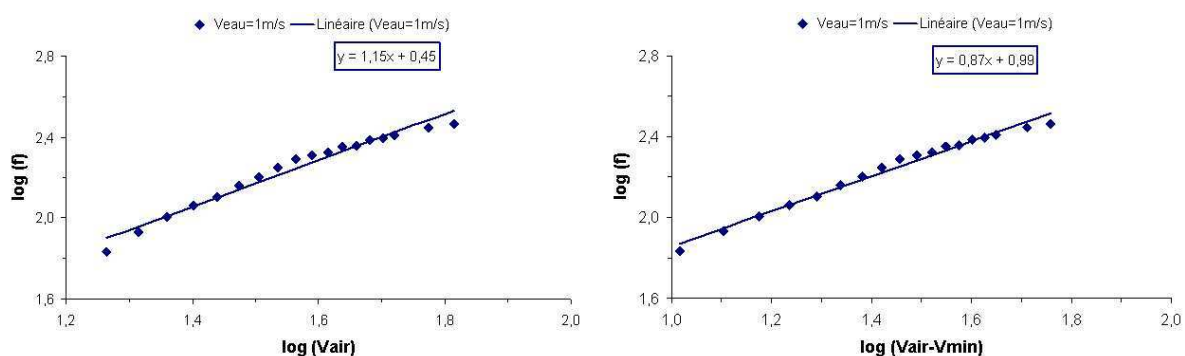


Figure 7.15: Evolution du logarithme de la fréquence d'oscillation globale en fonction du logarithme de la vitesse de l'air (gauche) et de la différence $(v_g - v_{min})$ (droite).

Toutes les corrélations exposées présentent une évolution de la fréquence d'oscillation régie par une relation inversement proportionnelle à l'épaisseur et ce, quelles que soient les conditions aérodynamiques. Des expériences menées à l'ONERA dans le cadre de la thèse de Carentz [6] et dans le cadre du stage ingénieur de Baert [3] montrent que ce n'est pas tout à fait exact. Ces recherches ont été réalisées avec des systèmes d'injection différents qui permettent de modifier l'épaisseur de la nappe dans un intervalle compris entre 200 et 500 μm . Ces injecteurs ressemblent à celui de la présente étude mais diffèrent par la forme de leur profil. Les résultats exploités en grandeurs logarithmiques n'indiquent pas un exposant constant pour l'épaisseur de la nappe. Pour le système d'injection de Carentz, l'épaisseur possède un exposant compris entre -1,4 et -1,2 en fonction des conditions de vitesse des fluides. Pour l'injecteur de Baert, différent du précédent, l'intervalle de l'exposant de l'épaisseur est compris entre -0,5 et -0,15. Ces informations tendent à démontrer que les corrélations précédentes devraient sûrement inclure également des paramètres aérodynamiques décrivant la structure de la couche limite cisillante.

Construction d'une corrélation

La construction d'une nouvelle corrélation s'est appuyée sur trois faits résultants de l'analyse des corrélations antérieures. Tout d'abord, il est possible de considérer que la fréquence est indépendante de la vitesse du liquide. Ensuite, dans le cadre d'une loi mathématique en puissance, le groupe $(v_g - v_{min})$ semble plus indiqué que v_g seule. Enfin, il est nécessaire de faire intervenir des paramètres relatifs à la couche limite. Ces trois critères ont conduit à l'écriture de la relation 7.11.

$$\frac{f.e}{v_l} \propto \left(\frac{\rho_g(v_g - v_{min})^2}{\rho_l v_l^2} \right)^{1/2} \frac{\delta}{\delta_\omega} \quad (7.11)$$

Un rapport de flux de quantité de mouvement a été construit avec le terme $(v_g - v_{min})$ ce qui a pour effet de mieux linéariser les courbes que le nombre M classique. Le rapport δ/δ_ω permet de faire intervenir les grandeurs de la couche limite de manière à ce qu'une augmentation du cisaillement, i.e. une diminution de l'épaisseur de vorticité, augmente la fréquence de battement. Appliquée sur nos données expérimentales, cette relation permet d'obtenir les courbes des figures 7.16, B.9 et B.10. De ces graphiques découle une constante de proportionnalité égale à 0,0034. La cor relation finale est donc donnée par l'équation 7.12 qui est valable pour des vitesses du gaz supérieures à 20 m/s pour l'eau et 8 m/s pour les deux autres fluides.

$$\frac{f.e}{v_l} = 0,0034 \left(\frac{\rho_g(v_g - v_{min})^2}{\rho_l v_l^2} \right)^{1/2} \frac{\delta}{\delta_\omega} \quad (7.12)$$

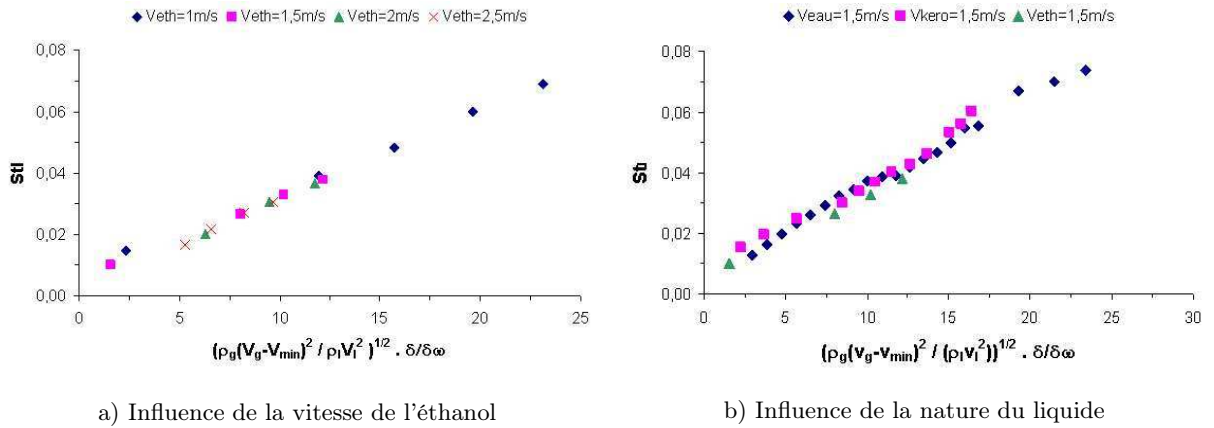


Figure 7.16: Evolution du nombre de Strouhal selon l'équation 7.12

7.4.3 Longueur d'onde secondaire transverse

Les modélisations de la longueur d'onde transversale secondaire les plus abouties ont été réalisées dans le cas de jets plans et annulaires cisailés. Bien que ces systèmes soient différents des nappes planes, une similarité dans le développement d'une instabilité secondaire est à remarquer. En effet, l'apparition d'une oscillation transverse est déclenchée par une oscillation longitudinale de l'interface de grande longueur d'onde. Dans le cas des jets, cette instabilité longitudinale

est de type Kelvin-Helmholtz et, dans le cas des nappes, celle-ci se manifeste par l'oscillation globale. Par conséquent, les corrélations définies dans les travaux de Marmottant [36] et de Hong [18, 19] ont été appliquées sur notre cas. Elles s'expriment par les relations 7.13 et 7.14 issues respectivement des publications de Marmottant et de Hong.

$$\frac{\lambda_{\perp}}{\delta_{\omega}} = C_{Marmottant} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} We_{\delta_{\omega}}^{-1/3} \quad (7.13)$$

$$\frac{\lambda_{\perp}}{\delta} = C_{Hong} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} We_{\delta}^{-1/2} \quad (7.14)$$

où $C_{Marmottant}$ et C_{Hong} sont des constantes.

Les graphiques présentant les variations de cette longueur d'onde adimensionnée sont regroupés dans les figures 7.17, 7.18, B.11, B.12, B.13 et B.14. Que ce soit pour un fluide ou pour les trois, les courbes sont dans l'ensemble assez bien regroupées. Un comportement légèrement moins chaotique est observé de la part des courbes issues de la corrélation 7.14 de Hong. Afin de déterminer quelle corrélation décrit le mieux nos phénomènes, l'influence de différents paramètres a été étudiée.

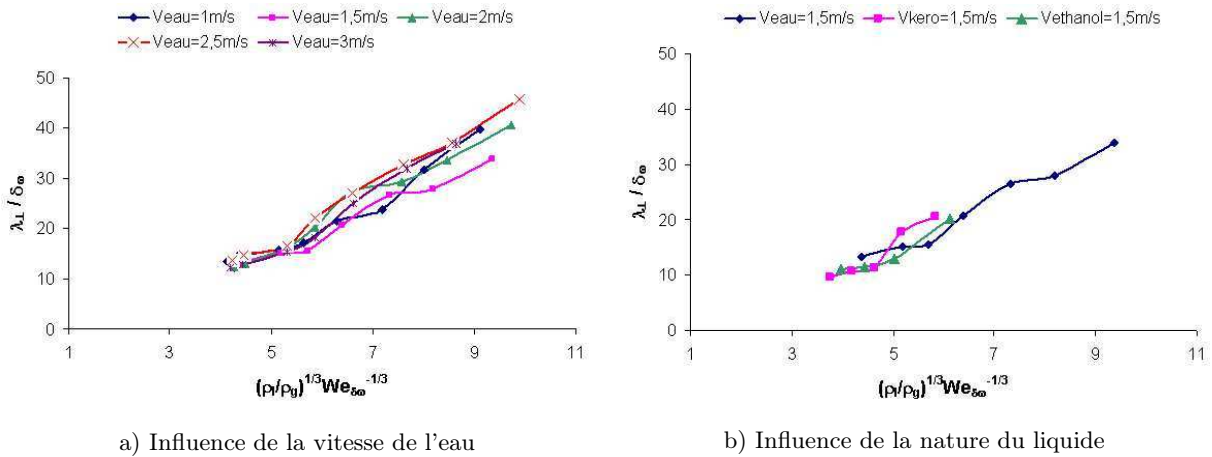


Figure 7.17: Corrélation de Marmottant

Les expressions 7.13 et 7.14 ne font pas intervenir la vitesse du liquide. Dans les développements théoriques de Marmottant et Hong, ce n'est pas la vitesse du liquide qui est responsable de l'instabilité secondaire mais l'accélération de l'interface provoquée par le passage de l'onde longitudinale. Ce résultat théorique est également vérifié dans la présente étude, la figure 7.6.a indique clairement que la vitesse liquide V_l a très peu de poids sur la longueur d'onde de cette instabilité.

D'après ces relations, la longueur d'onde secondaire obéit à des lois de type puissance, il suffit donc de fixer tous les paramètres sauf un et de tracer les variations du logarithme de celle-ci en fonction du logarithme du paramètre libre pour obtenir l'exposant de celui-ci qui n'est autre que la pente de la droite obtenue. Avec les résultats expérimentaux à disposition, il est possible d'obtenir l'exposant de la vitesse de l'air. Toutefois, les exposants de la masse volumique liquide ρ_l et de la tension de surface σ ne sont pas accessibles car ces deux paramètres sont

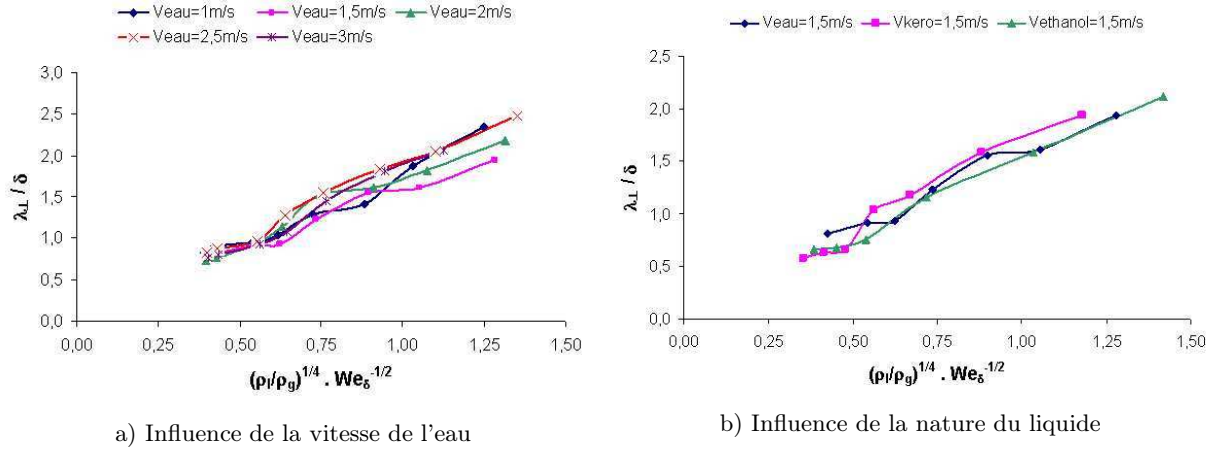


Figure 7.18: Corrélation de Hong

interdépendants. Appliquer cette méthode logarithmique à ces grandeurs nécessiterait d'avoir deux fluides ayant une même tension de surface (respectivement masse volumique) et des masses volumiques différentes (respectivement tensions de surface).

Les calculs de couche limite effectués dans le chapitre précédent ont montré une dépendance de l'épaisseur de couche limite δ en $V_{air}^{-0,17}$ et une dépendance de l'épaisseur de vorticité δ_ω en approximativement $V_{air}^{-0,12}$. Dans les corrélations ci-dessus, ces grandeurs interviennent directement mais également dans le nombre de Weber. La relation entre la longueur d'onde secondaire et la vitesse de l'air s'exprime donc pour ces deux approches par les relations 7.15 et 7.16 concernant respectivement les corrélations de Mamottant et de Hong.

$$\lambda_{\perp} \propto V_{air}^{-0,12} \times V_{air}^{2 \times (-1/3)} \times V_{air}^{-0,12 \times (-1/3)} \propto V_{air}^{-0,75} \quad (7.15)$$

$$\lambda_{\perp} \propto V_{air}^{-0,17} \times V_{air}^{2 \times (-1/2)} \times V_{air}^{-0,17 \times (-1/2)} \propto V_{air}^{-1,09} \quad (7.16)$$

La variation du logarithme de la longueur d'onde secondaire est représentée sur la figure 7.19. Pour chaque liquide, une décroissance linéaire est observée ce qui justifie l'utilisation d'une loi puissance pour exprimer λ_{\perp} . Les équations des droites sont notées sur le graphique, les coefficients directeurs sont -1,09 pour eau, -1,15 pour le kérosène et -1,10 pour l'éthanol. Le même traitement a été effectué sur le reste des points de calcul, les coefficients directeurs des différentes droites sont toujours proches de -1,09. Ces résultats indiquent clairement que la corrélation de Hong prédit correctement le comportement de la longueur d'onde secondaire. A partir des différentes courbes, le coefficient C_{Hong} a été calculé et sa valeur est proche 1,59. Il est donc dès à présent possible d'extrapoler λ_{\perp} à partir des données d'entrée du problème (aérodynamique et fluide). La relation qui lie la longueur d'onde secondaire transversale aux paramètres d'entrée est donc :

$$\frac{\lambda_{\perp}}{\delta} = 1,59 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} We_{\delta}^{-1/2} \quad (7.17)$$

Pour approfondir l'évaluation de cette corrélation, il est désormais nécessaire de refaire ces expériences avec un système d'injection différent pour savoir si la constante de proportionnalité C_{Hong} est toujours la même d'un système à l'autre. En outre, l'influence des paramètres physiques

du gaz n'a pu être testée, des expériences en pression ou avec un autre gaz sont impératives dans le but de modifier la masse volumique qui intervient dans la corrélation.

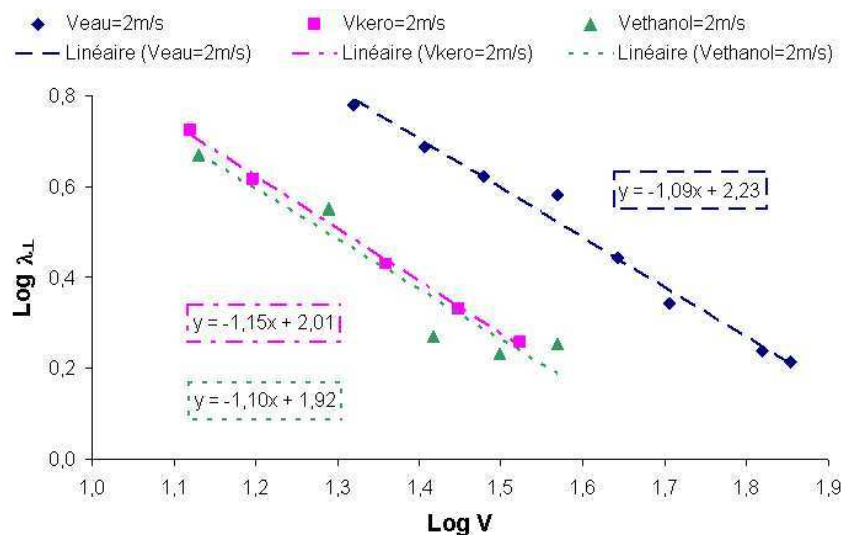


Figure 7.19: Evolution du logarithme de l'espace inter-ligaments en fonction du logarithme de la vitesse d'air

7.5 Etude de la granulométrie

Pour compléter les informations en notre possession sur le système d'injection, la granulométrie des différents brouillards a été mesurée. Les brouillards d'eau réalisés à Toulouse ont été caractérisés à l'aide d'un granulomètre LDA-PDA et ceux d'éthanol et de kérosène générés au banc du Fauga-Mauzac l'ont été en utilisant le granulomètre Malvern. Le choix d'utiliser ces deux outils différents a été imposé par la disponibilité de ces appareils et par leur encombrement. En effet, le granulomètre Malvern n'était pas disponible lors des essais sur les brouillard d'eau et le banc PDA-LDA ne rentrait pas dans le local du Fauga-Mauzac.

L'objectif principal de ces caractérisations est d'obtenir une estimation du diamètre moyen de Sauter (D_{32}). Cette donnée sera utilisée dans la suite du mémoire pour évaluer la validité d'un modèle semi-empirique.

7.5.1 Mesure PDA d'un brouillard d'eau

L'instrument de mesure PDA est connecté à un banc de déplacement permettant de repérer un point de l'espace où la pulvérisation est terminée. Le système d'axe est le même que précédemment (cf. figure 6.19 page 107), seule l'origine a été transférée du bord d'attaque de l'injecteur à son bord de fuite. Pour qu'aucune confusion n'ait lieu, la nouvelle abscisse longitudinale est notée Z_m .

Dans un premier temps, l'évolution du diamètre de Sauter a été mesurée sur l'axe longitudinal OZ_m , elle est représentée sur la figure 7.20.a. Pour chaque couple de vitesses fluides, une

décroissance suivie d'une légère croissance du diamètre est observée au fur et à mesure que la distance à l'orifice de sortie ($Z_m = 0$) augmente. La décroissance s'explique naturellement par les phénomènes de fragmentation primaires et secondaires, la croissance qui n'excède pas les 10 % est certainement due à la coalescence de quelques gouttes. Le point d'abscisse $Z_m = 100$ mm correspond à peu près au minimum de diamètre pour les quatre courbes et donc vraisemblablement au lieu où la pulvérisation du liquide se termine.

A la suite de la détermination de ce point intéressant, des profils transversaux ont été réalisés, ils sont représentés sur la figure 7.20.b, d'autres points de fonctionnement sont visibles sur la figure B.15 de l'annexe B. Pour évaluer un diamètre moyen de Sauter représentatif, une moyenne sur ces profils a été calculée. L'évolution de ces moyennes est reportée sur le graphique 7.21 en fonction de la vitesse d'air. Elle ne semble pas influencée par la vitesse de la phase liquide et décroît probablement selon une loi puissance. D'autres mesures avec des vitesses d'air plus élevées montreraient sans doute l'existence d'une asymptote horizontale.

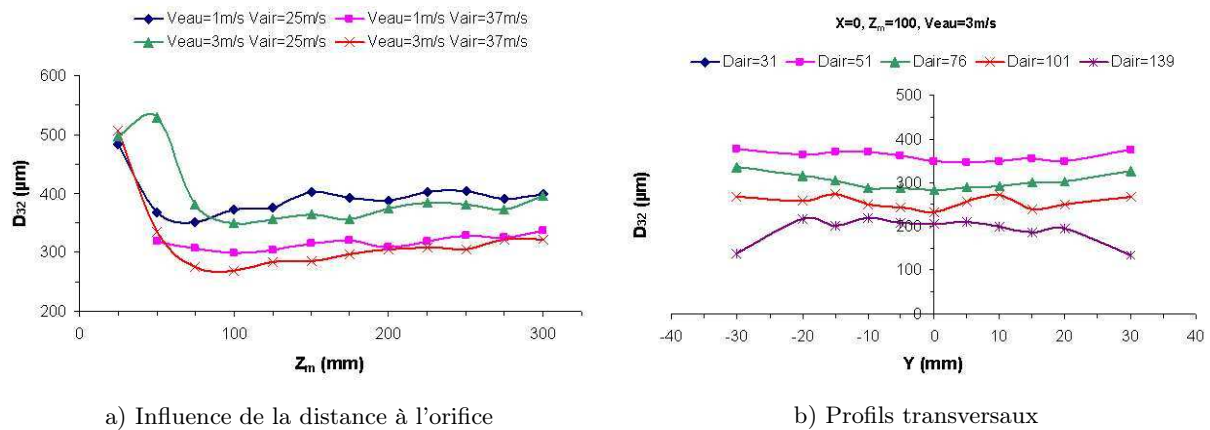


Figure 7.20: Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32})

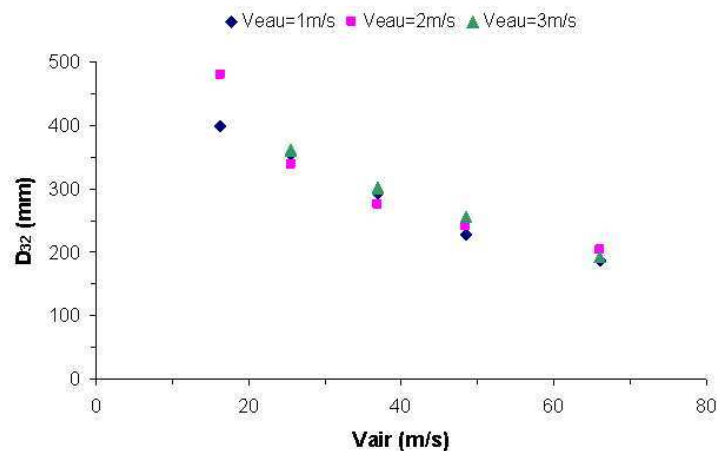
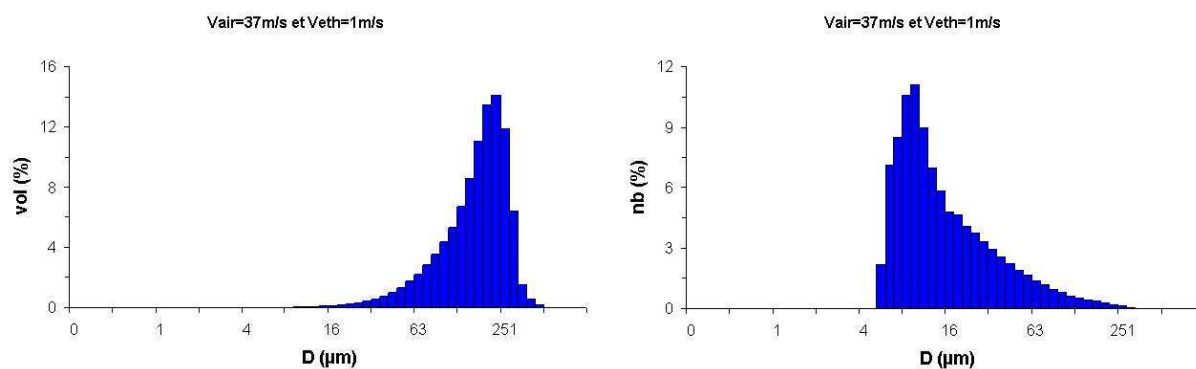


Figure 7.21: Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}) en fonction de la vitesse de l'air

7.5.2 Mesure Malvern de brouillards d'éthanol et de kérosène

L'installation du Fauga-Mauzac n'a pas la capacité d'accueillir le système de mesure LDA-PDA et son banc de déplacement. Un granulomètre Malvern a donc été installé. N'étant pas équipé d'un banc de déplacement, un seul point de mesure a été réalisé, il se situe dans l'axe de l'injecteur 100 mm après l'orifice de sortie. Les figures 7.22 a et b présentent pour un point de fonctionnement de l'éthanol les distributions des tailles de gouttes en volume et en nombre. Il a été vérifié que la précision de l'outil permet de passer d'une distribution à l'autre. Pour ce faire, la distribution en nombre est multipliée par le diamètre au cube et normalisée, la distribution en volume est bien retrouvée. La valeur du diamètre moyen de Sauter délivrée est bien en accord avec les distributions. Ces dernières possèdent les mêmes caractéristiques quelle que soit le couple des vitesses des phases. La distribution en volume présente un pic entre 250 et 300 μm . Ces grosses gouttes sont en très petit nombre d'après la distribution en nombre, cependant, ce sont elles qui pilotent la valeur du D_{32} qui est généralement 10 à 20 % inférieure à la valeur du pic. Le diamètre moyen de Sauter est tracé en fonction de la vitesse de l'air pour le l'éthanol et le kérosène sur les figures 7.23 a et b respectivement. Dans la faible gamme de vitesse utilisée, l'évolution est linéaire et est identique pour les deux liquides. Des expériences avec des vitesses d'air plus élevées feraient sans doute apparaître une asymptote horizontale et une évolution en puissance décroissante. Toutes les mesures précédentes ainsi que ces dernières concernant la taille des gouttes démontrent une nouvelle fois que l'éthanol est un excellent liquide de substitution au kérosène dans les expériences de fragmentation.

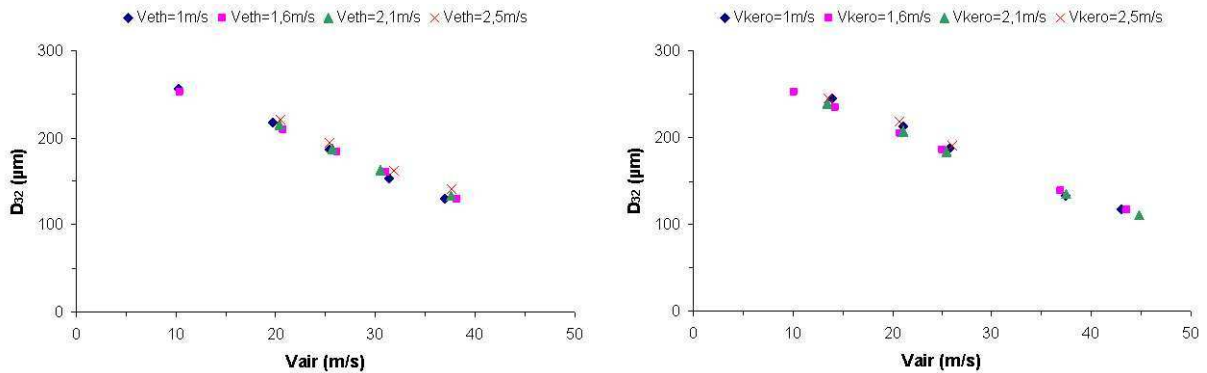


a) proportion du volume total par classe de diamètre b) proportion du nombre total par classe de diamètre

Figure 7.22: Mesure au granulomètre Malvern

7.6 Modélisation de la pulvérisation d'une nappe liquide plane

A partir des corrélations précédentes, une modélisation phénoménologique a été entreprise. Elle s'appuie sur les données aérodynamiques au niveau de la sortie de la nappe liquide et vise à produire une estimation du diamètre moyen de Sauter final.



a) Granulométrie d'un brouillard d'éthanol

b) Granulométrie d'un brouillard de kérosène

Figure 7.23: Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}) en fonction de la vitesse de l'air

7.6.1 Construction du modèle

Le modèle se propose de prendre en compte les différentes étapes de la fragmentation d'une nappe. La première concerne la formation des ligaments et des membranes qui les séparent. La rupture primaire des ligaments sous forme d'amas liquides est simulée dans une seconde étape. Enfin, la pulvérisation secondaire où les amas sont fragmentés en petites gouttes est modélisée dans une dernière étape.

Données d'entrée

Le modèle de pulvérisation présenté ici nécessite de connaître le débit liquide, le débit d'air ainsi que les caractéristiques de la couche limite à l'endroit où la nappe est cisailée. Plus précisément, la connaissance de l'épaisseur de la couche limite et de son épaisseur de vorticités sont indispensables.

Formation des ligaments et des membranes

Lorsque une nappe liquide plane est injectée dans un écoulement gazeux qui la cisaille de part et d'autre, elle se met à battre tel un drapeau au vent. Cette oscillation de grande longueur d'onde provoque l'apparition d'une instabilité secondaire responsable de la digitation de la nappe. Les ligaments ainsi formés sont séparés et éjectés de la nappe quand celle-ci passe par un maximum de son amplitude, c'est-à-dire toutes les demi-périodes d'oscillation globale. La corrélation 7.12 donne accès à la fréquence de battement, sa demi-période rend compte du temps entre chaque lâché de liquide. Connaissant le débit du liquide et ce temps, une masse totale de liquide lâchée à chaque demi-période peut être calculée. Cette masse se répartit dans les membranes et les ligaments. De manière arbitraire, il a été choisi de considérer que 20 % de cette masse sont contenus dans les membranes et que les 80 % restant se répartissent dans les ligaments. La longueur d'onde transverse est alors calculée à partir de la relation 7.17 page 131. Cette longueur est caractéristique de l'espacement entre les ligaments, il suffit par conséquent de diviser la largeur de la nappe par cet espacement pour obtenir le nombre de ligaments. A ce niveau là, la masse de liquide que contient chaque ligament est aisément calculable.

Hypothèses sur les ligaments

Les ligaments sont supposés être des cylindres à base circulaire dont le volume est calculé à partir de la masse précédente et de la masse volumique du liquide. Afin de déterminer le diamètre de ce cylindre, il est impératif de connaître la longueur d'étirement des ligaments L_{lig} . Une nouvelle analyse des images révèle que, comme la longueur de rupture, la longueur des ligaments est très peu sensible à la vitesse de la phase liquide. Un relevé de point sur les images a conduit à déterminer deux lois d'évolution de cette longueur, une pour l'eau et une autre pour le kérosène et l'éthanol (équation 7.18).

$$L_{lig} = 663,5 \cdot 10^{-3} V_{air}^{-1,14} \quad (\text{eau})$$

$$L_{lig} = 534,2 \cdot 10^{-3} V_{air}^{-1,22} \quad (\text{kérosène, éthanol})$$
(7.18)

Ces lois mathématiques en puissance dépendent de deux paramètres : la constante et l'exposant. Les exposants étant proches, la moyenne des deux a été choisie comme exposant unique et des constantes ont à nouveau été calculées afin de correspondre aux résultats expérimentaux. Les nouvelles lois d'évolution de la longueur d'étirement des ligaments sont données par l'équation 7.19 où la constante C_{lig} vaut $747,9 \cdot 10^{-3}$ pour l'eau et $451,9 \cdot 10^{-3}$ pour le couple kérosène/éthanol respectivement.

$$L_{lig} = C_{lig} V_{air}^{-1,18} \quad (7.19)$$

Les longueurs mesurées à partir du traitement d'images sont représentées par les courbes discrètes sur la figure 7.24. Les courbes continues sont déterminées par la relation 7.19 munie de la constante appropriée.

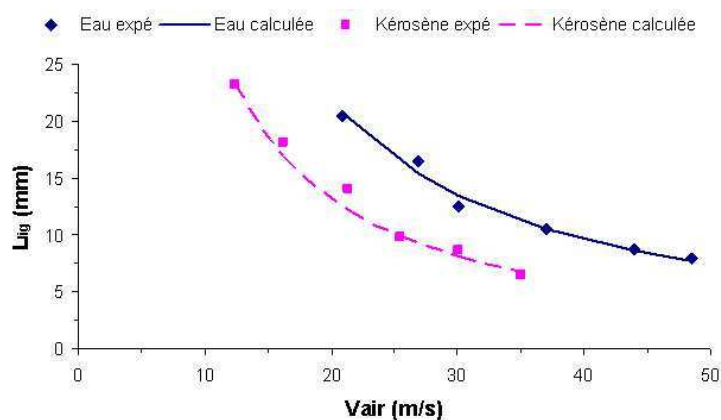


Figure 7.24: Evolution de la longueur d'étirement des ligaments en fonction de la vitesse de l'air

Un manque de temps a empêché d'analyser plus profondément les corrélations obtenues sur la longueur des ligaments. Il est toutefois remarquable que la vitesse de l'air ait un exposant proche de -1 et que le rapport des constantes est quasiment égale à la racine carrée du rapport des tensions de surface ($747,9/451,9 \simeq \sqrt{\sigma_{eau}/\sigma_{ethanol}}$). Il y a donc une forte probabilité que l'inverse de la racine carrée du nombre de Weber intervienne sur la valeur de cette longueur.

Rupture des ligaments

A l'heure actuelle, les mécanismes de rupture des ligaments sont très peu connus, il n'existe aucune corrélation permettant de calculer un diamètre moyen ou la forme des amas liquides issus de cette brisure. Pour simplifier, les amas liquides sont supposés être de grosses gouttes sphériques. La première idée pour prévoir le diamètre de ces amas a été de faire subir aux ligaments une brisure de type Rayleigh-Plateau. Cette instabilité prévoit qu'un jet liquide injecté lentement dans une atmosphère au repos se brise en gouttes dont le diamètre est environ deux fois supérieur au diamètre initial du jet. Nos conditions aérodynamiques ne sont pas du tout celles-ci, cependant, il a été observé que cette hypothèse permettait à notre modèle des prévisions correctes pour l'eau. En ce qui concerne l'éthanol et le kérosène, cette hypothèse conduisait à la formation d'amas trop gros pour être ensuite brisés en gouttes ayant un diamètre proche de celui mesuré. S'inspirant du rapport des constantes précédentes, le diamètre du cylindre ligamentaire n'a plus été multiplié par deux mais par deux fois la racine carré du rapport des tensions de surface. Il résulte de toutes ces hypothèses que les diamètres des amas liquide D_{amas} sont donnés par la relation 7.20.

$$\begin{aligned} D_{amas} &= 2D_{lig} & (\text{eau}) \\ D_{amas} &= 1,22D_{lig} & (\text{kérosène, éthanol}) \end{aligned} \quad (7.20)$$

Modèle de fragmentation secondaire

La modélisation de la fragmentation des amas en gouttes a été réalisée à l'aide de la corrélation de Wert [52]. Cette relation prévoit un diamètre moyen de Sauter des gouttes filles à partir du diamètre arithmétique de la goutte mère (l'amas) en fonction de l'intervalle auquel appartient le nombre de Weber de l'amas. Chaque plage de nombre de Weber représente un mode de rupture. Cette relation est donnée par le système 7.21 où l'exposant * symbolise les valeurs propres à l'amas. Cette corrélation affirme que les amas dont le nombre de Weber est plus petit que 12 ne se brisent pas. Nos observations ont conduit à faire l'hypothèse que dans ce régime de rupture le diamètre moyen de Sauter est trois fois inférieur au diamètre initial de la goutte mère.

$$\frac{D_{32}(v^*, D^*)}{D^*} = \begin{cases} \frac{1}{3} & \text{si } We^* \in]0, 12] \\ 0,32(We^*)^{-1/3} \left(\frac{4,1}{(We^* - 12)^{1/4}} \right)^{2/3} & \text{si } We^* \in]12, 18] \\ 0,32(We^*)^{-1/3} \left(\frac{2,45\sqrt{We^* - 12} - 1,9}{(We^* - 12)^{1/4}} \right)^{2/3} & \text{si } We^* \in]18, 45] \\ 0,32(We^*)^{-1/3} \left(\frac{12,2}{(We^* - 12)^{1/4}} \right)^{2/3} & \text{si } We^* \in]45, +\infty[\end{cases} \quad (7.21)$$

Pour calculer le nombre de Weber de l'amas, deux hypothèses ont été faites concernant la vitesse des phases. La vitesse de l'air est supposée constante et égale à la valeur de la vitesse au

niveau de l'injection du liquide ($Z = 89$ mm). La vitesse des amas est considérée égale à celle de la vitesse d'injection. Cette dernière hypothèse sous-entend que les ligaments sont éjectés de la nappe à sa vitesse et que leur rupture se fait suffisamment rapidement pour considérer que les amas n'ont pas été accélérés par le milieu gazeux. Pour s'en assurer, le nombre de Stokes d'un amas a été calculé. Ce nombre caractérise le rapport entre un temps de réponse de la goutte τ_d et un temps caractéristique de l'écoulement porteur τ_f . Il s'exprime par la relation 7.22 où h est la hauteur de la veine d'air. S'il est très inférieur à 1, cela signifie que la goutte répond extrêmement rapidement aux sollicitations de l'écoulement porteur et s'il est très supérieur à 1, cela signifie que la goutte possède une grande inertie et qu'elle est très peu influencée par le gaz. En considérant que l'amas est une goutte de diamètre égal à 1 mm et que la vitesse du gaz est de l'ordre de 25 m/s, la valeur du nombre de Stokes est de 2650. En imaginant que l'erreur faite sur l'estimation du diamètre de l'amas présente un facteur 10 et que le diamètre de la goutte soit en réalité de l'ordre de la centaine de microns, le nombre de Stokes serait toujours 26 fois plus grand que l'unité. L'hypothèse sur la vitesse des amas paraît donc justifiée.

$$St = \frac{\tau_d}{\tau_f} = \frac{\rho_l D^2}{18\mu_g} \times \frac{1}{h/v_g} \quad (7.22)$$

Enfin, ce modèle est fermé par une dernière hypothèse. Le diamètre moyen de Sauter obtenu par la corrélation précédente n'est issu que de la brisure des amas. Afin de prendre en compte l'influence des gouttes de faibles dimensions créées par le déchirement des membranes et par la fragmentation secondaire qui produit aussi des gouttes satellites de petites tailles, le diamètre moyen de Sauter a été pondéré par un coefficient inférieur à 1. Ce coefficient a été calculé pour obtenir un minimum d'écart entre le modèle et les mesures, il est légèrement différent pour chaque fluide et est compris entre 0,8 et 0,9 avec une moyenne de 0,86. Globalement, le modèle surestime donc le diamètre de 14 %.

7.6.2 Synthèse et résultats du modèle

Les différentes étapes de ce modèle sont finalement synthétisées sur la figure 7.25.

Les résultats obtenus avec cette modélisation sont montrés sur la figure 7.26 ci-dessous et sur la figure B.16 de l'annexe B. L'évolution du diamètre moyen de Sauter est représentée en fonction de la vitesse de l'air. Les symboles pleins traduisent les résultats expérimentaux et les creux les prévisions du modèle. Quel que soit le liquide, les résultats des corrélations sont en bon accord avec les observations. L'erreur relative est présentée sur les figures 7.27 et B.17, elle est le plus souvent inférieure à 15 %. La moyenne des valeurs absolues des erreurs relatives est de 9,7 % pour l'eau, de 14,3 % pour le kérosène et de 12,6 % pour l'éthanol. Dans notre cas, c'est-à-dire pour des diamètres de goutte compris entre 150 et 400 μm , cette précision donne une estimation du D_{32} à environ 25 μm près.

7.6.3 Analyse du modèle et perspectives

Le modèle phénoménologique décrit ci-dessus met en évidence un moyen très simple d'estimer le diamètre moyen de Sauter final des gouttes à partir des données d'entrée du problème. Cette estimation s'appuie sur des relations semi-empiriques qu'il nous est ici impossible de confronter

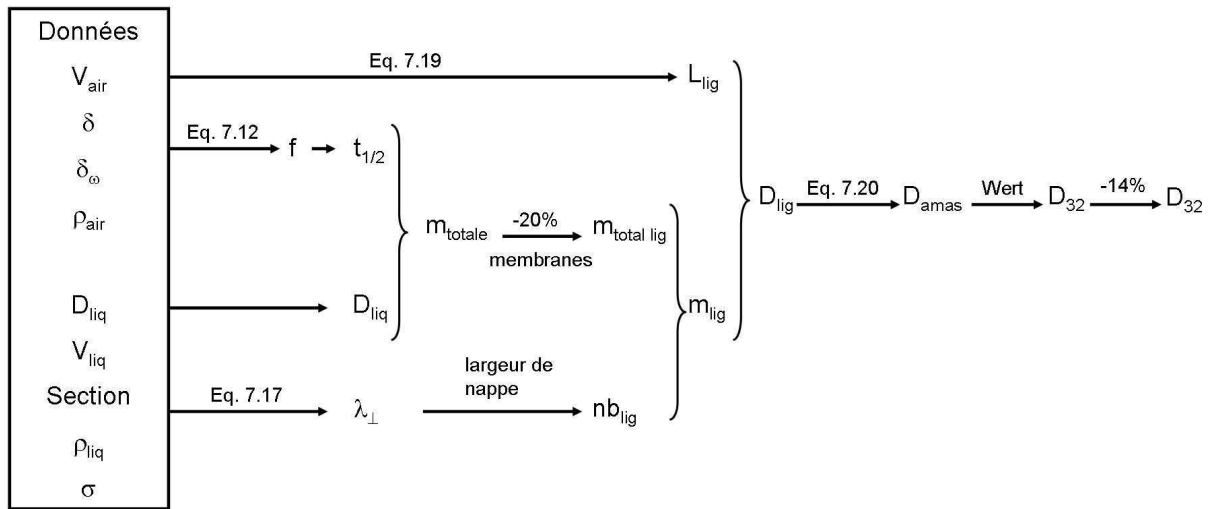


Figure 7.25: Modélisation de la fragmentation d'une nappe liquide plane

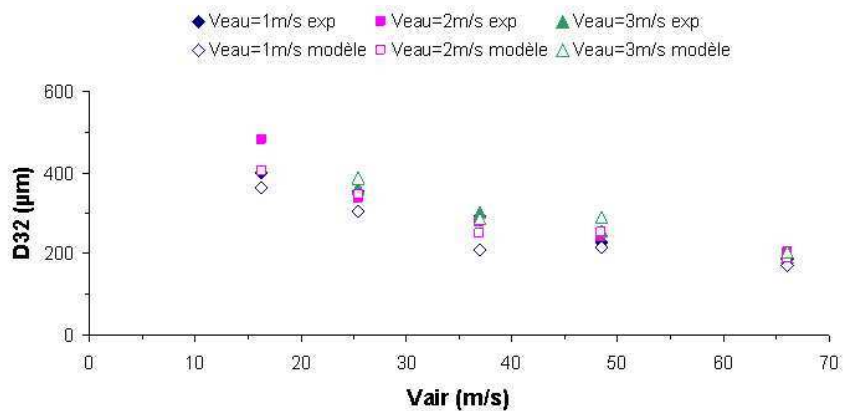


Figure 7.26: Evolution du diamètre moyen de Sauter (D_{32}). Comparaison pour le kérosène entre les mesures notées “exp” et la modélisation notée “modèle”.

aux résultats issus d'un autre système d'injection. Des campagnes d'expérience vont sur ce sujet être effectuées à l'ONERA. Il est notamment prévu d'observer l'influence de la pression du gaz sur les mécanismes de rupture. Ces précieuses informations manquent particulièrement pour évaluer l'influence de la masse volumique du gaz dans nos corrélations et les variations du paramètre v_{min} . Les hypothèses faites au cours des différentes étapes pointent également d'autres éléments méconnus de la pulvérisation que nous avons dû supposer. C'est le cas de la répartition de masse entre les membranes et les ligaments par exemple. Il en est de même pour la dynamique ligamentaire qui conduit à la formation des amas. A l'heure actuelle, les connaissances dans ce domaine sont limitées et font d'ailleurs l'objet de recherches dans le cadre du projet INCA injection et cokéfaction. La distribution de taille des gouttes formées par la brisure des ligaments est sans doute caractéristique de la distribution finale, mais aucune corrélation simple n'est accessible pour évaluer un diamètre moyen. La modélisation a pour ces raisons eu recours à l'évaluation empirique de deux constantes, une pour déterminer la longueur des ligaments et une

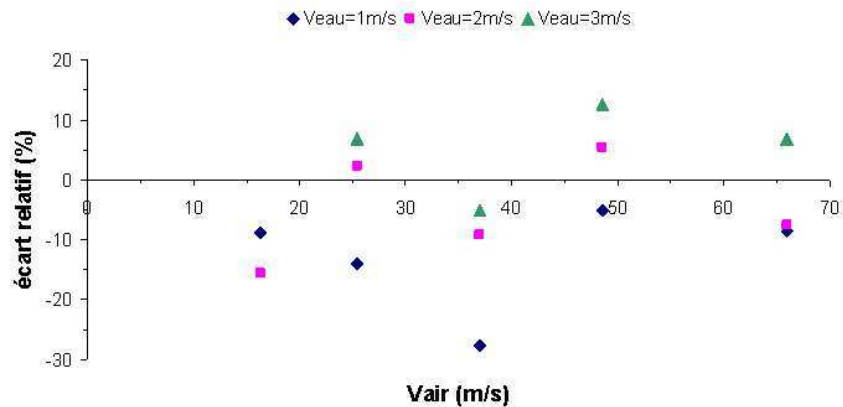


Figure 7.27: Ecart relatif entre les diamètres moyens de Sauter mesurés et prédits pour le kérosène.

autre pour déterminer le diamètre des amas. Néanmoins, il a été tout de même trouvé un moyen d'adapter ces constantes en fonction du liquide à l'aide des paramètres physiques. Enfin, une dernière limitation de ce type de modèle est qu'il ne raisonne pas sur des distributions de taille de goutte, mais une seule taille moyenne. Ce défaut pourrait sans doute être pallié dans l'avenir si les études sur la rupture des membranes et la brisure des ligaments fournissaient les informations complémentaires qui manquent aujourd'hui.

Le modèle a été validé par les résultats expérimentaux pour des valeurs de la vitesse d'air comprises entre 20 et 67 m/s dans le cas d'une nappe d'eau et entre 10 et 38 m/s dans le cas de nappes d'éthanol et de kérosène. L'observation des résultats du modèle montre que le diamètre des amas diminue doucement pour un même fluide lorsque la vitesse de l'air augmente. Ceci est la conséquence du fait que la longueur du ligament décroît, dans cette gamme de vitesse, légèrement plus vite que la masse d'un ligament. Il en découle que, pour des vitesses d'air plus grandes que celles testées, les nombres de Weber des amas vont être pilotés essentiellement par la vitesse du flux gazeux et régis par la corrélation de Wert où ils sont supérieurs à 45. En définitive, l'extrapolation du modèle peut être réalisée pour des vitesses plus élevées et sa justesse dépendra de la faculté de prévision du modèle de Wert.

Malgré les défauts ou les inconvénient du modèle phénoménologique, il permet tout de même sans aucune simulation numérique d'estimer correctement le diamètre moyen de Sauter en prenant en compte toutes les étapes successives de la pulvérisation d'une nappe liquide.

Chapitre 8

Influence des actionneurs sur l'atomisation d'une nappe liquide

Ce dernier chapitre expose les recherches menées sur les possibilités d'utilisation d'actionneurs de type électro-aérodynamique pour améliorer l'efficacité de la pulvérisation assistée de nappe liquide. La mise en place des actionneurs est d'abord décrite. Cette section présente notamment les problèmes liés à l'utilisation des décharges électriques haute tension et les solutions imaginées pour les résoudre. Après avoir trouvé une configuration de l'actionneur qui fonctionne dans les conditions souhaitées, deux campagnes d'essais ont été réalisées sur des nappes d'eau et de kérosène. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à une discussion sur les problèmes qui persistent et sur les perspectives de solution.

8.1 Evolution des bancs d'essai

Au cours des différentes campagnes d'essais, deux injecteurs ont été utilisés. Ils sont identiques dans leur forme extérieure et se différencient principalement par le matériau qui les compose. Le premier a été usiné en Plexiglas et le second en céramique usinable CTU-700. Deux motifs principaux ont conduit à la réalisation de ces deux injecteurs. Le premier a permis de s'assurer à moindre coût de la faisabilité de l'expérimentation et de la possibilité d'obtenir des résultats positifs. Mais d'une part, la mauvaise tenue mécanique du Plexiglas a eu pour conséquence de détériorer la planéité de la nappe ce qui empêchait l'analyse quantitative des résultats obtenus. D'autre part, il a semblé également impératif de réaliser des essais avec un matériau potentiellement avionnable, c'est-à-dire capable de résister à de hautes températures.

L'étude s'est basée sur l'utilisation d'actionneurs à Décharge Couronne de Surface (DCS) et d'autres à Décharge contrôlée par une Barrière Diélectrique (DBD). Plusieurs configurations de ce dernier type d'actionneur ont été manipulées : l'une était dotée d'un film diélectrique très mince et l'autre se servait du profil de l'injecteur comme barrière diélectrique. Une fois encore, ce sont les problèmes survenus qui ont dicté les choix des actionneurs et de la configuration retenue.

Les sections suivantes présentent de manière chronologique les différentes campagnes d'expé-

riences et mettent également en lumière les causes des différentes évolutions du banc d'essai.

8.2 Injecteur Plexiglas et actionneur Téflon

La volonté d'améliorer la pulvérisation assistée a conduit l'ONERA à s'intéresser à différents moyens de contrôle des écoulements. Les actionneurs DCS développés par le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers sont à l'origine de cette étude et, d'après leur expérience, sont plus performants lorsque le matériau diélectrique est du Plexiglas. Le premier injecteur conçu a conséquemment été usiné dans cette matière. Le demi-profil accueillant l'actionneur est montré sur la figure 8.1, il est muni de deux rainures pour l'implantation des électrodes. En 2003, la littérature sur les actionneurs DBD montrait la possibilité d'utiliser des films de Kapton ou de Téflon très minces comme diélectrique. L'installation de ces actionneurs ne nécessitant pas d'insert particulier sur le profil de l'injecteur, la stratégie retenue était donc simplement de coller cet actionneur très mince sur le profil.

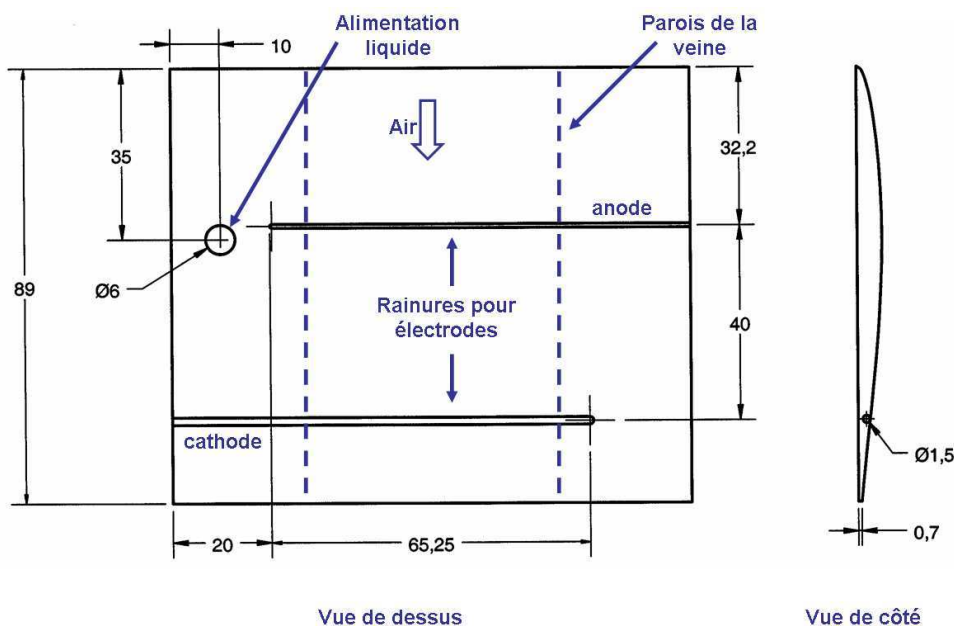


Figure 8.1: Demi-profil de l'injecteur Plexiglas équipé d'inserts pour accueillir les électrodes de l'actionneur DCS

8.2.1 Actionneur à décharge couronne de surface

Un actionneur de type DCS a été mis en place sur le profil de l'injecteur en Plexiglas. Il est constitué de deux électrodes réalisées avec de la corde à piano de 0,8 et 1,5 mm de diamètre pour respectivement l'anode et la cathode. Elles sont insérées dans le diélectrique afin d'être affleurantes à la surface et sont séparées d'une distance de 40 mm. Le dimensionnement de cet actionneur fait suite aux travaux au LEA de Luc Léger [96]. L'unique différence entre cet actionneur et celui du LEA réside dans la longueur des électrodes en regard. En effet, la plaque

plane de Léger oppose deux électrodes de 20 cm alors que notre injecteur qui est plus petit impose des électrodes de 65 mm.

Les premières expériences avec cet actionneur ont été réalisées sur table. L'injecteur et son actionneur implanté sont simplement posés sur un plan de travail. Les connexions sont branchées avec le matériel générant les décharges haute tension continues. Lorsque la tension est augmentée progressivement, la décharge s'initie. Une faible lumière violette est alors visible essentiellement autour de l'anode et l'intensité est très faible (moins de $50 \mu\text{A}$). Le problème principal de cette décharge est son instabilité qui apparaît dès que la tension atteint les environs de 30 kV. Une étincelle se propage entre les électrodes, phénomène néfaste pour l'intégrité du matériel. De plus, le vent ionique est quasiment nul car le déplacement de charges est alors restreint à un fin canal de plasma, il n'y a plus de mouvement en volume des charges et le transfert de quantité de mouvement n'est donc plus efficace. Cette caractéristique instable de la décharge était connue mais a été amplifiée par les dimensions de notre actionneur. Le fait que les électrodes ne mesurent que 65 mm accentue les phénomènes de pointe. Ces zones de fort champ électrique sont proches et favorisent le claquage.

Deux solutions ont été envisagées pour pallier ce défaut mais n'ont pas donné satisfaction. Sachant que l'aérodynamique du milieu environnant a une influence sur les régimes de la décharge, l'injecteur a été placé dans sa veine. Bien que l'actionneur ait été soumis à un écoulement d'air variant entre 10 et 30 m/s, le phénomène de claquage a toujours régulièrement eu lieu pour des tensions proches de 30 kV. La seconde solution essayée a été de placer sur la cathode des plots métalliques (dépôts d'étain sur l'électrode) tous les 5 mm. Cette méthode stabilise correctement la décharge et des niveaux de courant assez importants ($\sim 300 \mu\text{A}$) ont été atteints sans qu'aucune étincelle apparaisse. Ces dépôts de métal jouent le rôle de pointe et imposent des points d'ancrage à la décharge ce qui la stabilise. Cependant, la présence de ces aspérités étant mauvaise pour la qualité aérodynamique de l'écoulement extérieur, cette solution a été écartée et l'utilisation de cet actionneur repoussée.

8.2.2 Actionneur DBD sur film de Téflon

Un actionneur utilisant des décharges à barrière diélectrique a également été mis en place sur l'injecteur en Plexiglas. Il est constitué de deux électrodes qui possèdent une largeur l de 6 mm et une longueur L de 40 mm, elles sont en cuivre et séparées par un mince film de Téflon de 0,2 mm d'épaisseur (e_d). L'actionneur est schématisé sur la figure 8.2. Dans les expériences, cet actionneur est collé de manière à ce que le bord aval de la seconde électrode soit à 4 mm du bord de fuite du profil (d_v) afin de créer le vent ionique le plus près possible du lieu d'injection. Des expériences préliminaires ont montré que ce type de film diélectrique mince ne supporte pas des différences de potentiel supérieures à 10 kV. Une première campagne d'expériences a été menée pour observer les possibilités de modification de la fragmentation d'une nappe d'eau.

8.2.3 Action sur la pulvérisation d'une nappe d'eau

La première série d'expériences a été réalisée dans le but de déterminer l'action du vent ionique sur la fréquence de battement de la nappe. Pour faire varier la vitesse du vent ionique, il est nécessaire de modifier la puissance électrique imposée à l'actionneur. Deux possibilités sont

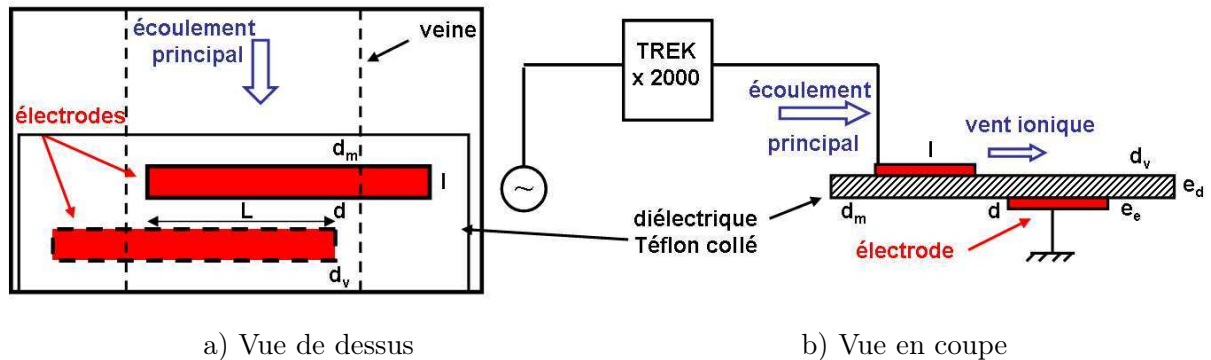


Figure 8.2: Actionneur sur film Téflon : $l=6$, $L=40$, $d=d_m=d_v=4$, $e_d=0,2$ et $e_e=0,1$ (en mm)

offertes pour modifier cette puissance, la première est de faire varier l'amplitude du signal et la seconde est de faire varier la fréquence du signal. L'actionneur DBD construit possède un diélectrique ne supportant pas les tensions dont l'amplitude est supérieure à 10 kV. Il a donc été choisi pour ces essais d'observer l'effet d'une augmentation de la fréquence du signal de tension en maintenant l'amplitude de la tension à 10 kV. Au cours de ces essais, trois vitesses de l'écoulement d'air (25, 30 et 40 m/s) et deux de l'écoulement d'eau (1 et 2 m/s) ont été testées. Le protocole expérimental est simple. Pour chaque couple de vitesses fluides, la fréquence de battement est mesurée. Puis l'actionneur est allumé à une fréquence d'excitation donnée et la fréquence de battement est mesurée une nouvelle fois. Après avoir réitérer ce processus quatre fois, la fréquence de l'actionneur est augmentée. Les résultats de ces investigations sont reportés dans le tableau 8.1 et sur les figures 8.3 et 8.4. Les valeurs présentées sont des moyennes calculées sur les quatre itérations.

Le tableau 8.1 récapitule les fréquences naturelles de la nappe liquide, c'est-à-dire sans décharge. Elles sont plus grandes dans le cas où la vitesse d'injection est de 2 m/s. La figure 8.3 présente le gain observé sur la fréquence de battement en fonction de la fréquence du signal sinusoïdal de tension. Pour chacune des courbes présentées, une augmentation de ce gain est constatée lorsque la fréquence de l'actionneur augmente. La différence de fréquence de battement reste toujours du même ordre de grandeur et est plus importante quand la vitesse liquide est égale à 2 m/s. Ce dernier point n'est en rien étonnant puisqu'à cette vitesse la nappe semble plus facile à déstabiliser. Sa fréquence naturelle de battement est en effet plus grande pour cette vitesse d'injection. La fréquence d'excitation a également été calée sur la fréquence propre de la nappe afin de vérifier si aucun phénomène de résonance ne se manifestait. Ces essais n'ont donné aucun résultat, la vitesse du vent ionique étant certainement trop faible et sa pulsation complètement amortie au niveau de l'interface. La figure 8.4 montre les mêmes résultats mais en rapportant, cette fois, le gain à la fréquence naturelle d'oscillation. Dans ce système d'axe, deux éléments sont à retenir. Le premier est que ce pourcentage est quasiment identique quelle que soit la vitesse de l'eau. Le second est le fait que ce gain relatif est meilleur pour la plus faible vitesse d'air. Cette dernière remarque apparaît d'ailleurs très naturelle puisque, pour une même décharge et donc une même vitesse de vent ionique, l'effet relatif de survitesse est d'autant plus important que la vitesse de l'écoulement extérieur est faible (en considérant une gamme de

vitesse qui ne modifie pas fondamentalement la décharge et le vent ionique). L'ensemble de ces résultats est tabulé dans l'annexe C (cf. tableau C.1).

V_{air}	V_{eau}	
	1 m/s	2 m/s
25 m/s	60,2	77,5
30 m/s	70,7	91,6
40 m/s		109,6

Tableau 8.1: Fréquence d'oscillation globale naturelle en Hz. Injecteur Plexiglas et actionneur éteint.

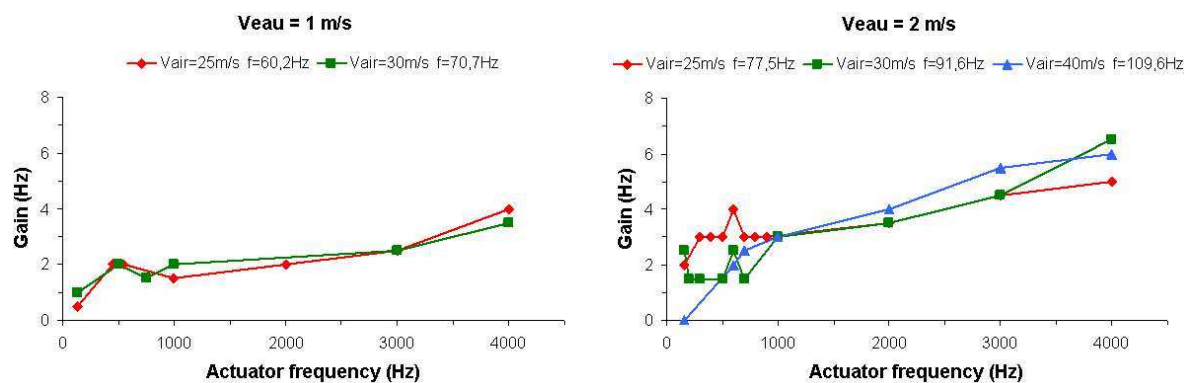


Figure 8.3: Influence de la fréquence d'excitation de l'actionneur. Gain sur la fréquence d'oscillation globale en Hz.

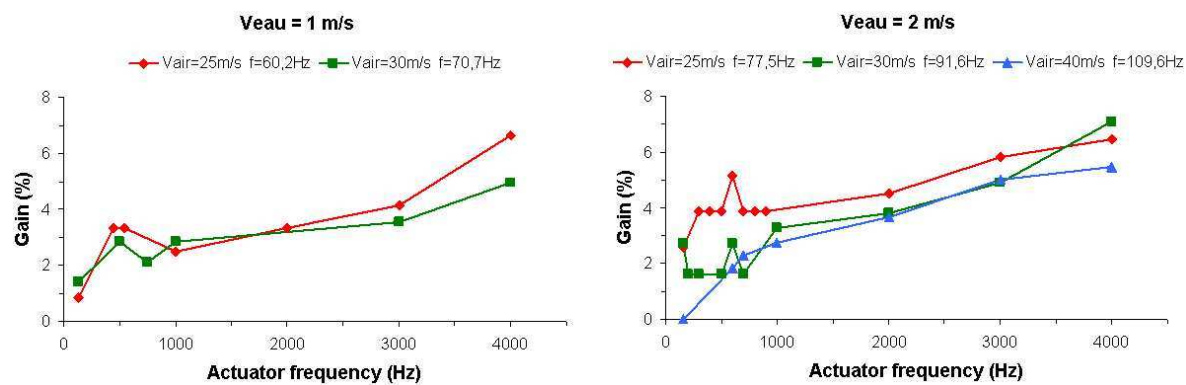


Figure 8.4: Influence de la fréquence d'excitation de l'actionneur. Gain sur la fréquence d'oscillation globale en %.

8.2.4 Conclusions sur la première campagne d'essais

Au cours de la première année de ces travaux, un banc expérimental comprenant un injecteur de nappe liquide plane capable d'accueillir un actionneur électro-aérodynamique a été conçu et mis en place. Les premières expériences qui ont suivi se soldent par un bilan mitigé.

Trois problèmes principaux ont été rencontrés. Le premier concerne l'actionneur à décharge couronne de surface qui présente l'inconvénient de claquer trop facilement, phénomène néfaste pour le vent ionique mais également pour l'intégrité de l'injecteur et du matériel électronique environnant. La décharge contrôlée par barrière diélectrique offre une plus grande stabilité de fonctionnement mais les actionneurs utilisés sont bien trop fragiles. En effet, le film mince de Téflon est rapidement érodé par la décharge et consécutivement transpercé. Le dernier problème révélé par ces expériences provient de l'injecteur lui-même. Ce dernier n'a pas résisté aux faibles contraintes mécaniques imposées par le passage de l'eau en son sein, problème que les injecteurs précédents en métal de l'ONERA n'avaient jamais rencontré. Une déformation de la fente de sortie a effectivement été observée détruisant ainsi la bidimensionnalité de la nappe. Celle-ci était donc plus épaisse que ce qui avait été prévu, évènement qui explique pourquoi les fréquences d'oscillations sont si petites par rapport à celles du chapitre précédent. L'autre inconvénient majeur avec cette nappe pseudo-trimensionnelle est le fait qu'aucune analyse ou comparaison de résultats n'est possible.

Le point positif, mais également le plus important, est le fait qu'une influence du vent ionique sur la fréquence de battement est observée. En ce sens, les expérimentations à moindre coût ont atteint leur but. Certes, les 5 à 7 % de gain sur la fréquence de battement n'autorisent aucun espoir de modifier la granulométrie, mais laissent l'entrevoir à condition d'améliorer la décharge. Deux axes de développement ont alors été entrepris : concevoir l'injecteur dans un autre matériau plus rigide et prévoir l'insertion d'un actionneur capable de supporter des puissances plus élevées.

8.3 Injecteur céramique et optimisation de la décharge

Fort des enseignements acquis au cours des premières expériences, un nouveau matériau a été recherché pour l'usinage d'un nouvel injecteur. Les exigences au sujet de ce matériau sont qu'il soit précisément usinable, non poreux, rigide diélectriquement et résistant vis-à-vis des hautes températures. Ce dernier point n'est pas critique dans nos expériences à pression et température ambiantes, cependant, il anticipe les besoins de l'actionneur dans la perspective de sa future avionnabilité. Le choix du matériau s'est ainsi orienté vers une vitrocéramique usinable CTU-700 qui est non poreuse, qui résiste à des températures pouvant atteindre 1000 K et dont les caractéristiques sont une permittivité électrique de 6 et une rigidité diélectrique de 9,4 kV/mm. Parallèlement à cette recherche de matériau, des réflexions ont été menées dans le but d'améliorer les performances de l'actionneur DBD. La conception de ce nouvel actionneur s'est appuyée sur une étude paramétrique de la décharge à barrière diélectrique réalisée en 2005 au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers [93]; Cette étude sera publiée dans la thèse de M. Forte en 2007. Différents paramètres de configuration de l'actionneur ont été évalués et le critère de performance est naturellement la vitesse du vent ionique. Les conclusions sont qu'il existe une valeur optimum de l'espace inter-électrodes d'environ 4 mm et de l'épaisseur du diélectrique

8.3. Injecteur céramique et optimisation de la décharge

comprise entre 1 et 2 mm, que l'électrode de masse doit être la plus large possible et, enfin, que la tension et la fréquence doivent être les plus élevées possibles avec une influence de la tension supérieure à celle de la fréquence. L'injecteur finalement mis au point est schématisé sur la figure 8.5. Une rainure de 20 mm de large a été usiné à 4 mm du bord de fuite sur la face intérieure d'un demi-profil. Cette rainure accueille l'électrode de masse qui est encapsulée avec de la colle GTI (cf. figure 8.6.a). Des expériences sur table montrent qu'aucune décharge visible ne traverse cette colle, éliminant ainsi l'éventualité d'un chargement électrique du liquide. L'actionneur, présenté sur la figure 8.6.b, est composé de deux électrodes de cuivre de 20 mm de large et de 0,1 mm d'épaisseur, l'électrode excitée est collée directement sur l'extrados du profil et l'autre est insérée dans le profil. Elles sont séparées par un espace de 4 mm et une épaisseur de 2,6 mm. Les essais mettent en évidence que la décharge peut résister à des tensions dont le signal possède une amplitude de 22 kV et une fréquence de 700 Hz.

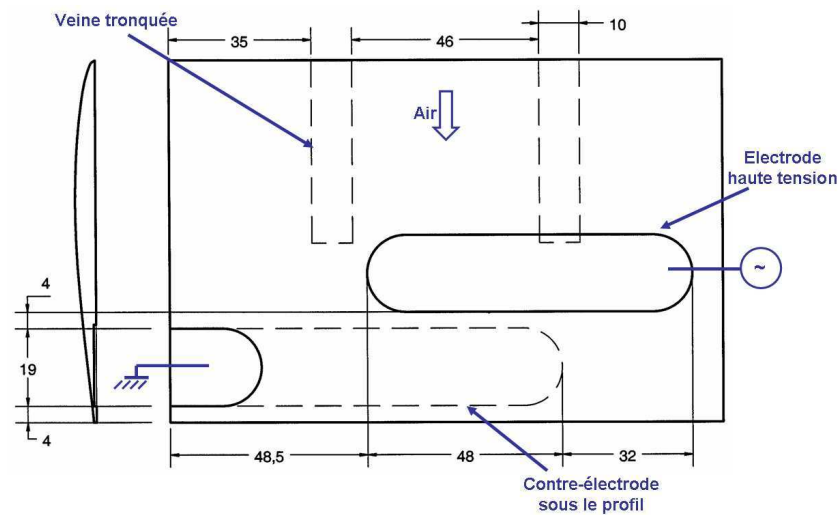


Figure 8.5: Demi-profil de l'injecteur Céramique équipé d'une électrode de cuivre sur l'extrados et d'une autre insérée dans le profil et encapsulée avec de la colle GTI

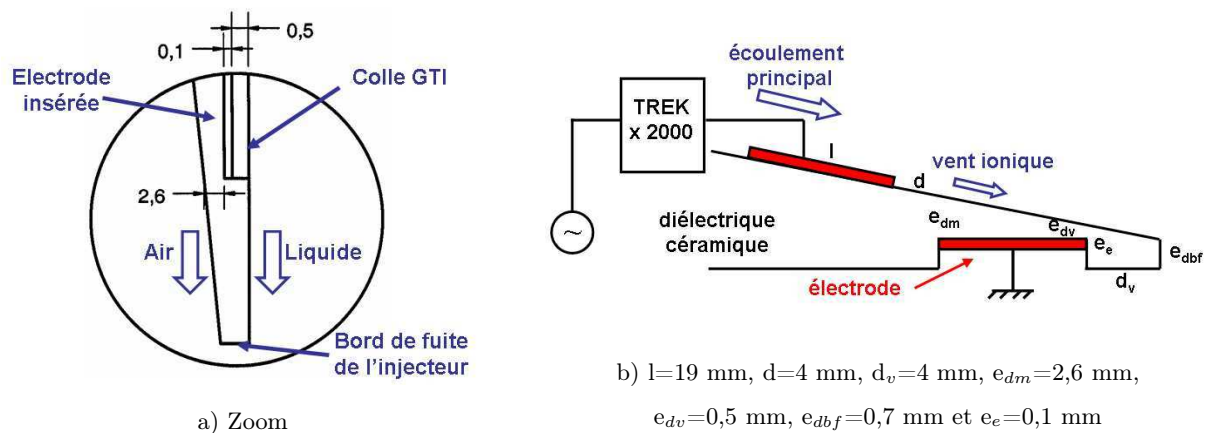


Figure 8.6: Loupe sur l'insertion de l'électrode de masse et schéma de l'actionneur DBD séparé par l'injecteur en céramique

8.3.1 Problème de rayonnement électromagnétique

Après le montage de cet injecteur en céramique, le premier objectif est de déterminer les caractéristiques aérodynamiques du vent ionique produit par le nouvel actionneur. La méthode de vélocimétrie laser (LDA) est choisie pour mesurer l'évolution des profils de vitesse du vent ionique. Cette technique de mesure optique est non intrusive et n'est pas perturbée par la présence de la décharge comme pourrait l'être une mesure au fil chaud ou au tube de Pitot. En effet, ces deux dernières exigent d'amener au cœur de la décharge une antenne ou un tube métalliques et conducteurs, ce qui est à proscrire pour des raisons évidentes. La vélocimétrie laser restitue une information de vitesse de l'écoulement grâce à la mesure de la vitesse de particules d'ensemencement. La capacité de la décharge à charger ces particules et donc à modifier leur comportement n'a jamais été quantifiée précisément. Cependant, des mesures effectuées avec un tube de Pitot en verre et des mesures LDA donnent les mêmes résultats et les mêmes profils moyens de vitesse [95]. Cette étude comparative a été réalisée au LEA et ne montre aucune influence visible de la décharge sur ces particules. En effet, aucune discontinuité dans les mesures de vitesse entre la zone de plasma et l'extérieur est constatée. Toutefois, il est probable que certaines de ces fines particules se chargent faiblement mais que les forces électrostatiques qui agissent alors sur elles restent très négligeables par rapport aux forces d'inertie.

Avec ce nouvel actionneur, de nouveaux problèmes sont apparus. Ils sont liés au confinement du système dans sa veine en Plexiglas de petites dimensions. Cette difficulté n'avait auparavant jamais été décelée car les expériences menées précédemment au LEA et ailleurs dans le monde étudiaient le comportement de l'actionneur au sein de souffleries équipées de veine de grandes dimensions. Dans notre cas la veine n'est jamais à plus de 3 cm de la décharge et les tensions appliquées sont telles que le Plexiglas accumule des charges électriques à sa surface. Au cours des manipulations expérimentales, il a été observé des étincelles partant de ces points chargés de la veine vers les électrodes ou vers l'injecteur. Les deux conséquences principales de ces étincelles sont une dégradation de l'injecteur lui-même et une impossibilité de réaliser des mesures. Ce dernier point s'est manifesté notamment par la destruction d'un port PCI de l'ordinateur gérant le banc LDA. Une étude de compatibilité électromagnétique (CEM) a mis à jour le fait que les étincelles induisaient des courants de fortes intensités (~ 20 A) le long des câbles reliant le banc de déplacement à l'ordinateur pilote. Bien que, dans la perspective de rendre avionnable ce type d'actionneur, il sera impératif de se préoccuper de ces problèmes liés au confinement de la décharge, une solution beaucoup plus triviale a ici été mise en œuvre. Elle consiste simplement en la suppression de la partie de la veine qui se charge, c'est-à-dire la partie entourant la décharge. L'injecteur inséré dans sa veine partiellement tronquée est illustré sur la photographie 8.7.

8.3.2 Nature de la décharge et problème d'orientation du vent ionique

Les premiers essais avec le nouvel actionneur ont révélé un nouveau problème qui a amené des interrogations sur la nature de la décharge. L'observation de la décharge a mis en évidence l'apparition d'une lumière violette au niveau du bord amont de l'électrode haute tension en plus de celle naturellement présente entre les deux électrodes. Après quelques échanges entre l'ONERA et les spécialistes du CPAT et LGET (Centre de physique des Plasmas et Applications de Toulouse et Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse), l'hypothèse qui s'est dégagée est que la

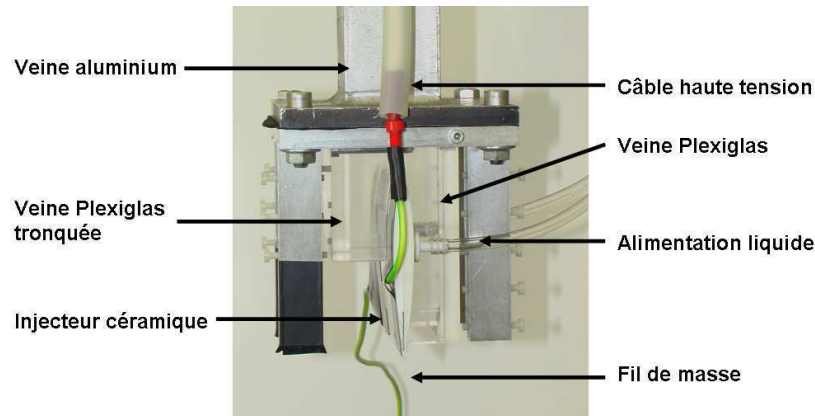


Figure 8.7: Injecteur céramique inséré dans sa nouvelle veine partiellement tronquée

décharge n'est pas une vraie DBD mais une hybride entre une DBD et une DCS. L'électrode excitée mesure 0,1 mm d'épaisseur ce qui est suffisant pour que ses bords soient responsables de la présence d'un fort champ électrique et engendre le départ de décharges couronnes comme le ferait une électrode fil de faible diamètre soumise à une haute tension. Ce phénomène provoque l'apparition de cette seconde décharge qui n'est pas dirigée vers la contre-électrode mais semble remonter vers le bord d'attaque de l'injecteur. En outre, les petites dimensions de notre système font qu'il y a du métal dans l'environnement proche, ceci attire certainement une partie des charges. Visuellement, la décharge entre les deux électrodes est plus filamentaire que ces homologues réalisées dans des veines plus grandes et sur du Plexiglas. Cette dernière observation renforce l'idée que des microdécharges de type couronne plus instables peuvent partir de l'électrode mais pousse également à s'interroger sur les caractéristiques de notre diélectrique. Il est en effet possible que cette céramique favorise un régime de décharge plus filamentaire. Lors des expériences, la seconde décharge s'est alors révélée être la source de décollement le long du profil. Le fait qu'elle produise un léger vent ionique près de la surface dans le sens opposé à l'écoulement a modifié le profil de vitesse de la couche limite et donc facilité la séparation des filets fluides de la paroi. Ce problème de décollement néfaste pour le cisaillement de la nappe liquide a été résolu en encapsulant la partie amont de la première électrode avec du ruban adhésif isolant afin d'empêcher la naissance du vent ionique contraire.

8.3.3 Caractéristiques aérodynamiques du vent ionique

Une fois les problèmes de compatibilité électromagnétique et d'orientation du vent ionique résolus, une campagne de mesure par vélocimétrie laser a été entreprise dans le but de déterminer l'influence de la décharge sur la distribution de vitesse autour du profil. Les investigations se sont concentrées sur les points d'abscisse $Z = 66$ mm, $Z = 85$ mm et $Z = 89$ mm (cf. référentiel figure 8.8.a) qui sont respectivement le début de l'électrode insérée, la fin de cette même électrode et le bord de fuite de l'injecteur. En ce qui concerne le protocole expérimental, chaque session LDA mesure deux profils de vitesse successivement, l'un avec la décharge et l'autre sans. Dans la pratique, la mise sous tension de l'actionneur est effectuée, elle est suivie de la mise en route du profil programmé ; lorsque le banc de déplacement ramène les lasers près de la paroi pour réaliser

le deuxième profil programmé, la décharge est éteinte. Le tableau 8.2 donne la correspondance entre le débit amont et la vitesse d'air extérieure V_{air} en $Z = 89$ mm pour les principaux débits utilisés dans l'étude qui suit.

D_{air} (g/s)	13	25	51	76
V_{air} (m/s)	8,0	13,5	25,5	37,0

Tableau 8.2: Correspondance entre le débit amont D_{air} et la vitesse d'air extérieure V_{air}

Influence de l'amplitude de la tension

Sous réserve d'une absence de claquage, la vitesse du vent ionique augmente avec la puissance de la décharge électrique. Pour agir sur cette puissance, le signal sinusoïdal de tension doit voir son amplitude ou sa fréquence modifiée. Trois raisons ont conduit à fixer le paramètre de fréquence. Lors des essais réalisés avec la nappe d'eau, un effet plus important a été constaté si une augmentation de l'amplitude du signal de tension est utilisée plutôt qu'une augmentation de la fréquence. De plus, l'observation de la décharge montre qu'elle est très filamentaire, la fréquence ne doit donc pas être trop élevée pour laisser le temps aux charges résiduelles de s'évacuer pour éviter le phénomène de claquage. Enfin, l'amplificateur Trek limite la fréquence à 1 kHz environ si l'amplitude de la tension est supérieure à 20 kV. Ces deux dernière contraintes électriques et matérielles ont amené à fixer la fréquence à 700 Hz dans l'ensemble des expériences. Dans les expériences qui vont suivre, des étincelles ont été observées lorsque l'amplitude de la tension devenait trop importante, typiquement supérieure à 16 kV. Toutefois, le régime de décharge est modifié par l'écoulement extérieur et il est alors possible d'augmenter cette amplitude.

L'effet de l'augmentation de l'amplitude de la tension est présenté sur la figure 8.8.b. Différents profils de vitesse ont été mesurés au niveau du bord de fuite de l'injecteur. Le débit d'air est fixé à 13 g/s et le profil "sans plasma" est une moyenne de tous les profils réalisés avec la décharge éteinte. Comme attendu, la survitesse observée dans la couche limite croît avec l'amplitude de la tension. Les études qui suivent approfondissent ce sujet en caractérisant notamment l'influence de la vitesse de l'écoulement extérieur et en évaluant également la modification de la couche limite en terme de contrainte pariétale et de survitesse.

Profils de vitesse

L'écoulement d'air extérieur influence également le comportement du vent ionique. Pour un signal de tension fixé, la figure 8.9 illustre ce phénomène. Elle montre l'effet du vent ionique sur les profils de vitesse en fonction du débit d'air imposé. Les courbes discrètes et continues caractérisent respectivement l'aérodynamique autour du profil lorsque l'actionneur est éteint et allumé. Il est clair au vu de ces différents profils de vitesse que la survitesse produite par le vent ionique décroît quand le débit extérieur croît. Cette tendance s'explique par deux raisons. La première est de nature aérodynamique, la quantité de mouvement échangée avec les ions, qui doit rester du même ordre de grandeur, a moins d'impact en terme de gain de vitesse sur une particule en mouvement, et ce, d'autant plus que la particule neutre est rapide. La deuxième est

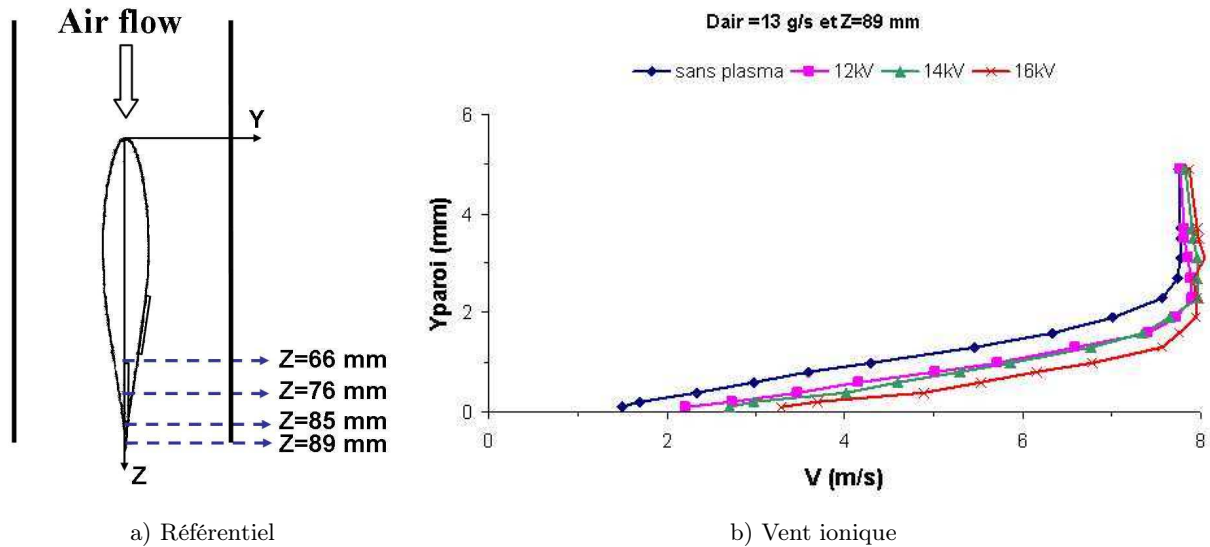


Figure 8.8: a) Rappel du référentiel de mesure. b) Effet de l'amplitude de la tension sur le vent ionique. ($f=700$ Hz)

de nature électronique et a sûrement une importance moindre. Une partie des charges présentes dans l'espace inter-électrodes est évacuée par l'écoulement extérieur, et cela d'autant plus que la vitesse de l'air est élevée. Ce phénomène diminue l'importance des charges d'espace et donc l'intensité du champ électrique local qui est le moteur du mouvement des ions. Les ions ont par conséquent moins d'énergie à transmettre.

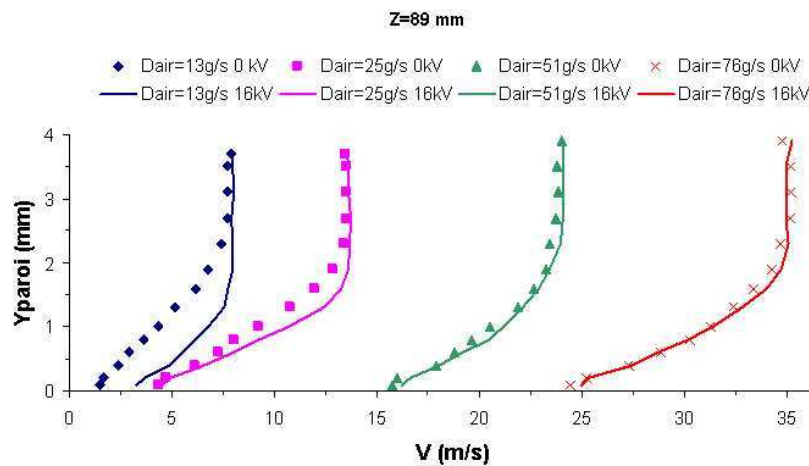


Figure 8.9: Effet du vent ionique sur les profils de vitesse. DBD : 16 kV d'amplitude, 700 Hz.

Survitesse induite par le vent ionique

La figure 8.10 présente l'évolution de l'écart maximum de vitesse entre les configurations avec et sans plasma et la distance à la paroi où se situe ce maximum. D'autres résultats du même type mais pour des signaux de tension plus faibles sont dans l'annexe C sur les figure C.3 et

C.4. Les résultats indiquent que pour une même vitesse d'air, l'écart maximum augmente entre le début ($Z = 66$ mm) et la fin ($Z = 85$ mm) de l'électrode de masse puis diminue. Sous cette forme, les résultats confirment que plus la vitesse de l'écoulement extérieur est grande moins le vent ionique a d'influence et plus la survitesse est faible. Enfin, il faut remarquer qu'au bord de fuite cet écart est faible en valeur absolue, il reste notamment inférieur à 1 m/s lorsque le débit amont est supérieur à 51 g/s ($V_{air} > 25$ m/s). L'autre information intéressante à propos de cette survitesse maximum concerne le lieu où elle s'applique. Le graphique 8.10 (droite) fournit les renseignements sur ce point. Les faits marquants sont que la localisation de la survitesse maximum est bien plus proche de la paroi à l'abscisse $Z = 66$ mm et que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air provoque également l'éloignement du point de survitesse maximum par rapport à la paroi.

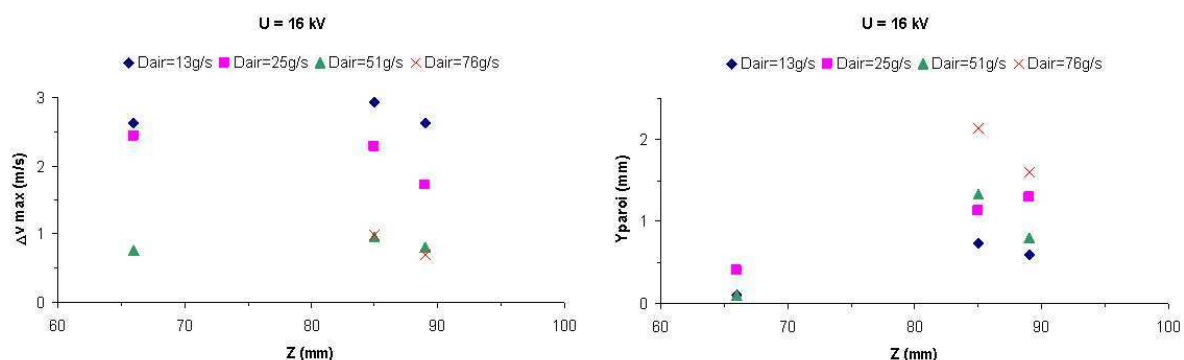


Figure 8.10: Ecart maximum de vitesse avec et sans décharge (gauche). Distance à la paroi où l'écart de vitesse est maximum (droite). $f=700$ Hz

Contrainte de cisaillement

Les mécanismes de fragmentation d'une nappe liquide sont très influencés par le cisaillement aérodynamique à l'interface gaz-liquide. Afin de lier les caractéristiques du vent ionique et son influence sur les instabilités de la nappe, une étude de la contrainte de cisaillement a été réalisée. Celle-ci est présentée sur la figure 8.11. Une première série de courbes montre l'influence de l'amplitude du signal de tension sur cette contrainte et une deuxième série met en avant l'influence de l'écoulement extérieur. L'augmentation de la puissance électronique injectée améliore le gain relatif sur la contrainte de cisaillement ce qui est tout à fait naturel et logique compte tenu du fait que la survitesse du vent ionique augmente également avec cette amplitude. Ce gain présente également une décroissance en fonction de l'abscisse de mesure qui s'explique par la décroissance de la survitesse maximum et par la croissance de la hauteur où se trouve ce maximum. Une fois encore, le gain sur la contrainte reste faible pour les débits amonts supérieurs à 51 g/s.

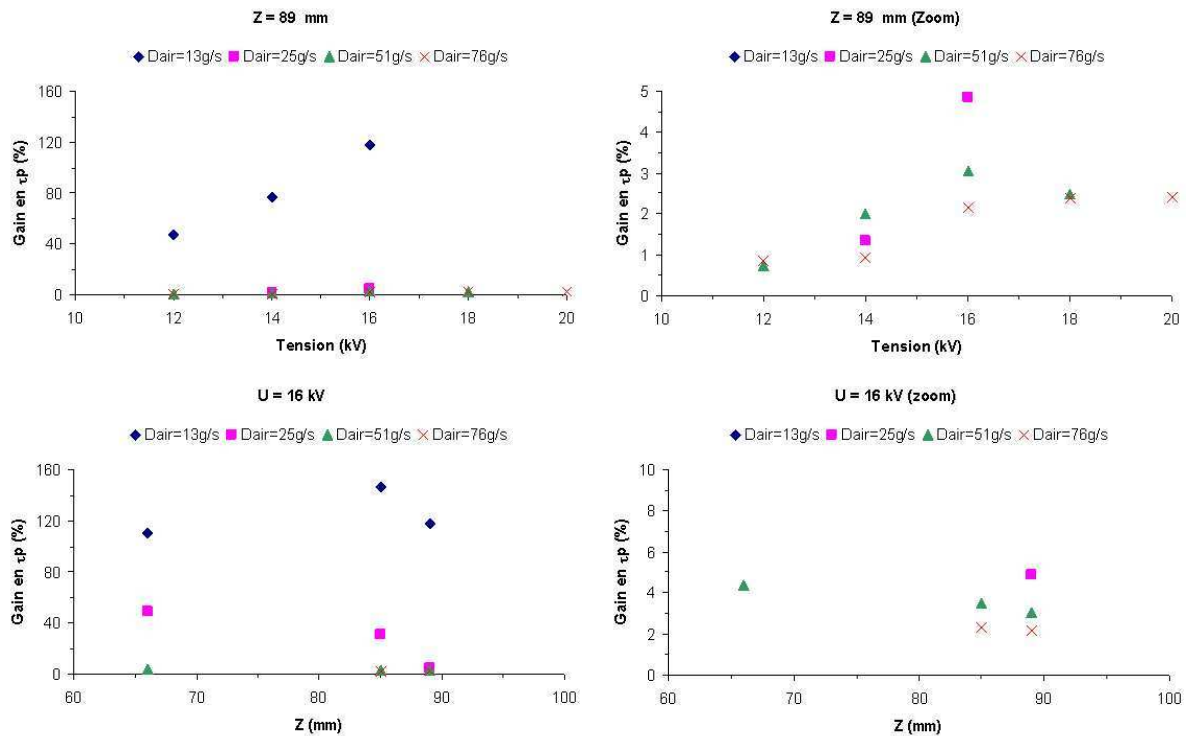


Figure 8.11: Gain sur la contrainte de cisaillement en fonction de l'amplitude de la tension de décharge (haut). Gain sur la contrainte de cisaillement en fonction de l'abscisse de corde (bas). $f=700 \text{ Hz}$

8.4 Influence de la décharge sur les nappes liquides

Après la mise au point et la caractérisation de la décharge précédente, des expériences ont été entreprises pour évaluer son influence sur la fragmentation de nappes liquides. Des essais ont été pratiqués sur les trois liquides, l'actionneur et l'éthanol ont d'ailleurs fait montre d'une certaine incompatibilité. Les résultats expérimentaux sont issus de mesures de fréquence d'oscillation globale, de traitement d'images et de mesures granulométriques.

8.4.1 Aspect fréquentiel

Les expériences, dont les résultats sont décrits ci-dessous, utilisent le même protocole que précédemment. Une mesure de la fréquence d'oscillation est réalisée et est immédiatement suivie d'une autre où l'actionneur fonctionne. Les résultats sont également présentés sous la même forme, les variations du gain en fréquence et du gain relatif sont exprimées en fonction d'un paramètre de la décharge, ici, l'amplitude de la tension et non plus la fréquence du signal. Les tableaux 8.3.a et 8.3.b rappellent les valeurs de la fréquence naturelle des nappes d'eau et de kérosène, issues des moyennes des fréquences trouvées lorsque la décharge est éteinte.

V_{air}	V_{eau}	
	1 m/s	2 m/s
21 m/s	85	95
25 m/s	116	133
37 m/s	195	215

a) Oscillation d'une nappe d'eau

V_{air}	$V_{kerosene}$		
	1 m/s	1,5 m/s	2 m/s
9 m/s	48	50	54
12 m/s	72	74	82
15 m/s	96	97	108
18 m/s	122	123	135

b) Oscillation d'une nappe de kérosène

Tableau 8.3: Fréquences d'oscillation globale naturelle en Hz. Injecteur en céramique et actionneur éteint.

Nappe d'eau

Ces expériences reproduisent ce qui avait été fait avec l'injecteur en Plexiglas muni d'un actionneur DBD en Téflon. Trois vitesses de l'écoulement d'air et deux de l'écoulement de l'eau sont choisies, elles valent 21, 25 et 37 m/s pour l'air et 1 et 2 m/s pour l'eau. Les figures 8.12, C.7 et C.8 présentent l'ensemble des résultats. La première observation au sujet de ces courbes est que l'influence de cette décharge "optimisée" est du même ordre de grandeur que celle générée par l'actionneur en Téflon. Toutefois, les résultats sont ici moins chaotiques et confirment les remarques précédentes. Une augmentation de la puissance délivrée par l'actionneur améliore le gain en fréquence et il est d'autant plus grand que la fréquence naturelle de la nappe est grande. Ce dernier point provient certainement du fait qu'une fréquence d'oscillation naturelle plus élevée signifie une plus grande facilité à déstabiliser la nappe. L'évolution du gain en fréquence de battement est quasiment une fonction affine de l'amplitude de la tension, cette observation est naturelle compte tenu du fait que la vitesse du vent ionique en fonction de cette amplitude est presque linéaire dans cette gamme et que la fréquence d'oscillation l'est tout autant en fonction de la vitesse de l'écoulement gazeux. Enfin, il faut remarquer qu'en valeur absolue, le gain peut être identique quelle que soit la vitesse de l'écoulement gazeux. En effet, plus l'écoulement d'air est rapide plus l'amplitude de la tension peut être augmentée, sans déclencher d'étincelle, compensant ainsi partiellement la perte de survitesse due à cette augmentation de vitesse extérieure.

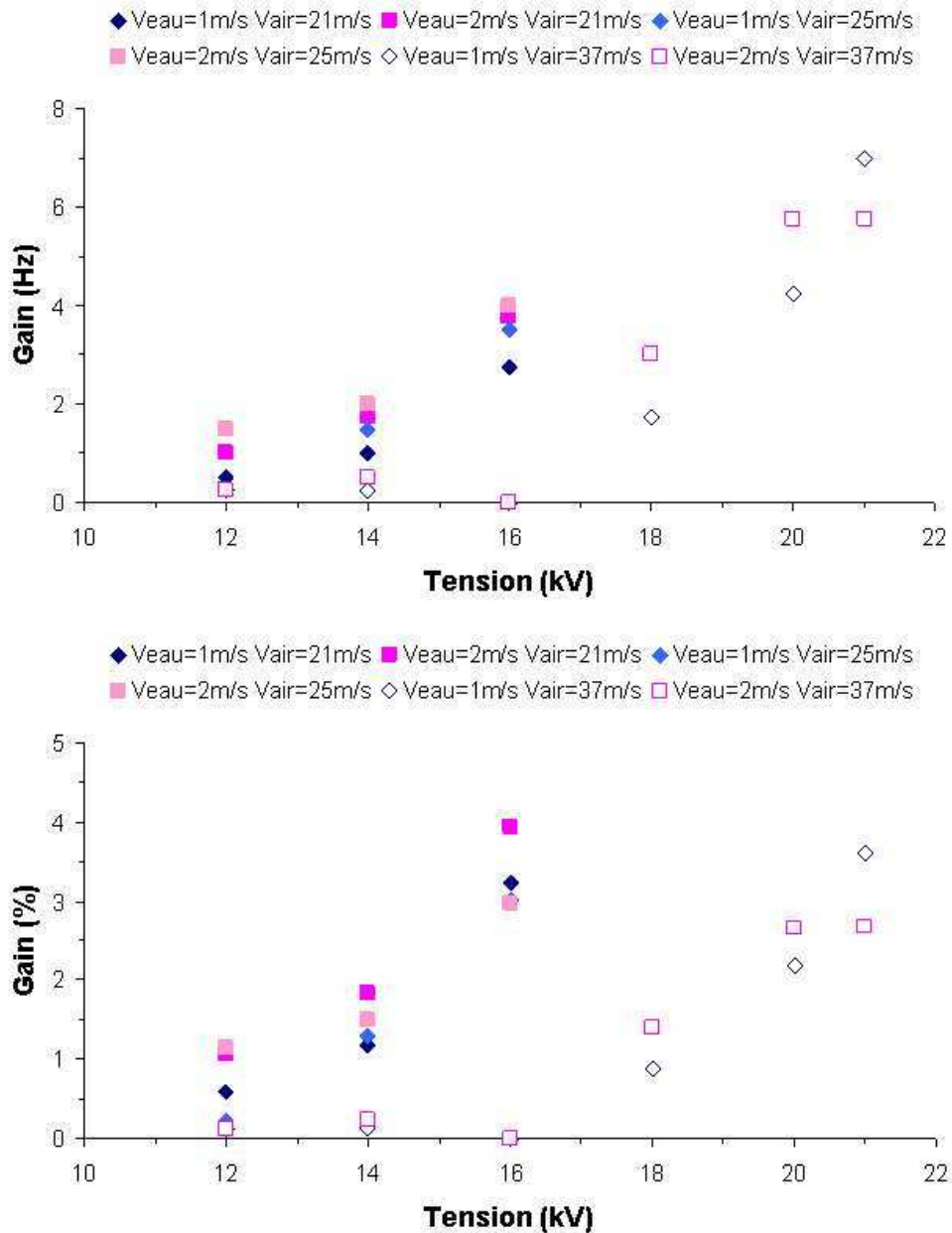


Figure 8.12: Gain absolu et relatif en fréquence de battement d'une nappe d'eau en fonction de l'amplitude de la tension. Comparaison entre tous les couples de vitesses de phase expérimentés. Injecteur céramique, actionneur intégré.

Nappe de kérosène

Des expériences identiques ont été menées sur l'installation du Fauga-Mauzac. Le fluide étudié est du kérosène, il est délivré avec trois vitesses d'injection : 1, 1,5 et 2 m/s. Les vitesses d'air choisies sont 9, 12, 15 et 18 m/s, elle sont plus faibles que pour l'eau pour obtenir des fréquences de battement du même ordre de grandeur. Deux exemples de résultats sont montrés sur les figures 8.13 a et b, le reste est présenté dans l'annexe C sur les figures C.10 et C.11. Ces graphiques mettent en évidence des gains plus élevés que ceux observés sur les nappes d'eau. Ils s'élèvent facilement jusqu'à 8 Hz mais c'est sur le gain relatif que l'augmentation est significative. En effet, pour une vitesse de la phase gazeuse de 9 m/s, un gain de l'ordre de 16 % peut être obtenu. Le comportement vis-à-vis des vitesses des phases est sensiblement le même que précédemment. Ici encore, plus la vitesse d'air est élevée, plus le gain est faible. Cependant, augmenter la vitesse de l'écoulement extérieur permet d'accroître l'amplitude de la tension sans pour autant déclencher d'étincelle. En conséquence, il est possible d'augmenter la fréquence de battement d'un même ordre de grandeur pour toutes les vitesses d'air.

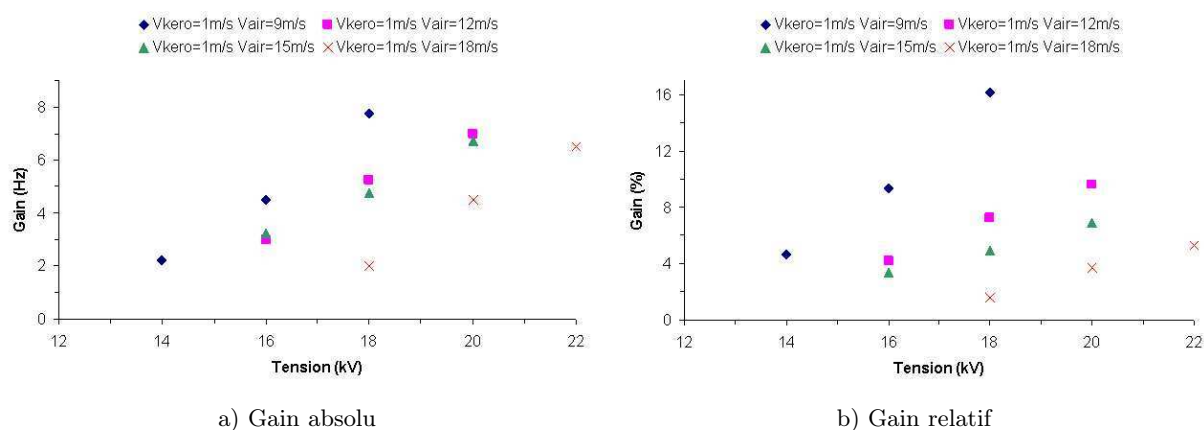


Figure 8.13: Gain absolu et relatif en fréquence de battement d'une nappe de kérosène en fonction de l'amplitude de la tension. Influence de la vitesse d'air ($v_{kero} = 1 \text{ m/s}$). Injecteur céramique, actionneur intégré.

Nappe d'éthanol, plasma et BOOM!!

Cette sous-section au titre évocateur décrit le seul et unique essai réalisé sur une nappe d'éthanol. Comme pour l'eau et le kérosène, l'influence de l'action d'une décharge électrique sur la fréquence d'oscillation a voulu être testée à 16 kV et 700 Hz. Malheureusement, la mise en route de l'actionneur a initié l'allumage de la vapeur d'éthanol au niveau de la connexion du câble haute tension. L'expérience n'a pas été reconduite...

Analyse des résultats sur la fréquence de battement

La modification de la fréquence d'oscillation globale par ce nouvel actionneur reste, malgré tout, faible, excepté dans le cas d'une nappe de kérosène cisailée par un écoulement d'air dont la vitesse est inférieure à 12 m/s. Ce comportement peut être directement relié au gain sur la

contrainte de cisaillement qui a été présenté sur la figure 8.11. La confrontation de ces résultats montre que le gain relatif en fréquence et le gain sur le cisaillement sont du même ordre de grandeur. Par exemple, pour un écoulement d'air dont la vitesse sans décharge est de 37 m/s ($D_{air}=76$ g/s), la contrainte de cisaillement est augmentée de 1 jusqu'à 3 % lorsque l'amplitude varie entre 14 et 20 kV. Une augmentation presque identique est observable pour le gain en fréquence de battement d'une nappe d'eau. Cette attitude se retrouve sur la plupart des points de fonctionnement testés. Une différence notable entre le gain en contrainte et en fréquence est remarquable pour le cas de la nappe de kérosène soumise à un écoulement gazeux de vitesse inférieure à 9 m/s ($D_{air}=13$ g/s). En effet, la contrainte de cisaillement peut alors croître de 120 % alors que la fréquence n'est augmentée que de 10 à 16 %. Cet écart particulier s'explique par le fait qu'une nappe si peu cisailée possède beaucoup d'inertie et que, malgré une augmentation relative de la contrainte de cisaillement importante, celle-ci reste faible en valeur absolue.

Pour conclure ces observations, un lien peut être fait avec le chapitre précédent. La relation 7.12 page 129 suppose que la fréquence d'oscillation globale est pilotée par l'épaisseur de vorticité de flux aérodynamique laquelle est elle-même inversement proportionnelle à la contrainte de cisaillement. Cela implique que la fréquence est donc proportionnelle à cette contrainte et c'est bien le résultat que ces expériences avec le vent ionique ont mis en évidence.

8.4.2 Aspect visuel

Après les mesures de fréquence, des séquences d'images ont été réalisées afin d'observer l'influence des décharges électriques sur la longueur de rupture et sur la longueur d'onde transversale. Une fois encore, des problèmes de compatibilité électromagnétique sont survenus. Le logiciel d'acquisition d'images s'interrompait dès que l'actionneur était allumé et, ce, même en l'absence d'étincelle. Ce problème d'hypersensibilité du système a été résolu en éloignant la caméra et tous ses câbles de l'actionneur. Le protocole expérimental suit les étapes suivantes. Les séquences enregistrées sont constituées de deux cents images soit 8 s. Un débit de kérosène et un d'air sont choisis, l'acquisition est lancée, la décharge est allumée environ 2 s après et durant à peu près 3 s. Par conséquent, les séquences sont composées d'une série d'images sans action, puis d'une série avec action et est terminée par une nouvelle série sans action.

V_{air} (m/s)	V_{kero} (m/s)	U_0 (kV)	f_{act} (Hz)	L_b off 1 (mm)	L_b on (mm)	L_b off 2 (mm)
9,5	0,8	16	700	41,4	28,6	40,2
9,5	0,8	16	2000	43,1	25,5	42,2
11,8	0,8	16	700	18,3	14,4	18,0
12,4	0,8	16	2000	19,9	16,2	20,0

Tableau 8.4: Evolution de la longueur de rupture. Actionneur  teint : L_b off 1 et L_b off 2. Actionneur en marche : L_b on.

Les résultats probants sont résumés dans le tableau 8.4 et sur la figure 8.14. Une vitesse de kérosène ($V_{kero} = 0,8$ m/s), deux d'air ($V_{air} = 9,5$ et 12 m/s) ainsi que deux fréquences de l'actionneur ($f_{act} = 700$ et 2000 Hz) ont été testées. Trois mesures de longueur de rupture sont données dans le tableau, la première (L_b off 1) et la troisième (L_b off 2) sont des moyennes trouvées à partir des séries d'images sans action respectivement avant et après la décharge. La deuxième mesure est la moyenne des longueurs de rupture lorsque la décharge est allumée (L_b on). Les images de la figure 8.14 montrent la différence avec ou sans action. D'autres séquences ont été filmées avec des vitesses d'air plus élevées néanmoins dès que cette vitesse dépasse 20 m/s, la transition opérée par l'actionneur n'est plus décelable sur les images. Le vent ionique ne déstabilise pas assez la nappe liquide. Les écarts de longueur de rupture entre les séries avec et sans vent ionique sont de l'ordre de 15 mm pour un écoulement d'air de $9,5$ m/s et de 3 mm pour un écoulement d'air de 12 m/s. Naturellement, ces écarts sont un peu plus grands lorsque la fréquence est de 2000 Hz. Cette chute brutale peut une nouvelle fois être expliquée à la lumière du comportement de la contrainte de cisaillement sous l'influence du vent ionique. En effet, selon les courbes précédentes, cette contrainte est très peu augmentée dès que l'écoulement d'air dépasse les 12 m/s. Il est alors évident que le vent ionique n'agit presque plus à ces vitesses. Les images révèlent un autre fait intéressant qu'il est possible d'observer près de la sortie d'injection. La nappe cisailée par ces faibles vitesses d'air sort très lisse de l'orifice. Toutefois, les images prises lorsque la décharge est en action montrent une très grande agitation de la nappe à cet endroit. L'instabilité longitudinale de petite longueur d'onde semble accrue et participe sûrement à la précocité de la rupture. Enfin, le nombre moyen de ligaments reste inchangé, la croissance de l'amplitude des instabilités causée par le vent ionique n'est pas suffisante pour modifier singulièrement la digitation.

La pulvérisation assistée en air est utilisée dans les systèmes d'injections des turbomachines et repose sur le principe de l'injection d'une nappe liquide annulaire fine ($\sim 300 \mu\text{m}$) qui est cisailée et fragmentée par deux écoulements gazeux de part et d'autre de l'anneau liquide. Ce type de pulvérisation manque d'efficacité lorsque la vitesse des écoulements d'air est faible ($< 30 \text{ m/s}$). Cette étude s'articule autour des deux objectifs que sont une meilleure compréhension du phénomène de pulvérisation assistée en air de nappe liquide et une implémentation d'outils technologiques, appelés actionneurs, destinés à améliorer l'efficacité de la pulvérisation. Des expériences ont été mises en place avec un injecteur simplifié pour étudier et modéliser la fragmentation de nappes liquides planes d'eau, d'éthanol et de kérosène. L'influence que pourrait avoir sur ce phénomène l'utilisation d'actionneurs plasmas a par la suite été mesurée. Ces actionneurs produisent un écoulement aérodynamique par l'intermédiaire de la génération de décharges électriques de surface (couronne ou DBD). Ce phénomène est appelé « vent ionique » et est utilisé dans notre application pour augmenter le cisaillement aérodynamique responsable des instabilités hydrodynamiques qui mènent à la pulvérisation de la nappe liquide.

Mots clés : Injecteurs aérodynamiques, Pulvérisation assistée, Instabilités hydrodynamiques, Nappes liquides, Actionneurs plasmas, vent ionique

Some current turboreactor combustion chambers are supplied with kerosene by air-assisted injectors. The latter generate an annular liquid sheet at low speed. The formation of fuel spray is caused by the shearing of this sheet by two co-air flows. Such atomization produces a spray made up of numerous small droplets in the case of high-velocity air flows (above 50 m/s). However during the motor ignition phase, air flow velocities are low (30 m/s) and the quality of the atomization is lower, resulting in ignition problems. This thesis aims at studying the air-assisted atomization of plane liquid sheets and carrying out experiments with ElectroHyroDynamic (EHD) actuators. Experiments on water, ethanol and kerosene sheets were carried out and two kind of EHD actuators were tested. Those ones generate an air flow near the wall thanks to surface gas discharges (corona or DBD). This phenomenon, called "ionic wind", is used in our application in order to enhance the aerodynamic shear rate and thus, amplify the liquid instabilities.

Key words : Airblast atomizers, Hydrodynamics instabilities, Liquid sheets, Plasma actuators, Ionic wind

