



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Spécialité : Dynamique des fluides – Physique et ingénierie des plasmas de décharge

Présentée et soutenue par **Pierrick HARDY**
le **9 mai 2012**

**Étude et qualification aérothermodynamique et électrique
d'un actionneur plasma de type jet**

JURY

M. Christophe Laux, président
M. Guillaume Bodard
M. Jean-Pascal Cambronne, directeur de thèse
M. Daniel Caruana
M. Christophe Hollenstein
M. Daniel Juvé, rapporteur
M. Azeddine Kourta, rapporteur
M. François Rogier

École doctorale : **Aéronautique - Astronautique**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF**

Directeur de thèse : **M. Jean-Pascal Cambronne**

Co-directeur de thèse : **M. Pierre Millan**

Remerciements

J'ai effectué ma thèse au Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique de l'ONERA. Elle a été financée par la Région Midi-Pyrénées et par l'ONERA. Mes premiers remerciements iront donc vers ces deux entités qui m'ont permis de passer trois excellentes années.

Je voudrais remercier mes directeurs de thèse Jean-Pascal Cambronne et Pierre Millan. Merci pour leurs conseils et leur soutien.

Mes remerciements vont également à Daniel Juvé et Azeddine Kourta pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi qu'à Christopher Hollenstein, Guillaume Bodard et François Rogier pour avoir accepté d'être membres du jury.

Un merci tout particulier à Daniel Caruana. Pendant ma thèse il a été mon encadrant mais surtout je souhaite le remercier pour ses qualités humaines. Travailler avec lui au quotidien a été une des choses les plus agréables pendant ces trois années. Il m'a accordé toute sa confiance et c'est une chose inestimable. Il m'a toujours encouragé à essayer, tenter, oser et c'est pour moi ce qui a donné tout son sens à ma thèse.

Avec Daniel Caruana, Philippe Barricau et Christian Gleyzes ont formé l'équipe "JSP". Ces deux personnes sont en réalité deux personnages. J'ai eu vraiment beaucoup de plaisir à les rencontrer et à partager avec eux.

J'ai eu la chance, je pense, d'avoir cotoyé pendant ma thèse beaucoup de personnes différentes. Aussi je souhaiterais remercier pour leur disponibilité, leurs compétences et surtout leur gentillesse toutes le personnel du DMAE avec qui j'ai pu échanger et travailler.

Je voudrais remercier tous les collègues doctorants et particulièrement ceux avec qui j'ai partagé mon bureau. Je garderais en souvenir nos séances d'échanges sur le tableau blanc du bureau. Ma thèse et avant cela mon stage de fin d'étude se sont effectués en parallèles à ceux d'Antoine Belinger. Nous avons effectué ensemble de très longues séances de mesures. Cela aurait pu être fastidieux mais grâce à Antoine cela s'est révélé très agréable.

De façon plus intime, merci à tout mes amis et ma famille. Merci à mes parents de m'avoir toujours soutenu. Sans eux je n'en serais pas là aujourd'hui. Et pour finir merci à Céline qui me rend heureux au quotidien.

Table des matières

Table des figures	xiv
Liste des tableaux	xv
Notations principales	xvii
Liste des communications	xxi
Introduction	1
I Revue bibliographique	9
I.1 Le générateur de jet synthétique par plasma	11
I.1.1 Conception des différents actionneurs	11
I.1.2 Caractérisation du fonctionnement des actionneurs	13
I.1.3 Modélisation de l'actionneur	17
I.1.4 Contrôle d'écoulement par les actionneurs de type JSP	20
I.2 Les décharges électriques	23
I.2.1 Les plasmas et les décharges électriques	23
I.2.2 Les décharges disruptives	26
I.2.3 Modélisation des décharges de type étincelle	29
I.3 Contrôle du bruit de jet	34
I.3.1 Origine et particularité du bruit de jet	34
I.3.2 Contrôle du bruit de jet	45
II Etude préliminaire et conception de l'actionneur	59
II.1 Les besoins pour le contrôle d'écoulement	61
II.1.1 Définition des besoins	61
II.1.2 Les applications aérodynamiques du JSP et leurs conséquences sur les caractéristiques du microjet	63
II.2 Description générale du fonctionnement de l'actionneur	65
II.2.1 Principe général de fonctionnement	65
II.2.2 Fonctionnement en fréquence et tension de claquage	71
II.3 Etude détaillée du fonctionnement du JSP	74
II.3.1 Fonctionnement de l'actionneur et topologie du jet	74
II.3.2 Influence de la viscosité	78
II.3.3 Influence de la géométrie de l'actionneur	79
II.4 Conception et dimensionnement du JSP et de son alimentation électrique	85
II.4.1 Conception de l'actionneur	85
II.4.2 Conception des alimentations électriques	87

III	Caractérisation expérimentale de l'actionneur	95
III.1	Etude de la décharge électrique générée par l'alimentation de type Flyback . . .	97
III.1.1	Modèle électrique du circuit de décharge	97
III.1.2	Mesures du courant et de la tension pendant la décharge	98
III.1.3	Mesures de la tension de claquage de l'actionneur	103
III.1.4	Mesures de la croissance du canal de la décharge	104
III.1.5	Mesures de la température et de la densité d'électrons	106
III.2	Mesures aérodynamiques du jet généré par le JSP	110
III.2.1	Identification des moyens de mesures	110
III.2.2	Mesures de la pression d'arrêt du microjet	110
III.2.3	Visualisation du front de jet par strioscopie	113
III.2.4	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	118
IV	Modélisation de la décharge électrique et caractérisation fréquentielle	125
IV.1	Développement d'un modèle de décharge	127
IV.1.1	Le modèle de Braginskii modifié	127
IV.1.2	Application du modèle à la décharge du JSP	135
IV.1.3	Etalonnage du modèle	137
IV.1.4	Etude de la décharge électrique	139
IV.2	Modélisation globale de l'actionneur	145
IV.2.1	Couplage du modèle CEDRE et du modèle de Braginskii modifié	145
IV.2.2	Résultats des simulations	146
V	Interaction des JSP avec un écoulement de type jet turboréacteur	155
V.1	Conception du banc d'essai	157
V.1.1	Modèle de jet de type turboréacteur	157
V.1.2	Méthode de contrôle de bruit de jet	158
V.1.3	Implantation des actionneurs et conception de la tuyère	159
V.2	Etude de l'interaction du JSP avec l'écoulement	162
V.2.1	Description du banc d'acquisition	162
V.2.2	Etude du jet seul	163
V.2.3	Interaction du microjet synthétique avec le jet	166
VI	Etude du contrôle de bruit de jet par les JSP	173
VI.1	Mesures acoustiques préliminaires	175
VI.1.1	Caractéristiques acoustiques de l'installation	175
VI.1.2	Mesures acoustiques préliminaires	180
VI.2	Résultats des mesures de contrôle	184
VI.2.1	Mise en évidence du contrôle de bruit par les JSP	184
VI.2.2	Etude paramétrique	189
	Conclusions et perspectives	197
	Annexes	203
A	Modélisation 0D du JSP	205
A.1	Mise en place de la modélisation	205
A.2	Modélisation de la phase d'expulsion	206
A.2.1	Mise en place des équations	206
A.2.2	Résolution des équations	207

TABLE DES MATIÈRES

B	Introduction à la modélisation des équations de Navier-Stokes	209
B.1	Modélisation URANS	209
B.2	Méthodes de fermeture	210
B.3	La résolution des équations	211
C	Modèle CEDRE du JSP	213
C.1	Choix du modèle de turbulence et des schémas numériques	213
C.2	Dépôt d'énergie	213
C.3	Maillage	214
D	Bancs de qualification aérodynamique	217
D.1	Banc d'essai de mesure de pression d'arrêt	217
D.2	Principe de la mesure par strioscopie	218
D.3	Description du banc d'essai	219
E	Méthode de résolution du modèle de Braginskii	223
E.1	Mise en forme du problème	223
E.2	Méthode de résolution	225
E.3	Adimensionnement des équations	226
F	Banc de mesure acoustique	229
F.1	Isolation acoustique	229
F.2	Implantation des microphones	229
F.3	Acquisitions des mesures	231
G	Alimentations électriques de plusieurs actionneurs et contrôle des délais	233
	Bibliographie	I

Table des figures

1	Différents types de contrôle passif d'écoulement (flèches et ronds rouges) sur des véhicules terrestres.	2
2	Différents types de contrôle passif d'écoulement (flèches et ronds rouges) sur des avions. a) Générateurs de tourbillons sur un B777, b) winglet sur un A320. . .	3
3	Exemple d'application des chevrons a) Boeing Quiet Technology Demonstrator. b) Boeing 787, Rolls-Royce Trent 1000.	3
4	Différents types de générateurs de jets synthétiques : a) par piston [3], b) par membranes piezo-électriques [54] et c) par système voisin des haut-parleurs [112].	5
5	Schéma d'un prototype de JSP.	6
I.1	Schéma des différents actionneurs développés par l'université Johns Hopkins : a) actionneur avec grille [31], b) actionneur biélectrode [48] et c) actionneur triélectrode [51].	12
I.2	Schéma de l'actionneur de l'université d'Austin [84].	13
I.3	Mesures de vitesse de l'actionneur d'Austin par strioscopie [83] a) en fonction du courant de décharge et b) en fonction du diamètre de l'orifice.	14
I.4	Mesure de vitesse et de température du microjet généré par le sparkjet [50, 64] a) PIV, 50 μs après le début de la décharge et b) 75 μs . c) Profil de température à $y=1.85$ mm de l'orifice obtenu par DST.	16
I.5	Mesure de pression à l'intérieur de la cavité [51] avec et sans filtre.	17
I.6	Evolution de la température rotationnelle "moyenne" au cours de la décharge. La température à $t = 0\mu s$ correspond à la température ambiante.[83]	17
I.7	Pression dans la cavité après la décharge en fonction du rapport de l'énergie apportée par l'alimentation électrique sur l'énergie interne de la cavité pour deux alimentations électriques [51].	19
I.8	Visualisations par strioscopie de l'interaction des microjets avec l'écoulement à Mach 3 avec rampe de compression. a) (angle d'attaque de 30° , angle de dérapage de 0°) et b) (angle d'attaque de 45° , angle de dérapage de 90°) indiquent les angles d'injection utilisés pour respectivement les visualisations c) et d)[84].	21
I.9	Les différents types de décharges.	25
I.10	Avalanche électronique se développant à partir d'un électron dans un champ uniforme E_0 . Répartition des charges d'électrons n_e et d'ions n_+ (à gauche) et schéma de la charge d'espace générée par l'avalanche E' . [12]	27
I.11	Transition entre l'avalanche électronique et le streamer et croissance du streamer dans l'espace inter-électrodes [77].	27
I.12	Courbe de Paschen pour l'air à $20^\circ C$	28
I.13	Température de la décharge (a) et densité électronique (b) fonction du temps pour 3 valeurs de pressions du gaz [121].	30

I.14	Densité des espèces dans un plasma d'air à 1 bar en fonction de la température.	31
I.15	Coefficient calorifique à pression constante (a) et conductivité électrique (b) de l'air en fonction de la température pour différente pression.	31
I.16	Structure d'un jet.	38
I.17	Contenu spectral à $\chi = 90^\circ$ d'un jet de laboratoire et d'un jet de turboréacteur. [47]	39
I.18	Contenu spectral à $\chi = 150^\circ$ dans l'axe du jet d'un jet de laboratoire et d'un jet de turboréacteur. [47]	39
I.19	Evolution de l'intensité globale à $\chi = 90^\circ$ de l'axe du jet, en fonction du nombre de Mach, pour différentes températures du jet [40]. $\frac{T_{jet}}{T_{ext}} = (\circ) 1; (\triangle) 1.7; (\square) 2.4; (\nabla) 3$	40
I.20	Exposant de vitesse en fonction de l'angle de mesure (180° correspond à la direction du jet) pour différentes températures de jet [117].	41
I.21	Illustration de la déstabilisation d'une couche de mélange. Calculs DNS [11].	42
I.22	Strioscopie éclair (temps d'intégration $< 100ns$) d'un jet d'air à Mach 0.9 à température ambiante. $D_{jet} = 22mm$. Département Modélisation pour l'Aérodynamique et l'Energétique, ONERA.	42
I.23	Spectre de nombre d'onde. a) Spectre pour une onde d'instabilité d'amplitude constante. b) Spectre résultant d'une variation d'amplitude de l'onde. La région grisée contient des ondes ayant des vitesses de phase supersoniques. [105]	44
I.24	Rapport normalisé des amplitudes des ondes d'instabilité pour un jet à température ambiante à un nombre de Strouhal de 0.35 en fonction du nombre de Mach du jet. a) à la sortie de la tuyère ($\frac{X}{D_{jet}} = 0$) et b) à $\frac{X}{D_{jet}} = 0.5$. Les modes $m = -2, -1, 0, 1, 2$ sont représentés pour chaque histogramme. [103]	44
I.25	Evolution spatiale de la vitesse axiale du jet : a) jet de base, b) avec microjets, c) avec chevrons. Profil de vitesse en $\frac{X}{D_{jet}} = 2$: d) jet de base, e) avec microjets, f) avec chevrons.[5]	47
I.26	Détail en $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ de la vorticité axiale. A gauche pour les microjets et à droite pour les chevrons.[5]	47
I.27	(a) Localisation dans la couche de mélange des coeurs de vorticité axiale. (b) Variation du maximum de vorticité axiale.[5]	48
I.28	Variation axiale de l'énergie cinétique turbulente (TKE).[5]	48
I.29	Comparaison du profil de vitesse axiale (a) et du profil de Ω_θ (b) en $\frac{X}{D_{jet}} = 2$ pour les microjets.[5]	49
I.30	Variation axiale de l'intensité des sources de bruit pour un nombre de Strouhal de : a) 0.25 et b) 1.25.[5]	49
I.31	Comparaison de la directivité du bruit pour un jet de laboratoire (rond) et d'un jet réacteur (losange), dans le cas de base (symboles pleins) et avec microjets (symboles vides).[47]	50
I.32	Evolution des fluctuations de pression en champ proche pour le cas de base (pointillés) et avec microjets (traits discontinus), pour une fréquence de pulsation de (a) $St_F = 0.5$, (b) $St_F = 1.5$. [55]	51
I.33	Variation de l'OASPL pour différents modes de contrôle par actionneur de type arc électrique [97] pour différents modes azimutaux d'excitation. a) et c) � $\theta = 30^\circ$ b) et d) � $\theta = 90^\circ$ par rapport à l'axe du jet.	52
I.34	Visualisation des fluctuations de la vitesse selon l'axe du jet pour une section en $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ pour le jet de base (a) et (b) 6, (c) 9, (d) 12, (e) 18, (f) 24 et (g) 36 microjets.[22]	53

TABLE DES FIGURES

I.35	Evolution du gain d'OASPL en fonction du nombre de microjets aux angles d'écoute de $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 30^\circ$ par rapport à la direction du jet. [22]	53
I.36	(a) Variation angulaire dans la section $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ de la vitesse axiale et de la vorticité selon l'axe du jet. (b) Corrélation entre $\frac{\partial U_x}{r\partial\theta}$ et $\frac{\Omega_x d}{U_j}$. (c) Variation angulaire dans la section $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ de la vitesse radiale moyenne et de la vorticité selon l'axe du jet.[6]	55
I.37	Variation du gain sonore en fonction du débit des microjets. Aux angles d'écoute de $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 30^\circ$ par rapport à la direction du jet.[22]	55
II.1	a) Température de l'air dans la cavité et b) vitesse du microjet calculées par l'équation 2-8 en fonction de l'énergie apportée pour différents volumes de cavité.	66
II.2	Vitesse d'éjection (a) et pourcentage de masse éjectée (b) en fonction du rapport de l'énergie apportée sur le volume de la cavité	67
II.3	Durée de l'éjection en fonction du rapport $\frac{Q}{V_{cav}}$ pour différents volumes de cavité. a) $D_{\mu jet} = 0.5$ mm, $D_{\mu jet} = 1$ mm et $D_{\mu jet} = 2$ mm.	68
II.4	Vitesse du jet (en rouge) et pression dans la cavité (en vert) au cours de la décharge pour un volume de cavité de 50.26 mm ³ , un diamètre d'éjection de 1 mm et un apport d'énergie de 6 mJ.	69
II.5	Température de l'air dans la cavité au cours de la décharge pour un volume de cavité de 50.26 mm ³ , un diamètre d'éjection de 1 mm et un apport d'énergie de 6 mJ.	70
II.6	Tension de claquage en fonction de la température pour différentes distances interélectrodes selon l'équation de Legg.	72
II.7	Evolution du jet représenté par le champ de température pour un dépôt de 3 mJ.	75
II.8	Débit d'air à travers l'orifice (en rouge) et température sur l'axe du jet au niveau de l'orifice (vert) pour un dépôt d'énergie de $Q = 3$ mJ.	75
II.9	Champ de température à $t = 150$ μ s pour un dépôt d'énergie de $Q = 3$ mJ.	76
II.10	Evolution de la masse dans la cavité pour des parois adiabatiques (rouge) et des parois à température imposée (vert) obtenue avec le modèle CEDRE.	77
II.11	Schéma des différentes étapes du fonctionnement de l'actionneur. Evolution de la masse dans la cavité. Température imposée en paroi.	77
II.12	Evolution de la masse présente dans la cavité en fonction des équations résolues et des conditions initiales du modèle de turbulence.	78
II.13	Champs de vitesse et tracé des trajectoires dans les cas a) $\frac{D_{cav}}{h_{cav}} = 1$ et b) $\frac{D_{cav}}{h_{cav}} = 0.423$	80
II.14	Evolution de le masse présente dans la cavité pour différents diamètres de l'orifice, $Q = 3$ mJ.	80
II.15	Détail de l'écoulement dans la tuyère de l'actionneur. Champ de vitesse verticale pour $t = 40$ μ s, $Q = 6$ mJ.	81
II.16	a) Schéma d'implantation du JSP dans une maquette. b) Evolution de la masse dans la cavité et c) évolution de la température au centre de l'orifice d'éjection pour différentes longueurs de tuyères. $Q = 3$ mJ	82
II.17	Géométrie de la cavité pour le calcul 3D avec prise en compte des électrodes.	83
II.18	Plan d'ensemble de la cavité de l'actionneur.	86
II.19	Photos de la dernière génération de prototype de l'actionneur JSP.	88
II.20	Schéma structurel de l'alimentation flyback.	89
II.21	Circuit équivalent dans le circuit primaire pendant la phase de magnétisation	90
II.22	Circuit équivalent dans le circuit secondaire pendant la phase de magnétisation	90
III.1	a) Circuit électrique équivalent pendant la décharge électrique et b) évolution du courant et de la tension pendant une décharge ($C = 20$ nF, $f_{JSP} = 10$ Hz).	97

III.2	Evolution de la tension de claquage a) et du courant maximal b) en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.	99
III.3	Evolution de la résistance du canal de la décharge en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.	101
III.4	Evolution de l'effet Joule en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.	101
III.5	Mesure de courant pour $C = 10nF$ et $f_{JSP} = 10Hz$, comparaison de l'extinction de la décharge.	102
III.6	Evolution de la durée de la décharge en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.	102
III.7	Courant maximal a) et durée de la décharge b) en fonction de l'énergie stockée dans les condensateurs (o de différentes couleurs selon la valeur des capacités).	103
III.8	Tension de claquage en fonction de la densité du gaz. Mesures effectuées à l'ONERA et différents modèles issus de la littérature (voir partie I.2.2.2)	104
III.9	Visualisations par caméra rapide de l'évolution de la décharge pour deux énergies différentes. En haut $E_C = 60$ mJ correspond à $C = 5$ nF et en bas $E_C = 130$ mJ correspond à $C = 15$ nF. La luminosité est normalisée par rapport au maximum d'intensité du cas $E_C = 130$ mJ et le temps est normalisé par rapport à la durée de la décharge dans les deux cas.	105
III.10	Diamètre de la décharge en fonction du temps pour différentes valeurs de capacité.	106
III.11	Evolution du spectre de la décharge en fonction du temps.	107
III.12	Evolution de la densité électronique pour deux capacités différentes.	108
III.13	Evolution de la température (N^+ en vert et Cu en rouge) pendant la décharge pour deux valeurs de capacité.	109
III.14	Pression d'arrêt du microjet en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de capacités.	111
III.15	Mesures de pression en fonction de l'énergie stockée dans les capacités pour différentes valeurs de capacité.	111
III.16	Dépôt d'énergie Q équivalent à une détente isentropique en fonction de l'énergie stockée dans les condensateurs. La droite correspond à une régression linéaire des mesures.	112
III.17	Visualisation par strioscopie du jet généré et ondes de choc pour une fréquence $f_{JSP} = 10$ Hz avec une capacité de 20 nF à un délai de 20 μs	113
III.18	Visualisation par strioscopie du jet généré pour une fréquence $f_{JSP} = 10$ Hz avec une capacité de 20 nF pour différents délais. Variation de la zone d'intérêt.	114
III.19	Exemple d'histogramme (nombre de détections obtenues en fonction de la position) et la fonction gaussienne fittée correspondant.	115
III.20	Position du front de jet en fonction du temps pour différentes fréquences. Capacités de a) 2nF, b) 5nF, c) 10nF, d) 15nF et e) 20nF.	116
III.21	Exemple de visualisation. a) Visualisation du tourbillon annulaire $C = 15$ nF et $f_{JSP} = 50$ Hz à $\Delta t = 25$ μs image numero 94. b) $C = 2$ nF et $f_{JSP} = 100$ Hz à $\Delta t = 50$ μs . c) $C = 2$ nF et $f_{JSP} = 100$ Hz à $\Delta t = 60$ μs . Les images ne sont pas toutes à la même échelle.	117
III.22	Vitesse du front de jet en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de capacité obtenu par a) Coefficient directeur de droite b) division à $\Delta t = 50\mu s$	117
III.23	Schéma du maillage du capteur.	120
III.24	Evolution de la pression d'arrêt au niveau de l'orifice du JSP sur l'axe de symétrie pour le cas de base (en rouge) et pour le cas avec capteur (en vert) et variation de la pression d'arrêt pour la simulation de la mesure de pression (en bleu).	120

TABLE DES FIGURES

III.25	Pression d'arrêt au niveau du capteur (noir), sur l'axe du microjet à l'orifice en absence du capteur (bleu) et en présence du capteur (vert) et pression d'arrêt moyen (rouge) en fonction du dépôt d'énergie.	121
III.26	Comparaison des mesures de position par strioscopie (symboles) pour différentes valeurs de capacité et des simulations de cette mesure (lignes discontinues) pour différents dépôt d'énergie.	122
IV.1	Schéma du modèle de décharge et annotations.	128
IV.2	Comparaison de l'évolution du courant calculé par le modèle (en bleu) et mesuré (en rouge) avant l'application de la chute de potentiel ($f_{JSP} = 10$ Hz et $C = 15$ nF).	136
IV.3	Température maximale calculée par le modèle de Braginskii modifié en fonction du rayon initial pour une capacité de 5 nF (vert) et 15 nF (rouge). $V_d = 4000$ V et $k_{gain} = 5$	138
IV.4	K_{gain} en fonction de la tension de claquage pour différentes valeurs de capacités.	138
IV.5	Comparaison de l'évolution du diamètre de la décharge entre les mesures (lignes) et les simulations (pointillés) pour différentes valeurs de capacités.	140
IV.6	Puissance dissipée par rayonnement en fonction du temps pour $C = 15$ nF.	140
IV.7	Evolution de la température mesurée (symbole) et simulée (pointillés) pour $C = 5nF$ et $C = 15nF$	141
IV.8	Bilan énergétique du modèle de Braginskii modifié en pourcentage de l'énergie stockée dans les capacités. Energie dissipée dans les gaines (cercle bleu), énergie dissipée par effet Joule (carré rouge) et énergie dissipée par rayonnement (triangle vert).	142
IV.9	Dépôt énergie équivalent en fonction de la tension : valeur (carré et ligne continue) et rendement de la décharge (rond et ligne discontinue). $C = 5nF$ (en rouge) et $C = 15nF$ (en vert).	143
IV.10	Evolution de la masse dans la cavité pour $C = 5$ nF (en rouge) et $C = 15$ nF (en vert). a) $f_{JSP} = 500$ Hz, b) $f_{JSP} = 1000$ Hz et c) $f_{JSP} = 2000$ Hz.	146
IV.11	Masse expulsée (carrés rouges) et aspirée (ronds verts) en pourcentage de la masse initiale dans la cavité pour $C = 15$ nF et $f_{JSP} = 2000$ Hz.	147
IV.12	Evolution du débit d'air au niveau de l'orifice de l'actionneur pour $C = 5$ nF (en rouge) et $C = 15$ nF (en vert). a) Premier cycle $f_{JSP} = 1000$ Hz, b) septième cycle $f_{JSP} = 1000$ Hz, c) premier cycle $f_{JSP} = 2000$ Hz et d) dixième cycle $f_{JSP} = 2000$ Hz.	148
IV.13	a) Vitesse sur l'axe au niveau de l'orifice pour le premier cycle (en rouge) et le dixième cycle (en vert). $C = 15nF$ et $f_{JSP} = 2000Hz$. b) Comparaison des mesures de position par strioscopie et par simulations (onzième cycle) pour $C = 5nF$ et $C = 15nF$, $f_{JSP} = 2000Hz$	149
IV.14	Profil de vitesse calculée en sortie d'orifice, équilibre établi, a) $f_{JSP} = 2000Hz$ ($\Delta t_{cycle} = 500 \mu s$), $C = 5nF$ et b) $f_{JSP} = 2000Hz$ ($\Delta t_{cycle} = 500 \mu s$), $C = 15nF$	150
IV.15	Evolution de la tension de claquage simulée au cours du temps pour $C = 5$ nF (lignes pointillées et carrés) et pour $C = 15$ nF (lignes continues et ronds) pour $f_{JSP} = 500$ Hz (en bleu), $f_{JSP} = 1000$ Hz (en vert) et $f_{JSP} = 2000$ Hz (en rouge).	151
IV.16	Evolution du rendement de la décharge électrique a) au cours du temps et b) en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge, pour $C = 5$ nF (lignes pointillées et carrés) et pour $C = 15$ nF (lignes continues et ronds) pour $f_{JSP} = 500$ Hz (en bleu), $f_{JSP} = 1000$ Hz (en vert) et $f_{JSP} = 2000$ Hz (en rouge).	151

V.1	Evolution du gain d'OASPL en fonction du nombre de microjets aux angles d'écoute de 90° et 30° par rapport à la direction du jet. [22]	160
V.2	a) Photo de la tuyère JEAN b) tuyère JEAN avec JSP installés.	161
V.3	Jet à $M_{jet} = 0.9$. a) Prise de vue de côté et b) prise de vue de dessus.	162
V.4	Champ de strioscopie complet, jet seul $M_{jet} = 0.9$	163
V.5	Visualisation des gradients de densité orthogonaux à l'axe du jet : a) $M_{jet} = 0.6$, $T_{jet} = 300K$, b) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 300K$ et c) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 550K$. Visualisation des gradients de densité parallèles à l'axe du jet : d) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 300K$ et e) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 600K$	164
V.6	Exemple de profils de niveaux de gris.	165
V.7	a) Profils de niveaux de gris à différentes positions. b) Relevés des limites de la couche de mélange et régression linéaire. $M_{jet} = 0.9$	166
V.8	Interaction du microjet généré par le JSP avec le jet. Image moyennée en phase pour différentes configurations. a), b) et c) vue de côté et d), e) et f) vue de dessus pour $C = 20$ nF, $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 300$ K. g), h) et i) $C = 20$ nF, $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 600$ K. j), k) et l) $C = 20$ nF, $M_{jet} = 0.6$, $T_{jet} = 300$ K.	168
V.9	a) Principe de la mesure de position des tourbillons. b) Limites de la couche de mélange pour $M_{jet} = 0.6$ (traits rouges) et à $M_{jet} = 0.9$ (traits bleus) et position des tourbillons pour différents cas : $C = 1$ nF et $M_{jet} = 0.6$ (triangles verts), $C = 20$ nF et $M_{jet} = 0.6$ (carrés rouges), $C = 20$ nF et $M_{jet} = 0.6$ (ronds bleus).	169
V.10	Comparaison de l'épaississement de la couche de mélange (trait noir pour les mesures ONERA et traits pointillés noirs pour les mesures d'Alkisar et al. [5]) obtenu avec les JSP (courbe bleue) et avec des chevrons (ronds verts) et des microjets continus (carrés rouges). $M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 300$ K	169
V.11	a) Vitesse de convection de la limite intérieure (ronds verts) et extérieure (carrés rouges) des tourbillons générés par le JSP en fonction de la position axiale. b) Taille selon X des tourbillons en fonction de leur position axiale.	170
VI.1	Décroissance du niveau sonore pour le micro M10D140 à deux fréquences : a) 200 Hz et b) 800 Hz. Les droites vertes correspondent au niveau de référence moins 5 dB et les droites bleues au niveau de référence moins 20 dB.	176
VI.2	Temps de réverbération moyenné sur l'ensemble des microphones en fonction de la fréquence.	176
VI.3	Sound Pressure Level (SPL) en fonction de la fréquence pour les microphones M10D90 (rouge), M10D130 (bleu) et M10D160 (vert) avec des réflexions sur les supports pour un jet à $M_{jet} = 0.9$	177
VI.4	Comparaison des spectres obtenus avant (rouge) et après (vert) modification de la position des microphones sur les supports. a) M10D90 et b) M10D160	177
VI.5	Spectre de référence émis par le haut parleur (vert), spectre mesuré quand le haut parleur est dans un coin (bleu) et spectre mesuré quand le haut-parleur est placé sous la tuyère (rouge) a) M10D90, b) M10D150, c) M25D90 and d) M25D120.	179
VI.6	Spectre obtenu pour un jet à $M_{jet} = 0.9$ dans un laboratoire (ligne pointillée) et pour un réacteur (ligne continue). a) Microphone à 90° et b) microphone à 150° . [47]	180
VI.7	Spectre de bruit de jet obtenu à l'ONERA pour les microphones M10D90 (rouge) et M10D160 (vert). a) Jet à $M_{jet} = 0.6$ et b) jet à $M_{jet} = 0.9$	181
VI.8	Mesure du bruit d'un jet à $M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 300$ K pour la tuyère JEAN mesurée dans la chambre sourde du LMFA par l'ONERA dans le cadre du projet OSCAR. a) Microphone à $\chi = 160^\circ$ et b) $\chi = 90^\circ$	181

TABLE DES FIGURES

VI.9	Overall Sound Pressure Level (OASPL) en fonction de l'angle des microphones pour le support à 25 D (rouge) et à 10 D (vert). a) Jet à $M_{jet} = 0.6$ et b) jet à $M_{jet} = 0.9$	182
VI.10	Bruit de fond (vert) et bruit des JSP pour des capacités de 2 nF à 1000 Hz (bleu) et de 5 nF à 830 Hz (rouge).	183
VI.11	Spectre de bruit de jet de référence (en vert) et du jet avec les 12 actionneurs fonctionnant à $St_{JSP} = 0.2$, $m_{JSP} = 0$, $C = 15$ nF (en rouge) pour différents microphones : a) M10D90 ,b) M10D130 ,c) M10D150 et d) M10D160.	185
VI.12	Spectre de bruit de jet de référence (en vert) et du jet avec les 12 actionneurs fonctionnant à $St_{JSP} = 0.2$, $m_{JSP} = 1$, $C = 15$ nF pour différents microphones : a) M10D90 et b) M10D160.	186
VI.13	Spectre de bruit de jet de référence (en vert) et du jet avec les 12 actionneurs fonctionnant à $St_{JSP} = 0.1$, $m_{JSP} = 0$, $C = 15$ nF pour différents microphones : a) M10D90 ,b) M10D160.	187
VI.14	a) Evolution de la différence de l'OASPL entre la bruit de référence et le bruit des actionneurs en fonction du nombre de Strouhal des JSP pour différents microphones : M10D90 (carrés rouges), M10D150 (ronds verts) et M10D160 (triangles bleus). $M_{jet} = 0.6$ et $C = 5$ nF a) $m_{JSP} = 0$ et b) $m_{JSP} = 1$. Evolution de la différence de l'OASPL entre le bruit de référence et le bruit des actionneurs en fonction du nombre de Strouhal des actionneurs de Samimy et al. [97] c) pour le mode 0 et d) pour le mode 1.	188
VI.15	Δ OASPL en fonction de l'angle du microphone pour différentes valeurs de capacité. a) Jet à $M_{jet} = 0.6$ et b) Jet à $M_{jet} = 0.9$	190
VI.16	Spectres de référence (en vert) et spectre avec les actionneurs en marche pour différents nombres d'actionneurs : $nb_{JSP} = 6$ en bleu et $nb_{JSP} = 12$ en rouge, fonctionnant à $m_{JSP} = 0$, $St_{JSP} = 0.2$. a) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D90, b) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D150, c) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D90 et d) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D150.	191
VI.17	Spectres de référence (en vert) et spectre avec les actionneurs en marche pour différents nombres d'actionneurs : $nb_{JSP} = 6$ en bleu et $nb_{JSP} = 12$ en rouge, fonctionnant à $m_{JSP} = 1$, $St_{JSP} = 0.2$. a) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D90, b) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D150, c) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D90 et d) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D150.	192
VI.18	Variation Δ OASPL en fonction du nombre de Strouhal des actionneurs pour différents mode de fonctionnement pour $M_{jet} = 0.6$ pour différents microphones : a) M10D90 et b) M10D150.	193
A.1	Principe du modèle par bilan global.	205
B.1	Découpage d'un domaine Ω_{CV} en un ensemble de domaines Ω_J	211
C.1	Image du maillage de la topologie du maillage en "C".	215
C.2	Comparaison pour chacun des maillages (maillage relâché en vert, fin en bleu et "C" en rouge) de la température a) et de la vitesse b) sur l'axe du jet au niveau de l'orifice et du niveau maximal de l'énergie cinétique turbulente dans le domaine de calcul c).	216
C.3	Champs d'énergie cinétique turbulente à $t = 20 \mu s$ pour le maillage fin a) le maillage relâche b) et le maillage fin avec topologie en "C" c).	216
D.1	a) Banc de mesures de la pression totale. b) Signal délivré par le capteur de pression.	217
D.2	Schéma de la déviation angulaire dû au gradient de densité dans un milieu.	218

D.3	a) Montage strioscopie. b) Déviation d'un rayon lumineux. c) Montage strioscopie avec deux couteaux de foucault. d) Principe du banc utilisé.	219
D.4	Exemple d'image obtenue par strioscopie	220
D.5	Schéma de l'installation de mesure par strioscopie.	220
F.1	Photographie de l'installation acoustique du Réchauffeur 113.	230
F.2	Schéma à l'échelle 1 :30 de l'implantation des microphones et dimensions de la pièce. a) Vue de dessus et b) vue de face.	231
F.3	Réponse en champs libre des microphones BK4958.	231
G.1	Installation électrique de commande et d'alimentation des 12 actionneurs . . .	233
G.2	Signal envoyé aux circuits de commande des actionneurs pour un fonctionnement à 2000 <i>Hz</i> (a) mode 1 (b) mode2	234

Liste des tableaux

I.1	Les différents processus électroniques ayant lieu dans un plasma [77].	24
II.1	Conductivités thermiques et électriques de différents matériaux.	70
IV.1	Energie moyenne et tension de claquage moyenne pour différentes valeurs de capacité utilisées dans les mesures de croissance de la décharge.	139
IV.2	Dépôt d'énergie équivalent en mJ et en % de l'énergie stockée initialement dans les capacités pour différentes valeurs de capacité. Tension de claquage de 4000 V.	143
VI.1	Distance par rapport au centre de la tuyère des différents microphones exprimée par rapport au diamètre D_{jet} du jet.	179
B.1	Comportement comparé des modèles k- ϵ et k- ω en couche limite de paroi. [24] .	211

Notations principales

Grandeurs physiques générales

t	Temps
P, p	Pression
T	Température
ρ	Masse volumique
m	Masse
U	Vitesse
$c = \sqrt{\gamma RT}$	Vitesse du son
\mathcal{V}	Volume
C_p	Capacité calorifique à pression constante
C_v	Capacité calorifique à volume constant
γ	Rapport des capacités calorifiques
\mathcal{R}	Constante des gaz parfaits
μ	Coefficient de viscosité dynamique
ν	Coefficient de viscosité cinématique
h	Enthalpie
E	Energie
Q	Apport d'énergie
W	Puissance
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes

Paramètres du générateur de Jets Synthétiques par Plasma

f_{JSP}	Fréquence de fonctionnement
m_{JSP}	Mode de fonctionnement
nb_{JSP}	Nombre de JSP
\mathcal{V}_{cav}	Volume de la cavité
D_{cav}	Diamètre de la cavité
h_{cav}	Hauteur de la cavité

Paramètres électriques

V_d	Tension de claquage de l'espace inter-électrodes
V_C	Tension aux bornes d'un condensateur
C	Capacité
L	Inductance
R	Résistance
l_d	Distance inter-électrodes
σ	Conductivité électrique

Paramètres du jet

M_{jet}	Nombre de Mach du jet
T_{jet}	Température du jet
D_{jet}	Diamètre du jet
X ou x , R ou r , χ ou θ	Coordonnée cylindrique où \vec{X} est l'axe du jet
m	Mode d'instabilité
δ	Épaisseur de la couche de mélange

Indices

e	Relatif aux électrons
jet	Relatif au jet
μ_{jet}	Relatif au microjet
JSP	Relatif au JSP
cav	Relatif à la cavité du JSP
d	Relatif à la décharge
ext	Relatif au domaine extérieur
p	Relatif à la paroi de la cavité du JSP
$acous$	Relatif à l'acoustique

Nombres adimensionnés

M	Nombre de Mach
S_t	Nombre de Strouhal
R_e	Nombre de Reynolds

Abréviations

JSP	Générateur de Jets Synthétiques par Plasma
OASPL	OverAll Sound Pressure Level
TKE	Energie cinétique de turbulence
ETL	Equilibre Thermodynamique Local
PIV	Vélocimétrie par Imagerie de Particules
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques
DMAE	Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique
DTIM	Département Traitement de l'Information et Modélisation
DBD	Décharge à Barrière Diélectrique
CFD	Computational Fluid Dynamics
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
TTL	Signal normalisé Transistor-Transistor Logic

Abréviations d'unité

mJ	10^{-3} Joule
nm	10^{-9} Mètre
μm	10^{-6} Mètre
mm	10^{-3} Mètre
cm	10^{-2} Mètre
kV	10^3 Volt
kHz	10^3 Hertz
MHz	10^6 Hertz
nF	10^{-9} Farad
μF	10^{-6} Farad
μH	10^{-6} Henry

Liste des communications

- D. Caruana, P. Barricau, P. Hardy, J. P. Cambronne, A. Belinger. *The "Plasma Synthetic Jet" actuator. Aero-thermodynamic characterization and firsts flow control applications.* AIAA-2009-1307 - Orlando, FL, 5-8 January 2009.

- P. Hardy, P. Barricau, D. Caruana, C. Gleyzes. *La Fente et le Jet Synthétique par Plasma d'Arc pour la manipulation des écoulements.* Colloque GDR "Contrôle des décollements et des structures tourbillonnaires", 2009.

- P. Hardy, P. Barricau, D. Caruana, C. Gleyzes, A. Belinger, J.-P. Cambronne. *Plasma Synthetic Jet for Flow Control.* AIAA-2010-5103 - Chicago, I, June 28-1, 2010.

- A. Belinger, P. Hardy, P. Barricau, J.-P. Cambronne et D. Caruana. *Influence of the energy dissipation rate in the discharge of a plasma synthetic jet actuator.* J. Phys. D : Appl. Phys. 44.

- Texte accepté : G. Dufour*, P. Hardy, G. Quint and F. Rogier. *Physics and Models for Plasma Synthetic Jets.* Int. J. for AeroDynamics.

Introduction

L'amélioration des performances aérodynamiques et environnementales est un enjeu majeur dans le domaine des transports terrestres et aériens. Elle s'avère nécessaire aussi bien pour la réduction des coûts que par la mise en place au niveau international de normes de plus en plus sévères.

Par exemple, la réduction de la consommation de carburant, des émissions polluantes et du bruit émis par les avions civils est d'une importance cruciale pour les aviateurs. Ainsi, l'Advisory Council for Aeronautics Research in Europe regroupant des membres industriels et institutionnels émet des propositions d'axe de recherche pour l'Union Européenne. Dans sa "Vision" pour 2020[41], l'ACARE préconise une réduction de 80% des oxydes d'azote (NOx), ainsi qu'une réduction de 50 % du gaz carbonique émis par les avions, une division par deux du bruit perçu aux abords des aéroports.

Pour pouvoir répondre à ces exigences, une des solutions envisagées est de contrôler les écoulements. De façon très générale, le terme "contrôle d'écoulement" désigne l'ensemble des techniques permettant de modifier les propriétés d'un écoulement pour l'amener vers un état souhaité. De nombreux types d'écoulements peuvent être sujets au contrôle. Les plus représentatifs sont les contrôles de décollement, des tourbillons marginaux, des jets des turboréacteurs.

Pour effectuer ces modifications des écoulements, des actionneurs sont nécessaires. Dans le but d'une industrialisation, les actionneurs doivent être simples d'utilisation, robustes et présenter un rendement positif. Ce rendement est une notion à prendre au sens large. Pour certains contrôles d'écoulement tel que le contrôle des tourbillons marginaux, le rendement signifie que l'utilisation d'actionneurs doit apporter un gain net par rapport au cas sans actionneur en prenant en compte le coût de l'utilisation des actionneurs (ajout de poids, de maintenance, etc...). Dans certains cas (contrôle de bruit de jet des réacteurs par exemple), l'utilisation d'actionneurs devient nécessaire car le non respect des normes environnementales a un coût pour les aviateurs. Le bénéfice du contrôle d'écoulement ne s'exprime alors pas directement en terme de rendement.

L'actionneur est donc au coeur du contrôle d'écoulement. De nombreux types d'actionneurs existent ou sont étudiés. La première partie de cette introduction donne un aperçu des différentes technologies étudiées dans les laboratoires ou déjà mis en oeuvre sur des objets industriels. La partie suivante décrit un actionneur particulier qui est le générateur de jet synthétique par plasma qui est au coeur de la thèse. Enfin, la démarche mise en oeuvre dans la thèse est expliquée.

Les actionneurs pour le contrôle d'écoulement

Les actionneurs utilisés pour le contrôle d'écoulement sont généralement classés en deux catégories : les dispositifs passifs et les dispositifs actifs.

Les dispositifs passifs

Les dispositifs passifs sont généralement des éléments mécaniques ajoutés dans l'écoulement et qui permettent par leur interaction de modifier l'écoulement. Ce type de contrôle est déjà commercialisé.

Sur les véhicules terrestres par exemple, des éléments mécaniques sont utilisés pour réduire la traînée des camions et des voitures. La figure 1 illustre quelques uns de ces types de contrôle. Sur la figure 1.a l'élément mécanique situé au dessus de la lunette arrière de la voiture permet de diminuer la taille de la zone de recirculation à l'arrière du véhicule. Quasiment toutes les voitures ont aujourd'hui adopté ce type de mécanisme car le bulbe de recirculation ayant lieu sur l'arrière de la voiture représente 30 % de la consommation de carburant [44]. Avec des formes et des tailles très variables, ils sont souvent intégrés dans la carrosserie. Sur la figure 1.b, les diffuseurs utilisés sur l'avant des camions sont visibles. Ceux-ci permettent de créer un flux d'air sur le côté du camion. Ce flux d'air permet de réduire le décollement se produisant sur le côté de la cabine, ce qui conduit à une économie d'environ 0.5% de carburant. Ce dispositif permet également de réduire les dépôts de poussières sur le parebrise.

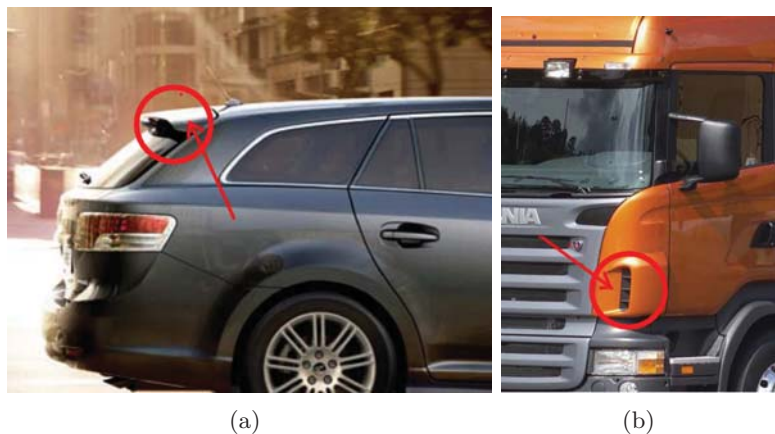


Figure 1 — Différents types de contrôle passif d'écoulement (flèches et ronds rouges) sur des véhicules terrestres.

Dans le domaine du transport aérien, des actionneurs mécaniques peuvent être utilisés pour empêcher un décollement de bord de fuite, comme présenté sur la figure 2.a. Ces éléments mécaniques sont appelés générateurs de tourbillons. Leur interaction avec l'écoulement permet d'apporter de la quantité de mouvement en proche paroi et de rendre la couche limite résistante au décollement. Largement répandus aujourd'hui sur les dernières générations d'avion, les winglets ou sharklets (dénomination choisie selon la forme des éléments) permettent de réduire la traînée induite due à la création de tourbillons marginaux en bout d'aile. Un exemple est donné sur la figure 2.b.

Des chevrons sont également utilisés pour réduire le bruit de jet des turboréacteurs (figure 3). Leur utilisation permet de réduire jusqu'à 2dB certaines fréquences de bruit produit par le jet du réacteur. Ces dispositifs de forme triangulaire "plongent" avec un angle faible dans le flux du jet et leur interaction avec l'écoulement permet de créer des tourbillons contrarotatifs qui épaississent et stabilisent la couche de mélange. Ces dispositifs sont ainsi utilisés sur le Rolls-Royce Trent 1000 équipant le B787.

Tous ces actionneurs mécaniques ont comme point commun d'être toujours présents dans l'écoulement d'air. Or, leur présence n'est pas toujours nécessaire. Par exemple,

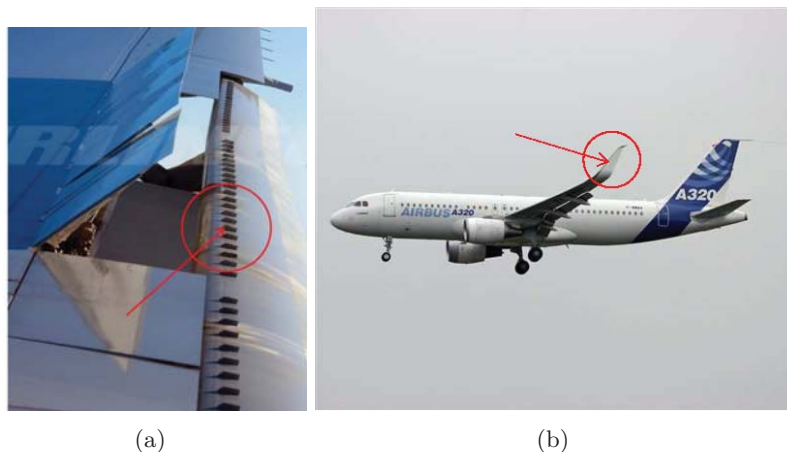


Figure 2 — Différents types de contrôle passif d'écoulement (flèches et ronds rouges) sur des avions. a) Générateurs de tourbillons sur un B777, b) winglet sur un A320.



Figure 3 — Exemple d'application des chevrons a) Boeing Quiet Technology Demonstrator. b) Boeing 787, Rolls-Royce Trent 1000.

les générateurs de tourbillons permettent de recoller la couche limite. Ce décollement ne se produit que dans des cas particuliers (forte incidence par exemple). Ainsi, pendant la majeure partie du vol, c'est à dire pendant le vol de croisière, ils ne sont pas utiles et pénalisent la traînée de l'appareil. L'utilisation de chevrons pour réduire le bruit de jet des réacteurs pénalise leur poussée alors que la réduction du bruit est nécessaire uniquement pendant la phase de décollage. En croisière l'utilisation de chevrons devient inutile.

Aussi, les recherches dans le domaine du contrôle d'écoulement se sont tournées vers l'utilisation d'actionneurs mis en oeuvre uniquement lorsque cela s'avère nécessaire.

Les dispositifs actifs

Les dispositifs actifs sont par définition des actionneurs qui injectent de l'énergie dans l'écoulement. Ils doivent pouvoir fonctionner sur demande lors des configurations aérodynamiques où ils sont nécessaires.

Parmi les nombreux types d'appareils actifs, les actionneurs utilisant l'état plasma du

gaz sont de plus en plus étudiés aujourd'hui, comme les décharges à barrière diélectrique, appelées DBD. Les DBD sont constituées de deux électrodes séparées par un isolant. Lorsqu'une tension importante est appliquée, des ions se déplacent dans le champ électrique créé dans l'espace interélectrode. Ce déplacement d'ions entraîne par collision le déplacement des espèces neutres. Il en résulte la création d'un flux d'air dont la vitesse est de l'ordre de 10 m.s^{-1} au maximum [42]. Ce flux d'air est appelé vent ionique. Il permet d'injecter de l'énergie dans l'écoulement que l'on souhaite contrôler. Ces actionneurs ont le principal défaut de n'être efficaces que dans des écoulements à faible vitesse. Des actionneurs similaires mais fonctionnant avec une montée en tension très rapide sont appelés DBD-nanosecondes. Ces actionneurs permettent de créer des ondes de pression permettant de modifier des écoulements [59].

Une autre technologie d'actionneur actif repose sur l'utilisation de microjets. De nombreuses études ont montré leur efficacité à contrôler divers écoulements. Ils peuvent ainsi servir de générateur de tourbillons. Leur interaction avec un écoulement provoque ainsi la création de tourbillons qui à l'instar des dispositifs passifs générateurs de tourbillons permettent de contrôler des décollements [36, 19]. Une autre utilisation où ils s'avèrent performants est le contrôle de bruit de jet de type turboréacteur. La réduction de bruit obtenue en laboratoire est comparable voire meilleure que lors de l'utilisation de chevrons [5].

Cependant, l'utilisation de microjets soufflant en continu nécessite d'utiliser une pression par prélèvement d'air sur les réacteurs. Ce prélèvement entraîne donc une diminution de la performance du réacteur, ce qui est pénalisant. Pour diminuer cette consommation énergétique, une idée consiste à moduler le débit du microjet de façon à ce qu'il ne souffle pas au débit maximal en continu. Ce type d'actionneur est appelé microjets pulsés [101, 111, 88]. L'aspect pulsé des microjets introduit également la fréquence de pulsation comme paramètre de contrôle, permettant d'adapter ou de modifier les stratégies de contrôle.

De manière générale, pour minimiser la consommation énergétique des microjets, il est envisagé d'utiliser des microjets synthétiques.

Les microjets synthétiques

Les microjets synthétiques sont des microjets dont le débit est nul en moyenne. Leur fonctionnement se décompose donc en deux phases : une phase d'expulsion et une phase d'aspiration. Au même titre que les microjets pulsés, l'utilisation de microjets synthétiques permet également d'introduire un aspect fréquentiel au contrôle [8].

Pour réaliser ces microjets synthétiques, de nombreuses technologies existent. De façon générale, la plupart des générateurs de jets synthétiques sont composés d'une cavité ayant une paroi mobile. La cavité possède un orifice qui permet l'éjection de l'air dans la cavité lorsque la paroi mobile se déplace. Pour réaliser cette paroi mobile plusieurs solutions sont utilisées. Ahmed et al. [3] et Feng et al. [38] utilisent un piston mis en mouvement par un moteur pour faire varier le volume de la cavité (figure 4.a). Très développée, une autre solution consiste à utiliser des matériaux piezoélectriques (figure 4.b). Ces matériaux se contractent sous l'effet d'une tension électrique. De nombreux auteurs utilisent cette technologie et de nombreux types d'actionneurs existent [69, 93, 45, 54]. Une autre façon de faire vibrer une paroi est d'utiliser un système voisin de celui utilisé dans les haut-parleurs (figure 4.c). Dans ce cas, la membrane est solidaire d'un élément électromagnétique mis en mouvement par l'action d'un champ magnétique [25, 112, 114, 122].

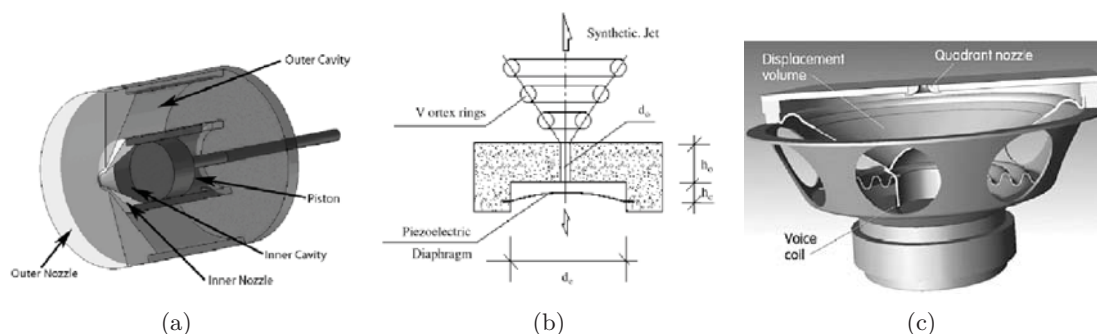


Figure 4 — Différents types de générateurs de jets synthétiques : a) par piston [3], b) par membranes piezo-électriques [54] et c) par système voisin des haut-parleurs [112].

Une autre façon de réaliser un jet synthétique est d'utiliser des DBD annulaires. Ces actionneurs sont appelés PSJA pour Plasma Synthetic Jet Actuator. Les DBD annulaires permettent de créer un vent ionique orienté vers le centre de l'anneau. Cet écoulement annulaire interagit au centre de l'anneau et l'air s'élève au dessus de la paroi sous la forme d'un panache d'air [98].

Ces différentes technologies d'actionneurs présentent plusieurs défauts. Les actionneurs utilisant des matériaux piezoélectriques et les PSJA ne peuvent pas créer de jet à des vitesses capables de pénétrer des écoulements aéronautiques car elles sont limitées à quelques mètres par seconde. Des vitesses plus élevées sont obtenues avec les actionneurs utilisant des pistons ou des actionneurs électromagnétiques. Cependant, l'utilisation de membranes nécessite une dimension importante et l'utilisation de piston est complexe car nécessitant de nombreuses pièces mécaniques.

Depuis 2006, l'ONERA s'intéresse à un actionneur mis au point par l'équipe de l'Université Johns Hopkins aux Etats Unis et dont la première publication sur ce sujet est datée de 2003 [49]. Cet actionneur est appelé sparkjet par cette université et JSP pour Jets Synthétiques par Plasma à l'ONERA. Il s'avère très prometteur car il est capable de produire des microjets à grandes vitesses et à hautes fréquences et ce, pour une complexité réduite.

Le générateur de jet synthétique par plasma

De façon très générale, le générateur de jets synthétiques par plasma est constitué principalement de 3 éléments : une anode et une cathode séparées par un isolant électrique et recouvertes par un capuchon. Le tout forme une cavité avec un orifice débouchant dans l'écoulement (figure 5).

Au début du cycle, une forte tension électrique est appliquée entre les deux électrodes. Lorsque la tension pour laquelle l'air dans l'espace inter-électrode devient un conducteur électrique est atteinte, une décharge électrique se crée. L'utilisation du terme plasma et l'appellation sparkjet proviennent de l'utilisation de cette décharge électrique. Celle-ci apporte de l'énergie et, le milieu étant confiné, la température et la pression dans la cavité augmentent rapidement. L'air se détend alors par l'orifice et entraîne la formation d'un jet. A la suite de l'éjection, de l'air frais extérieur est admis dans la cavité (phase d'aspiration). Une nouvelle décharge électrique est alors de nouveau créée et le cycle recommence. Le JSP est donc un actionneur fluide actif créant un jet synthétique à partir d'énergie électrique.

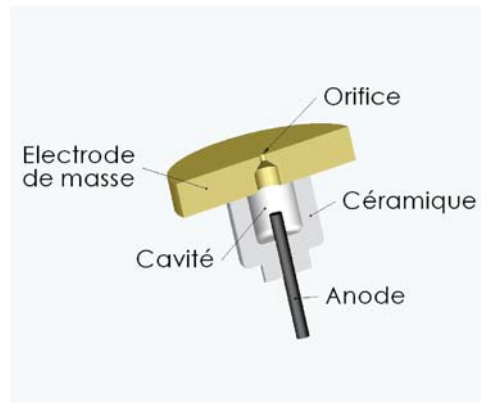


Figure 5 — Schéma d'un prototype de JSP.

A l'origine développé par Cybyk et al. à l'université Johns Hopkins aux Etats-Unis, cet actionneur est aujourd'hui utilisé par plusieurs équipes : Narayanaswamy et al. de l'université d'Austin aux Etats-Unis et Shin de l'université d'Ulsan en Corée du Sud.

Ces différentes équipes ont développé leur actionneur dans le but de contrôler des écoulements supersoniques. Le développement de l'actionneur à l'ONERA vise son utilisation dans plusieurs applications. En effet les performances de l'actionneur permettent d'envisager son utilisation aussi bien en basse vitesse qu'à haute vitesse (contrôle de décollement, contrôle de bruit de jet réacteur...). Les études menées par ces différentes universités ne montrent pas de démarches permettant d'adapter les dimensions de l'actionneur à l'application envisagée. De plus, le fonctionnement de l'actionneur est mal compris principalement au vu de la complexité des décharges électriques. Enfin, les différents laboratoires étudiant cet actionneur ont des difficultés à caractériser son fonctionnement et notamment la vitesse d'éjection du microjet.

Démarche de la thèse

C'est dans ce contexte que cette thèse s'inscrit. Cette étude consiste à dimensionner puis concevoir le générateur de Jets Synthétiques par Plasma (appelé JSP), à mesurer ses caractéristiques électriques et aérodynamiques et enfin à le mettre en oeuvre pour contrôler un écoulement. Parmi les applications envisagées (contrôles des tourbillons marginaux, de décollement de bord d'attaque et de bord de fuite, contrôle du bruit de jet), j'ai choisi d'orienter mon étude vers le contrôle du bruit d'un jet de type réacteur.

La première étape de la thèse est d'effectuer une revue bibliographique sur différents thèmes abordés dans cette étude. Celle-ci, présentée dans le chapitre I s'organise en trois parties. La partie I.1 est une étude détaillée des différents travaux portant sur le générateur de jet synthétique par plasma. Pour cela, l'accent est mis sur les différentes conceptions de l'actionneur, les méthodes de caractérisation expérimentale utilisées par les différents auteurs, la modélisation de l'actionneur et les applications dans lesquelles il a été mis en place. La partie I.2 porte sur les décharges électriques. A partir de généralités sur les décharges électriques, les particularités de la décharge utilisée pour le JSP sont mises en évidence. Pour pouvoir réaliser une étude approfondie de l'actionneur, il est nécessaire de comprendre comment la décharge électrique amène de l'énergie dans la cavité. Pour cela, l'étude s'intéresse aux modélisations simples de la décharge électrique. Enfin, la partie I.3 concerne le contrôle de bruit de jet. Pour cela la première section décrit l'état de l'art de ce phénomène complexe qu'est le bruit de jet, puis un point est effectué sur différentes

études concernant son contrôle.

L'actionneur JSP doit pouvoir être utilisé dans différents types d'applications. Il faut donc intégrer les spécificités de ces différents types de contrôle d'écoulement dès le développement de l'actionneur. Le chapitre II consiste en une étude préliminaire théorique et numérique de l'actionneur. Pour cela, la partie II.1 identifie quelles caractéristiques doit posséder le microjet généré par le JSP en fonction de l'écoulement à contrôler. La partie suivante (partie II.2) décrit en détail le fonctionnement du JSP et permet de définir quelques caractéristiques que doit posséder le JSP. Ensuite une modélisation URANS est développée dans la partie II.3. Des études paramétriques sont réalisées. Elles permettent de définir plus en détail les caractéristiques souhaitées du JSP. Cette étude préliminaire se conclut par la conception de l'actionneur, sa fabrication et le dimensionnement des alimentations électriques (partie II.4).

La caractérisation expérimentale de l'actionneur et de son alimentation électrique est décrite dans le chapitre III. Elle s'effectue en deux étapes. Tout d'abord, la caractérisation de la décharge électrique est réalisée. Pour cela, le courant et la tension aux bornes des électrodes, la tension de claquage, la taille du canal de la décharge et la température du plasma sont mesurés. Ces résultats sont présentés dans la partie III.1. Ensuite, les caractéristiques aérodynamiques du microjet généré par l'actionneur sont mesurées (partie III.2). La revue bibliographique concernant le JSP permet d'orienter le choix des techniques de mesure. La comparaison des résultats avec les modélisations du chapitre précédent met en évidence que la connaissance de l'énergie déposée par la décharge électrique dans la cavité de l'actionneur est nécessaire pour bien comprendre comment celui-ci fonctionne.

Le chapitre IV a pour but de comprendre en détail le fonctionnement de l'actionneur et d'expliquer les rendements énergétiques calculés dans le chapitre précédent. Un modèle de décharge électrique identifié dans la bibliographie est utilisé pour déterminer l'efficacité de la décharge électrique à transformer de l'énergie électrique en énergie cinétique et thermique dans la partie IV.1. Pour cela, le modèle de décharge est développé et modifié afin de correspondre à ces besoins. Les résultats sont comparés avec les résultats expérimentaux. La validation du modèle permet ensuite de réaliser une modélisation globale de l'actionneur qui aboutit à une simulation en fréquence de son fonctionnement dans la partie IV.2. Cette étude aboutit à la validation de cette modélisation.

L'actionneur est ensuite mis en oeuvre dans le but de contrôler le bruit de jet. La première étape de cette étude, présentée dans le chapitre V, est d'étudier comment le microjet interagit avec un écoulement de type jet afin d'estimer s'il est capable de remplir les critères nécessaires pour contrôler le bruit de jet. La conception et la réalisation du banc d'essai sont présentés dans la partie V.1. Ensuite, des visualisations par strioscopie de l'interaction du microjet avec l'écoulement permettent d'avoir une bonne confiance dans les capacités du JSP à interagir avec le jet (partie V.2).

La deuxième étape de cette étude est mise en oeuvre dans le chapitre VI. Elle concerne l'étude du contrôle de bruit par la réalisation de mesures acoustiques de l'interaction. Pour cela, dans la partie VI.1, un banc de mesures est réalisé et testé. Pour finir, l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP est réalisée et les résultats et analyses sont présentés dans la partie VI.2.

Le manuscrit se termine par les conclusions et les perspectives que cette étude permet d'effectuer concernant la conception, la modélisation, la caractérisation et l'application au contrôle d'écoulement des générateurs de jets synthétiques par plasma.

Chapitre

I

Revue bibliographique

L'étude bibliographique s'articule autour de trois axes. Dans un premier temps, un état de l'art des études concernant l'actionneur JSP est effectué. Il concerne la conception de l'actionneur, sa qualification, sa modélisation et ses applications. Ensuite, l'étude bibliographique porte sur les décharges électriques où les phénomènes physiques mis en jeu dans les plasma sont décrits et où les décharges électriques utilisées pour l'actionneur sont précisées. La dernière partie porte sur le contrôle de bruit de jet. L'origine physique du bruit de jet, ses particularités ainsi que son contrôle à l'aide notamment de microjets sont décrits.

Aperçu

I.1	Le générateur de jet synthétique par plasma	11
I.1.1	Conception des différents actionneurs	11
I.1.2	Caractérisation du fonctionnement des actionneurs	13
I.1.3	Modélisation de l'actionneur	17
I.1.4	Contrôle d'écoulement par les actionneurs de type JSP	20
I.2	Les décharges électriques	23
I.2.1	Les plasmas et les décharges électriques	23
I.2.2	Les décharges disruptives	26
I.2.3	Modélisation des décharges de type étincelle	29
I.3	Contrôle du bruit de jet	34
I.3.1	Origine et particularité du bruit de jet	34
I.3.2	Contrôle du bruit de jet	45

I.1 Le générateur de jet synthétique par plasma

Le générateur de jets synthétiques par plasma (JSP) est développé à l'ONERA depuis 2006. Le dispositif est inspiré de l'actionneur conçu par l'université Johns Hopkins dans le but de manipuler des écoulements supersoniques. Dans leur première publication datée de 2003, l'actionneur est appelé "sparkjet" [49]. Depuis, plusieurs laboratoires se sont intéressés à l'actionneur. L'université d'Austin [84] et l'université d'Ulsan [100] développent également l'actionneur dans le but de contrôler des écoulements supersoniques.

Dans cette partie, l'état de l'art concernant ce type d'actionneur est réalisé. Il concerne la conception des actionneurs, la caractérisation expérimentale de ses performances, la modélisation de son fonctionnement et enfin les applications expérimentales qui ont été réalisées.

I.1.1 Conception des différents actionneurs

I.1.1.1 Le sparkjet de l'université Johns Hopkins

Présenté pour la première fois en 2003, l'actionneur de l'université Johns Hopkins a, depuis, continuellement évolué.

Leur premier actionneur [49] était constitué d'une cavité cylindrique dans laquelle un simple orifice était percé. Les électrodes étaient constituées d'une cathode centrale positionnée au centre de la cavité et d'une anode constituée de la paroi supérieure de la cavité. A la base de la cavité, une grille est disposée près de la cathode (la distance entre l'anode et la cathode est le double de celle entre la grille et la cathode). Un schéma de cet actionneur est donné sur la figure I.1.a. La grille permet, en appliquant un potentiel proche mais inférieur au potentiel de la cathode d'amorcer la décharge entre l'anode et la cathode par la création de streamers qui se propagent de la cathode vers la grille. Ce dispositif est inspiré des triodes (tube à vide). La cavité cylindrique est usinée dans du Macor qui est une céramique. Son diamètre est de 5.41 mm pour une hauteur de 4.8 mm (soit un volume de $\mathcal{V}_{cav} = 110\text{mm}^3$). Le diamètre de sortie est de 0.5 mm. La grille et l'anode sont réalisées en cuivre et la cathode est une tige en tungstène de 1 mm de diamètre qui se termine en pointe. L'alimentation électrique de ce prototype est fournie par une alimentation haute tension entre l'anode et la cathode qui fournit 500 V et 2 A et une alimentation à la grille qui fournit 500 V et un courant limité à 2 mA.

La seconde génération de sparkjet a été réalisée dans le but d'effectuer des études paramétriques sur le volume de la cavité (de 28 mm³ à 52 mm³ soit une hauteur de cavité de 2 à 4 mm pour un diamètre de 4 mm) ou sur le diamètre de l'orifice d'éjection (de 0.07 mm à 0.5 mm). L'orifice d'éjection a d'ailleurs été modifié de façon à obtenir une tuyère ([31, 48]). La nécessité d'obtenir une décharge plus énergétique à l'aide d'une alimentation électrique plus simple a poussé l'équipe de l'université Johns Hopkins à utiliser un stockage d'énergie capacitif. Le design des électrodes a également été modifié en supprimant la grille (figure I.1.b). Des évolutions ont été apportées au niveau de la fixation des électrodes avec la céramique [28]. Une alimentation haute tension limitée en courant charge un condensateur installé en parallèle avec les électrodes du sparkjet. Lorsque la tension aux bornes de l'actionneur atteint la tension de claquage de l'air entre les électrodes, la décharge se développe et le condensateur alimente la décharge. On peut noter que pour ce système, la fréquence de l'actionneur et l'énergie déposée sont toutes deux contrôlées par la valeur de la capacité.

Ce prototype de sparkjet (actionneur et alimentation) dépend entièrement de la tension de claquage de l'air qui peut fluctuer selon l'état des électrodes et la densité du gaz

entre les électrodes. Ces variations se sont révélées gênantes pour réaliser des mesures aérodynamiques précises [29]. Aussi la troisième génération de sparkjet utilise de nouveau un design triélectrode (figure I.1.c). Le circuit anode-cathode est par contre monté en parallèle avec une capacité. La tension aux bornes de la capacité reste inférieure à la tension de claquage de l'air (quelques centaines de volt [29]). Lorsque l'électrode de grille est activée, l'ionisation est amorcée et le condensateur peut se décharger. Ce design permet d'obtenir une alimentation plus légère et moins volumineuse tout en améliorant le rendement de l'actionneur. L'alimentation de ce nouvel actionneur est suffisamment petite pour que l'actionneur et son alimentation soient intégrés ensemble. Une description plus détaillée de l'implémentation des trois électrodes est donnée dans un article daté de 2010 [51].

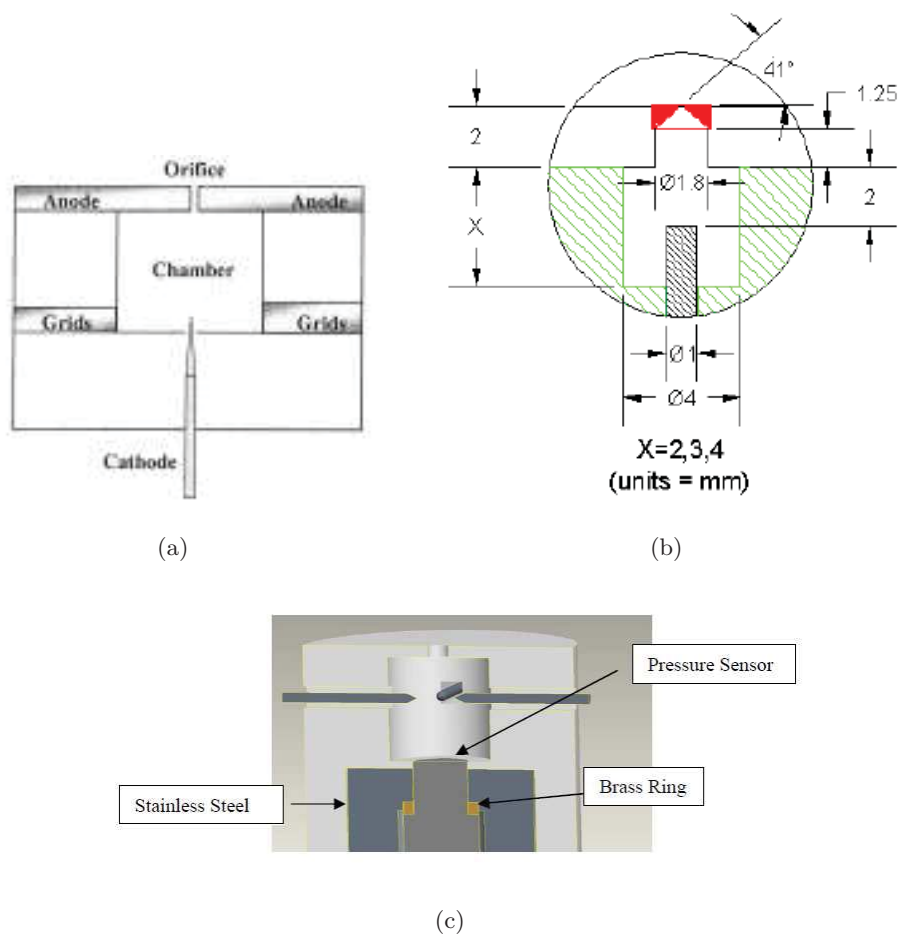


Figure I.1 — Schéma des différents actionneurs développés par l'université Johns Hopkins : a) actionneur avec grille [31], b) actionneur biélectrode [48] et c) actionneur triélectrode [51].

Enfin sur le site du Advanced Aero Propulsion Laboratory [66], un sparkjet ayant un orifice d'éjection différent est décrit. Le microjet est conduit vers un capuchon percé de plusieurs orifices permettant la création de multiples microjets (4 trous de 0.4 mm chacun).

I.1.1.2 L'actionneur développé par les universités d'Austin et d'Ulsan

L'université d'Austin [84, 83] et l'université d'Ulsan en Corée du Sud [100] développent toutes deux un système très proche d'un actionneur de type sparkjet. La figure I.2 représente un schéma de leur actionneur et de son alimentation électrique. Il apparaît que la cavité est constituée d'un cylindre délimité par deux électrodes. L'orifice d'éjection se situe orthogonalement à l'axe de la cavité. La cavité cylindrique fait 2.4 mm de diamètre. La hauteur du cylindre, délimitée par les électrodes peut varier de 5 mm à 1.1 cm pour le système d'Austin et de 1.27 à 7.62 mm pour celui d'Ulsam. Le diamètre d'éjection est de 1.78 mm. L'alimentation électrique est constituée d'une source haute tension permettant de charger une capacité de $0.22 \mu\text{F}$ montée en parallèle avec les électrodes. Le fonctionnement en fréquence est obtenu en utilisant un mosfet haute tension.

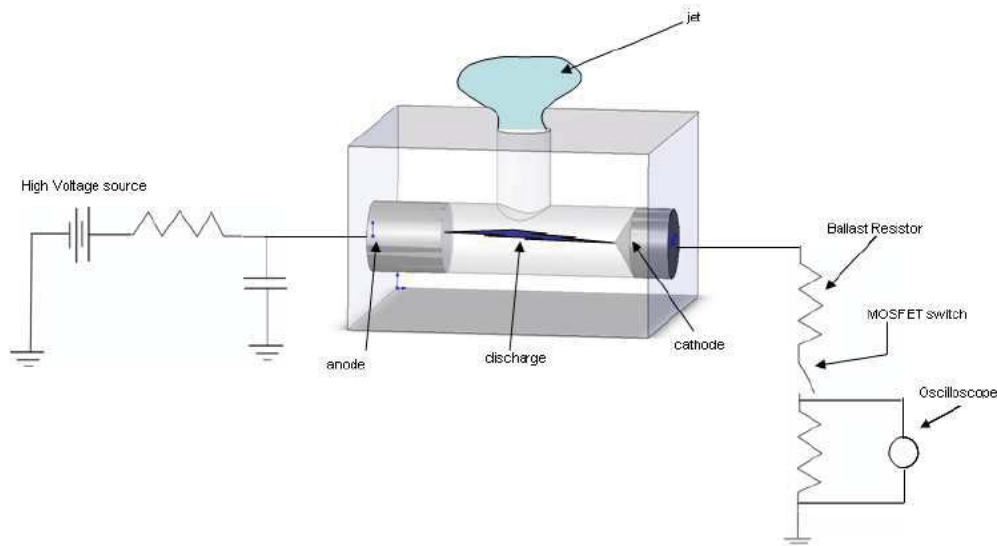


Figure I.2 — Schéma de l'actionneur de l'université d'Austin [84].

Un paramètre important est que ces deux actionneurs sont conçus pour une mise en œuvre dans des écoulements supersoniques, à des pressions inférieures à la pression atmosphérique (de 4000 Pa à 20000 Pa). Il en résulte une tension de claquage de l'air inférieure à la pression atmosphérique.

I.1.2 Caractérisation du fonctionnement des actionneurs

Les équipes de ces différents laboratoires ont également cherché à caractériser le microjet produit par leur actionneur. Pour cela, différentes techniques ont été utilisées : striescopie, PIV, Digital Speckle Tomography, mesure de poussée, mesure de pression et mesure de température par spectromètre.

Compte-tenu du nombre réduit d'informations disponible pour les différents résultats qui sont rapportés dans cette partie (fréquence, énergie, type d'alimentation, etc...), ceux-ci permettent d'obtenir essentiellement une idée générale des performances des actionneurs. Ils mettent également en évidence quels types de mesures peuvent être utilisés pour qualifier les performances de l'actionneur.

Ainsi, les mesures de poussée réalisées par l'équipe de l'université Johns Hopkins n'ont pas permis d'obtenir de résultats et ne sont pas exposées.

I.1.2.1 Mesures de vitesse par striescopie

L'équipe de l'université d'Hopkins a dans un premier temps réalisé des visualisations à l'aide d'imagerie par striescopie [49, 31, 48, 30, 28]. Grâce à ces acquisitions, la vitesse d'avancement du front de jet et la durée du jet peuvent être obtenues. Cependant, une incertitude importante sur les mesures demeure [50]. Les résultats de ses mesures sont normalisées et il n'est pas possible d'obtenir d'information quantitative sur la vitesse du microjet générée par leur actionneur.

Des mesures équivalentes ont également été effectuées par l'équipe de l'université d'Austin [84, 83]. Pour cela, ils utilisent une lampe à étincelle cadencée à 60 Hz et les acquisitions sont réalisées en moyenne de phase. Les mesures de position sont ensuite dérivées pour obtenir la vitesse d'avancement. Leurs mesures montrent que leur microjet atteint des vitesses de l'ordre de 280 m.s^{-1} . Le diamètre de l'orifice n'a pas d'impact notable sur la vitesse du jet, contrairement à l'énergie apportée à la décharge (représentée par le courant traversant la décharge). Ces différents résultats sont présentés sur la figure I.3. Ces mesures ont été effectuées pour un fonctionnement de l'actionneur à basse fréquence.

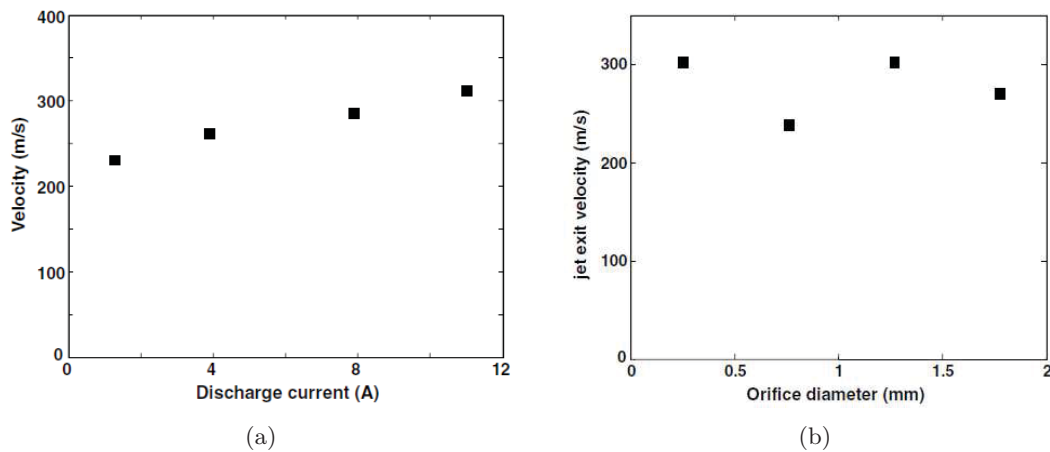


Figure I.3 — Mesures de vitesse de l'actionneur d'Austin par striescopie [83] a) en fonction du courant de décharge et b) en fonction du diamètre de l'orifice.

Des mesures de striescopie jusqu'à 5000 Hz ont été effectuées par l'université d'Ulsan. Pour cela, une caméra ayant une fréquence d'acquisition de 100 kHz et un éclairage par laser est utilisé. La résolution est de $187.5 \mu\text{m}$ par pixel. Des vitesses jusqu'à 220 m.s^{-1} sont obtenues pour une fréquence de fonctionnement de 1000 Hz. Cependant, comme les résultats semblent dépendre des caractéristiques de la décharge électrique, les auteurs concluent sur la nécessité de réaliser une étude approfondie de la décharge électrique [100].

Cette technique de mesure permet donc d'avoir des résultats de qualité. Cependant certains points doivent être soulevés. Tout d'abord les vitesses mesurées correspondent aux vitesses d'avancement du front du microjet et ne doivent pas être confondues avec les vitesses d'éjection. Ensuite, un manque d'information important existe quant à la procédure de mesure de la position du front de jet. Enfin, il apparaît que la résolution des systèmes de mesure est assez faible. En effet, en divisant la taille d'un pixel par le délai entre deux acquisitions, l'erreur sur la vitesse obtenue est de plusieurs dizaines de mètres par seconde.

I.1.2.2 Mesures de vitesse par PIV

Selon l'équipe de l'université Johns Hopkins, la précision des mesures de vitesse par strioscopie n'est pas suffisante pour valider des modélisations de l'actionneur. Aussi, ils ont essayé d'obtenir des données supplémentaires à l'aide de mesures de vitesse par PIV [28, 29]. Malgré des études concernant les particules utilisées, l'ensemencement de la chambre, l'augmentation de la taille de l'actionneur et la résolution du système d'acquisition [50, 64], les mesures n'ont pas permis d'obtenir la vitesse au cœur du microjet. Aussi seule la vitesse de l'air entraîné par le jet peut être mesurée et des vitesses d'entraînement maximales de 50 à 100 m.s⁻¹ sont obtenues.

Cependant, ces mesures, en complément des mesures de température du microjet, mettent en évidence la structure du microjet créée par le sparkjet. Ces résultats sont donnés dans le paragraphe I.1.2.3

I.1.2.3 Mesure de la température du microjet

Un des paramètres prépondérants pour le contrôle d'écoulement est la quantité de mouvement produite par le microjet et dont la détermination nécessite la connaissance de sa température et de sa masse volumique. Pour cela, des mesures de températures par Digital Speckle Tomography ont été effectuées par l'université Johns Hopkins [50, 64]. Cette technique consiste à mesurer la déviation d'un motif de speckle (tâches lumineuses) due à la variation d'indice du milieu traversé. L'indice de l'air étant lié au gradient de densité, en utilisant une méthode inverse et en se donnant la pression statique du jet, la température de l'écoulement peut être obtenue. Cette méthode nécessite également de considérer a priori que le microjet a une forme cylindrique.

La fenêtre de mesure est positionnée à 1.85 mm au dessus de l'orifice du sparkjet. Les résultats des mesures sont donnés sur la figure I.4.c. La température du microjet atteint un maximum de 1600 K 75 μ s après le début de la décharge. Mis en parallèle avec les mesures par PIV (figure I.4.b), ce résultat montre que le cœur du microjet se trouve en aval du tourbillon torique. En effet, à $t = 75\mu$ s, le front de jet est situé à une distance de l'orifice supérieure à la position de la mesure de température. La chute de la température quand le délai augmente est interprétée comme la preuve que la majorité de l'air chaud issu de la cavité a été expulsée.

Cependant, il apparaît que la position du maximum de température n'est pas centré sur l'axe du jet. L'hypothèse que le jet est axisymétrique peut donc être remise en cause ainsi que la fiabilité de la mesure.

I.1.2.4 Mesure de la pression à l'intérieur de la chambre

Confrontée aux résultats insatisfaisants des mesures de vitesse, de température et de poussée, l'équipe de l'université Johns Hopkins a effectué des mesures de pression à l'intérieur de la cavité [51]. Pour cela, un capteur de pression a été installé au fond de la cavité (figure I.1.c). Le blindage du capteur a permis de s'assurer que le capteur piézoélectrique répondait à la variation de la pression plutôt qu'au champ électromagnétique émis par l'étincelle.

La figure I.5 montre le signal de pression brut et le signal après filtrage.

Le signal de pression avant filtrage montre des fluctuations de la pression supérieures au double voir le triple de la valeur de pression maximale. Cette mesure est très imprécise mais la valeur maximale de la pression est utilisée par l'université Johns Hopkins pour estimer le rendement électrique de leur décharge électrique. Ce calcul est présenté dans le paragraphe I.1.3.

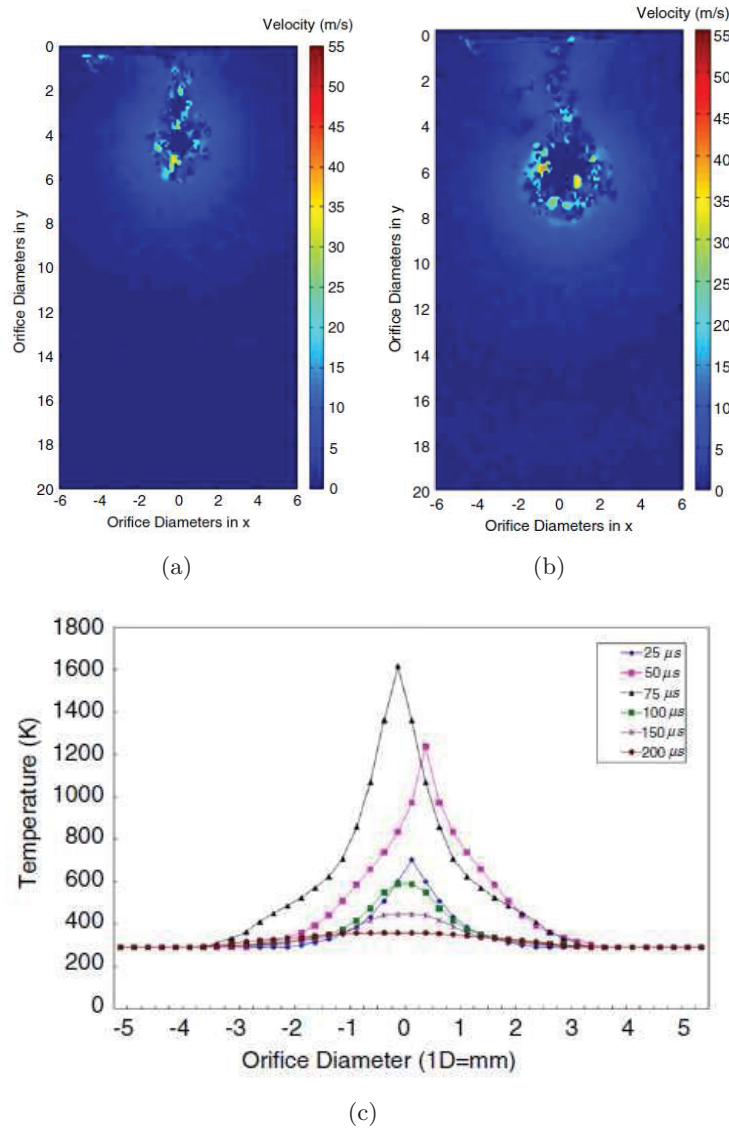


Figure I.4 — Mesure de vitesse et de température du microjet généré par le sparkjet [50, 64] a) PIV, 50 μs après le début de la décharge et b) 75 μs . c) Profil de température à $y=1.85$ mm de l'orifice obtenu par DST.

I.1.2.5 Mesures de température de la décharge électrique

L'équipe de l'université d'Austin a caractérisé la décharge électrique utilisée dans leur actionneur [83]. Outre des mesures de courant et de tension, ils ont effectué des mesures de température de la décharge. Cette étude vise à mesurer les températures des modes rotationnels et vibrationnels de N_2 . Pour cela, ils ont utilisé un spectromètre dont les mesures d'émission sont fittées à l'aide de spectres synthétiques.

Pour une décharge de 6.5 A et d'une durée de 20 μs , une température rotationnelle de 800 K et une température vibrationnelle de 3100 K sont obtenues avec une précision entre 10 et 15 %. L'écart important entre ces deux températures est retrouvé pour tous les cas testés. Le plasma mis en jeu dans leur décharge n'est donc pas à l'équilibre et peut être considéré comme relativement peu énergétique.

Les températures mesurées ont été utilisées afin de modéliser le jet produit par l'ac-

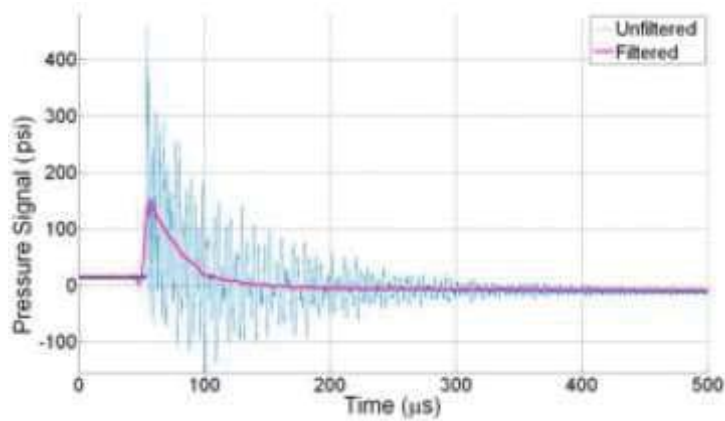


Figure I.5 — *Mesure de pression à l'intérieur de la cavité [51] avec et sans filtre.*

tionneur (voir partie I.1.3). Des écarts ont été observés entre le modèle et les mesures. Ceux-ci pourraient être dûs aux hypothèses du modèle mais également au fait que les températures mesurées sont moyennées entre le début de la décharge et une date t . En faisant varier cette durée t , ils décrivent de façon qualitative l'évolution de la température rotationnelle au sein de la décharge. La figure I.6 montre l'évolution de cette "température moyenne" au cours du temps (courant de 6.5 A). Celle-ci augmente au cours du temps.

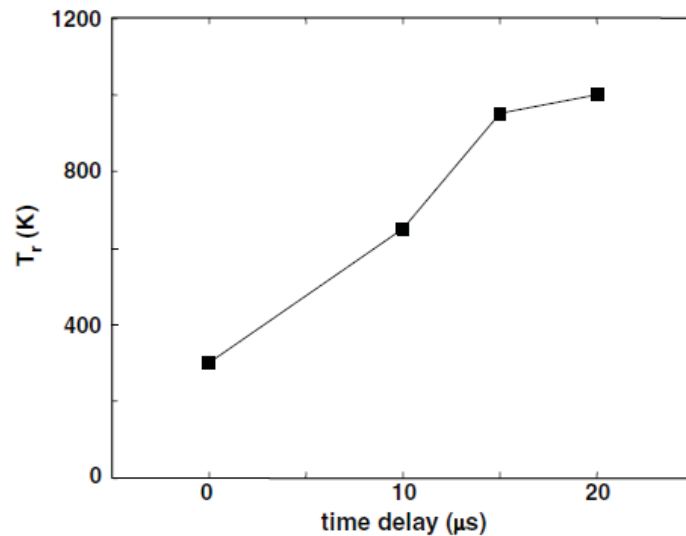


Figure I.6 — *Evolution de la température rotationnelle "moyenne" au cours de la décharge. La température à $t = 0\mu s$ correspond à la température ambiante.[83]*

Leurs mesures permettent d'estimer qu'environ 10 % de l'énergie stockée dans la capacité est utilisée pour chauffer le gaz.

I.1.3 Modélisation de l'actionneur

Le principe de fonctionnement du JSP ou du sparkjet est décrit dans l'introduction. Son fonctionnement et donc sa modélisation peuvent être décrits en deux temps. D'abord, l'air dans la cavité est chauffé à l'aide d'une décharge électrique. Modéliser ce dépôt

d'énergie est difficile mais indispensable. Dans un premier temps il sera mis en évidence comment les différents auteurs ont abordé ce problème. Ensuite, l'augmentation rapide de la température s'accompagne de l'augmentation de la pression à l'intérieur de la cavité. L'air dans la cavité se détend ensuite via l'orifice de l'actionneur pour créer le microjet. A la fin de l'éjection, la phase d'aspiration commence. La modélisation de l'aérodynamique du jet sera donc traitée dans un deuxième temps.

I.1.3.1 Modélisation du dépôt d'énergie apportée par la décharge électrique

L'équipe de l'université Johns Hopkins part d'une énergie a priori fixée [49, 31, 30, 28]. Ils supposent ensuite que le dépôt d'énergie s'effectue de façon uniforme et instantanée dans la cavité. Le gaz est considéré comme un gaz parfait. Ce modèle peut être décrit simplement par une transformation isochore du gaz :

État initial : pression P_0 , température T_0 , densité ρ_0 , volume \mathcal{V}_{cav}

Apport d'énergie : Q

État final :

$$- \rho_1 = \rho_0$$

$$- T_1 = T_0 + \frac{Q}{\rho_0 \mathcal{V}_{cav} C_v}$$

$$- P_1 = \rho_1 \mathcal{R} T_1 = \frac{P_0}{T_0} \left(T_0 + \frac{Q}{\rho_1 \mathcal{V}_{cav} C_v} \right)$$

La validité de l'hypothèse de dépôt uniforme et instantané est étudiée à l'aide de simulations CFD (code VULCAN) [110]. Différents types de dépôts d'énergie ont été effectués. Les auteurs ont simulé des dépôts d'énergie instantanés ou à puissance constante. De plus, le dépôt d'énergie a été simulé comme uniforme ou avec une distribution gaussienne. Plusieurs modèles thermodynamiques ont également été utilisés. L'air peut être considéré comme un gaz parfait (les coefficients thermodynamiques C_p et C_v sont constants, cas dit CP), un gaz monoatomique mais dont C_p et C_v dépendent de la température (base de données avec trois intervalles permettant une description jusqu'à 20000 K, cas dit TP) ou alors un mélange de gaz avec réactions chimiques (N_2 , O_2 , N , O et NO , cas dit TPFR). Dans le cas du dépôt d'énergie avec une puissance constante, des problèmes d'instabilité du calcul ont été rencontrés. En effet le dépôt d'énergie entraîne l'expansion du gaz et une diminution de la densité du gaz dans la zone de dépôt d'énergie. Or comme le dépôt d'énergie est une puissance constante par cellule du maillage du modèle VULCAN, la température tend à augmenter trop fortement. Aussi une durée de décharge de $0.5 \mu s$ a été utilisée dans les cas CP et TP et une durée de $1 \mu s$ dans le cas avec réaction chimique. Ces durées ne sont pas conformes aux durées expérimentales de la décharge. En conclusion à leur étude ils préconisent l'utilisation du cas TPFR pour les premiers instants de la décharge puis du cas TP pour le reste de la modélisation. Cependant, comme l'utilisation de ce modèle est chère en temps de calcul ils prévoient d'utiliser le cas TP avec une distribution gaussienne pour réaliser des calculs d'interaction de plusieurs actionneurs avec un écoulement.

Plutôt que de fixer l'énergie apportée de façon arbitraire, l'université d'Hopkins a utilisé les mesures de pression dans la cavité (voir le paragraphe I.1.2.4) pour déterminer un coefficient d'efficacité de la décharge à transférer l'énergie stockée dans les capacités vers le chauffage du gaz. Pour cela, l'apport d'énergie est considéré comme isochore avec un dépôt d'énergie instantané et uniforme. L'énergie apportée est égale à l'énergie délivrée par le circuit électrique multipliée par un coefficient d'efficacité η [51].

Ainsi la température dans la cavité à la fin de la décharge est :

$$T_1 = T_0 + \frac{\eta Q}{\rho \mathcal{V}_{cav} C_v}$$

avec,

$$Q = \frac{1}{2} C V_d^2$$

La pression à la fin de la décharge est donnée par : $P_1 = \rho_0 \mathcal{R} T_1$. Cette étude a été menée en faisant varier la valeur de la capacité de 0.82 à 8.91 μF avec une alimentation de 600 V et de 0.22 à 2.47 μF avec une alimentation de 1000 V. Les tensions de claquage sont abaissées en utilisant une troisième électrode. Une efficacité de 10 % est obtenue pour la deuxième alimentation et de 20% pour la première.

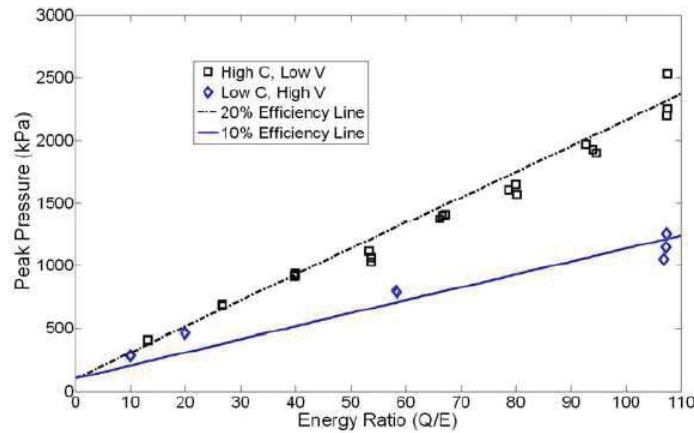


Figure I.7 — Pression dans la cavité après la décharge en fonction du rapport de l'énergie apportée par l'alimentation électrique sur l'énergie interne de la cavité pour deux alimentations électriques [51].

Ils mettent en évidence que l'utilisation d'une faible tension de claquage et d'une grande valeur de capacité permet d'obtenir un meilleur rendement que l'utilisation d'une plus grande tension de claquage et d'une plus faible capacité. Cependant, ces résultats sont basés sur des mesures de pression dans la cavité qui présentent une grande incertitude (voir figure I.7).

L'université d'Austin se sert des mesures de températures de la décharge (voir paragraphe I.1.2.5) afin de déterminer l'énergie utile de la décharge électrique. Ils supposent pour cela que le dépôt d'énergie dans la cavité est uniforme et instantané [83]. La température rotationnelle mesurée est prise comme la température du gaz. Le rapport de chaleur spécifique (γ) est considéré comme constant. L'énergie permettant de chauffer le gaz est alors estimée à 1.2 mJ pour un courant de 6.5 A. Ensuite, l'énergie cinétique du jet produit pour une telle quantité d'énergie est calculée à l'aide du modèle décrit dans le paragraphe I.1.3.2. Les résultats prédisent que 20% de la masse initialement présente dans la cavité est expulsée. Un rendement est ensuite calculé. Il est défini comme le rapport entre l'énergie cinétique totale émise par la cavité pendant un cycle sur l'énergie fournie par le circuit électrique. Une valeur de 4 % est ainsi obtenue. Cependant, ils précisent que le dépôt instantané ne semble pas être une hypothèse valable, notamment au vu de l'évolution de la température rotationnelle "moyenne" de la décharge (figure I.6).

Les rendements (caractérisant la capacité de la décharge électrique à augmenter la température et la pression dans la cavité de l'actionneur) calculés par ces différents auteurs sont donc assez variables.

I.1.3.2 Modélisation de l'aérodynamique du microjet

Un premier modèle simple a été mis au point par l'université d'Hopkins afin de valider la faisabilité et la géométrie de leur actionneur [49]. La phase de dépôt d'énergie est modélisée comme un dépôt d'énergie isochore et uniforme dans la cavité (voir paragraphe I.1.3.1).

L'aérodynamique du microjet est modélisée en utilisant les équations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie intégrées sur l'ensemble de la cavité. Les différentes grandeurs sont considérées comme homogènes dans la cavité. L'écoulement est considéré comme supersonique si le rapport de pression entre la cavité et l'extérieur est supérieur à 1.89. Lorsque l'écoulement est supersonique, les relations isentropiques sont utilisées. Lorsque le rapport de pression devient inférieur à 1.89, l'écoulement devient subsonique et les équations de conservations intégrées sur la cavité sont utilisées.

Ce modèle a permis d'effectuer une étude paramétrique de différentes grandeurs telles que l'énergie apportée au système [49, 31], le volume de la cavité ou le diamètre de l'orifice [48]. Le défaut principal de cette approche est qu'elle ne rend pas compte de la phase d'aspiration de l'actionneur. En effet une évolution temporelle de cette phase ne peut pas être obtenue en considérant les grandeurs comme uniformes dans la cavité.

Par la suite, des calculs de type Navier Stokes ont été réalisés. Pour cela ils utilisent le code de calcul CFD⁺⁺. Leur maillage contient environ 220 000 points pour des calculs en 3D et environ 15000 pour les calculs en 2D axisymétrique. Un modèle $k - \epsilon$ de turbulence est utilisé. Comme précédemment la décharge électrique est modélisée par un dépôt d'énergie instantané et uniforme. Une étude paramétrique a également été conduite concernant le diamètre de l'orifice de sortie (0.127, 0.33 et 0.66 mm), le volume de la cavité ($2.877e^{-8}$, $4.05e^{-8}$ et $5.234e^{-8}$ m³) et l'énergie déposée (température à la fin du dépôt de 1000, 2000, 3000 et 4000 K) [28]. Cette modélisation leur a également permis de comparer les différentes générations de sparkjet (notamment sur la forme de la tuyère).

La modélisation proposée par l'université d'Austin conduit à exprimer la vitesse de sortie U_{ext} de l'actionneur comme une fonction du rapport de pression entre la cavité et l'extérieur :

$$U_{ext} = c_{cav} \frac{2}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{P_{ext}}{P_1} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right) \quad (1-1)$$

où c_{cav} est la vitesse du son dans la cavité après le dépôt d'énergie, p_{ext} est la pression extérieure et P_1 est la pression dans la cavité après le dépôt d'énergie.

I.1.4 Contrôle d'écoulement par les actionneurs de type JSP

Les équipes des universités d'Hopkins et d'Ulsan ont mis en évidence la capacité du microjet généré par leur actionneur à pénétrer un écoulement à Mach 3. Pour cela, l'équipe de l'université d'Hopkins a réalisé des simulations numériques à l'aide du code CFD⁺⁺. L'écoulement extérieur est imposé comme un écoulement à Mach 3 sur une plaque plane avec une couche limite pleinement développée. Le sparkjet est simulé affleurant à la surface de la plaque plane et l'orifice de l'actionneur débouche dans l'écoulement orthogonalement à la plaque plane. Une fois l'écoulement établi, un dépôt d'énergie est effectué dans

la cavité de l'actionneur. L'interaction du microjet résultant de ce dépôt d'énergie avec l'écoulement est ensuite étudiée. Les résultats montrent que l'actionneur est capable de pénétrer entièrement la couche limite [30]. La création du microjet produit un décollement en aval de l'actionneur accompagné d'un épaissement de la couche limite. Cependant, ce dernier résultat est incomplet puisque la simulation est réalisée en 2D axisymétrique ; si un calcul 3D avait été effectué, la création de tourbillons contrarotatifs aurait dû être observée. De son côté, l'équipe de l'université d'Ulsan a réalisé des strioscopies de l'interaction de leur actionneur avec un écoulement à Mach 3 sur plaque plane [100]. Leurs résultats confirment que le microjet généré par le sparkjet pénètre entièrement la couche limite et ils montrent que l'interaction avec l'écoulement provoque la création d'un choc.

Plus intéressant, l'université d'Austin a cherché à contrôler le décollement provoqué par l'interaction d'un choc avec une couche limite. Pour cela, le but est d'utiliser les microjets générés par les actionneurs comme des générateurs de tourbillons. L'étude expérimentale s'effectue pour un écoulement à un nombre de Mach de 3 sur une plaque plane munie d'une rampe de compression inclinée à 90° [84]. Trois sparkjets sont alignés selon l'envergure. Leur position longitudinale peut être ajustée selon 3 positions repérées en fonction de la localisation de la zone décollée : en aval, juste en amont et en amont. Les angles d'attaque et de dérapage des actionneurs peuvent être ajustés. Plusieurs paramètres ont été étudiés : la position des 3 sparkjets, les angles d'injection des microjets, la fréquence d'action des actionneurs et l'énergie fournie par les alimentations électriques. Des visualisations par strioscopie sont utilisées afin d'étudier le comportement du choc lorsque les actionneurs fonctionnent.

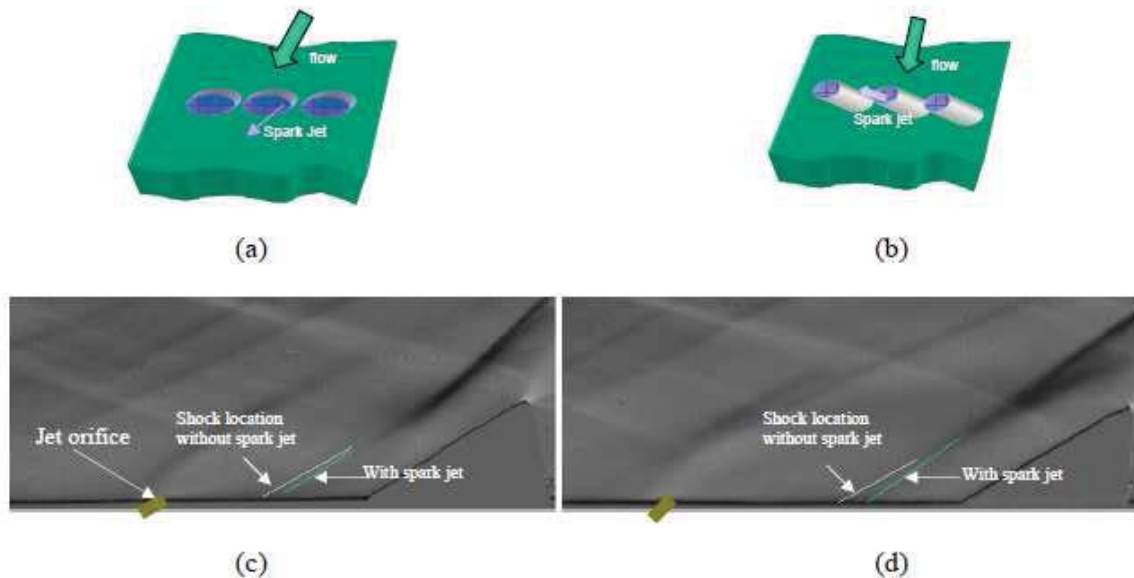


Figure I.8 — Visualisations par strioscopie de l'interaction des microjets avec l'écoulement à Mach 3 avec rampe de compression. a) (angle d'attaque de 30° , angle de dérapage de 0°) et b) (angle d'attaque de 45° , angle de dérapage de 90°) indiquent les angles d'injection utilisés pour respectivement les visualisations c) et d)[84].

L'étude a montré que pour un effet optimal, les sparkjets doivent être positionnés juste en amont de la position du décollement avec un angle d'attaque de 45° et un angle de dérapage de 90° . Ils en ressort que les microjets sont capables de déplacer vers l'aval la position du choc. La figure I.8 met en évidence le recul du choc. Cependant en dessous

d'une fréquence d'action de 2 kHz, cet effet reste instationnaire. Avec des actionneurs fonctionnant à 5 kHz avec une alimentation en courant délivrant 1.2 A, les strioscopies ont mis en évidence le recul du choc vers la rampe de compression de façon quasiment stationnaire. Cependant, aucune mesure de pression n'a été effectuée. Ces mesures auraient permis de quantifier ce résultat et surtout de pouvoir mieux comprendre d'où provient cet effet de la fréquence.

Cet état de l'art concernant les études menées sur le sparkjet met en évidence plusieurs éléments. Tout d'abord il apparaît que la conception des actionneurs peut varier d'une étude à l'autre. En particulier les actionneurs possèdent deux ou trois électrodes. Toutes les équipes souhaitent utiliser le sparkjet pour contrôler des écoulements supersoniques. Cependant, elles ne présentent pas de démarche de conception amenant au dimensionnement de leur actionneur dans ce but. Ensuite, il existe une réelle difficulté à obtenir les caractéristiques du microjet. De nombreuses techniques de mesure ont été utilisées et la technique de mesure de la position du front de jet par strioscopie semble la plus fiable. Cependant, les résultats présentés sont peu détaillés et une confusion est souvent effectuée entre la vitesse du microjet et la vitesse d'avancement du front de jet. Cet état de l'art a également recensé les différents modèles utilisés. Des modèles simples sont décrits et des modélisations CFD sont réalisées. Ils reposent tous sur un dépôt d'énergie arbitraire. Même si des études permettent d'obtenir un rendement de la décharge en couplant mesures et modélisations, les hypothèses effectuées sont souvent critiquables et aucune modélisation de la décharge électrique n'est utilisée. Or cette modélisation est nécessaire pour comprendre l'origine des pertes énergétiques observées. Enfin, une démonstration de la capacité du microjet issu de l'actionneur à contrôler un écoulement à Mach 3 est effectuée.

I.2 Les décharges électriques

Le générateur de jets synthétiques par plasma utilise des décharges électriques afin de produire un microjet. La première partie donne un aperçu des phénomènes physiques mis en jeu dans les plasmas. La partie suivante décrit en particulier la décharge électrique rencontrée dans le JSP. Enfin la dernière partie s'intéressera à la modélisation de ce type de décharge.

I.2.1 Les plasmas et les décharges électriques

I.2.1.1 Généralité sur les plasmas

En 1928, Irving Langmuir désigne par le terme plasma le gaz ionisé qu'il a observé dans des tubes à gaz dans lesquels il provoquait des décharges électriques. Aujourd'hui, le terme plasma désigne le plus souvent le quatrième état de la matière. Il correspond à un milieu gazeux neutre composé d'ions (atomes, molécules) et d'électrons "libres". Plus généralement, il peut décrire un milieu gazeux ionisé comportant une forte population de particules neutres. On distingue plusieurs types de plasma. Les plasmas chauds (ou plasma de fusion) correspondent aux plasmas rencontrés dans les étoiles ou dans les réacteurs nucléaires par fusion. Leur température est de l'ordre du million de degré. Les plasmas froids sont des milieux ionisés dont la température est plutôt de l'ordre de la dizaine de milliers de degrés. Ils se décomposent en deux catégories. Dans les plasmas froids dits thermiques (arc électriques par exemple), les différentes particules ont des températures voisines. Dans les plasmas froids dits hors équilibre (décharge à barrière diélectrique par exemple), les électrons ont des températures beaucoup plus élevées que les particules lourdes. Un plasma se distingue d'un gaz non ionisé par sa densité électronique et ionique et donc par sa capacité à conduire l'électricité qui se quantifie par le degré d'ionisation

$$\delta_e = \frac{nb_{electron}}{nb_{electron} + nb_{molécule}}.$$

I.2.1.2 Phénomènes physiques dans les plasmas

Les charges électriques du plasma proviennent soit de l'ionisation de particules soit de leur extraction d'une paroi ou d'une électrode. La disparition des charges provient de la dérive vers les électrodes, de leur diffusion vers les parois suivi d'une recombinaison ou d'une recombinaison dans le volume du plasma (phénomène inverse de l'ionisation).

Le tableau I.1 donne la plupart des processus de collision qui peuvent avoir lieu dans les plasmas. A et B représentent des particules, $*$ représente une particule excitée, $+$ une particule ionisée, e représente un électron, ν est la fréquence d'un photon et \hbar est la constante de Planck [77].

Le phénomène principal de production de charges électriques est l'ionisation de particules neutres par l'impact d'électrons. Le taux d'ionisation dépend alors de la section efficace de collision des électrons, de leur énergie et de leur fonction de distribution. Cette collision est le phénomène responsable de l'avalanche électronique.

I.2.1.3 Les avalanches électroniques

Naturellement, l'atmosphère possède des électrons libres (dits électrons primaires dans une décharge). Ils sont créés en permanence par les rayons cosmiques ou par la radioactivité naturelle (de l'ordre de 10 à 20 électrons par cm^3 et par seconde). Dans le cas des décharges électriques qui nous intéressent, ces électrons sont accélérés par le champ

Réaction	Processus
$A + e \rightarrow A^* + e$	Excitation par impact d'électron
$A + e \leftarrow A^* + e$	Collision de deuxième type
$A + e \rightarrow A^+ + e + e$	Ionisation par impact d'électron
$A + \hbar\nu \rightarrow A^*$	Photoexcitation
$A + \hbar\nu \leftarrow A^*$	Émission de photon
$A + \hbar\nu \rightarrow A^+ + e$	Photoionisation
$A + \hbar\nu \leftarrow A^+ + e$	Recombinaison radiative
$A + B \rightarrow A^* + B$	Excitation par impact d'atome
$A + B \rightarrow A^+ + e + B$	Ionisation par impact d'atome
$A^* + B \rightarrow A + B^*$	Excitation par atome excité
$A^+ + B \rightarrow A + B^+$	Échange de charge
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e$	Ionisation par impact d'ion positif

Tableau I.1 — *Les différents processus électroniques ayant lieu dans un plasma [77].*

électrique produit entre des électrodes. Lorsque l'énergie qu'ils acquièrent dans le champ électrique devient suffisant, ils peuvent arracher lors de collisions d'autres électrons aux atomes et molécules du milieu. Ces nouveaux électrons sont également accélérés par le champ électrique et peuvent de nouveau arracher des électrons aux particules lors de collisions. Le courant augmente alors rapidement du fait de cette avalanche. Celle-ci ne peut avoir lieu que si le libre parcours moyen (distance moyenne parcourue entre deux collisions) des électrons est petit devant la distance inter-électrodes. En même temps, les ions positifs créés par les collisions avec les électrons sont accélérés vers la cathode qu'ils finissent par percuter. Ce bombardement peut alors arracher des électrons de la cathode.

En faisant l'hypothèse d'un champ constant E_0 entre les deux électrodes et d'une pression du gaz permettant de vérifier l'hypothèse d'un libre parcours moyen (inversement proportionnel à la pression p) faible devant la distance interélectrodes l_d , alors pour une tension V , les électrons acquièrent une vitesse d'entraînement U_e fonction de $\frac{E}{p}$. Soit $j_e(x)$ la densité de courant dans le plan x entre les deux électrodes ($0 < x < l_d$), e la charge de l'électron, $n_e(x)$ la densité numérique de charges à l'abscisse x . Si on néglige la diffusion et la recombinaison, alors :

$$\frac{j_e(x)}{e} = n_e(x)U_e$$

Le premier coefficient de Townsend α est défini comme le nombre moyen de paires électron-ion créées par électron incident par mètre parcouru dans la direction du champ électrique. Le flux $\frac{j_e(x)}{e}$ crée un nombre d'électron $d(\frac{j_e(x)}{e})$ sur une distance dx égale à :

$$d\left(\frac{j_e(x)}{e}\right) = \frac{j_e(x)}{e}\alpha dx = n_e(x)U_e\alpha dx$$

Alors,

$$j_e = j_e(0)e^{\alpha x}$$

A l'anode (qui collecte les électrons), la densité de courant est égale à $j = j_e(0)e^{\alpha l_d}$. Les ions positifs formés par l'ionisation sont alors collectés à la cathode, et leur densité de courant est alors $j_i(0) = j_e(0)(e^{\alpha l_d} - 1)$. Lorsqu'ils atteignent la cathode, ces ions positifs extraient à leur tour des électrons. Le deuxième coefficient de Townsend γ correspond à

la probabilité qu'un électron secondaire soit émis par la cathode sous l'effet du bombardement d'un ion positif. Le nombre d'électrons créés à la cathode est alors égal à $\gamma(e^{ad} - 1)$. D'autres effets peuvent également créer des électrons secondaires : les photons émis par le gaz peuvent également arracher des électrons et les atomes neutres excités peuvent se désexciter à la cathode et provoquer l'émission d'électrons. Cependant, ils interviennent pour une faible part dans le flux d'électrons.

Lorsque le champ électrique devient suffisant, le coefficient de multiplication de la décharge $m = \frac{e^{ad}}{1 - \gamma(e^{ad} - 1)}$ peut devenir infini si

$$\gamma(e^{ad} - 1) = 1 \tag{1-2}$$

Dans ce cas, chaque électron issu de la cathode est remplacé par un électron secondaire et le courant peut donc se maintenir ou croître. Le courant n'est alors plus conditionné par l'existence d'un agent ionisant extérieur (il est limité par la résistance interne de la source). La décharge passe en régime autonome. Si ce n'est pas le cas on parle de décharge non-autonome.

I.2.1.4 Les différents types de décharges

Il existe de nombreux types de décharges électriques. La figure I.9 représente une courbe tension-courant sur laquelle sont reportés les différents types de décharges électriques qui peuvent être obtenues. Cette courbe n'est pas un résultat expérimental mais une représentation.

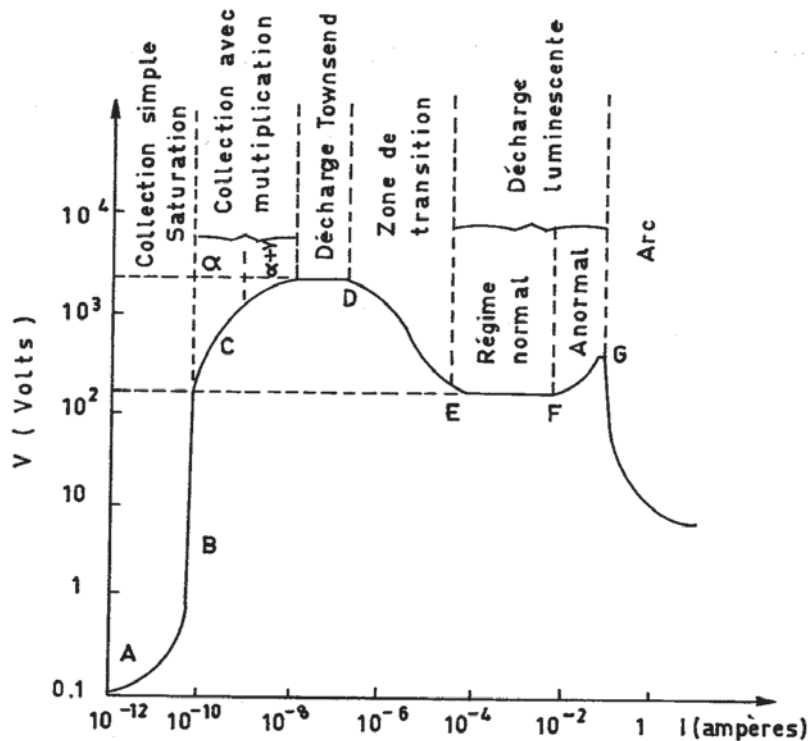


Figure I.9 — Les différents types de décharges.

Si le champ électrique est faible, le courant entre les électrodes est dû principalement à la collecte des charges issues de la radioactivité naturelle ou du rayonnement cosmique.

L'avalanche électronique n'a pas lieu. En augmentant la tension, la décharge n'est pas autonome mais le champ appliqué est suffisant pour déclencher l'avalanche électronique. Cependant, la création de charge d'espace (dû à la présence de particule possédant une charge électrique dans le plasma) provoque une diminution locale du champ électrique qui devient alors insuffisant pour entretenir la décharge. Aussi, pour se maintenir, la décharge nécessite une source externe.

Si la condition d'autoentretien de la décharge est atteinte, l'intensité du courant devient quasiment constante mais reste faible. Le plasma créé donne son nom à ce régime dit régime luminescent.

Lorsque le courant de décharge devient plus important, un unique canal ionique est créé. Le gaz devient alors un conducteur électrique. Il s'agit du régime disruptif.

I.2.2 Les décharges disruptives

Pour chauffer le gaz à l'aide d'une décharge électrique, un courant important doit le traverser. Les décharges disruptives sont donc les décharges mises en oeuvre dans les actionneurs sparkjet et JSP. De façon générale, la décharge est appelée arc électrique. Cependant, le courant traversant l'actionneur peut osciller et s'amortir. Dans ce cas, le courant est successivement positif et négatif. On parle alors d'étincelle ou spark en anglais.

L'IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) donne les définitions suivantes :

- **Arc** : un arc électrique est une décharge électrique entre au moins deux électrodes et est caractérisée par une faible chute de tension cathodique, une tension de décharge faible et un courant important.
- **Spark (étincelle)** : une étincelle électrique est définie comme une décharge électrique discontinue entre au moins deux électrodes. Le courant de la décharge est maintenu par une capacité C chargée cycliquement. Après la création de l'étincelle la tension à travers l'espace interélectrode chute de la valeur initiale aux bornes de la capacité à une valeur faible pendant une durée petite en comparaison de la durée de la décharge.

I.2.2.1 Création d'une décharge de type arc et étincelle

Dans un champ électrique tel que la tension appliquée soit juste supérieure à la tension nécessaire à l'avalanche électronique, les électrons se déplacent à une vitesse de l'ordre de 200000 m.s^{-1} alors que les ions créés se déplacent à une vitesse de l'ordre de 2000 m.s^{-1} [77]. Aussi les ions peuvent être considérés comme stationnaires. L'avalanche électronique se développe entre les électrodes comme un nuage d'électrons derrière lequel sont laissés les ions positifs (figure I.10). On appelle "streamer" cette phase initiale.

La création de la charge d'espace due à la répartition des charges dans le streamer entraîne une augmentation locale du champ électrique sur l'axe. Par exemple, si $E_r = KE_0$, la charge d'espace augmente l'amplitude du champ électrique sur l'axe à une valeur maximale de $(1 + K)E_0$.

Lorsque les électrons atteignent l'anode, ils sont collectés par le circuit électrique. Quant à eux, les ions positifs sont toujours présents dans l'espace inter-électrodes. La densité d'ions reste faible sauf dans la région proche de l'anode. La présence des ions positifs n'est pas en elle-même responsable du claquage électrique de l'espace inter-électrodes. Cependant, le gaz ionisé émet des photons qui peuvent être à l'origine d'une photoionisation dans le gaz environnant. Ces électrons secondaires entraînent la création d'avalanches secondaires qui se développent le long de l'avalanche principale. Cette multiplication de

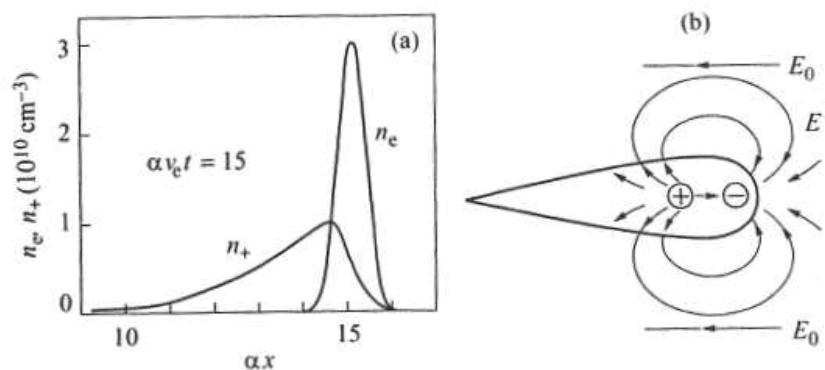


Figure I.10 — *Avalanche électronique se développant à partir d'un électron dans un champ uniforme E_0 . Répartition des charges d'électrons n_e et d'ions n_+ (à gauche) et schéma de la charge d'espace générée par l'avalanche E' . [12]*

charges entraîne l'intensification du champ créé dans la direction de la cathode tandis que les électrons continuent à être collectés par l'anode. Ce phénomène se prolonge de façon autoentretenu et crée le streamer. Une fois le streamer établi entre les électrodes, un canal ionisé conducteur est obtenu. Ce filament constitue l'étape initiale de la création de l'arc (ou de l'étincelle) électrique par lequel le circuit électrique extérieur va se décharger. Ce processus est illustré sur la figure I.11.

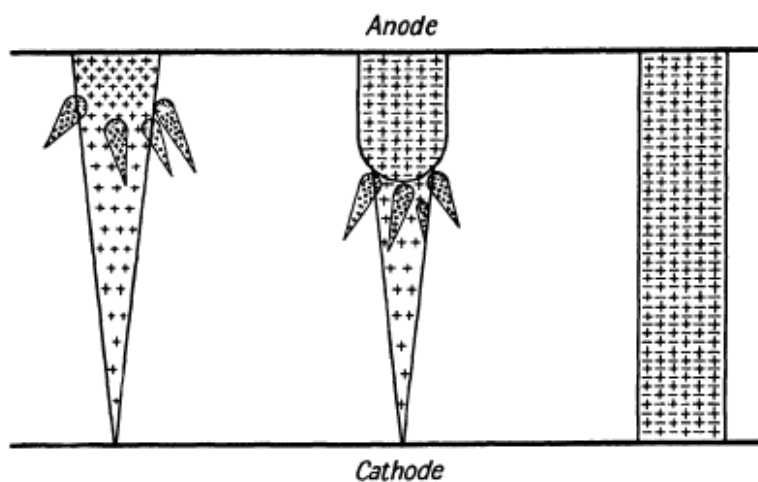


Figure I.11 — *Transition entre l'avalanche électronique et le streamer et croissance du streamer dans l'espace inter-électrodes [77].*

La zone du plasma où le circuit extérieur se décharge est généralement appelée colonne d'arc. La colonne d'arc consiste en un cœur où le gaz est peu dense à haute température à travers lequel l'énergie électrique est déposée et une frontière où le gaz est froid avec une densité importante et où l'énergie du cœur est transférée par conduction, convection et radiation. La zone traversée par le courant est à une température allant de 6000 à 30 000 K. La température de la frontière du plasma varie de 3000 K à la température ambiante. La température élevée du cœur est suffisante pour que des processus chimiques aient lieu et que les électrodes se vaporisent. La création du canal de la décharge s'accompagne d'une onde de choc. Une partie de l'énergie transférée dans le circuit permet l'augmentation de l'énergie interne du gaz dans le canal.

Le champ électrique n'est pas uniforme dans la colonne d'arc. Alors qu'il reste à peu près constant dans la colonne d'arc, il chute brutalement près des électrodes. Cette chute de potentiel peut représenter la majorité du champ électrique total [120].

I.2.2.2 Tension de claquage de l'air

Pour que la décharge se développe entre les deux électrodes, la tension doit atteindre la tension d'amorçage V_d afin que les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour créer l'avalanche décrite précédemment. Le premier coefficient de Townsend α dépend du libre parcours moyen λ_e des électrons et donc de la masse volumique ρ du gaz (cette relation est le plus souvent exprimée en terme de pression). Il dépend également de l'énergie que peut acquérir l'électron entre deux collisions, donc du champ électrique E_0 . Plus précisément, α dépend du produit $E_0\lambda_e$. Le champ E_0 étant supposé uniforme, $E_0 = \frac{V_d}{l_d}$ où l_d est la distance inter-électrodes. Pour que la décharge soit autonome, la relation 1-2 relie donc V_d et pl_d . On appelle alors courbes de Paschen (du nom du physicien allemand Friedrich Paschen qui a énoncé cette relation en 1889) les courbes donnant $V_d = f(pl_d)$ (figure I.12).

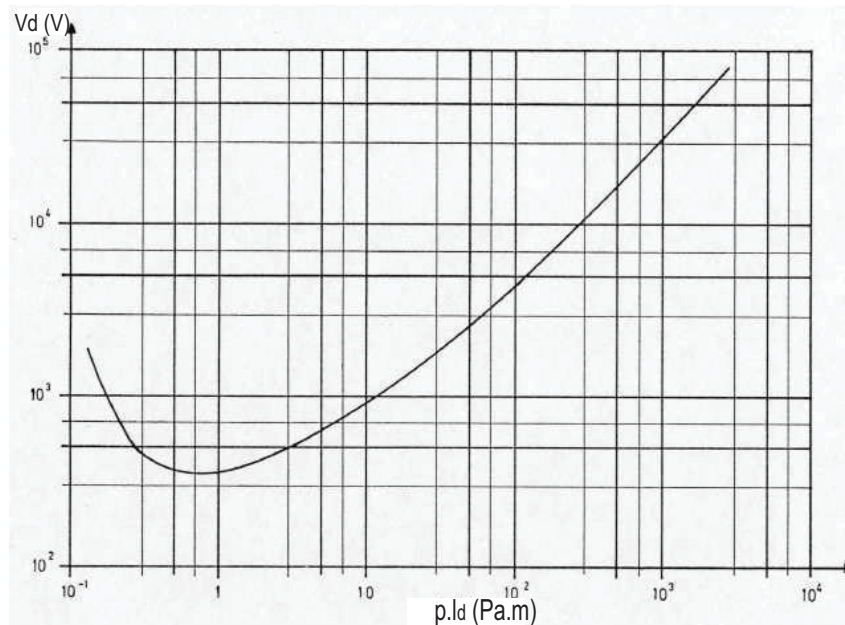


Figure I.12 — Courbe de Paschen pour l'air à 20 °C.

La courbe de Paschen présente un minimum qui dépend de la nature du gaz et de l'état des électrodes. Ce minimum est compris entre 300 et 400 V pour de l'air à pression atmosphérique. Pour analyser les tendances de cette courbe, la distance interélectrode l_d est considérée comme constante. Pour la première partie de la courbe, V_d diminue lorsque la pression augmente. Lorsque la pression augmente, la densité de particules est plus importante et l'ionisation par collision est plus importante. La tension de claquage diminue. Dans la deuxième partie de la courbe, lorsque la pression augmente, la tension de claquage augmente. L'augmentation de la pression entraîne la diminution du libre parcours moyen. Il s'en suit que l'énergie qu'acquièrent les électrons entre deux collisions diminuent et devient insuffisante pour ioniser les particules. C'est pourquoi dans ce cas V_d augmente.

De nombreuses mesures de la tension de claquage de l'air entre deux électrodes ont

été effectuées par le passé :

- Une formule expérimentale est donnée par Ritz [96] pour de l'air à 20 ° C et à pression atmosphérique entre deux électrodes planes : $V_d = 24.55\rho l_d + 6.66\sqrt{\rho l_d}$ en kV, où l_d est la distance interélectrode (en cm) et ρ est la densité du gaz (exprimée en fonction de la densité de l'air pour les conditions normales de pression et de température). Cette formule a été obtenue pour des distances interélectrode de 0.06 à 1 cm et en faisant varier la densité de l'air entre $0.8 * \rho_{atm}$ et $1.1 * \rho_{atm}$.
- Holzer [53] obtient la formule suivante : $V_d = 23.85\rho l_d + 7.85\sqrt{\rho l_d}$ en kV.
- Bruce [18] obtient : $V_d = 24.22l_d + 6.08\sqrt{l_d}$ en kV.
- Legg [70] donne une formule dépendant de la densité relative du gaz : $V_d = 2.45\delta l_d + 2.1\sqrt{\delta l_d}$, où $\delta = \frac{P}{1.013} * \frac{293}{T}$ avec P en bar, T en K et l_d en mm. Legg multiplie alors la valeur pour un coefficient afin de prendre en compte la géométrie des électrodes (sphères, cylindres, plans).

De telles formules sont à prendre avec précaution car la tension de claquage dans l'air dépend de nombreux paramètres tout aussi importants : forme des électrodes (le champ électrique n'est alors plus uniforme), nature de la tension appliquée (impulsionnelle, AC,DC), température et humidité de l'air...

I.2.2.3 Application des décharges électriques de type étincelle (spark)

Les décharges de type étincelle sont le plus souvent considérées comme néfastes dans les applications industrielles. Par exemple, des étincelles peuvent se produire suite à une accumulation de charges électrostatiques dans un appareil et l'endommager. On parle dans ce cas de décharges électrostatiques (ESD). Elles apparaissent le plus souvent dans les circuits électroniques ou à semi-conducteur. Sugimoto et al. [102] mettent ainsi en place un modèle de décharge ESD qu'ils étudient afin de mettre en évidence les conditions de claquage multiple. Le claquage multiple est dû à la présence encore importante de particules chargées dans l'espace inter-électrodes après un premier claquage. Le claquage suivant se produit alors à une tension de claquage beaucoup plus basse.

Une application importante des décharges de type étincelle se trouve dans les bougies d'allumage permettant le fonctionnement des moteurs à explosion. Les études portent alors sur l'amélioration de l'allumage de l'explosion. Pour cela une meilleure compréhension des propriétés de l'étincelle initiatrice de l'explosion est nécessaire. Ainsi, Zaepffel et al. [121] effectuent des mesures sur un arc dans un mélange air-méthane dont la pression varie entre 1 et 6 bar. Ils effectuent des photographies pour obtenir la taille et la forme de la décharge et ils réalisent également des spectroscopies pour obtenir la température et la densité des électrons. Les résultats qu'ils obtiennent peuvent alors servir de conditions initiales pour des simulations de l'allumage du mélange gazeux. Leur décharge a une durée d'environ 1 μ s. La tension de claquage varie entre 8 kV (à 1 bar) et 13 kV (à 6 bar). La figure I.13 présente les résultats qu'ils obtiennent pour la température et la densité électronique. Ces données leur permettent de conclure sur la validité de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (LTE) du plasma. Cette hypothèse, utilisée dans les modélisations, permet d'assimiler la température des particules lourdes et des électrons à la température du plasma.

I.2.3 Modélisation des décharges de type étincelle

La modélisation utilisée pour simuler les plasmas thermiques dépend principalement du type d'application considéré. Ces décharges sont par exemple utilisées dans des lampes. Pour ce cas, ce sont les effets de rayonnement qui sont visés. Pour les applications de

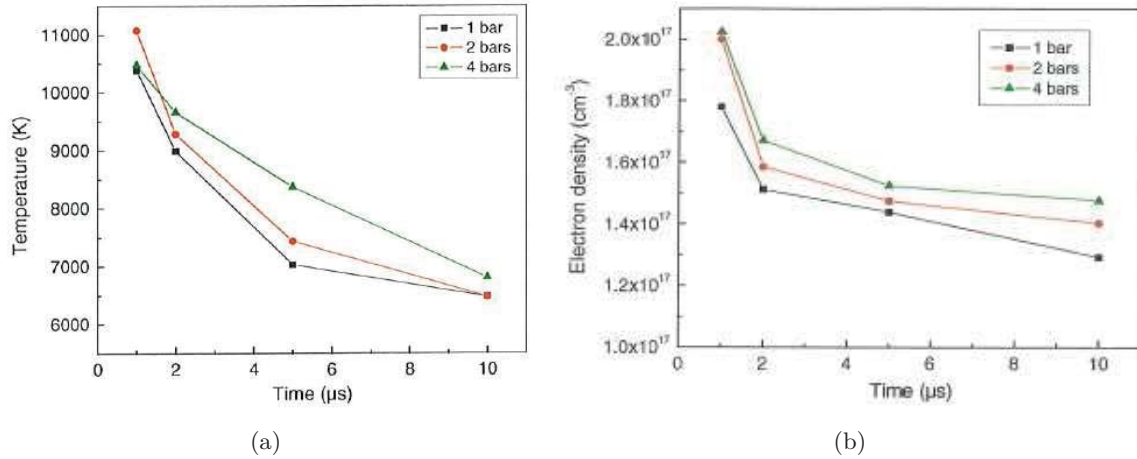


Figure I.13 — Température de la décharge (a) et densité électronique (b) fonction du temps pour 3 valeurs de pressions du gaz [121].

découpage ou de soudure, c'est l'interaction avec le matériau qui est le but de la modélisation. Pour les applications de disjoncteurs c'est plutôt la cinétique du plasma et son extinction qui sont étudiées. Pour le générateur de jet synthétique par plasma, l'effet du plasma qui est recherché est le chauffage du gaz. Dans cette partie, un bref aperçu des différents types de modélisation est donné.

I.2.3.1 Les modèles fluides

Dans ces applications, le plasma est généralement considéré comme un fluide. Cela signifie qu'il est considéré comme constitué d'un ensemble de particules fluides. Chaque particule fluide correspond à un grand nombre d'atomes, de molécules, d'électrons de telle façon que l'on puisse définir des grandeurs macroscopiques telles la pression, la densité, la vitesse, la température et que le milieu puisse être considéré comme un milieu continu. Sous cette hypothèse, le plasma est régi par les équations de conservations. Cependant, un plasma comporte de nombreuses espèces (ions, neutres, électrons etc...). Chaque espèce peut être également considérée comme un fluide, le plasma étant alors représenté comme un mélange de fluides interagissant entre eux. La figure I.14 montre les différentes espèces qui apparaissent dans un plasma d'air en fonction de la température à une pression de 1 bar. En réalité il s'agit d'une simplification car l'air est ici constitué de seulement trois éléments : l'azote, l'argon et l'oxygène.

La composition chimique du gaz varie donc fortement avec la température et de nombreuses espèces doivent être considérées. Ainsi Nagulapally et al. [82] utilisent 11 espèces différentes. Plutôt que de considérer toutes ces espèces, certains auteurs considèrent que le plasma est un mélange d'électrons, d'ions et de particules neutres [91, 115]. Pour simplifier les modélisations, le plasma peut également être représenté par un seul fluide [89, 43] dont les propriétés thermodynamiques varient et dépendent de la pression et de la température. Plooster [90] applique ce type de modèle à des décharges électriques de type spark. La figure I.15 montre le coefficient calorifique à pression constante et la conductivité électrique de l'air en fonction de la température pour différentes pressions. Il apparaît que ces coefficients varient beaucoup. Ces variations sont à mettre en relation avec l'apparition de nouvelles espèces (ionisation) dans le plasma.

La modélisation du plasma passe donc par la résolution des équations de Navier-

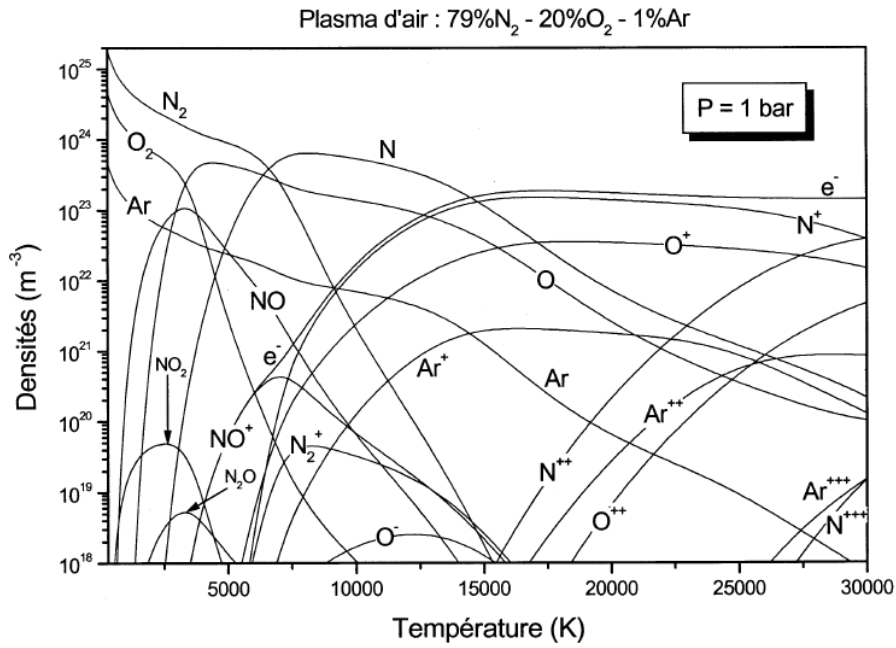


Figure I.14 — Densité des espèces dans un plasma d'air à 1 bar en fonction de la température.

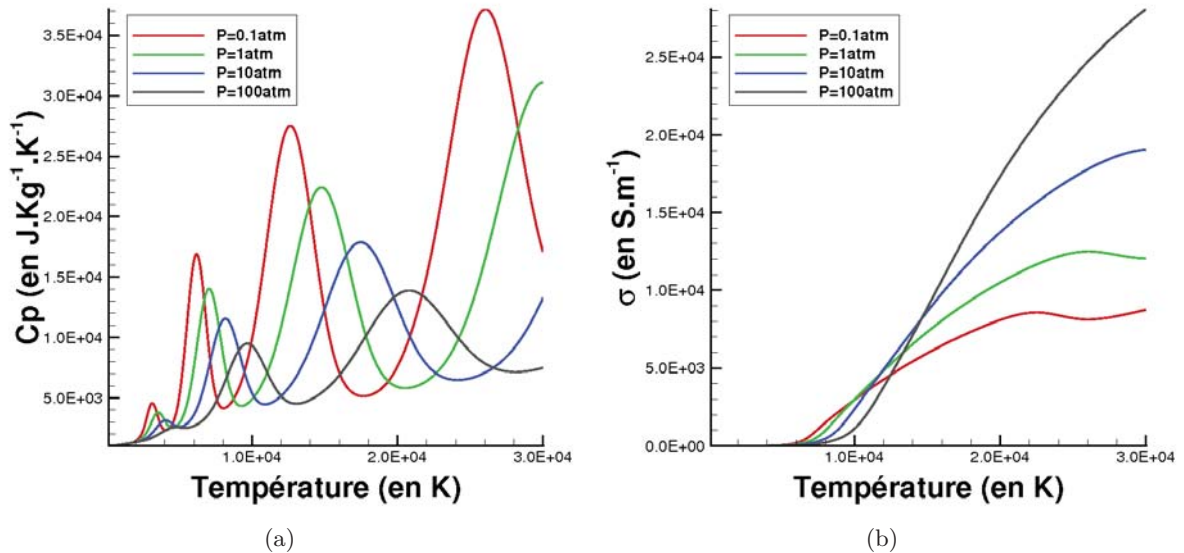


Figure I.15 — Coefficient calorifique à pression constante (a) et conductivité électrique (b) de l'air en fonction de la température pour différente pression.

Stokes. A ces équations, il faut cependant ajouter les équations régissant le comportement électromagnétique du fluide. Il s'agit des équations de Maxwell. Elles prennent en compte la loi de Faraday, la loi d'Ampère-Maxwell, la loi de Gauss et la loi de conservation du flux magnétique. Le rayonnement est pris en compte comme un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie. La modélisation de ce terme source peut également s'avérer très complexe et il est généralement modélisé par la loi de Stefan-Boltzmann. La résolution de ces équations nécessite des modèles numériques très élaborés.

Dans le cas des décharges électriques, les zones proches des électrodes (gainés) nécessitent une attention particulière, puisque dans ces zones, des phénomènes physiques encore plus complexes ont lieu : ablation des électrodes, plasma hors-équilibre,...

I.2.3.2 Modèles simplifiés

La complexité des modélisations précédentes a amené à rechercher des modèles de décharges électriques beaucoup plus simples. Ceux-ci doivent permettre de calculer l'énergie utile de la décharge électrique pour la création du microjet.

De nombreux auteurs ont étudié ce problème et de nombreux modèles dits "boîtes noires" ont été réalisés. Dans ces modèles, l'arc est considéré comme un élément d'un circuit électrique. Il est modélisé comme une impédance dont les caractéristiques peuvent être variables et résultent de bilans énergétiques sur le canal de la décharge. Le modèle de Cassie [20] considère que le canal de la décharge a une température, une densité de courant et un champ électrique constant. Les variations de la conductance du modèle résultent de la variation de la section du canal de la décharge. Le modèle de Mayr [76] considère au contraire un canal de décharge ayant une section constante. La démarche initiée par ces deux auteurs a amené à la création de nombreux autres modèles de type boîte noire. Certains peuvent même devenir relativement complexes [13]. Une comparaison de différents modèles est effectuée par Engel [34].

Le modèle de Braginskii [16] permet une description fluide du plasma simplifiée. Le modèle permet d'obtenir une évolution temporelle du canal de la décharge (température, rayon,...). Il repose sur une décomposition en plusieurs parties de la décharge : le canal, l'enveloppe du canal et le domaine extérieur. Le point important de ce modèle est l'équilibre énergétique entre le canal de la décharge et son enveloppe. Des modèles équivalents au modèle de Braginskii ont été utilisés et leurs résultats comparés à des résultats expérimentaux par de nombreux auteurs [75, 35, 65, 2, 10, 57]. Ces modèles diffèrent généralement par les applications pour lesquelles ils sont mis en oeuvre. Par exemple, le modèle de Braginskii est utilisé avec succès pour modéliser des décharges électriques dans de l'eau [113]. Ce type de décharge est utilisé dans des générateurs à ultrasons. Il est également utilisé pour calculer la résistance électrique de décharge dans les transformateurs électriques [65].

Le nombre important de phénomènes physiques en jeu est ici mis en évidence. En particulier, l'amorçage de la décharge appelé streamer est un processus complexe. Cependant, par des études expérimentales des auteurs on mis au point des lois de tension de claquage qui sont souvent fonction de la distance inter-électrodes et de la densité de l'air. Enfin, de nombreuses modélisations de décharge de type étincelle existent. La complexité de ses modèles peut varier énormément. Des modèles simples existent et en particulier le modèle de

Braginskii est appliqué avec succès dans différentes études.

I.3 Contrôle du bruit de jet

Dans cette partie une revue bibliographique des études concernant le contrôle du bruit de jet de type réacteur est effectuée afin d'en déduire comment peuvent être utilisés les actionneurs JSP. En premier lieu, il s'agira de décrire l'origine du bruit de jet pour ensuite envisager des solutions pour le contrôler. Le jet étudié est un jet à un nombre de Mach $M_{jet}=0.9$. Le jet peut être à température ambiante ou chaud ($T_{jet}=600$ K). Ce type de jet est représentatif d'un jet primaire ou secondaire de turboréacteur dans les conditions atmosphériques rencontrées lors du décollage.

Depuis l'utilisation des premiers turboréacteurs, le bruit qu'ils génèrent a largement diminué. Cette diminution de bruit est essentiellement due à l'augmentation du taux de dilution des réacteurs et à l'amélioration de l'isolation acoustique des nacelles. Aujourd'hui, le bruit de jet représente à peu près la moitié du bruit émis lors du décollage. Il reste donc encore une source de nuisances prépondérantes et c'est pourquoi sa réduction est un domaine de recherche très important. Les turboréacteurs civils ont récemment adopté des tuyères de sortie équipées de chevrons (les formes triangulaires installées sur les lèvres de la tuyère comme illustré sur la figure 3 en page 3). Ces dispositifs permettent de réduire le bruit produit par le jet d'environ 2 dB. Cette réduction de bruit est nécessaire essentiellement pour les phases de décollage. Cependant, cette amélioration acoustique s'effectue au détriment des performances des réacteurs. En effet les chevrons "plongent" dans le flux d'air du réacteur ce qui pénalise la poussée et entraîne donc une consommation de carburant supplémentaire. Or pendant les phases de vol de croisière les chevrons sont inutiles. Aussi, des dispositifs actifs, c'est à dire fonctionnant sur demande, sont envisagés pour une réduction de bruit optimale. Ils seraient mis en œuvre pendant la phase de décollage, là où le bruit généré par les turboréacteurs est le plus gênant et donc éteints sans incidence sur les performances des réacteurs pendant les autres phases du vol.

Une bibliographie importante existe sur le bruit de jet et de nombreuses applications ont montré la possibilité d'agir sur le bruit qu'il génère par exemple à l'aide de "tabs", de chevrons ou de microjets. D'autres dispositifs ont également été envisagés : tuyères dissymétriques, injection de liquide, décharges électriques dans la tuyère (DBD et arcs), cavité dans la tuyère, etc...

Tous ces dispositifs ("tabs", chevrons, microjets) agissent sur l'aérodynamique pour réduire les sources de bruit. Il est donc nécessaire de bien comprendre les mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit produit par un jet subsonique à un nombre de Mach et un nombre de Reynolds élevés. Une fois les sources de bruit identifiées, l'action des dispositifs de réduction de bruit sur l'aérodynamique du jet sera détaillée. Dans un premier temps la production d'un bruit aérodynamique sera examinée. Ensuite les particularités du bruit de jet et les paramètres aérodynamiques l'influençant seront décrits. Enfin les approches envisagées pour la réduction de bruit de jet à l'aide des actionneurs JSPs seront détaillées.

I.3.1 Origine et particularité du bruit de jet

I.3.1.1 Origine d'un bruit aérodynamique

D'une façon générale, les bruits d'origine aérodynamique sont le résultat de deux propriétés majeures d'un fluide : l'inertie et la compressibilité. Lorsque les tourbillons au sein d'un écoulement se réorganisent (dynamique tourbillonnaire), les fluctuations de pression induisent en partie des fluctuations de densité qui se propagent sous forme d'ondes acoustiques. En particulier dans un jet, cela se produit lors de l'interaction de deux tourbillons

et crée ce qui est appelé le bruit de mélange.

La création de bruit aérodynamique est un cas particulier des écoulements instationnaires compressibles. En cela, ces écoulements sont décrits par les équations de la dynamique des gaz dont on peut extraire la contribution de la vorticité, de l'entropie, de l'acoustique. Historiquement, l'étude approfondie de l'acoustique des jets a été permise avec la mise en place de l'analogie acoustique. Par la suite, les phénomènes physiques mis en jeu dans la production de bruit aérodynamique sont décrits.

I.3.1.1.1 Analogie acoustique

Une façon directe pour prédire l'acoustique d'un jet serait de résoudre entièrement les équations de Navier Stokes compressibles. Le bruit serait alors le champ aérodynamique qui dominerait à grande distance du jet. Mais les fluctuations acoustiques sont faibles et leurs fréquences sont élevées. Aussi, les simulations numériques nécessiteraient des calculs de grande précision, dans de grandes régions d'espace avec des schémas numériques d'ordre élevé. Aussi, des approches simplificatrices ont été adoptées. Le point de départ de ces travaux sont les articles fondateurs de Lighthill en 1952 et 1954 [71, 72] qui mettent en place l'analogie acoustique. En partant des équations de la dynamique, Lighthill dérive une équation d'ondes.

On considère un écoulement localisé dans un volume autrement au repos dans lequel les ondes se propagent. Les ondes acoustiques étant une conséquence de la compressibilité, la variable ciblée est la fluctuation de densité.

On note l'opérateur de dérivée particulaire $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \text{grad}$. Les équations de Navier-Stokes deviennent :

$$\begin{cases} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \text{div} \vec{U} & = & 0 \\ \rho \frac{D\vec{U}}{Dt} & = & \text{div} \bar{\bar{\sigma}} \\ \rho \frac{D}{Dt} (E + \frac{1}{2} U^2) & = & \text{div}(\bar{\bar{\sigma}} \cdot \vec{U}) - \text{div} \vec{q} \end{cases}$$

où $\bar{\bar{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes et \vec{q} représente les transferts de chaleur. En prenant la dérivée temporelle de l'équation de continuité et en soustrayant la divergence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 (\rho U_i U_j)}{\partial x_i \partial x_j} = - \frac{\partial^2 \sigma_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

En ajoutant à gauche et à droite le terme $-c_{ext}^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_j^2}$, où c_{ext} est la vitesse du son dans le milieu extérieur à l'écoulement, l'opérateur de propagation des ondes acoustiques est obtenu dans le terme de gauche.

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_{ext}^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

Cette équation est connue comme l'équation de Lighthill. Le terme

$$T_{ij} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho U_i U_j) + (P - c_{ext}^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}$$

est appelé tenseur de Lighthill. δ_{ij} est le symbole de Kronecker et τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses.

Cette équation représente donc une équation d'onde classique ayant un terme source (à droite). Ce terme source est important au sein de l'écoulement et négligeable dans le milieu au repos dans lequel l'onde est émise. On peut remarquer que l'équation de Lighthill est une équation exacte, dérivant des équations de Navier Stokes. Tous les processus aéroacoustiques, incluant la création de son par les inhomogénéités de l'écoulement, la propagation du son à travers l'écoulement, sa dissipation par la viscosité et la conduction de chaleur, sont ici présents. Cependant le terme de droite de l'équation contient alors le champ acoustique et ne peut pas être décrit comme un terme source. L'équation ne peut plus être résolue à l'aide des techniques basées sur les fonctions de Green (qui sont très utilisées en acoustique).

Le contexte classique de l'acoustique linéaire est applicable seulement si le membre de droite peut être évalué indépendamment des variables acoustiques. Aussi il est nécessaire de négliger certains mécanismes. La simplification de Lighthill repose sur l'hypothèse que le mécanisme dominant est le mélange créé dans l'écoulement. Cela est justifié par les nombres de Reynolds élevés des écoulements considérés. Cette simplification revient à privilégier les phénomènes inertiels aux phénomènes visqueux. Le terme $\rho U_i U_j$ du tenseur de Lighthill est donc prépondérant par rapport au terme τ_{ij} . Le terme $(P - c_{ext}^2 \rho) \delta_{ij}$ représente les effets dus à des inhomogénéités d'entropie. Ce terme sera notable pour les jets chauds avec des gradients de températures importants. Les termes sources impliquent des dérivées spatiales du second ordre. Ils sont souvent assimilés à des quadripôles acoustiques.

Moyennant plusieurs approximations (entre autre des nombres de Mach faibles), Lighthill rend l'équation explicite et la résolution possible à l'aide de fonctions de Green. A l'aide d'une analyse dimensionnelle, Lighthill en a déduit une loi fondamentale : la puissance acoustique rayonnée par un jet est fonction de sa vitesse à la puissance 8 et de son diamètre à la puissance 2.

$$W_{acous} \sim U_{jet}^8 D_{jet}^2 \quad (1-3)$$

L'analogie acoustique a permis de mettre en évidence le rôle de ces quadripôles acoustiques liés à la dynamique tourbillonnaire. Elle implique la prévalence de la turbulence dans la génération de bruit.

Des variantes de l'analogie acoustique ont été décrites. On peut ainsi citer les travaux fondamentaux réalisés par Lilley en 1974 ([73]). Ces variantes se sont notamment appliquées à inclure dans cette description les effets de la convection des sources acoustiques et du phénomène de réfraction.

I.3.1.1.2 Effet de la convection des sources

Dans le jet, les sources sont convectées par l'écoulement. Aussi celles-ci sont mobiles par rapport à l'observateur et/ou par rapport à l'air ambiant. Dans les jets, ce mouvement se résume essentiellement à un mouvement de translation dans la direction de l'axe du jet. Ces effets ont été étudiés en détail par Ffowcs-Williams en 1963 [39]. La physique des sources mobiles se résume à deux effets : l'effet Doppler résulte du mouvement de la source par rapport à l'observateur et l'amplification convective résulte du mouvement de la source par rapport au milieu ambiant. Sans vouloir décrire plus en détail ces deux phénomènes, il peut être indiqué que pour un jet ces phénomènes impliquent un rayonnement plus important dans la direction de l'écoulement, c'est à dire que les niveaux de bruit devraient être plus importants pour un observateur proche de l'axe du jet. Ce phénomène a donc également lieu pour les jets subsoniques chauds dès lors que $\frac{U_{jet}}{c_{ext}} > 1$, même si $\frac{U_{jet}}{c_{jet}} < 1$.

I.3.1.1.3 Effet de la réfraction

Les ondes acoustiques se propagent à travers le milieu dans lequel elles ont été émises. Or, dans un écoulement aérodynamique, celui-ci peut ne pas être uniforme et contenir des zones fortement cisailées. Il en résulte une déviation des ondes acoustiques. Dans un jet ce phénomène implique une déviation radiale des ondes. Il en est déduit qu'un niveau de bruit plus élevé est émis dans la direction du jet. De plus cette déviation des ondes acoustiques entraîne l'apparition d'une zone de silence en aval du jet. Les ondes acoustiques ne peuvent pas se propager dans cette direction. Cet effet est spécialement important pour les jets chauds à haute vitesse [105].

I.3.1.1.4 Ondes de Mach

Un autre phénomène à prendre en compte est le rayonnement d'ondes de Mach. Dans un écoulement dont la vitesse de convection est supersonique par rapport à l'air ambiant, les structures turbulentes peuvent être entraînées plus vite que la vitesse du son. Les ondes de Mach émises par ces structures supersoniques émettent alors un bruit important. L'émission est directive, les ondes se propageant dans la direction orthogonale au cône de Mach.

I.3.1.2 Bruit de jet

Cette section détaille dans un premier temps les particularités et phénomènes sous-jacent du bruit généré par un jet subsonique à grand nombre de Mach (typiquement, $M_{jet} = 0.9$).

I.3.1.2.1 Particularité du bruit de jet

Un jet à grande vitesse est généralement décomposé en trois zones aérodynamiques, comme indiqué sur la figure I.16. Sur cette figure sont également indiqués le repérage des angles θ et χ utilisés par la suite ainsi que l'axe du jet.

En aval de la tuyère se développe le cône potentiel. On appelle couche de mélange (ou couche de cisaillement) la zone de transition se situant entre le milieu ambiant (à vitesse nulle dans un milieu au repos) et le cœur du jet (à la vitesse du jet). L'épaisseur initiale de la couche de mélange est égale aux épaisseurs des couches limites en sortie de la tuyère. Du fait du mélange induit par le cisaillement, l'épaisseur de la couche de mélange croît selon \vec{X} . Aussi, le cœur du jet caractérisé par une vitesse égale à la vitesse du jet et par un écoulement irrotationnel voit sa taille diminuer lorsque l'on s'éloigne de la sortie de la tuyère. Pour un jet axisymétrique le cœur du jet a donc une forme de cône. La zone irrotationnelle se termine en général à une distance de la sortie de la tuyère comprise entre 5 et 10 fois le diamètre du jet (fin du cône potentiel). Cette distance varie selon les conditions d'expérience, le nombre de Mach et la température du jet. A la fin du cône potentiel se développe la zone de transition. Cette zone s'étend jusqu'à ce que le jet devienne entièrement turbulent, dans une zone appelée région développée.

Tam et al. [107] montrent que l'analyse de nombreux spectres permet de décomposer le bruit d'un jet en deux composantes distinctes. Ces composantes se distinguent par leur contenu spectral et la région de l'espace où elles sont prédominantes.

Orthogonalement à l'axe du jet ($\chi = 90^\circ$, figure I.17), le bruit est principalement issu de la composante dite de bruit de mélange aux petites échelles. Cette dénomination

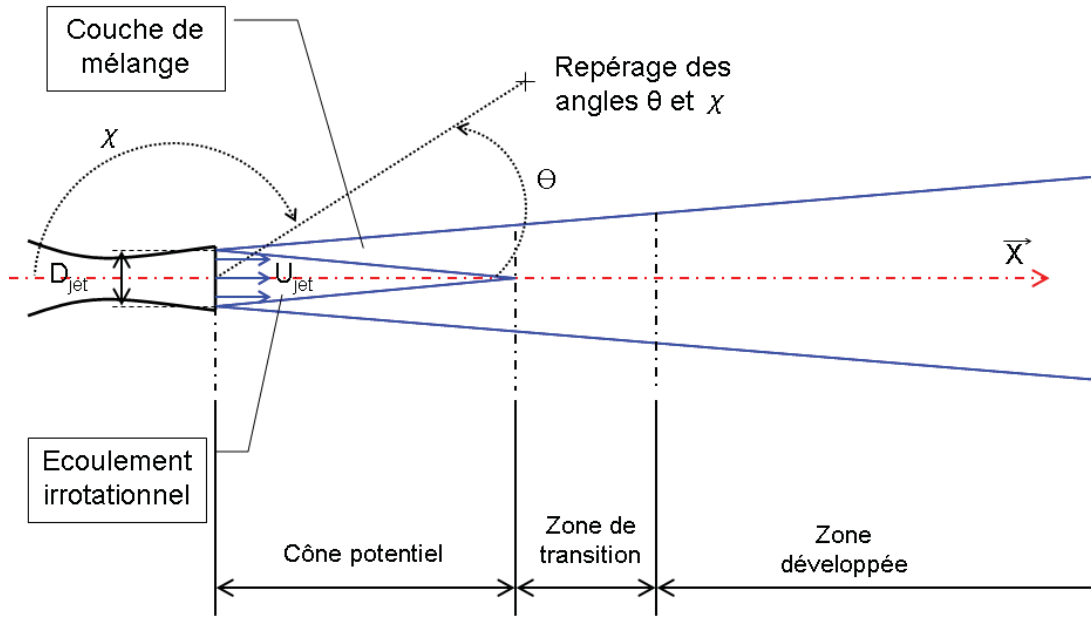


Figure I.16 — Structure d'un jet.

est expliquée dans le paragraphe suivant. Cette composante présente un niveau sonore maximal quasiment constant sur une large gamme de nombres de Strouhal ($S_t = \frac{f D_{jet}}{U_{jet}}$ de 0.1 à 10). Le bruit de mélange aux petites échelles reste prépondérant jusqu'à $\chi = 110^\circ$ environ. Son niveau sonore suit alors correctement la loi de Lighthill $W_{acous} \sim U_{jet}^8$.

Lorsque l'angle χ augmente, les niveaux sonores augmentent et s'écartent de la loi en puissance 8 [118, 116, 117]. Cet effet est dû à la deuxième composante de bruit appelée bruit des grosses structures tourbillonnaires qui devient prépondérant. Entre $\chi = 110^\circ$ et 125° , les deux composantes de bruit sont importantes. Pour $\chi > 125^\circ$ (figure I.18), les niveaux sonores atteignent leur maximum et le bruit lié aux grosses structures tourbillonnaires est prépondérant. Cette composante de bruit se distingue par un spectre marqué par un maximum d'amplitude. Ce maximum d'amplitude se situe généralement pour un nombre de Strouhal compris entre 0.2 et 0.5 selon les expériences. Il semble que la position du pic d'amplitude dépende essentiellement des expériences et de la température du jet. Un nombre de Strouhal de 0.3 est généralement obtenu pour le maximum d'amplitude.

L'effet principal de la température sur le bruit de mélange se trouve dans la modification de la masse volumique dans le terme source de Lighthill. Il en découle une modification de cette composante de bruit et notamment dans le spectre à $\chi = 90^\circ$. Il a été mis en évidence l'existence d'un nombre de Mach critique ($M_c = 0.7$) en dessous duquel l'augmentation de la température du jet s'accompagne de l'augmentation du bruit rayonné et au dessus duquel l'augmentation de la température diminue le bruit rayonné (figure I.19) [40]. De plus il apparaît que dans le spectre du bruit de mélange, une composante de type dipôle acoustique s'ajoute [116]. Tanna et al. [109] montrent que l'augmentation ou la diminution du bruit de mélange pour un jet chaud se traduit par une évolution du contenu spectral. Pour un jet à faible nombre de Mach, l'augmentation du bruit provient d'une augmentation du bruit basse fréquence associé au décalage vers les basses fréquences du maximum d'amplitude. Pour un jet à grand nombre de Mach, la diminution du niveau

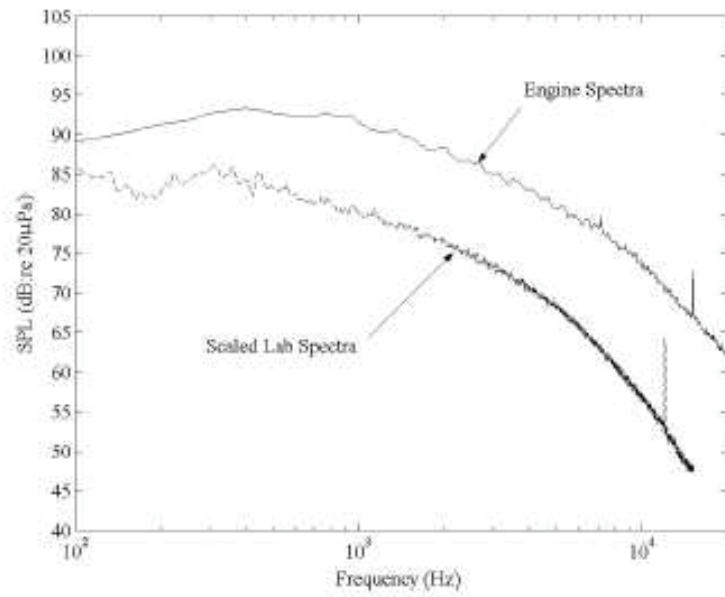


Figure I.17 — Contenu spectral à $\chi = 90^\circ$ d'un jet de laboratoire et d'un jet de turboréacteur. [47]

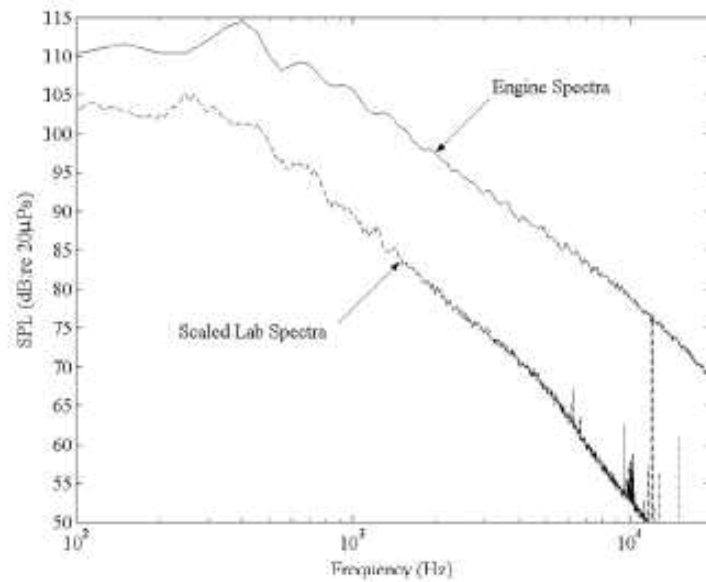


Figure I.18 — Contenu spectral à $\chi = 150^\circ$ dans l'axe du jet d'un jet de laboratoire et d'un jet de turboréacteur. [47]

sonore provient d'une diminution du bruit haute fréquence associée au décalage vers les hautes fréquences du maximum d'amplitude.

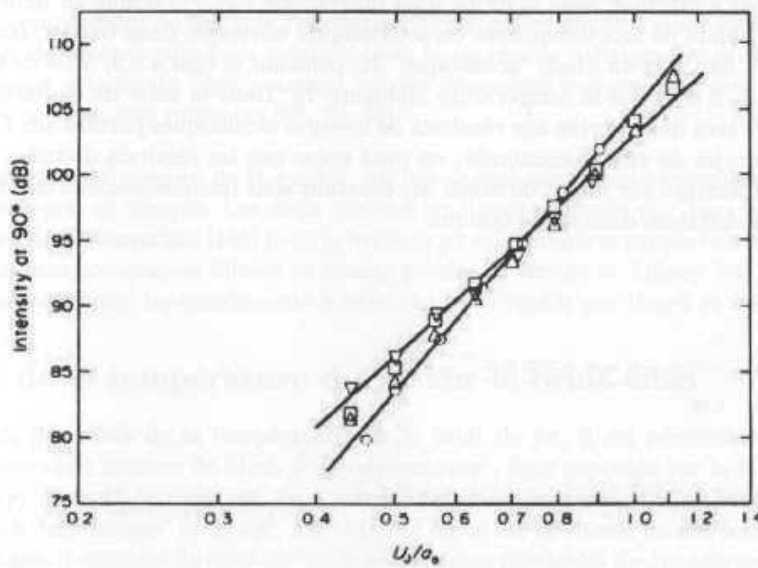


Figure I.19 — Evolution de l'intensité globale à $\chi = 90^\circ$ de l'axe du jet, en fonction du nombre de Mach, pour différentes températures du jet [40]. $\frac{T_{jet}}{T_{ext}} = (\circ) 1; (\triangle) 1.7; (\square) 2.4; (\nabla) 3$.

L'augmentation de la température du jet ne semble pas avoir d'influence sur la physique du bruit des grosses structures tourbillonnaires [104]. Cependant, en augmentant la température, la vitesse du son dans le jet augmente. Il peut en résulter que même pour un jet subsonique, la vitesse de convection du jet soit supersonique par rapport à la vitesse du son extérieur. Aussi les structures convectées peuvent produire des ondes de Mach. Le secteur où rayonnent les ondes de Mach s'élargit lorsque la température augmente. Un décalage du maximum d'amplitude vers un nombre de Strouhal plus important est également observé.

I.3.1.2.2 Sources de bruit dans un jet

L'origine du bruit de mélange aux petites échelles est bien expliqué et prédit par les analogies acoustiques. Le bruit produit par cette source rayonne dans toutes les directions autour du jet (résultat auquel il faut ajouter les effets de la réfraction et de la convection décrits précédemment). Ces structures turbulentes (quadripôles du modèle de Lighthill) peuvent être présentes dès la sortie de tuyère dans le cas de couches de mélange turbulentes. Ces sources de bruit ont un étalement important dans le jet. Les différentes échelles de turbulence expliquent aussi le spectre large bande observé. Le bruit de mélange d'un jet correspond donc à un mécanisme d'émission de type Lighthill. Comme le bruit dominant résulte d'un mécanisme différent, cette composante ne suit pas cette loi. Aussi à $\chi = 90^\circ$ les niveaux sonores suivent la loi en puissance 8 alors que pour des angles χ plus élevés cette loi n'est plus valide comme indiqué sur la figure I.20. Pour un jet chaud le bruit de mélange ne suit plus cette loi.

Il est aujourd'hui bien admis que la deuxième composante de bruit est liée aux grosses structures tourbillonnaires. Contrairement aux structures turbulentes aux petites échelles

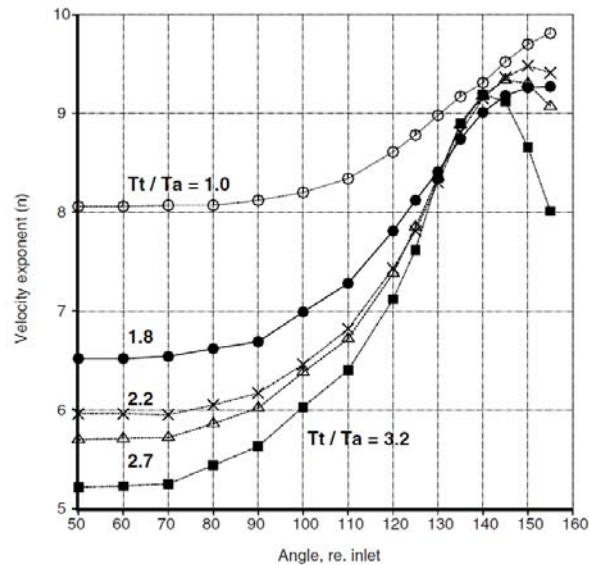


Figure I.20 — Exposant de vitesse en fonction de l'angle de mesure (180° correspond à la direction du jet) pour différentes températures de jet [117].

dont la dynamique est aléatoire, ces grosses structures ont une certaine organisation. Les grosses structures ont une importance primordiale dans l'aérodynamique du jet car ce sont elles qui dirigent la dynamique du mélange et de la turbulence. Morris et Viswanthan [80] estiment que les différences entre le bruit lié aux grosses structures et le bruit émis par la turbulence aux petites échelles ne sont pas dues à une différence d'échelle spatiale ou temporelle mais au mécanisme d'émission qui est différent. Pour des jets subsoniques, ce mécanisme d'émission n'est pas aujourd'hui résolu et porte encore à débat. Il pourrait s'agir d'un mécanisme d'émission d'ondes de Mach comme c'est le cas pour des jets supersoniques par rapport au milieu ambiant. Pour les vitesses supersoniques il existe un couplage direct faiblement non-linéaire entre les modifications de l'écoulement induites par les grosses structures et le champ acoustique généré. A plus faible vitesse, lorsque l'écoulement devient subsonique, il semble qu'un tel couplage doit être fortement non-linéaire pour produire des ondes capables de générer le bruit observé. Morris et Viswanthan [80] soulignent qu'une combinaison des effets d'amplification convective, d'effet Doppler, de la réfraction et de l'interaction entre le champ acoustique et l'écoulement pourrait être le mécanisme recherché.

Au paragraphe suivant, le mécanisme d'émission d'ondes pour des jets subsoniques par rapport au milieu ambiant est décrit.

I.3.1.2.3 Stabilité de la couche de mélange et mécanisme d'émission

Les grosses structures tourbillonnaires apparaissent suite à la déstabilisation de la couche de mélange. Initialement, la couche de mélange est très fine et présente un gradient de vitesse important. Il en résulte l'apparition d'une instabilité de type Kelvin-Helmoltz (figure I.21).

Les oscillations initiales de la couche de mélange sont des modes d'instabilité qui conduisent à un appariement tourbillonnaire puis à une dégénérescence de ces structures vers de la turbulence par des phénomènes non-linéaires. La figure I.22 réalisée à l'ONERA illustre ce phénomène de déstabilisation de la couche de mélange et de la dégénérescence

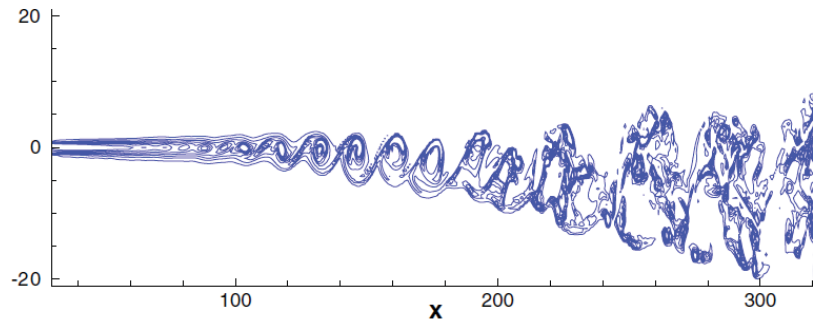


Figure I.21 — Illustration de la déstabilisation d'une couche de mélange. Calculs DNS [11].

des grosses structures tourbillonnaires en turbulence.

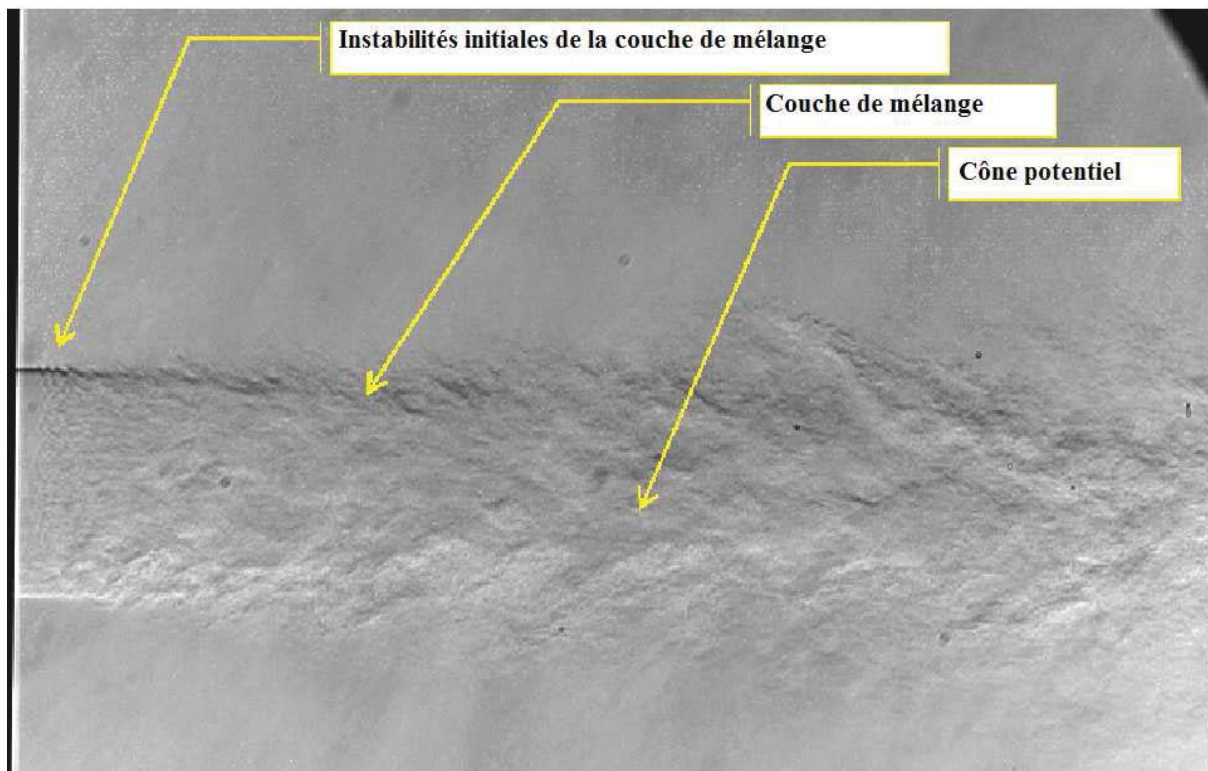


Figure I.22 — Strioscopie éclair (temps d'intégration $< 100\text{ns}$) d'un jet d'air à Mach 0.9 à température ambiante. $D_{\text{jet}} = 22\text{mm}$. Département Modélisation pour l'Aérodynamique et l'Energétique, ONERA.

Le mécanisme d'émission des grosses structures tourbillonnaires serait lié à la convection de ces structures à des vitesses supersoniques par rapport à l'air ambiant. Lorsque ce phénomène a lieu, elles produisent des ondes qui sont très directives et rayonnent uniquement dans un secteur angulaire proche de l'axe du jet (valeurs de χ élevées). Une façon de modéliser cette source de bruit est de considérer ces grosses structures comme des oscillations de la couche de mélange. Ces ondes produisent alors des ondes de Mach à la façon d'une paroi se déplaçant à vitesse supersonique. Cette modélisation permet d'expliquer la grande directivité de ce bruit. L'intensité acoustique atteint des valeurs élevées et ne suit

pas la loi en puissance 8 de Lighthill[105].

Les théories classiques de stabilité ne prédisent pas la génération de bruit par les ondes d'instabilité dans un jet subsonique. Ce problème a été résolu pour la première fois par Tam et Morris en 1980 [108]. Le point de départ de leur analyse est de considérer la globalité de la propagation des ondes d'instabilité. Dans une couche de mélange, l'écoulement diverge lentement dans la direction du jet en raison de l'entraînement de l'air ambiant. Près de la sortie de la tuyère, la couche de mélange est très fine et présente un gradient de vitesse maximal. Cela entraîne une croissance très rapide des instabilités. La déstabilisation de la couche de mélange entraîne l'augmentation du mélange du jet avec l'air extérieur, la couche de mélange s'épaissit. Lorsque l'onde se propage en aval du jet, son taux de croissance diminue en raison de la diminution du gradient de vitesse. Plus loin, le taux de croissance peut s'annuler et ensuite l'amplitude de l'onde peut diminuer jusqu'à devenir très faible. Cette croissance et décroissance des ondes d'instabilité est un mécanisme fondamental pour l'émission d'ondes de Mach. Pour un jet subsonique une onde d'instabilité d'amplitude constante ne peut pas générer de bruit. Une telle onde a un spectre de nombres d'onde discret. Grâce au phénomène de croissance et de décroissance de l'onde, le spectre n'est plus discret mais devient un spectre à large bande. Certaines des composantes du spectre à large bande peuvent avoir des vitesses de phase supersoniques. Ces ondes d'instabilité peuvent alors produire du bruit.

L'argumentaire suivant est donné par Tam et al. [105]. Par exemple, la pression peut s'écrire sous la forme : $p = Ae^{i(kx-\omega t)}$, où A est l'amplitude de l'onde, k est le nombre d'onde, x est la direction de propagation, ω est la pulsation et t est le temps. On suppose deux cas :

- Si A est constant, il n'y aura émission d'onde que si la vitesse de phase $\frac{\omega}{k}$ est supersonique relativement à la vitesse du son ambiant c_{ext} . Si la vitesse de phase est subsonique, il n'y aura pas émission de bruit (figure I.23.a).

Le phénomène de croissance et de décroissance des ondes d'instabilité est alors essentiel. En effet l'onde d'instabilité n'a pas un nombre d'onde unique mais un spectre élargi de nombres d'onde.

- En supposant par exemple que l'amplitude des ondes d'instabilité varie comme une gaussienne de largeur à mi-hauteur b centrée en x_0 : $A(x) = A_0e^{-(\ln 2)\left(\frac{x-x_0}{b}\right)^2}$. Alors,

$$p = Ae^{-\ln 2 \frac{x-x_0^2}{b} + i(kx-\omega t)} = \frac{A_0b}{\sqrt{4\pi \ln 2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\alpha-k)^2 b^2}{4 \ln 2} + i(\alpha x - \omega t) + i(k-\alpha)x_0} d\alpha$$

La figure I.23.b montre que lorsque l'onde a une amplitude variable, elle n'a plus un nombre d'onde constant mais a maintenant un spectre à large bande. Le spectre est une gaussienne centrée en $\alpha = k$. En supposant que l'onde initiale est subsonique ($\frac{\omega}{k} < c_{ext}$), alors avec une amplitude variable, une partie du spectre a une vitesse de phase supersonique ($\frac{\omega}{k} > c_{ext}$). Cette partie du spectre est capable d'émettre du son.

Dans un jet circulaire, une perturbation \tilde{q} peut s'écrire en coordonnées cylindriques :

$$\tilde{q}(r, \theta, x, t) = \hat{q}(r)e^{i(kx+m\theta-\omega t)} \quad (1-4)$$

où m est le mode azimuthal de propagation.

Les travaux de Michalke [78], de Cohen et al.[26], de Corke et al.[27] montrent que les modes les plus instables de la couche de mélange sont le mode $m = 0$ (mode colonne ou mode axisymétrique) et le premier mode hélicoïdal $m = 1$. Michalke [78] montre également que lorsque la couche de mélange est développée (lorsque le gradient de vitesse devient plus faible) seul le mode hélicoïdal est instable. Hussain et Zaman [56] montrent que

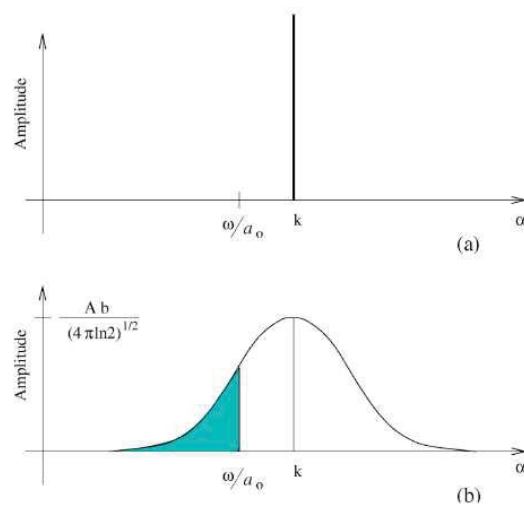


Figure I.23 — Spectre de nombre d'onde. a) Spectre pour une onde d'instabilité d'amplitude constante. b) Spectre résultant d'une variation d'amplitude de l'onde. La région grisée contient des ondes ayant des vitesses de phase supersoniques. [105]

le mode axisymétrique ($m = 0$) domine au début du cône potentiel puis c'est le mode hélicoïdal qui domine à la fin du cône potentiel. Suzuki et Colonius [103] détectent les ondes d'instabilité d'un jet à l'aide de mesures de pression en champ proche. La figure I.24 donne l'amplitude normalisée des ondes d'instabilité pour différents nombres de Mach du jet pour un nombre de Strouhal de 0.35 correspondant à la fréquence préférée de leur jet. Ces résultats montrent que les modes 0 et 1 sont les modes les plus amplifiés pour les jets subsoniques à grand nombre de Mach.

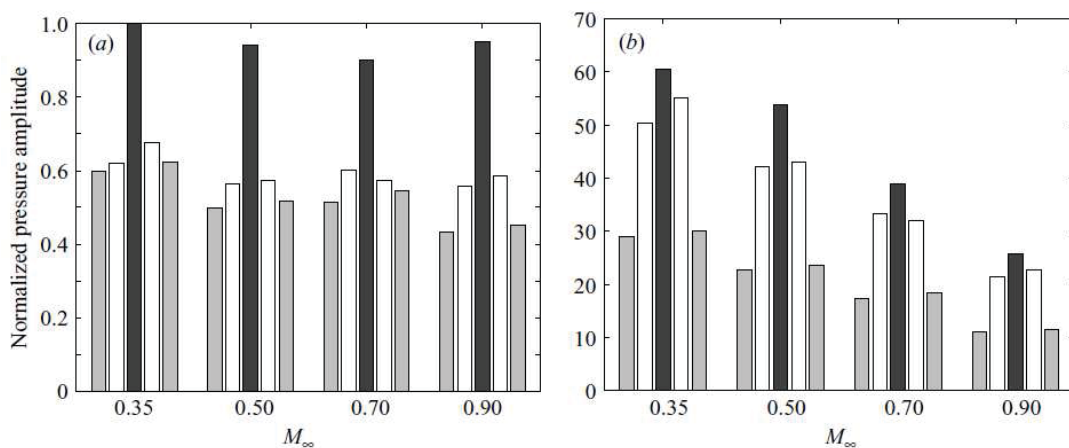


Figure I.24 — Rapport normalisé des amplitudes des ondes d'instabilité pour un jet à température ambiante à un nombre de Strouhal de 0.35 en fonction du nombre de Mach du jet. a) à la sortie de la tuyère ($\frac{X}{D_{jet}} = 0$) et b) à $\frac{X}{D_{jet}} = 0.5$. Les modes $m = -2, -1, 0, 1, 2$ sont représentés pour chaque histogramme. [103]

Ces auteurs précisent également les critères de stabilité de la couche de mélange. Le critère principal est le rapport du diamètre initial du jet sur l'épaisseur de quantité de

mouvement de la couche de mélange $\frac{D_{jet}}{\theta_0}$. Plus ce critère est grand, plus la couche de mélange sera sensible aux perturbations. D'autres critères semblent jouer également un rôle important : l'épaisseur de la couche de mélange δ , la croissance de la couche de mélange $\frac{\partial \delta}{\partial x}$ et le rotationnel de la vitesse Ω_θ selon la coordonnée θ .

Différents auteurs ont par ailleurs utilisé des dispositifs permettant d'exciter la couche de mélange au niveau de la sortie de la tuyère. Ces dispositifs peuvent être des haut-parleurs [79]. Samimy et al.[97] et Kastner et al.[62] utilisent eux des actionneurs sous forme d'arcs électriques à la surface du bord de la tuyère. Ils montrent que la couche de mélange répond à tous les modes de perturbations. Aussi même si les modes les plus instables sont les modes 0 et 1, il semble possible d'amplifier des modes azimutaux supérieurs.

I.3.2 Contrôle du bruit de jet

La bibliographie est très riche pour le contrôle du bruit de jet à l'aide de chevrons, de "tabs" ou de microjets continus. Leur efficacité est clairement démontrée. Cependant, ces dispositifs sont pénalisants pour des applications aérodynamiques concrètes du fait de leur coût énergétique prohibitif. C'est pour cela qu'aujourd'hui les études se tournent vers des dispositifs de type jets pulsés et en particulier vers les jets synthétiques (débit moyen nul). Il en découle un besoin en dispositifs performants pour contrôler des jets subsoniques à grand nombre de Reynolds et à grand nombre de Mach. En particulier, la vitesse d'éjection (ou la quantité de mouvement) de ces microjets doit être de l'ordre de grandeur de celle du jet.

Deux stratégies de contrôle du bruit de jet ont été identifiées à travers la bibliographie. Le premier type de contrôle concerne les "tabs", les chevrons et les microjets continus et la première partie montre comment ces actionneurs agissent sur l'aérodynamique du jet afin d'en réduire le bruit. Ce type de contrôle est appelé "contrôle par stabilisation de la couche de mélange" et est décrit dans la partie I.3.2.1. La deuxième façon de contrôler l'aérodynamique est d'exciter des modes aérodynamiques particuliers du jet principal. Cette technique est appelée "contrôle par effet perturbateur". Ce type de contrôle sera développé dans la partie I.3.2.2. B. Fayard [37] identifie également la possibilité d'utiliser ces deux types de stratégies de contrôle suite à une étude numérique concernant le contrôle de bruit de jet.

I.3.2.1 Contrôle par stabilisation de la couche de mélange

Les microjets continus injectés dans la couche de mélange ont une efficacité proche de celle de chevrons. Typiquement des microjets continus permettent une baisse de 2 dB de l'OASPL (pour Overall Sound Pressure Level, énergie acoustique contenue dans un spectre) dans le cône de bruit du jet, comme le montrent les références [5, 9, 94] pour un jet à un nombre de Mach de 0.9 ou d'un jet supersonique impactant [6]. Cependant, même si le principe reste identique, les actions des microjets et des chevrons diffèrent par certains points.

Les chevrons sont des éléments mécaniques ayant une forme triangulaire (figure 3) dont la pointe "plonge" dans la couche de mélange. Typiquement, leur angle d'immersion est d'environ 10° . L'interaction des chevrons avec le jet principal entraîne la création de tourbillons contrarotatifs qui se développent dans la couche de mélange. Plus précisément, les tourbillons ainsi créés sont localisés du côté basse vitesse de la couche de mélange. Ils sont intenses et leur décroissance est rapide.

Les microjets placés dans un écoulement ont un effet "bloquant" et l'écoulement se comporte en leur présence comme il le ferait en présence de petits cylindres. Des tourbillons contrarotatifs sont créés autour du microjet puis ils sont convectés par l'écoulement. Ces tourbillons sont créés du côté haute vitesse comme montré sur les figures I.25, I.26 et I.27.a. Les tourbillons créés par les microjets sont moins intenses que ceux créés par les chevrons mais leur décroissance est moins rapide (figure I.27.b). Comme les microjets produisent des tourbillons d'intensité plus faible, ils minimisent l'augmentation de l'intensité de turbulence (figure I.28), ce qui se traduit par une plus faible augmentation du bruit de mélange aux petites échelles et donc par une diminution du bruit haute fréquence dans le cône de bruit et à 90° de l'axe du jet par rapport au contrôle par chevrons.

La création des paires de tourbillons contrarotatifs permet d'épaissir la couche de mélange. De plus la croissance de la couche de mélange est également diminuée. Il en résulte un allongement de la longueur du cône potentiel [9]. Ces deux aspects sont des critères de stabilité de la couche de mélange.

Un autre effet stabilisateur est la modification locale du profil de vitesse [78] (à épaisseur de couche de mélange constante, le profil de vitesse peut différer). Ce critère apparaît dans la modification du rotationnel Ω_θ en coordonnées cylindriques (figure I.29). Cette stabilisation diminue la réceptivité du jet aux perturbations extérieures et limite le nombre de modes instables [15].

La création des tourbillons stabilisateurs a pour effet de modifier la localisation des sources de bruit et leur étalement. Les sources de bruit se rapprochent de la sortie de la tuyère et la surface où elles sont détectées diminue. Les sources de bruit les plus intenses se situent dans la région la plus fine de la couche de mélange, zone la plus instable de la couche de mélange (figure I.30).

La stabilisation de la couche de mélange est peut-être la cause principale permettant la réduction du bruit généré par les grosses structures tourbillonnaires. Il en résulte une diminution du bruit basse fréquence dans cette zone d'émission de bruit. Ainsi l'OASPL diminue dans le cône de bruit du jet $\chi > 110 - 120^\circ$. En contrepartie, les intensités de turbulence augmentent lorsque la couche de mélange est manipulée. L'augmentation du bruit est sensible dans les hautes fréquences. Ainsi, une augmentation de l'OASPL à la perpendiculaire du jet ($\chi \approx 90^\circ$) est observée. Il en résulte l'existence d'une fréquence de coupure en dessous de laquelle le bruit est diminué et au dessus de laquelle le bruit augmente. Cette fréquence de coupure est plus élevée pour les microjets que pour les chevrons [5, 9]. Comme le montre la figure I.28, l'augmentation de l'énergie cinétique de turbulence (TKE) est plus importante pour les chevrons que pour les microjets. Comme l'injection des microjets minimise l'augmentation de la TKE, certains auteurs [47] obtiennent même une réduction de l'OASPL à la verticale du jet (figure I.31).

Des mesures de vitesse par PIV ont montré [5, 9] qu'au niveau de l'injection des microjets, Ω_θ diminue. Pour les chevrons, le profil de vitesse présente trois points d'inflexion ce qui a un effet très déstabilisateur pour la couche de mélange.

Huet et al. [55] étudient numériquement l'impact de l'utilisation de microjets sur le bruit d'un jet à Mach 0.9. Ils comparent l'injection de microjets continus et des microjets pulsés en phase à des nombres de Strouhal de 0.5 et 1.5. Ils montrent que les modes les plus énergétiques du jet sont les modes 0 et 1. Ces modes sont amplifiés lorsque le nombre de Strouhal des actionneurs est proche de la fréquence préférée du jet. Lorsque la fréquence de l'excitation augmente, une diminution du bruit est alors observée (figure I.32).

Greska [47] compare l'efficacité du contrôle du bruit par microjets continus entre un jet de laboratoire et un jet réel de turboréacteur. Pour cela, Greska augmente le nombre de microjets pour le jet de turboréacteur qui possède un diamètre d'éjection $D_{jet} = 317.5$

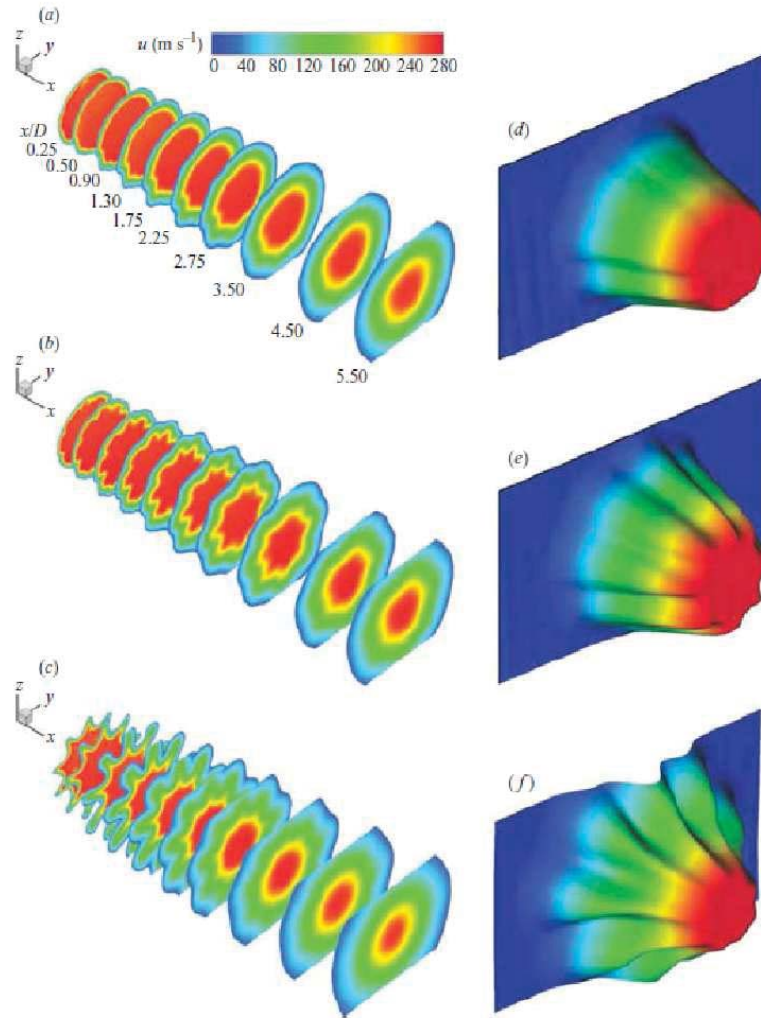


Figure I.25 — Evolution spatiale de la vitesse axiale du jet : a) jet de base, b) avec microjets, c) avec chevrons. Profil de vitesse en $\frac{X}{D_{jet}} = 2$: d) jet de base, e) avec microjets, f) avec chevrons.[5]

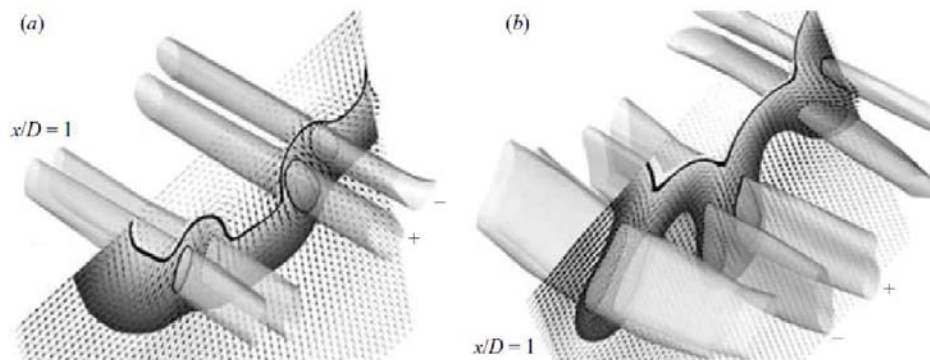


Figure I.26 — Détail en $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ de la vorticité axiale. A gauche pour les microjets et à droite pour les chevrons.[5]

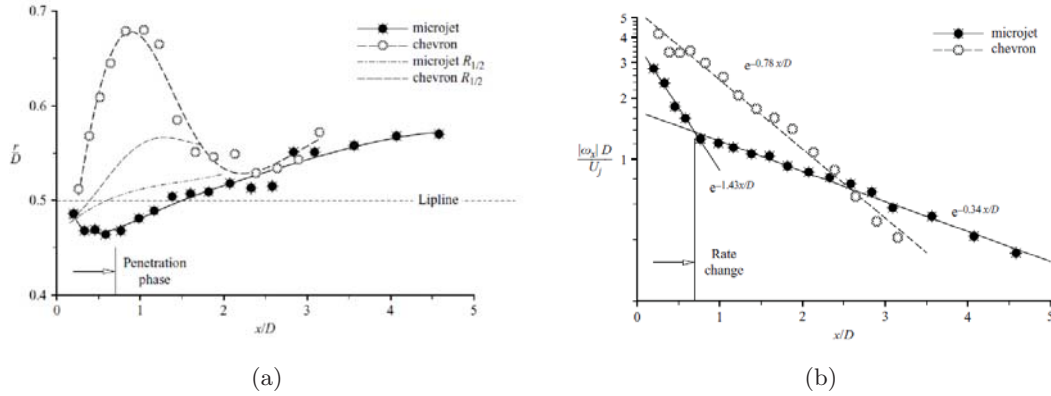


Figure I.27 — (a) Localisation dans la couche de mélange des coeurs de vorticité axiale. (b) Variation du maximum de vorticité axiale.[5]

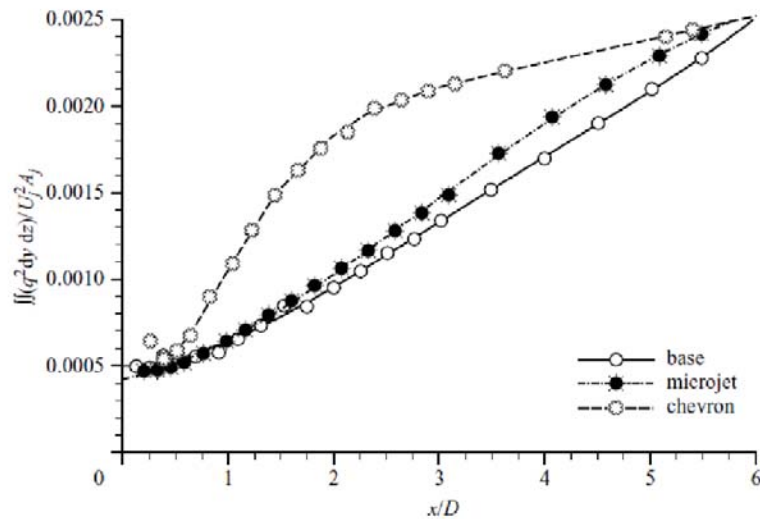


Figure I.28 — Variation axiale de l'énergie cinétique turbulente (TKE).[5]

mm. Ses résultats (figure I.31) montrent que l'utilisation des microjets est aussi efficace à petite qu'à grande échelle. L'augmentation du nombre de microjets est nécessaire afin d'obtenir un "festonnement" de la couche de mélange par les tourbillons contrarotatifs générés par les microjets.

Un premier type de contrôle du bruit de jet est donc envisagé. Il repose sur les nombreux travaux réalisés pour le contrôle de bruit à l'aide de chevrons ou à l'aide de microjets continus. Il consiste à stabiliser la couche de mélange à l'aide de la création de tourbillons contrarotatifs qui vont essentiellement servir à l'épaissir.

I.3.2.2 Contrôle par effet perturbateur

Moore [79] étudie la réceptivité de la couche de mélange à une excitation extérieure qu'il réalise à l'aide de haut-parleurs (fluctuation de pression) situés dans la tuyère. Il montre que selon la fréquence d'excitation, le bruit est plus ou moins amplifié et peut

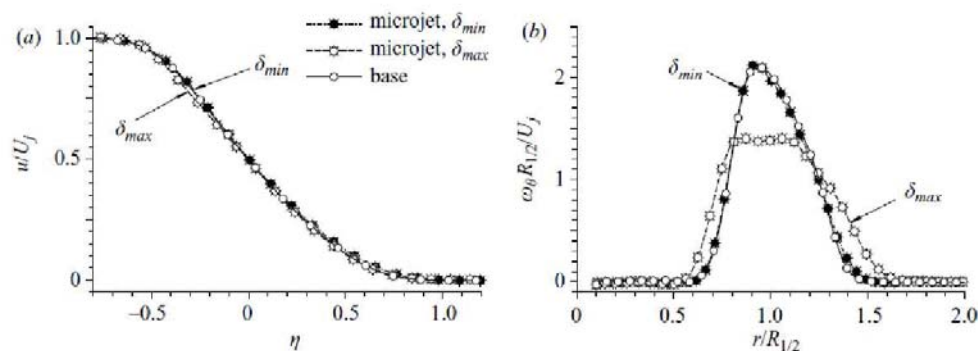


Figure I.29 — Comparaison du profil de vitesse axiale (a) et du profil de Ω_θ (b) en $\frac{X}{D_{jet}} = 2$ pour les microjets.[5]

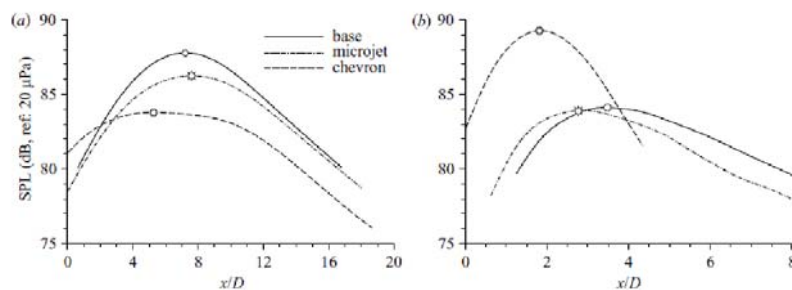


Figure I.30 — Variation axiale de l'intensité des sources de bruit pour un nombre de Strouhal de : a) 0.25 et b) 1.25.[5]

même être diminué. Lorsque les actionneurs fonctionnent en phase dans une fréquence proche de la fréquence préférée du jet, le bruit s'accroît considérablement. En effet, ces dispositifs viennent alors exciter le mode 0 de la couche de mélange qui est un mode d'instabilité dominant. Un mode est dit instable lorsque la perturbation correspondante est amplifiée lors de sa convection (voir équation 1-4).

Dans un jet libre, les modes prédominants et générateurs de bruit sont les modes $m = 0$ et $m = 1$. Ils sont responsables d'une grande partie du bruit des grosses structures tourbillonnaires. Cependant, les autres modes d'instabilité du jet ($m > 1$) peuvent se développer. En les excitant, il devient alors possible de les amplifier. Kastner et al. [62] montrent que l'amplification des instabilités dont le mode azimutal est élevé s'effectue au détriment des modes d'ordre 0 et 1. A l'aide d'une analyse POD (décomposition des fluctuations de l'écoulement selon une base orthogonale de modes), ils en déduisent les variations d'énergie contenue dans ces modes. Ils montrent que pour une excitation du mode colonne du jet ($m = 0$) lorsque le nombre de Strouhal de l'excitation est proche du nombre de Strouhal préféré du jet $S_t = 0.36$, l'énergie cinétique turbulente est maximale et la longueur du cône potentiel est inférieure au cas de base. L'énergie contenue dans les deux premiers modes POD augmente. Lorsque le nombre de Strouhal est élevé $S_t = 1.81$, la longueur du cône potentiel, l'énergie cinétique turbulente, le taux d'expansion de la couche de mélange et l'énergie contenue dans les deux premiers modes POD sont proches de ceux du cas de base. Ils observent un niveau de TKE maximal et une amplification des modes POD énergétiques lorsque le mode $m = 1$ est excité. Lors de l'excitation du

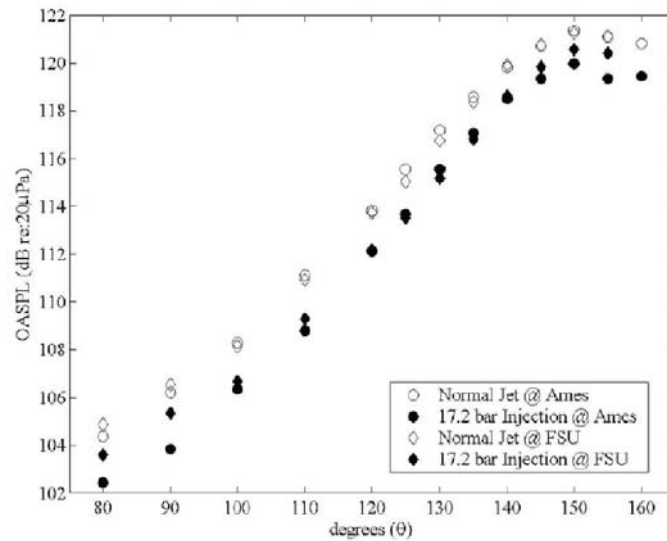


Figure I.31 — Comparaison de la directivité du bruit pour un jet de laboratoire (rond) et d'un jet réacteur (losange), dans le cas de base (symboles pleins) et avec microjets (symboles vides). [47]

mode 2, l'interaction des grosses structures tourbillonnaires est plus faible. Ils montrent ainsi que l'excitation des modes élevés est moins pénalisant sur l'augmentation de bruit.

Samimy et al. [97] excitent un jet à Mach 0.9 et à un nombre de Reynolds $Re = 7.6 \cdot 10^6$ à l'aide d'actionneurs plasmas. Le principe est de créer des arcs électriques dans la tuyère et de créer une perturbation locale en pression et en température. La tuyère comporte 8 actionneurs. Leur phase peut être contrôlée indépendamment à une fréquence réduite allant de $St = 0.1$ à 5. Ils peuvent exciter le jet jusqu'au mode azimutal $m = 3$. Le signal de commande des actionneurs s'écrit : $A_a = A_0 \sin(2\pi f_F t - m\phi_a)$. A_a est le signal d'un actionneur, A_0 est l'amplitude maximale de la commande, ϕ_a correspond à la position angulaire de l'actionneur et f_F est la fréquence de fonctionnement. Ils montrent que le jet répond à l'excitation et ce quel que soit le mode d'excitation. Les mesures aérodynamiques sont effectuées à l'aide de capteurs de pression instationnaires et par PIV. Le capteur de pression est placé orthogonalement au jet afin de mesurer une pression statique dans la couche de mélange. Des mesures acoustiques en champ lointain sont également réalisées. Lorsque les actionneurs excitent les modes $m = 0, 1, \pm 1$, la longueur du cône potentiel se raccourcit et l'énergie cinétique turbulente (TKE) augmente. L'augmentation du mélange est la plus efficace pour les modes $m = \pm 1$ et $m = \pm 2$. Lorsque la fréquence des actionneurs devient supérieure à 1 ($St > 1$) la longueur du cône potentiel et la TKE se rapprochent des valeurs obtenues pour le jet de base. L'excitation de la couche de mélange induit l'apparition d'une raie de forçage sur les spectres acoustiques (raies supprimées lors du calcul de l'OASPL). Ils montrent alors une diminution du bruit basse fréquence à $\theta = 90^\circ$. Cette baisse est plus importante pour $St = 1.07$ que pour $St = 0.36$. Les grosses structures ont une croissance plus rapide mais à une amplitude plus faible. Samimy et al. concluent sur la possibilité de diminuer le bruit dominant du jet lorsqu'il est excité à haute fréquence ($St > 1$) et à un mode azimutal élevé ($m > 1$), comme montré sur la figure I.33.

Nedungadi et Barber [81] étudient numériquement le contrôle de jet à des nombres

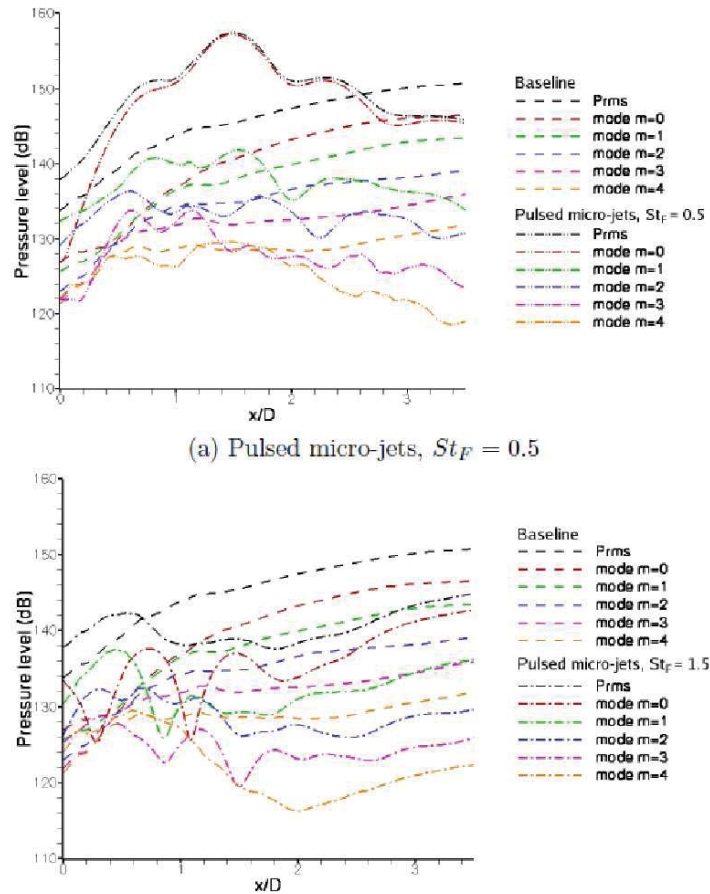


Figure I.32 — Evolution des fluctuations de pression en champ proche pour le cas de base (pointillés) et avec micro-jets (traits discontinus), pour une fréquence de pulsation de (a) $St_F=0.5$, (b) $St_F=1.5$. [55]

de Mach de 0.6 et 0.9 à l'aide de microjets pulsés. Ils montrent une augmentation du mélange (augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange) lorsque le jet est excité à un nombre de Strouhal de 0.2 avec le mode d'excitation ± 1 appelé "flapping mode". Quel que soit le mode de forçage, ils observent une diminution de la taille du cône potentiel. Cependant, ils remarquent que les oscillations de la couche de mélange diminuent quand le mode forcé augmente. L'augmentation du mélange pour une excitation des modes élevés ($m = \pm 2$ et ± 4) peut être obtenue sans amplifier les grosses structures tourbillonnaires.

Tam et al. [106] montrent une équivalence entre les grosses structures tourbillonnaires et les modes d'instabilités du jet, elles-mêmes pouvant être décomposées en modes normaux. Lorsque les actionneurs excitent la couche de mélange, celle-ci répond à l'excitation par une amplification du mode excité. Une équivalence existe alors entre le mode des actionneurs pulsés et les modes aérodynamiques du jet. Ce résultat explique qu'il soit possible de contrôler le bruit des grosses structures tourbillonnaires.

Il est donc possible de contrôler le bruit d'un jet à l'aide de perturbations de faibles amplitudes. Ces perturbations sont utilisées pour amplifier des modes élevés d'instabilité de la couche de mélange qui génèrent moins de bruit. L'interprétation de cet effet considère que l'excitation amène rapidement à la saturation des instabilités et la croissance des modes 0 et 1 s'en trouve limitée. Aussi, les modes 0 et 1 qui sont responsables de la

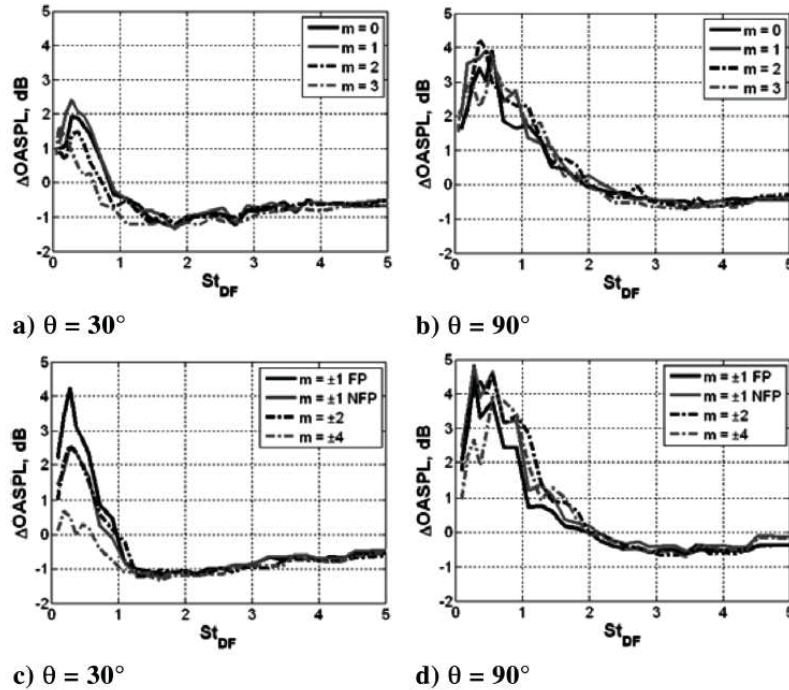


Figure I.33 — Variation de l'OASPL pour différents modes de contrôle par actionneur de type arc électrique [97] pour différents modes azimutaux d'excitation. a) et c) à $\theta = 30^\circ$ b) et d) à $\theta = 90^\circ$ par rapport à l'axe du jet.

majorité du rayonnement d'ondes de Mach sont moins énergétiques et le bruit dominant émis par le jet est réduit.

I.3.2.3 Paramètres d'injection des microjets

L'efficacité de l'injection de microjets pour la réduction du bruit de jet dépend de plusieurs paramètres : le nombre de microjets, leur diamètre, l'angle d'injection et leur quantité de mouvement.

Pour les microjets continus (contrôle par stabilisation de la couche de mélange), le nombre de microjets est un paramètre important. L'injection des microjets permet la création de paires de tourbillons contrarotatifs qui vont permettre de modifier la topologie de la couche de mélange. Ainsi le nombre de microjets aura un effet sur la distance entre les paires de tourbillons. Castelain et al. [22, 21, 23] montrent qu'il existe un nombre optimal de microjets pour un diamètre de jet donné. Cet optimal correspond à un nombre de microjets pour lequel la couche de mélange est entièrement festonnée par les tourbillons contrarotatifs (figure I.34). Pour un jet de diamètre $D_{jet} = 50\text{mm}$, le nombre optimal est de 18 microjets. Avant d'atteindre cet optimal, la réduction de l'OASPL augmente avec le nombre de microjets (figure I.35).

Il existe également un angle optimal entre l'axe d'injection des microjets et l'axe du jet principal. Alors que pour les chevrons, l'angle de pénétration des parties mécaniques est généralement faible (10 à 13°), des études paramétriques sur le contrôle de bruit de jet par des microjets continus montrent généralement un angle de pénétration optimal aux alentours de 45° . Alvi et al. [6] avancent une explication de l'existence de cet angle optimal en se basant sur une analyse du transport de la vorticité dans la couche de mélange. Cet

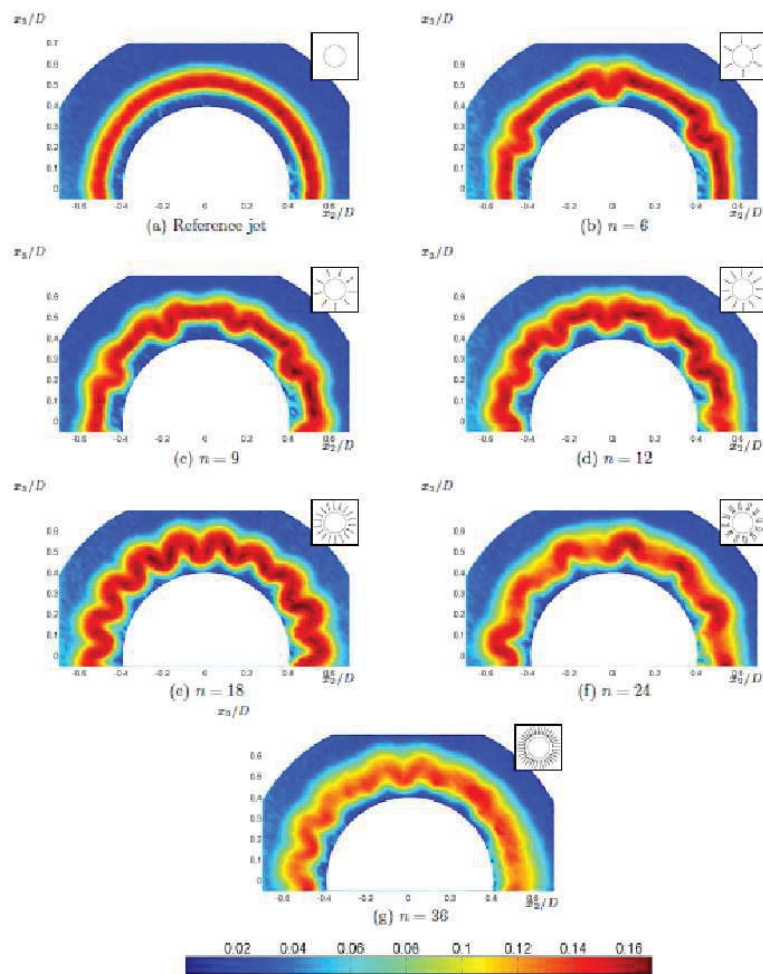


Figure I.34 — Visualisation des fluctuations de la vitesse selon l'axe du jet pour une section en $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ pour le jet de base (a) et (b) 6, (c) 9, (d) 12, (e) 18, (f) 24 et (g) 36 microjets.[22]

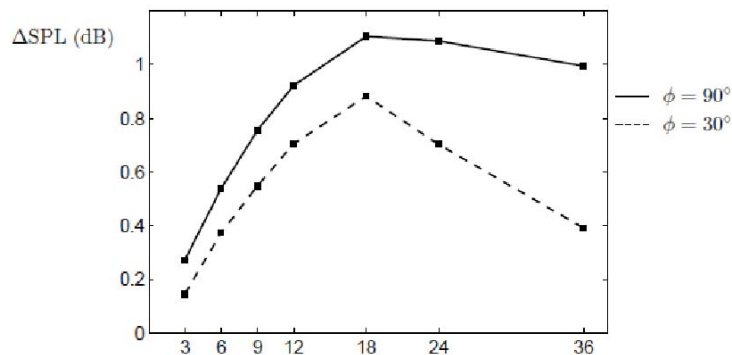


Figure I.35 — Evolution du gain d'OASPL en fonction du nombre de microjets aux angles d'écoute de $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 30^\circ$ par rapport à la direction du jet. [22]

explication est décrite ci-après.

De manière générale, l'équation de transport de la vorticité s'écrit :

$$\frac{D\vec{\Omega}}{Dt} = \vec{\Omega} \cdot \nabla \vec{U} - \vec{\nabla} \frac{1}{\rho} \otimes \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{\Omega} \quad (1-5)$$

Alvi et al. négligent pour leur analyse les termes visqueux $\nu \nabla^2 \vec{\Omega}$ et le couple baroclyne $\vec{\nabla} \frac{1}{\rho} \otimes \vec{p}$. Le terme de vorticité qui permet l'épaississement de la couche de mélange est le terme Ω_x , où \vec{x} est l'axe du jet principal. Son équation de transport est :

$$\frac{D\Omega_x}{Dt} = \underbrace{\Omega_x \frac{\partial U_x}{\partial x}}_{\text{terme1}} + \underbrace{\Omega_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial U_x}{\partial \theta}}_{\text{terme2}} + \underbrace{\Omega_r \frac{\partial U_x}{\partial r}}_{\text{terme3}} \quad (1-6)$$

Le terme 1 est naturel dans le jet. Il entraîne un étirement des tourbillons dû au gradient de vitesse. Ce terme est important si l'écoulement est accéléré. Les termes 2 et 3 représentent le basculement des tourbillons et ils sont en général négligeables. Cependant, les microjets introduisent un fort gradient $\frac{1}{r} \frac{\partial U_x}{\partial \theta}$ et/ou génèrent un Ω_r important (le terme $\frac{\partial U_x}{\partial r}$ est déjà très important dans la couche de mélange) comme le montrent des mesures locales de l'interaction des microjets avec la couche de mélange (figure I.36).

L'analyse de l'équation de transport de Ω_r permet de comprendre comment cette grandeur est cr  e et quelle est la contribution du troisième terme de $\Omega_r \frac{\partial U_x}{\partial r}$ de l'équation 1-6. L'équation s'écrit :

$$\frac{D\Omega_r}{Dt} = \underbrace{\Omega_x \frac{\partial U_r}{\partial x}}_{\text{terme4}} + \underbrace{\Omega_r \frac{\partial U_r}{\partial r}}_{\text{terme5}} + \underbrace{\Omega_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta}}_{\text{terme6}} \quad (1-7)$$

Le terme 4 est négligeable (U_r varie peu selon x) et la contribution du terme 5 est difficile évaluer. Le terme 6 est plus intéressant. Les microjets vont amener à l'augmentation du terme $\frac{\partial U_r}{\partial \theta}$ car ils créent des tourbillons contrarotatifs.

Les effets de l'angle d'injection des microjets montrent deux tendances opposées. D'un côté, la contribution du terme 2 (transport de Ω_x) augmente lorsque l'angle d'injection diminue (augmentation du terme $\frac{\partial U_x}{\partial \theta}$).

   l'opposé, la contribution du terme 3 dans l'équation 1-6 devrait augmenter quand l'angle d'injection augmente. En effet, lorsque l'angle d'injection augmente, le terme source $\frac{\partial U_r}{\partial \theta}$ dans l'équation de transport de Ω_r augmente. L'augmentation de Ω_r entraîne un terme 3 plus important dans l'équation de transport de Ω_x .

Les auteurs concluent que cette analyse permet d'expliquer pourquoi l'angle d'injection optimal est un compromis entre ces deux tendances et donc qu'il a une valeur autour de 45  .

Castelain et al. montrent également que les microjets sont d'autant plus efficaces que leur débit est important. L'évolution de la réduction de bruit en fonction du débit par injecteur montre que la réduction augmente avec le débit par injecteur puis elle marque un plateau, voire décroît avant de remonter (figure I.37). Ce résultat est également retrouvé par Alvi et al. [6] dans le cadre de la réduction de bruit d'un jet impactant une surface.

Il apparaît que le débit pour lequel la réduction de bruit marque un plateau ou est maximale correspond au débit pour lequel les microjets issus des actionneurs ont entièrement pénétré la couche de mélange.

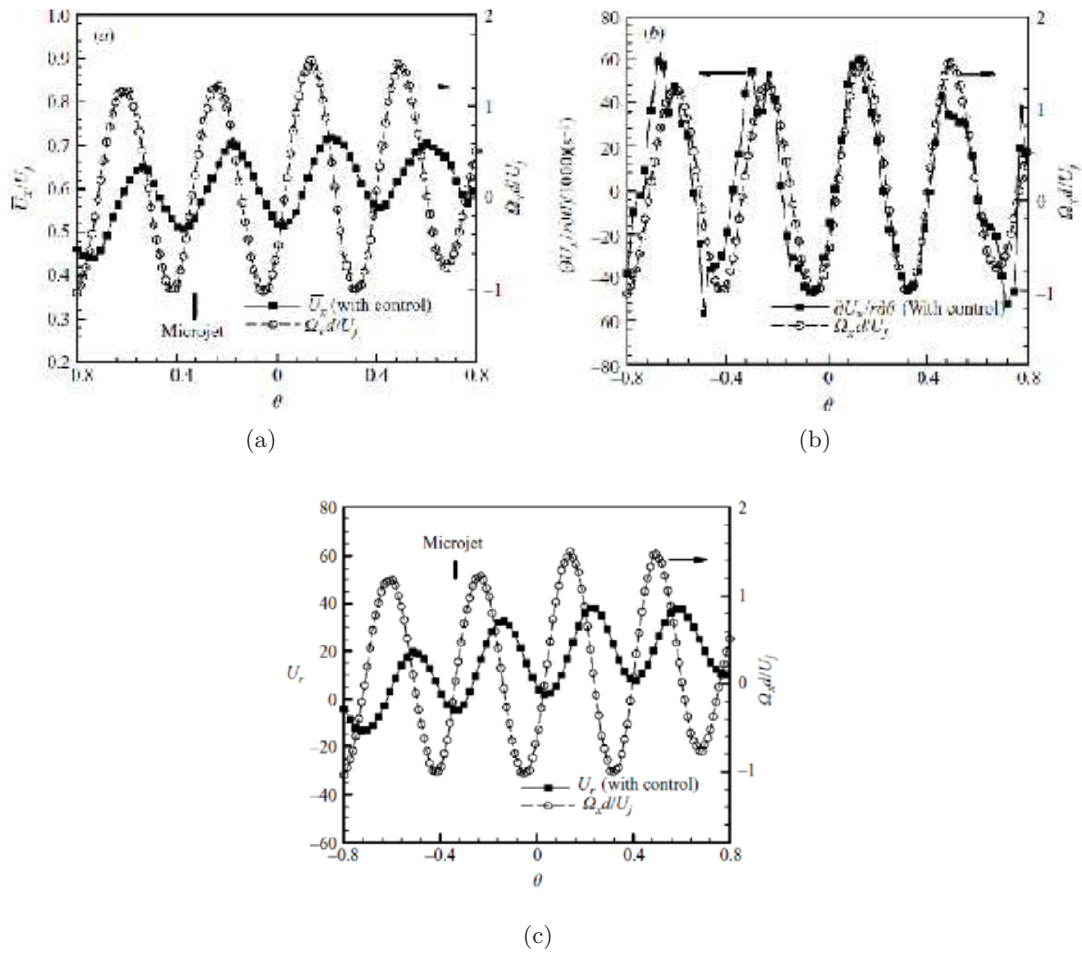


Figure I.36 — (a) Variation angulaire dans la section $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ de la vitesse axiale et de la vorticité selon l'axe du jet. (b) Corrélation entre $\frac{\partial U_x}{r \partial \theta}$ et $\frac{\Omega_x d}{U_j}$. (c) Variation angulaire dans la section $\frac{X}{D_{jet}} = 1$ de la vitesse radiale moyenne et de la vorticité selon l'axe du jet.[6]

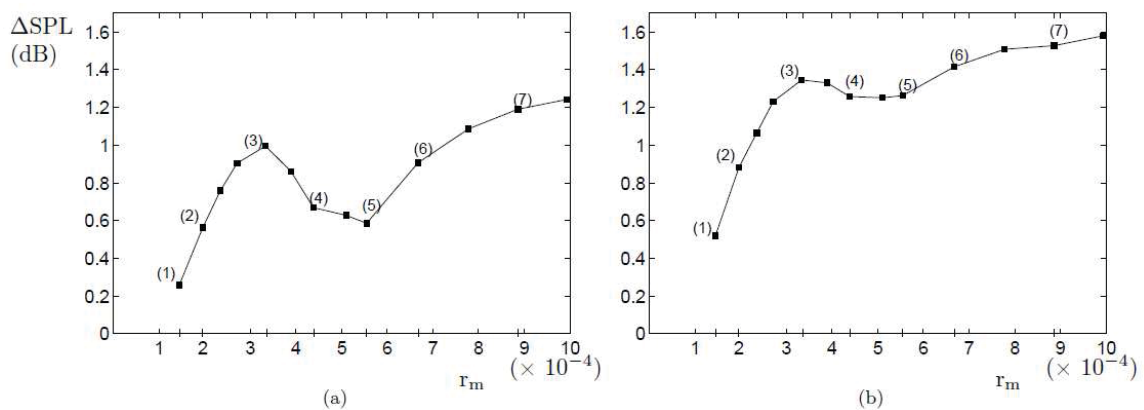


Figure I.37 — Variation du gain sonore en fonction du débit des microjets. Aux angles d'écoute de $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 30^\circ$ par rapport à la direction du jet.[22]

Enfin la réduction de bruit par les microjets augmente quand le diamètre des microjets augmente [21]. Cependant, le diamètre des microjets étant lié au débit du jet, la contribution exacte du diamètre d'éjection est délicate à évaluer.

Il apparaît que le bruit de jet est composé de deux sources différentes. Le contrôle de bruit vise à réduire en priorité la composante de bruit souvent appelée bruit dominant. Le bruit dominant est lié à la création de grosses structures turbulentes suite à la déstabilisation de la couche de mélange. Les chevrons et les microjets continus ont montré pouvoir réduire d'environ 2dB le bruit dominant en stabilisant la couche de mélange. Pour cela, leur interaction avec le jet crée des tourbillons contrarotatifs qui permettent d'épaissir la couche de mélange. Certaines études montrent qu'une autre façon de réduire le bruit dominant peut être envisagée. Les grosses structures de la turbulence peuvent être assimilées à des ondes d'instabilité. Ces ondes possèdent un mode propre et des études de stabilité montrent que les modes 0 (mode colonne) et 1 (premier mode hélicoïdal) sont les plus énergétiques et sont responsables de la production de bruit. L'idée avancée par certains auteurs est alors d'exciter des modes d'instabilité élevés de la couche de mélange. L'amplification de ces modes élevés peut alors s'effectuer au détriment des modes 0 et 1 et permettre de réduire le bruit. Enfin, l'étude bibliographique a mis en évidence quels paramètres influencent la réduction de bruit à l'aide de microjets.

L'étude bibliographique s'articule autour de trois axes : les études concernant le JSP, les décharges électriques et le contrôle de bruit de jet. Les différentes études concernant le JSP montrent des difficultés à caractériser le microjet et à modéliser la décharge électrique. De plus il n'y a pas de démarche de conception permettant de dimensionner l'actionneur pour différents types de contrôle d'écoulement. La bibliographie concernant les décharges électriques s'applique à décrire les différents phénomènes physiques mis en jeu dans les étincelles. Il apparaît que de nombreux types de modélisations différents peuvent être utilisés. La complexité des modèles peut être très importante. Des modèles simples existent néanmoins et sont appliqués avec succès. L'étude du contrôle de bruit de jet passe par la description du bruit de jet et des mécanismes d'émission. Ensuite, deux types différents de contrôle de bruit sont identifiés. Cette étude bibliographique permet d'alimenter la démarche mise en place pendant la thèse. Dans le chapitre suivant, l'étude préliminaire et la conception du JSP a lieu.

Chapitre



Etude préliminaire et conception de l'actionneur

La première étape de la démarche mise en place durant ce travail de thèse consiste à concevoir les générateurs de Jets Synthétiques par Plasma dans le but de contrôler des écoulements. Pour cela la première partie détaille les besoins pour le contrôle d'écoulements et ce que cela implique concernant les caractéristiques des actionneurs. Le fonctionnement de l'actionneur JSP est ensuite décrit et les performances du JSP sont estimées. Un premier dimensionnement est réalisé. Cependant, une modélisation numérique URANS s'avère nécessaire pour pouvoir analyser plus finement le fonctionnement de l'actionneur et valider ce premier dimensionnement. Différentes études paramétriques sont ensuite effectuées afin de concevoir les prototypes du générateur de jets synthétiques par plasma et ses alimentations.

Aperçu

II.1	Les besoins pour le contrôle d'écoulement	61
II.1.1	Définition des besoins	61
II.1.2	Les applications aérodynamiques du JSP et leurs conséquences sur les caractéristiques du microjet	63
II.2	Description générale du fonctionnement de l'actionneur	65
II.2.1	Principe général de fonctionnement	65
II.2.2	Fonctionnement en fréquence et tension de claquage	71
II.3	Etude détaillée du fonctionnement du JSP	74
II.3.1	Fonctionnement de l'actionneur et topologie du jet	74
II.3.2	Influence de la viscosité	78
II.3.3	Influence de la géométrie de l'actionneur	79
II.4	Conception et dimensionnement du JSP et de son alimentation électrique . .	85
II.4.1	Conception de l'actionneur	85
II.4.2	Conception des alimentations électriques	87

II.1 Les besoins pour le contrôle d'écoulement

Dans l'aéronautique, le contrôle d'écoulement est une réalité sur les avions les plus récents. Cependant les actionneurs utilisés sont des actionneurs dit passifs, c'est à dire qu'il s'agit d'éléments modifiant les formes aérodynamiques. De nombreux exemples peuvent être cités. Les winglets permettent de réduire la traînée induite par les tourbillons marginaux, des ailettes placées sur les nacelles des moteurs permettent de réduire la remontée des flux d'air chaud issu du réacteur vers les éléments de structure supérieure, des chevrons placés en sortie de réacteur réduisent le bruit émis par le jet, les générateurs de tourbillons permettent de retarder le décollement de la couche limite...

Le défaut principal de ces actionneurs passifs réside dans le fait qu'ils sont présents pendant toute la phase de vol alors que son application peut n'être utile que pendant une petite partie du vol. Les chevrons, par exemple, ne sont utiles que lors de la phase de décollage de l'appareil. C'est pour cela qu'aujourd'hui de nombreuses études portent sur l'utilisation d'actionneurs dit fluidiques. Ces actionneurs permettent de générer un microjet dont l'interaction avec l'écoulement permet de le contrôler. Le contrôle peut s'effectuer soit directement par l'adjonction de quantité de mouvement dans l'écoulement, soit par la création de tourbillons qui vont par leur action élargir la couche limite.

Cependant, la consommation d'énergie des actionneurs fluidiques qui produisent un microjet en continu est importante (prélèvement d'air ou ajout de poids à l'appareil). Pour réduire cette consommation d'énergie, l'idée est de moduler le débit d'air afin de minimiser l'apport d'énergie. De ce point de vue les actionneurs les plus efficaces sont les actionneurs synthétiques qui présentent un débit moyen nul.

II.1.1 Définition des besoins

II.1.1.1 Conception générale de l'actionneur

En introduction, il a été vu que l'actionneur envisagé à l'ONERA a pour but de contrôler divers écoulements. Aussi, l'actionneur doit être modulable de façon à réaliser différentes études avec le même actionneur. Pour cela, il a été décidé de réaliser un actionneur dont la forme de l'orifice de sortie peut varier. En effet, selon l'application recherchée, l'orifice de sortie de l'actionneur peut être circulaire ou rectangulaire. Un orifice circulaire correspond aux applications de type générateur de tourbillons (VG). Par exemple, le contrôle de décollement de bord de fuite, le contrôle du buffeting ou le contrôle de bruit de jet utilisent ce type d'actionneur. Une fente rectangulaire permet d'injecter directement de la quantité de mouvement. Par exemple, pour contrôler les décollements de bord d'attaque, un microjet injecté tangentiellement à la paroi est généralement utilisé.

Dans l'optique d'être avionable, l'actionneur doit être robuste. C'est-à-dire qu'il doit pouvoir fonctionner pendant un temps relativement long (plusieurs minutes) avec un microjet dont les caractéristiques ne varient pas trop (répétabilité). En cas de problème, l'actionneur doit pouvoir être remplacé facilement.

Si l'actionneur est utilisé dans une application de contrôle, il doit apporter un gain. Cette notion est à prendre au sens large. Tout actionneur a, en contrepartie de son action, un coût. Ce coût doit être compensé par l'apport du contrôle. Par exemple, si un contrôle d'écoulement apporte un gain sur la portance, le poids supplémentaire dû à l'installation des actionneurs doit être compensé par ce gain de portance.

II.1.1.2 Besoins aérodynamiques

Comme l'a montré l'étude bibliographique sur le contrôle de bruit de jet, de nombreux paramètres doivent être ajustés afin d'obtenir une efficacité maximale. De même, des études portant sur le contrôle de décollement de bord de fuite à l'aide de microjets continus montrent que de nombreux paramètres doivent être ajustés : le diamètre de l'orifice, les angles d'injection, l'espace entre chaque microjet, leur position par rapport au décollement etc.... [60, 52, 17]. Ces différents paramètres dépendent de l'application recherchée. Cependant, un paramètre est retrouvé pour la plupart des applications de contrôle. Il s'agit du rapport des quantités de mouvement entre les microjets et l'écoulement principal. Il est défini par :

$$C_\mu = \frac{\rho_{\mu jet} U_{\mu jet}^2}{\rho_{ext} U_{ext}^2} \quad (2-1)$$

Ce paramètre est important car il reflète la capacité du microjet à pénétrer l'écoulement. Dans le cas des générateurs de tourbillons, l'objectif est de prélever de la quantité de mouvement à l'extérieur de la couche limite et de la ramener près de la paroi à l'aide du brassage apporté par le tourbillon. Dans ce cas, un taux de soufflage trop faible ne permet pas au jet de pénétrer correctement la couche limite et le tourbillon créé reste à l'intérieur de la couche limite. Au contraire un taux de soufflage trop fort crée un tourbillon qui s'échappera rapidement de la couche limite. Dans le cas du contrôle de bruit de jet, les tourbillons contrarotatifs entraînent un épaississement de la couche de mélange. Comme vu dans la partie bibliographique, un taux de soufflage optimal est obtenu lorsque le microjet pénètre entièrement la couche de mélange du jet. Un taux de soufflage plus faible ou plus fort entraîne une diminution du bruit moins importante (figure I.37). Sur ces courbes, Castelain et al. utilisent le rapport entre le débit par microjet sur le débit du jet :

$$r_m = \frac{\rho_{\mu jet} U_{\mu jet} S_{\mu jet}}{\rho_{jet} U_{jet} S_{jet}} \quad (2-2)$$

L'optimum est trouvé pour $r_m = 3e^{-4}$, ce qui correspond à $C_\mu = 0.56$. Dans une application de contrôle du décollement de couche limite, Tensi et al. [111] effectuent une étude paramétrique sur ce coefficient. Ils trouvent que passé une certaine valeur, augmenter C_μ n'a plus d'effet. En règle générale pour obtenir un effet sur un écoulement, il faut que la vitesse du microjet (en considérant la masse volumique du microjet égale à la masse volumique de l'écoulement principal) soit du même ordre de grandeur que la vitesse de l'écoulement.

L'aspect fréquentiel du contrôle est également important. Les phénomènes aérodynamiques possèdent généralement une fréquence propre. Celle-ci est en générale exprimée à l'aide du nombre de Strouhal, également appelé fréquence réduite :

$$St = \frac{f L_{ref}}{U_{ref}} \quad (2-3)$$

où f est la fréquence, L_{ref} est une longueur de référence et U_{ref} est la vitesse de l'écoulement. Par exemple, les détachés tourbillonnaires derrière un cylindre dans un écoulement sont bien connus pour s'effectuer à une fréquence caractérisée par un nombre de Strouhal de 0.2. Un autre exemple est le bruit émis par les grosses structures tourbillonnaires dans un jet qui atteint un maximum pour un nombre de Strouhal compris entre 0.2 et 0.5 [106]. De manière générale, pour contrôler de tels écoulements, la fréquence réduite de fonctionnement des actionneurs doit être supérieure d'un ordre de grandeur à la fréquence propre du phénomène physique que l'on cherche à contrôler [7, 8, 97].

II.1.2 Les applications aérodynamiques du JSP et leurs conséquences sur les caractéristiques du microjet

Les essais de contrôle d'écoulement seront effectués sur des bancs d'essai de laboratoire, c'est à dire sur des maquettes dans des souffleries de laboratoires. Cela implique des dimensions réduites dont il faut tenir compte pendant la phase de conception de l'actionneur JSP.

L'ONERA souhaite utiliser le JSP pour contrôler le décollement de la couche limite sur un profil d'aile NACA15 en incidence. La maquette utilisée dans la soufflerie "béton" de l'institut PPRIME a une corde de 500 mm et l'écoulement extérieur a une vitesse de 40 m.s⁻¹. Dans ce cas le JSP est utilisé en tant que générateur de tourbillons. Une autre application concerne le contrôle des tourbillons marginaux. Pour cela une maquette d'aile ASV82 montée sur la paroi de la soufflerie F2 avec un saumon est utilisée. Son envergure est de 1 m pour une corde en extrémité de voilure de 300 mm. La vitesse de l'écoulement est de 30 m.s⁻¹. Le JSP est également envisagé pour contrôler un décollement de bord d'attaque. Pour cela une maquette est installée dans une soufflerie du DMAE. La corde de la maquette est de 400 mm pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s⁻¹. Dans ce cas, le JSP est utilisé afin d'injecter directement de la quantité de mouvement dans la couche limite (soufflage). Dans une autre étude, des essais de recollement sont effectués sur un décollement dit "géométrique" dans les souffleries du DMAE. La maquette consiste en une rampe montante suivie d'un plateau et d'une rampe descendante. La maquette mesure 300 mm et la vitesse de l'écoulement est de 40 m.s⁻¹. L'application mise en oeuvre dans cette thèse est le contrôle de bruit de jet. Le nombre de Mach de l'écoulement atteint 0.9 pour des températures jusqu'à 550 K. La tuyère qui sera utilisée a un diamètre de 50 mm.

Les applications pour lesquelles l'actionneur JSP va être utilisé sont donc très variées. Les critères de quantité de mouvement du jet ($C_\mu \approx 1$) et de fréquence ($St_{JSP} \approx 2$) sont appliqués pour certains de ces écoulements. Il faut souligner que ces critères permettent uniquement d'avoir une idée des fréquences et des vitesses de microjet à atteindre. Il ne s'agit surtout pas de critères permettant d'assurer le contrôle de l'écoulement. En appliquant les critères précédents sur les différents écoulements les grandeurs suivantes sont obtenues :

- Contrôle de décollement sur profil d'aile : $U_{JSP} \approx 30$ m.s⁻¹ et $f_{JSP} \approx 120$ Hz
- Contrôle de bruit de jet ($M = 0.9$) : $U_{JSP} \approx 300$ m.s⁻¹ et $f_{JSP} \approx 12000$ Hz

Les plages de vitesses et de fréquences visées sont donc très importantes. Aussi, le JSP doit être conçu comme un actionneur modulable, autant pour obtenir les caractéristiques de jet souhaitées que pour pouvoir être installé dans diverses maquettes.

Outre ces caractéristiques aérodynamiques, un aspect important nécessaire aux applications de contrôle est la synchronisation du fonctionnement de plusieurs actionneurs. Dans toutes les applications, plusieurs actionneurs sont utilisés. C'est l'action conjointe de ces actionneurs qui peut avoir un impact sur l'écoulement. Il est donc très important de pouvoir piloter plusieurs JSP simultanément ou indépendamment. C'est à dire pouvoir maîtriser la phase entre les actionneurs. Cette caractéristique est mise en oeuvre pour la conception des alimentations électriques.

Enfin, les maquettes ayant une taille réduite, les JSP doivent être des actionneurs de petites dimensions. Par exemple, pour le contrôle de bruit de jet, Castelain et al. [21] montrent qu'un optimum sur la réduction de bruit est obtenu lorsque 18 microjets sont placés autour de la tuyère qui a un diamètre de 50 mm. Cela correspond à un écart de 8.7 mm entre deux actionneurs.

En conclusion, l'actionneur doit être capable de générer des vitesses d'éjection allant de quelques dizaines à quelques centaines de mètres par secondes. Sa fréquence de fonctionnement doit pouvoir être réglée jusqu'à plusieurs kilo-Hertz. Plusieurs actionneurs seront souvent utiles et devront fonctionner en phase ou déphasés. Enfin les dimensions du JSP ne doivent pas excéder la dizaine de millimètres pour faciliter leur intégration dans les maquettes.

II.2 Description générale du fonctionnement de l'actionneur

Précédemment, un cahier des charges en terme de fréquence, de vitesse d'éjection et de dimensionnement de l'actionneur et de son alimentation électrique a été exprimé. Une première étude exposée dans cette partie permet d'avoir une première idée de la conception de l'actionneur et permet de mettre en évidence certains paramètres importants régissant le fonctionnement du JSP.

Cette étude permet de définir les dimensions de l'actionneur en se référant aux besoins exprimés précédemment. Ensuite le fonctionnement en fréquence est abordé et les problématiques rencontrées pour créer la décharge électrique sont exposées.

II.2.1 Principe général de fonctionnement

La description générale du fonctionnement de l'actionneur est donnée en introduction de la thèse. Dans cette partie, une description plus détaillée est effectuée. En s'appuyant sur les besoins en terme de vitesse et de fréquence de fonctionnement de l'actionneur, un premier dimensionnement de l'actionneur est obtenu.

II.2.1.1 Création du jet

La décharge électrique entraîne l'augmentation de la température et de la pression dans la cavité. L'hypothèse que le dépôt d'énergie est bref par rapport au temps d'éjection est effectuée. Aussi, il peut être considéré que la décharge apporte une énergie Q lors d'une transformation isochore de l'air présent dans la cavité. L'air est considéré comme un gaz parfait.

L'état initial de l'air dans la cavité est noté avec l'indice 0 . A la fin de la transformation, l'air est dans un état d'indice 1 . Alors :

$$Q = m_0 C_v (T_1 - T_0) \quad (2-4)$$

où m_0 est la masse d'air dans la cavité et $C_v = \frac{\mathcal{R}}{\gamma-1}$ est la capacité calorifique de l'air à volume constant.

A la fin du dépôt, la température et la pression dans la cavité sont :

$$\begin{cases} T_1 = \frac{Q}{mC_v} + T_0 \\ P_1 = \frac{P_0}{T_0} \left(\frac{Q}{m_0 C_v} + T_0 \right) \end{cases} \quad (2-5)$$

L'air se détend à travers l'orifice de façon isentropique. Les relations isentropiques donnent :

$$\frac{P_t}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2-6)$$

où P_t est la pression d'arrêt, P est la pression statique et $M = \frac{U}{\sqrt{\gamma RT}}$ est le nombre de Mach. L'hypothèse est effectuée que la détente à travers l'orifice s'effectue jusqu'à la pression et la température atmosphériques.

$$\frac{P_1}{P_a} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{U_{\mu jet}^2}{\gamma RT_a} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2-7)$$

En utilisant les équations 2-5, la vitesse du microjet s'exprime par :

$$U_{\mu jet} = \sqrt{\frac{2\gamma\mathcal{R}T_a}{\gamma-1} \left(\left(\frac{P_0}{P_a} \left(\frac{Q}{m_0 C_v T_0} + 1 \right) \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)}$$

En considérant que la pression initiale dans la cavité est égale à la pression atmosphérique et que la cavité a un volume \mathcal{V}_{cav} , la vitesse peut s'exprimer en fonction de l'apport d'énergie et du volume de la cavité :

$$U_{\mu jet} = \sqrt{\frac{2\gamma\mathcal{R}T_a}{\gamma-1} \left(\left(\frac{Q(\gamma-1)}{\mathcal{V}_{cav}P_a} + 1 \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (2-8)$$

Le paramètre déterminant la vitesse d'éjection est donc le rapport $\frac{Q}{\mathcal{V}_{cav}}$. Le rapport des coefficient calorifique γ est pris égal à 1.4 et $\mathcal{R} = 287$ SI. La figure II.1 donne la température de l'air dans la cavité après dépôt d'énergie et la vitesse obtenue en fonction du dépôt d'énergie Q pour différents volumes de cavité. La pression atmosphérique est prise égale à 101325 Pa et la température atmosphérique est prise égale à 300 K.

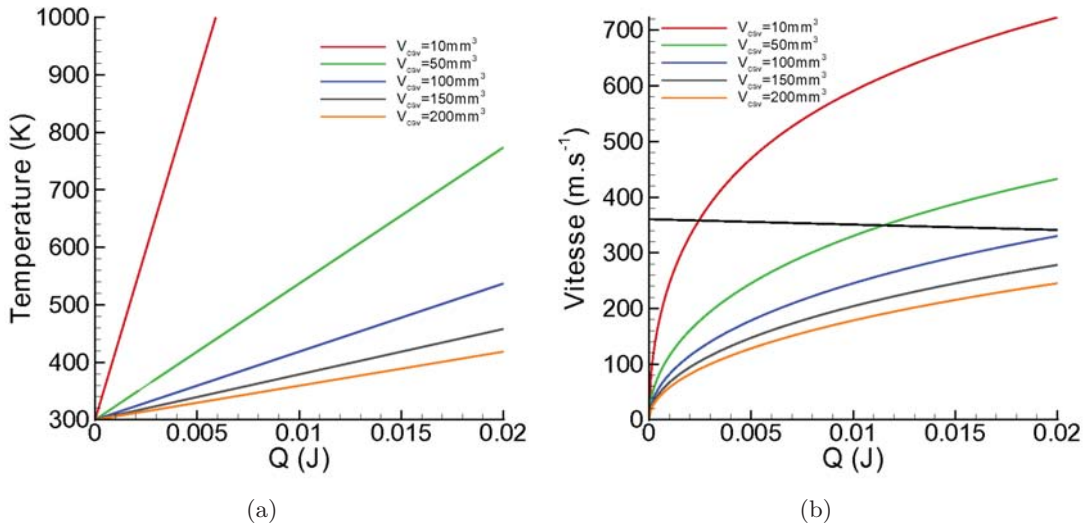


Figure II.1 — a) Température de l'air dans la cavité et b) vitesse du microjet calculées par l'équation 2-8 en fonction de l'énergie apportée pour différents volumes de cavité.

L'équation indique que pour

$$\frac{P_1}{P_a} > \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 1.89$$

le jet de sortie est supersonique. Cela correspond à

$$\frac{Q}{\mathcal{V}_{cav}} > \frac{P_0}{\gamma-1} \left(\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right) = 2.26e^5 \text{ J.m}^{-3}$$

En dessous de la ligne noire sur la figure II.1, le jet est subsonique et au dessus il est supersonique.

Pour revenir sur les besoins exprimés dans la partie II.1.1.2, l'actionneur doit être conçu de façon à pouvoir obtenir des vitesses d'éjection variables. Comme montré ici, la vitesse d'éjection varie selon le volume de la cavité ou l'énergie qui lui est apportée. Concevoir un actionneur ayant un volume de cavité variable tout en étant robuste et simple à fabriquer semble difficile. Aussi l'énergie apportée par la décharge est le paramètre qu'il faudra faire varier pour obtenir des vitesses d'éjection variables.

Afin d'obtenir une évolution temporelle des grandeurs de la cavité, la description de la phase d'éjection effectuée précédemment peut être améliorée en utilisant le modèle utilisé par l'équipe de l'université d'Hopkins [49]. Le développement de ce modèle est donné dans l'annexe A. Ce modèle est utilisé dans cette thèse pour faire varier différents paramètres : l'énergie apportée Q , le volume de la cavité \mathcal{V}_{cav} et la surface de l'orifice de sortie S_{col} . Les conditions initiales avant le dépôt d'énergie sont : $P_0 = P_a$ et $T_0 = T_a$.

La figure II.2.a présente l'évolution de la vitesse maximum d'éjection en fonction du rapport $\frac{Q}{\mathcal{V}_{cav}}$ obtenu avec le modèle d'Hopkins. La figure II.2.b présente l'évolution du pourcentage de la masse éjectée par rapport à la masse initiale dans la cavité en fonction de ce même rapport. Par ailleurs, en faisant varier la valeur de la pression atmosphérique, il apparaît que ce paramètre influence peu la phase d'éjection. Aussi, le rapport de l'énergie apportée sur le volume de la cavité est bien le paramètre le plus important.

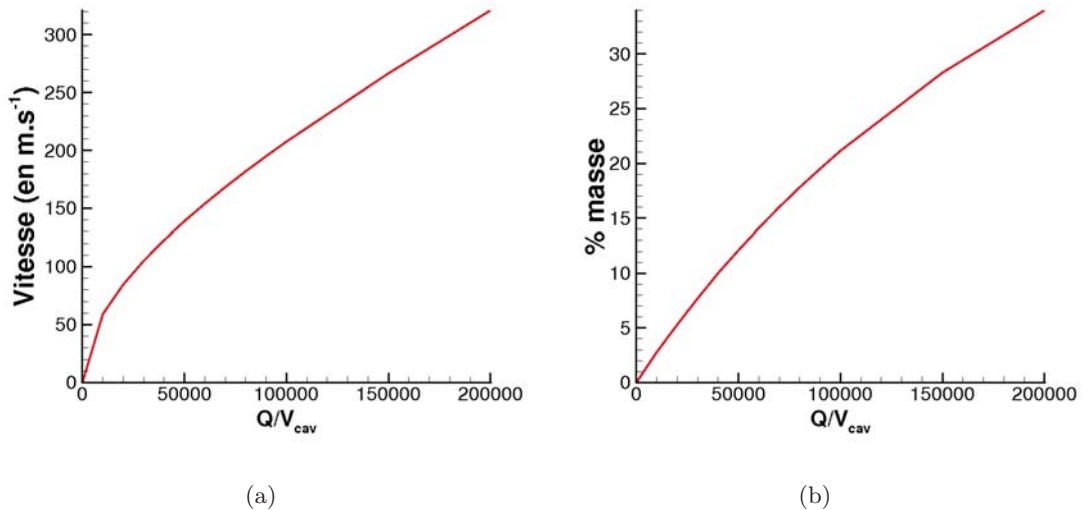


Figure II.2 — Vitesse d'éjection (a) et pourcentage de masse éjectée (b) en fonction du rapport de l'énergie apportée sur le volume de la cavité

L'obtention d'une vitesse d'environ 200 m.s^{-1} correspond à un rapport $\frac{Q}{\mathcal{V}_{cav}} = 94000 \text{ J.m}^{-3}$. Pour cette vitesse, 20.1 % de la masse initiale est éjectée. Ce rapport correspond à une énergie apportée de 4.7 mJ dans une cavité cylindrique de rayon 2 mm pour une hauteur de 4 mm. Ces valeurs sont proches des besoins exprimés dans la partie II.1.2.

Le modèle permet également d'obtenir la durée d'éjection. Pour contrôler les écoulements, le microjet doit être suffisamment long pour interagir avec l'écoulement. À l'inverse, une durée d'éjection trop longue ne permet pas d'obtenir des fréquences de fonctionnement très importantes. En supposant la durée du remplissage nulle, l'inverse de la durée d'éjection est équivalente à une fréquence maximale de fonctionnement. Il apparaît que la durée du jet n'est pas indépendante du rapport $\frac{Q}{\mathcal{V}_{cav}}$. Elle est également influencée par la valeur de la section de sortie. Ce résultat est illustré sur les figures II.3 qui représentent la durée du jet en fonction du rapport $\frac{Q}{\mathcal{V}_{cav}}$ pour différents volumes de la cavité. Chaque

figure représente un diamètre d'orifice différent. Il faut noter que les valeurs de Q ont été choisies de façon à ce que la vitesse du jet ne soit pas supersonique. Pour de tels cas, le modèle doit être modifié. Ces modifications peuvent être retrouvées dans les travaux de l'université Johns Hopkins [49]. Pour atteindre des fréquences de fonctionnement de

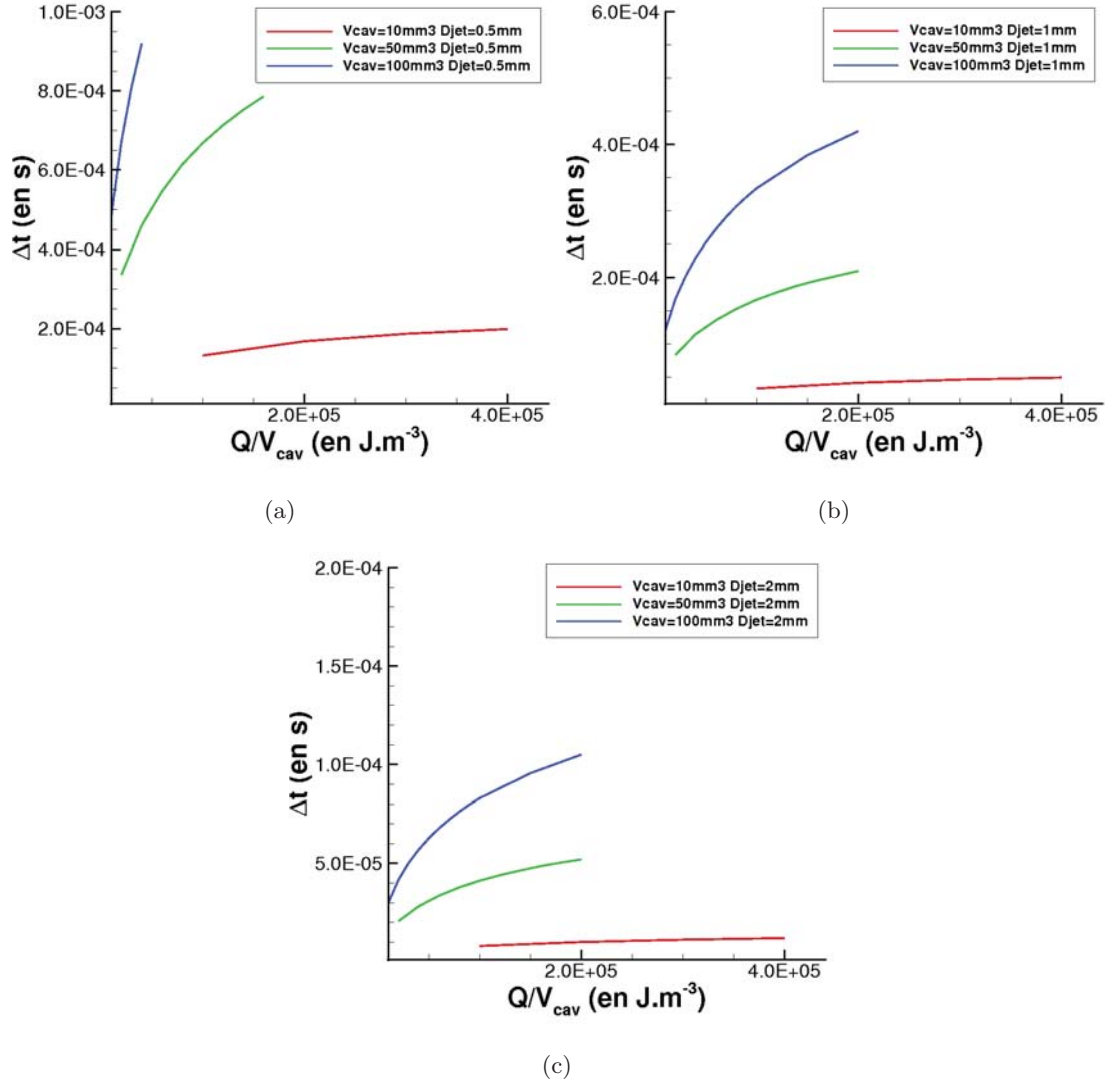


Figure II.3 — Durée de l'éjection en fonction du rapport $\frac{Q}{V_{cav}}$ pour différents volumes de cavité. a) $D_{\mu jet} = 0.5 \text{ mm}$, $D_{\mu jet} = 1 \text{ mm}$ et $D_{\mu jet} = 2 \text{ mm}$.

l'ordre du kilohertz, la durée du jet ne doit pas excéder quelques centaines de microsecondes. Les résultats précédents montrent qu'augmenter la taille de la cavité a plusieurs conséquences pour la conception du JSP. Tout d'abord la vitesse d'éjection dépend du rapport $\frac{Q}{V_{cav}}$. Aussi, augmenter la taille de la cavité signifie augmenter l'énergie fournie par la décharge pour garder constante la vitesse d'éjection. De plus la cavité a forcément une taille limitée du fait de son implantation dans les maquettes. Enfin, si la taille de la cavité et l'énergie apportée augmentent, la phase d'aspiration est certainement plus longue, ce qui limite d'autant la fréquence de fonctionnement de l'actionneur.

Il faut donc obtenir un compromis entre taille de la cavité, durée d'éjection et vitesse du jet. Une volume de cavité de 50 mm^3 permet de répondre à ces exigences. Ce volume correspond approximativement au volume d'un cylindre de 2 mm de rayon pour 4 mm

de hauteur. Pour un diamètre d'éjection de 1 mm (valeur généralement utilisée pour le contrôle de bruit de jet) et pour un dépôt d'énergie $Q = 6$ mJ, une vitesse d'éjection de 232 m.s^{-1} est atteinte avec une durée du microjet de $178 \mu\text{s}$. La figure II.4 donne l'évolution de la vitesse du microjet et de la pression dans la cavité au cours du temps pour le cas d'une cavité cylindrique d'un volume de 50 mm^3 et pour une énergie de 6 mJ.

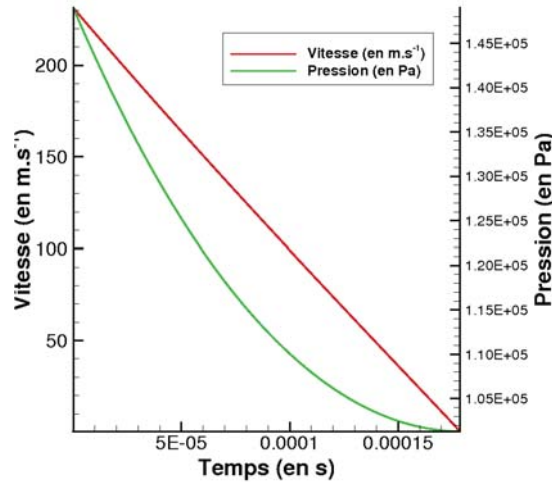


Figure II.4 — Vitesse du jet (en rouge) et pression dans la cavité (en vert) au cours de la décharge pour un volume de cavité de 50.26 mm^3 , un diamètre d'éjection de 1 mm et un apport d'énergie de 6 mJ.

II.2.1.2 Phase de remplissage

Une fois que la cavité s'est détendue, de l'air est aspiré dans la cavité pour qu'un nouveau cycle ait lieu. Il est supposé que le remplissage de la cavité après l'expulsion soit permis par les échanges thermiques entre l'extérieur et l'air dans la cavité. La diminution de température en paroi entraîne une baisse de la pression qui est compensée par l'aspiration d'air extérieur via l'orifice.

A la fin de l'expulsion, l'air dans la cavité est encore à une température élevée. Pour simplifier ce modèle, la température à l'extérieur de la cavité est supposée constante. Les échanges par conduction thermique à travers les parois de la cavité s'écrivent (loi de Fourier) :

$$\phi_p = -\frac{\lambda_p}{e_p}(T - T_{ext}) \quad (2-9)$$

où λ_p est la conductivité thermique du matériau constituant la cavité, e_p est l'épaisseur des parois de la cavité et T_{ext} est la température sur la paroi extérieure de la cavité. Les échanges thermiques doivent être favorisés pour obtenir un bon refroidissement de la cavité.

Plusieurs paramètres régissent cet échange thermique. Pour un bon échange thermique, la conductivité thermique du matériau constituant la cavité doit être grande et son épaisseur faible. Les métaux ont souvent une conductivité thermique importante. Cependant les métaux sont associés à une bonne conductivité électrique. Or la cavité doit être également réalisée dans un matériau qui soit un bon isolant électrique. Le tableau II.1 donne quelques exemples de conductivités électriques et thermiques de matériaux à température ambiante. A part quelques rares matériaux (diamant, alumine), les matériaux ayant une

bonne conductivité thermique sont aussi de bons conducteurs électriques. Le matériau dont sera constitué le JSP doit donc être choisi avec précaution. La loi de Fourier indique également que plus la surface d'échange est grande, plus les échanges thermiques seront importants.

Matériau	Conductivité thermique (en $W.m^{-1}.K^{-1}$)	Conductivité électrique (en $S.m^{-1}$)
Air	0.025	$5e^{-15}$
Aluminium (pur)	240	$3.5e^7$
Cuivre (pur)	400	$5.9e^7$
Fer (pur)	80	$1e^7$
Plastique (PET)	0.5	$1e^{-21}$
Verre	1	$1e^{-12}$
Diamant	1000	$1e^{-10}$
Céramique (alumine : Al_2O_3)	20	$10e^{-10}$

Tableau II.1 — *Conductivités thermiques et électriques de différents matériaux.*

Pour décrire la phase de remplissage, il faut considérer qu'en fin d'expulsion la température dans la cavité est encore élevée. Cette hypothèse est vérifiée à l'aide de la description précédente de la phase d'expulsion. Sur la figure II.5 qui décrit l'évolution de la température dans la cavité, la température à la fin de l'éjection (395 K) reste supérieure à la température extérieure (300 K). Il existe alors un flux de conduction thermique à

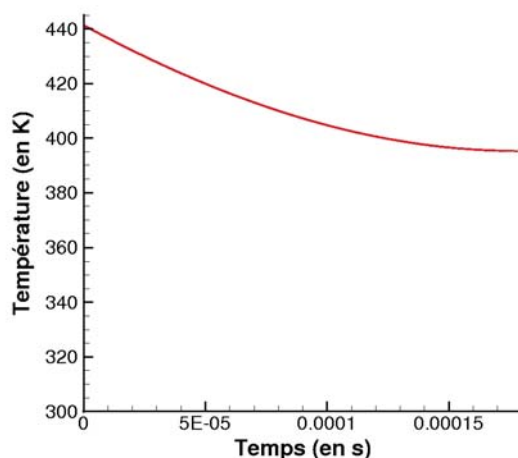


Figure II.5 — *Température de l'air dans la cavité au cours de la décharge pour un volume de cavité de 50.26 mm^3 , un diamètre d'éjection de 1 mm et un apport d'énergie de 6 mJ.*

travers la paroi de la cavité $\phi_p = -h_p(T_p - T_{ext})$, avec $h_p = \frac{\lambda_p}{e_p}$. Ce flux thermique est "compensé" par l'aspiration d'air extérieur de la cavité à la température et à la pression atmosphérique.

L'équation de la conservation de l'énergie dans la cavité A.1 (voir l'annexe A en page 206) devient :

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial}{\partial t}(P) - \dot{m} \frac{P_{col}}{\rho_{col}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{1}{2} \dot{m} \frac{P - P_{col}}{\rho_{col}} = -h_p S (T - T_{ext})$$

La pression pendant la phase de remplissage est supposée rester constante et égale à la pression atmosphérique ($P = P_{col} = P_a$).

L'hypothèse des gaz parfaits permet d'exprimer la masse en fonction de la température ($m = \frac{P_a V}{RT}$). L'équation devient :

$$\left(\frac{\dot{1}}{T}\right) = -\frac{h_p S_{col}}{V_{cav} P_a} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T - T_{ext}}{T_a}$$

Malheureusement, cette description n'est pas complète et son utilisation ne permet d'obtenir une évolution temporelle de la phase de remplissage satisfaisante. En effet, en utilisant un coefficient d'échange thermique correspondant à un matériau ayant une bonne conductivité thermique et une faible épaisseur (quelques millimètres), il apparaît que cette description amène à un remplissage de la cavité extrêmement rapide, quasi-instantanée par rapport à la phase d'expulsion. En réalité, l'échange thermique avec la paroi de la cavité ne se déroule pas comme cela est présenté ici. En fait, l'air près de la paroi de la cavité va se refroidir rapidement. Mais pour l'air plus loin de la paroi, ce sont les échanges thermiques de l'air qu'il faut prendre en compte. Ceux-ci peuvent se dérouler de plusieurs façons : par conduction et par convection. Or comme l'air est un mauvais conducteur de chaleur, il va se développer une couche limite thermique en paroi de l'actionneur. La description "0D" utilisée ici ne peut pas prendre en compte ces phénomènes qui sont prépondérants pour le refroidissement de la cavité.

Pour prendre en compte à la fois ces phénomènes et également pour mieux représenter le fonctionnement général du JSP, une modélisation plus poussée est nécessaire. Pour cela, les modélisations URANS sont les mieux adaptées. En effet, elles permettent de modéliser précisément la géométrie du JSP tout en prenant en compte des descriptions physiques supplémentaires (non isentropicité, couches limites, turbulence).

II.2.2 Fonctionnement en fréquence et tension de claquage

Selon l'efficacité du refroidissement de la cavité, la durée pour que l'air dans la cavité retrouve son état initial (température et pression) sera plus ou moins longue. Au moment d'une nouvelle décharge, si l'air dans la cavité est dans le même état initial qu'au cycle précédent, la tension de claquage et l'énergie apportée seront les mêmes. Dans ce cas, l'actionneur est dans un état stationnaire.

Si la décharge du cycle suivant a lieu avant que la pression et la température ne soient revenues aux conditions initiales, la nouvelle tension de claquage de l'air dans la cavité diminue par rapport au cycle précédent. Cette chute de tension peut entraîner une diminution de l'énergie apportée dans la cavité au cycle suivant.

Les caractéristiques du microjet généré par l'actionneur dépendent donc de sa fréquence de fonctionnement et de la valeur de l'énergie électrique délivrée. Précédemment, il a été indiqué que la cavité de l'actionneur devait avoir une taille de l'ordre de quelques millimètres pour pouvoir s'insérer dans les maquettes. En utilisant l'équation de Legg donnée dans la section I.2.2.2, la tension de claquage de l'air dans la cavité est donnée en fonction de la température pour différentes distances interélectrodes sur la figure II.6. La pression est supposée égale à la pression atmosphérique.

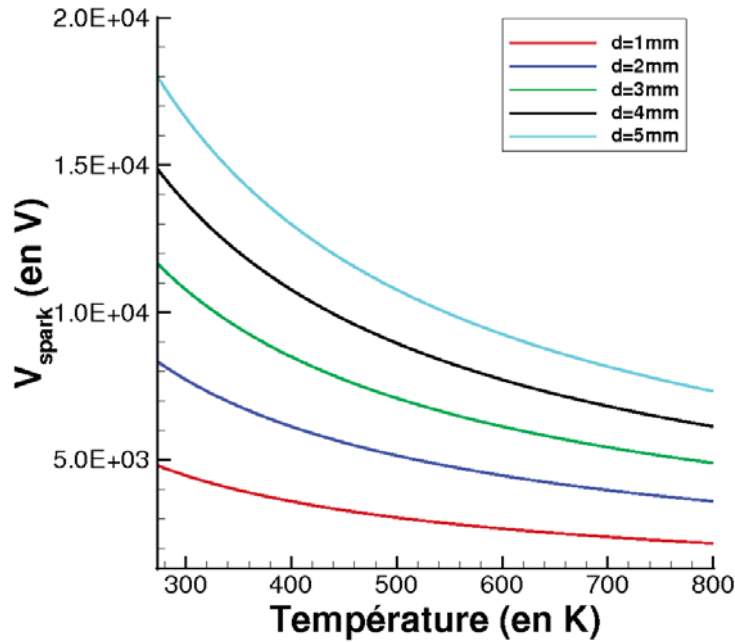


Figure II.6 — Tension de claquage en fonction de la température pour différentes distances interélectrodes selon l'équation de Legg.

La tension de claquage qui doit être appliquée aux bornes de l'actionneur doit donc être de plusieurs milliers de volt. Même s'il apparaît que la tension de claquage chute lorsque la température de l'air dans la cavité augmente, l'alimentation électrique qui devra alimenter le JSP doit pouvoir fournir des tensions importantes.

Une tension de plusieurs milliers de volt doit être appliquée aux bornes de l'actionneur afin de déclencher la décharge électrique. Cependant, la décharge utilisée pour l'actionneur (une étincelle ou "spark") se caractérise par des courants importants (de l'ordre de la centaine d'ampère). La puissance délivrée par l'alimentation n'est nécessaire que pendant la décharge électrique et donc pendant une petite portion du cycle de fonctionnement. C'est la raison pour laquelle des condensateurs sont placés en parallèle avec les électrodes. Ce sont les charges accumulées dans les condensateurs entre deux cycles de l'actionneur qui fournissent le courant pendant la décharge. Ainsi une alimentation débitant peu de puissance est suffisante.

De plus, l'alimentation doit permettre le contrôle précis de la phase et de la fréquence des actionneurs alors que les tensions de claquage entre plusieurs actionneurs peut varier. Ce critère est une priorité pour le contrôle d'écoulement et l'étude de l'actionneur. Pour répondre à ces problèmes, l'ONERA s'est associé avec le laboratoire LAPLACE (Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie, UMR5213) du CNRS pour développer les alimentations électriques du JSP.

La description du JSP développée dans cette partie permet d'ores et déjà de prédimensionner l'actionneur. Une cavité de 50 mm^3 (soit une cavité de 4 mm de hauteur pour un rayon de 2 mm) et un orifice de 1 mm permet d'obtenir un microjet dont les caractéristiques correspondent à celles recherchées pour contrôler des écoulements à grand nombres de Reynolds et notamment

un jet subsonique à grand nombre de Mach (voir partie I.3.2.3). Pour faire varier les caractéristiques d'éjection du microjet, il faut faire varier l'énergie délivrée par l'alimentation électrique. La description du remplissage de la cavité permet de spécifier que le matériau la constituant doit être à la fois un bon isolant électrique et un bon conducteur thermique. Les céramiques possèdent ces propriétés. Cependant il apparaît qu'une description simple de la phase de remplissage n'est pas possible. Pour cela, il faut prendre en compte les couches limites thermiques se développant sur les parois de l'actionneur. Ensuite, l'application d'une loi de tension de claquage issue de la bibliographie met en évidence que les tensions de claquage de l'actionneur seront de plusieurs milliers de Volts. Comme la décharge se caractérise par un courant important, ces caractéristiques électriques entraînent l'utilisation de condensateur pour stocker de l'énergie entre deux cycles. Ils se déchargent ensuite pendant la décharge électrique. La variation de la valeur de la capacité électrique permet de répondre au besoin exprimé de faire varier l'énergie déposée dans la cavité.

II.3 Etude détaillée du fonctionnement du JSP

Un modèle plus évolué de l'actionneur doit pouvoir prendre en compte la phase de remplissage de la cavité. Pour cela, il doit pouvoir prendre en compte les transferts thermiques en parois de l'actionneur. De plus, des études paramétriques concernant la forme de la cavité, de la tuyère par exemple doivent pouvoir être effectuées. En outre, une représentation plus "physique" de l'actionneur doit être effectuée afin de valider le dimensionnement effectué dans la partie précédente. Les modèles URANS permettent de répondre à ces besoins. Des calculs URANS sont effectués par plusieurs auteurs dans la littérature (partie I.1) mais ces études se concentrent sur les caractéristiques d'éjection du microjet. Elles ne s'intéressent pas à décrire en détail le fonctionnement de l'actionneur et elles ne s'inscrivent pas dans le contexte de son dimensionnement.

Une introduction aux modélisations URANS est effectuée dans l'annexe B. La plateforme de calcul utilisée pour réaliser les calculs URANS est le code CEDRE. Dans l'annexe C, l'élaboration du modèle CEDRE est effectuée. Cela concerne : le choix du modèle de turbulence et des schémas numériques, la réalisation du dépôt d'énergie permettant de simuler l'effet de la décharge électrique et l'étude du maillage.

La modélisation ainsi effectuée, l'étude permet de décrire plus en détail le fonctionnement des différentes phases de fonctionnement de l'actionneur. Ensuite, elle permet d'effectuer différentes études paramétriques. L'étude de l'influence de la viscosité montre l'importance de la modélisation de la turbulence. Le modèle CEDRE permet d'étudier l'influence de la géométrie de l'actionneur (forme de la cavité ou de la tuyère, prise en compte de la présence des électrodes). Lorsque cela n'est pas indiqué, les calculs sont effectués en prenant une cavité ayant un diamètre de 4 mm et un hauteur de 4 mm et en prenant un diamètre de l'orifice d'éjection de 1 mm.

II.3.1 Fonctionnement de l'actionneur et topologie du jet

Dans un premier temps les mécanismes importants de la formation de jet puis de la phase de remplissage sont décrits de façon qualitative.

II.3.1.1 Phase d'éjection

Un dépôt d'énergie uniforme dans toute la cavité permet de valider l'hypothèse d'une transformation isochore pendant la durée du dépôt ($10 \mu s$). Pendant cette durée, le gaz se détend faiblement et les températures dans la cavité sont très proches de celles retrouvées dans la partie II.2.

Suite au dépôt d'énergie, le gaz se détend à travers l'orifice. La figure II.7 retrace l'évolution du jet d'air au cours du temps pour un dépôt d'énergie de $3 mJ$. L'air froid de la cavité est d'abord expulsé. Il se crée un tourbillon torique (voir flèches) en bord de l'orifice ($t = 20 \mu s$). Le tourbillon décolle ensuite de la paroi ($t = 30 \mu s$). L'air chaud issu de la cavité commence ensuite à sortir de l'orifice et rattrape le tourbillon torique ($t = 40 \mu s$ et $t = 50 \mu s$). Ensuite le front du jet se développe en créant un tourbillon torique d'air chaud ($t = 60, 70, 100 \mu s$).

La figure II.8 représente l'évolution du débit d'air à travers l'orifice ainsi que la température de l'air sur l'axe du jet au niveau de l'orifice au cours du temps pour un dépôt d'énergie de $3 mJ$.

La durée d'éjection est d'environ $130 \mu s$. Cependant, même si le débit est devenu négatif à $t = 130 \mu s$, de l'air est encore expulsé au centre du jet alors que de l'air frais est aspiré dans la cavité par les bords de l'orifice. Ce phénomène est mis en évidence sur

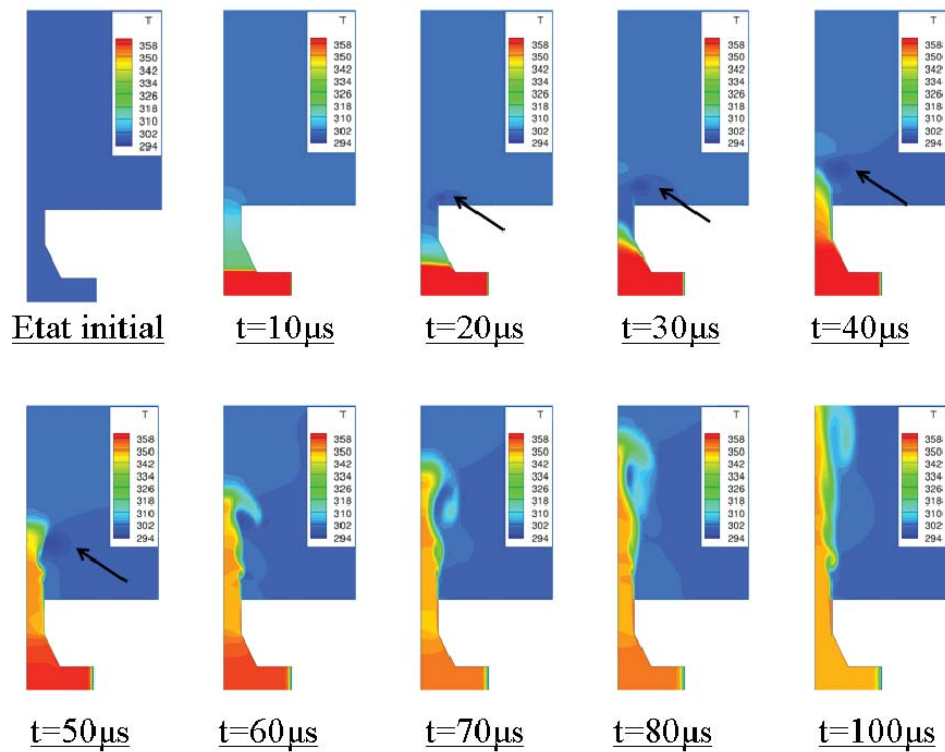


Figure II.7 — Evolution du jet représenté par le champ de température pour un dépôt de 3 mJ.

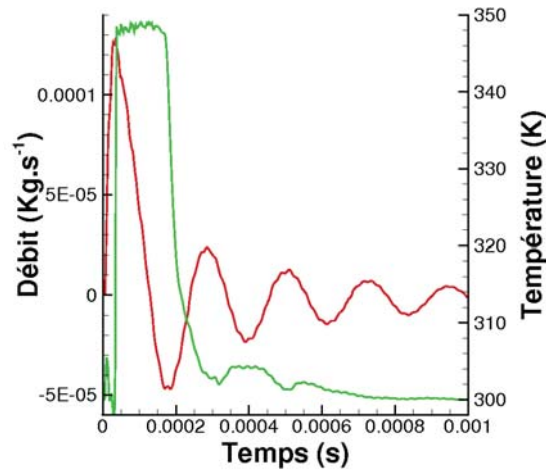


Figure II.8 — Débit d'air à travers l'orifice (en rouge) et température sur l'axe du jet au niveau de l'orifice (vert) pour un dépôt d'énergie de $Q = 3 \text{ mJ}$.

la figure II.9 Dans les premiers instants de l'expulsion, le débit maximal est obtenu alors que le jet a encore une température proche de la température atmosphérique. Le débit maximal est donc obtenu lorsque l'air froid contenu dans la tuyère de l'actionneur est poussé par l'expansion de l'air chauffé de la cavité.

Les résultats obtenus avec le modèle CEDRE sont comparés avec la description "0D" utilisée dans la partie II.2. En comparant les vitesses d'éjection de la description précé-

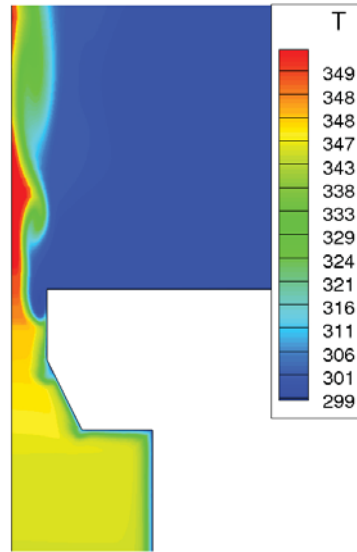


Figure II.9 — *Champ de température à $t = 150 \mu s$ pour un dépôt d'énergie de $Q = 3 mJ$.*

dente et les vitesses maximales sur l'axe du jet du modèle CEDRE en fonction de l'énergie déposée ou du diamètre d'éjection, des résultats similaires sont obtenus. Les durées de la phase d'éjection montrent cependant quelques différences. Celles-ci ont deux sources. Pour les durées de jet importantes obtenues lorsque le diamètre de l'orifice est petit, les transferts thermiques dans la cavité de l'actionneur deviennent non négligeables. Il en résulte une diminution de la durée du jet dans le modèle CEDRE. En revanche, pour des diamètres d'orifice plus grands, le modèle CEDRE donne une durée de jet supérieure à celle obtenue avec le modèle "0D". La prise en compte de la couche limite dans la tuyère de l'actionneur entraîne un diamètre de l'orifice virtuellement plus faible. Il en résulte que la durée d'éjection obtenue avec le modèle CEDRE est plus longue.

L'utilisation de la modélisation URANS permet d'appuyer les choix de dimensionnement effectués dans la partie II.2.

II.3.1.2 Phase de remplissage

Pour représenter clairement le remplissage de la cavité, l'évolution de la masse se trouvant dans la cavité est utilisée. Dans un premier temps plusieurs calculs ont été effectués afin de vérifier l'hypothèse que ce sont bien les flux thermiques à travers la cavité de l'actionneur qui permettent le remplissage de la cavité.

La figure II.10 représente l'évolution de la masse dans la cavité pour des parois adiabatiques (flux nul) et une paroi à température imposée (flux infini). La phase de remplissage commence au bout de $130 \mu s$. Sur cette figure, il apparaît que la phase de remplissage est caractérisée par des oscillations de la masse présente dans la cavité. En l'absence de flux thermique en paroi, la moyenne de ces oscillations montre que la masse présente dans la cavité n'évolue pas au cours du temps. En effet, pour des parois adiabatiques, le refroidissement de la cavité ne peut s'effectuer que grâce à la conduction thermique de l'air via l'orifice. Lorsqu'un flux thermique est imposé, la masse moyenne par contre augmente au cours du temps.

Cette étude met en évidence que la phase de remplissage se déroule en réalité en plusieurs étapes. A la fin de l'éjection, une bouffée d'air est aspirée dans la cavité. Cette phase de l'aspiration est distincte du remplissage par refroidissement de l'air dans la

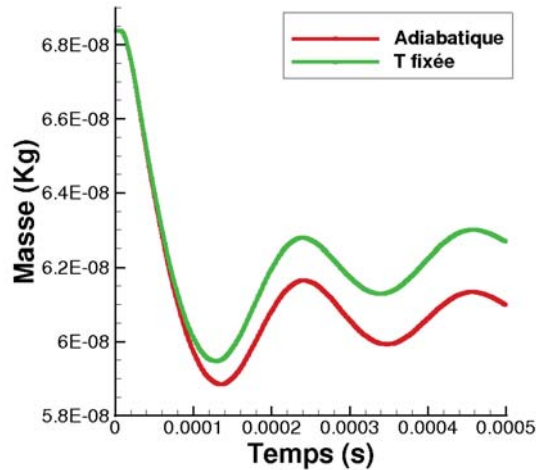


Figure II.10 — Evolution de la masse dans la cavité pour des parois adiabatiques (rouge) et des parois à température imposée (vert) obtenue avec le modèle CEDRE.

cavité. En effet sur la figure II.10, ce phénomène apparaît également lorsque les parois sont adiabatiques. Cette aspiration est donc responsable des oscillations de la masse dans la cavité présente dans les deux cas. La pression dans la cavité oscille de la même manière. Ces résonances sont expliquées par la réponse de la masse d'air présente dans la cavité à la première aspiration. Ce phénomène est en lien avec une résonance de type résonateur de Helmholtz. Les fréquences de résonance prévues par la théorie de Helmholtz sont en effet très proches de la fréquence des oscillations. Après la première aspiration, la masse oscille mais les oscillations s'amortissent rapidement. Pendant ce temps, la masse moyenne de la cavité augmente au cours du temps. Ces différentes étapes sont récapitulées sur la figure II.11. Le fonctionnement du JSP a été simulé pour une durée de 1 ms sur cette figure.

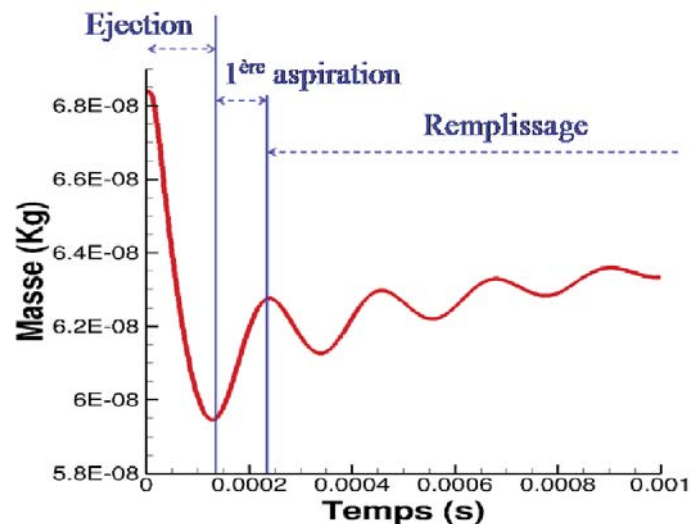


Figure II.11 — Schéma des différentes étapes du fonctionnement de l'actionneur. Evolution de la masse dans la cavité. Température imposée en paroi.

A la fin de l'éjection, 13% environ de la masse présente initialement dans la cavité a été éjectée. Au bout de 1 ms, la cavité a récupéré 5.4% de la masse initiale. Le processus

de refroidissement est donc long par rapport à la durée d'éjection (plusieurs millisecondes comparées à moins de $200 \mu\text{s}$), même en imposant une température égale à la température atmosphérique sur les parois de la cavité.

Un autre résultat obtenu à l'aide du modèle CEDRE est que la pression dans la cavité est très proche de la pression atmosphérique au bout de $500 \mu\text{s}$, soit la durée entre deux cycles pour une fréquence de fonctionnement de 2000 Hz .

II.3.2 Influence de la viscosité

Comme la modélisation de la turbulence pour ce type d'écoulement (petites dimensions, cavités, grandes vitesses) est peu renseignée dans la littérature, son impact sur le microjet est étudié. Pour cela, plusieurs calculs sont réalisés : fluide parfait (résolution des équations d'Euler), fluide visqueux en écoulement laminaire et fluides visqueux en écoulement turbulent. L'évolution de la masse dans la cavité pour ces trois cas est présentée sur la figure II.12.

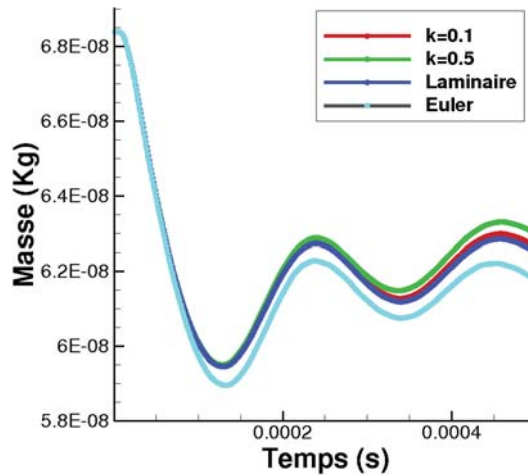


Figure II.12 — Evolution de la masse présente dans la cavité en fonction des équations résolues et des conditions initiales du modèle de turbulence.

En fluide parfait, les échanges thermiques en paroi ne sont pas pris en compte. Cela explique les différences observées pendant la phase d'éjection et la phase de remplissage entre ce cas et les autres cas. Le principal effet de la prise en compte des échanges thermiques est la diminution de la masse d'air éjectée. En effet, les échanges thermiques diminuent l'énergie présente dans la cavité. Un autre effet est la modification du débit consécutive à l'apparition de couches limites au niveau du col qui en réduisent le diamètre apparent (voir figure II.15).

Le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent est marqué par une augmentation des phénomènes de diffusion et de mélange. A la viscosité moléculaire s'ajoute la viscosité turbulente qui accentue la dissipation notamment au niveau des zones de cisaillement telles que celle du jet libre ou celle du tourbillon de remplissage. Cependant, pour un niveau initial de turbulence aussi faible que celui choisi dans le cas d'un unique cycle de fonctionnement, les effets de la turbulence sont très peu perceptibles. En augmentant l'énergie cinétique turbulente initiale de $0.1 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ à $0.5 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$, il apparaît que le remplissage de la cavité est plus efficace. La vitesse de remplissage augmente tandis que les caractéristiques de l'éjection restent inchangées. En effet, les échanges thermiques sont favorisés lorsque la diffusion augmente.

II.3.3 Influence de la géométrie de l'actionneur

Cette étude met en évidence l'influence de paramètres géométriques de l'actionneur que ne permet pas d'effectuer la modélisation 0D. Dans un premier temps l'influence de la géométrie de la cavité sera étudiée. Puis l'importance de la forme de la tuyère du microjet sera mise en évidence.

II.3.3.1 Forme de la cavité

Dans la partie II.2, il a été mis en évidence que le paramètre le plus influant sur la phase d'éjection du microjet généré par le JSP est le rapport $\frac{Q}{V_{cav}}$. La validation de ce résultat est effectuée en faisant varier la forme de la cavité tout en gardant un volume de cavité constant. Pour cela, le rapport de la hauteur sur le diamètre de la cavité a été modifié. Le dépôt d'énergie est fixé à 3 mJ. Trois rapports $\frac{D_{cav}}{h_{cav}}$ ont été étudiés : 0.423, 1 (cas de référence) et 2.828. Sur la figure II.13 sont représentées les cavités pour $\frac{D_{cav}}{h_{cav}} = 1$ et 0.423. La phase d'éjection (vitesse, durée du jet, débit) est sensiblement la même quel que soit le rapport de forme de la cavité. Les faibles différences obtenues sont expliquées par la présence d'un contournement plus important au niveau de la tuyère par l'air éjecté lorsque le diamètre de la cavité augmente. Il en résulte un décollement qui varie selon le cas. La phase de remplissage est également affectée car si le volume reste constant, la surface de la cavité et donc les flux thermiques augmentent lorsque le diamètre augmente.

II.3.3.2 Forme de la tuyère

L'étude paramétrique se porte tout d'abord sur le diamètre de l'orifice d'éjection. La figure II.14 représente l'évolution de la masse dans la cavité au cours du temps pour des diamètres de l'orifice de l'actionneur de 0.5, 1 et 1.5 mm. Un dépôt d'énergie de 3mJ est effectué et la cavité est un cylindre de 4mm de diamètre pour 4mm de hauteur. Les masses initiales ne sont pas identiques pour chaque cas car la masse d'air présente dans la tuyère est prise en compte. Comme vu dans la partie II.2, la durée du jet augmente lorsque le diamètre de l'orifice diminue. Les valeurs de la durée du jet et des vitesses d'éjection obtenues avec le modèle CEDRE sont proches de celles obtenues précédemment. La phase de remplissage est également influencée par le diamètre de l'orifice. L'amplitude de la première aspiration ainsi que la fréquence des oscillations diminuent lorsque le diamètre de l'orifice d'éjection diminue. Pour un diamètre de 0.5 mm, la première aspiration est même quasiment absente. Cela confirme le choix d'utiliser un diamètre de 1 mm. Celui-ci permet d'obtenir les durées et les vitesses de jet souhaitées.

Les prototypes de sparkjet des différentes universités décrits dans la partie I.1 possèdent un orifice de sortie très simple. Il consiste la plupart du temps en un simple trou. Cependant, l'actionneur de l'université d'Hopkins est parfois représenté avec un orifice en forme de tuyère (voir la figure I.1 en page 12). Dans le but de concevoir un actionneur JSP performant, la forme de la tuyère est étudiée avec le modèle CEDRE.

Le besoin exprimé dans la partie II.1 est d'obtenir un microjet subsonique. Les sparkjets décrits dans la bibliographie doivent générer des microjets supersoniques afin de contrôler des écoulements jusqu'à $M = 3$. Pour cela, l'utilisation d'une tuyère convergente puis divergente aurait présenté l'intérêt de fixer la position du col sonique. Pour un écoulement subsonique, l'utilisation d'une tuyère convergente suivie d'un orifice cylindrique présente l'intérêt de minimiser les décollements de l'écoulement au niveau du raccord entre la cavité et la tuyère. Cela est illustré sur la figure II.15. Ce décollement

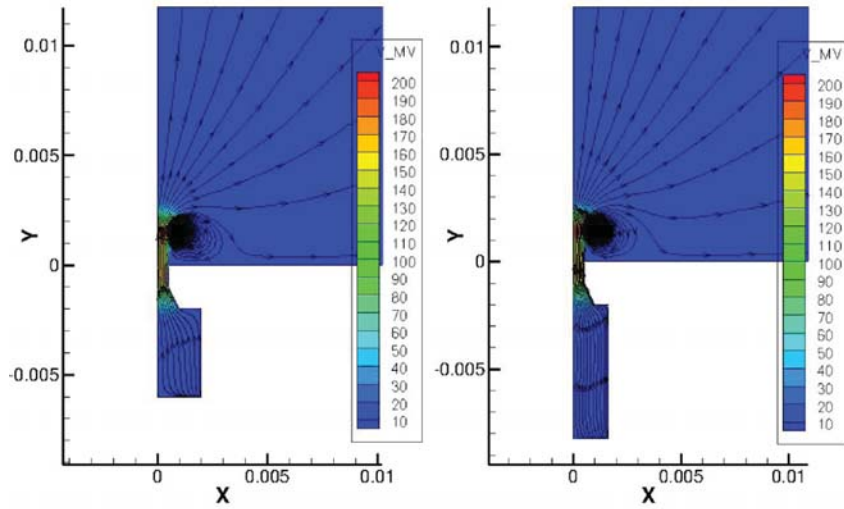


Figure II.13 — Champs de vitesse et tracé des trajectoires dans les cas a) $\frac{D_{cav}}{h_{cav}} = 1$ et b) $\frac{D_{cav}}{h_{cav}} = 0.423$.

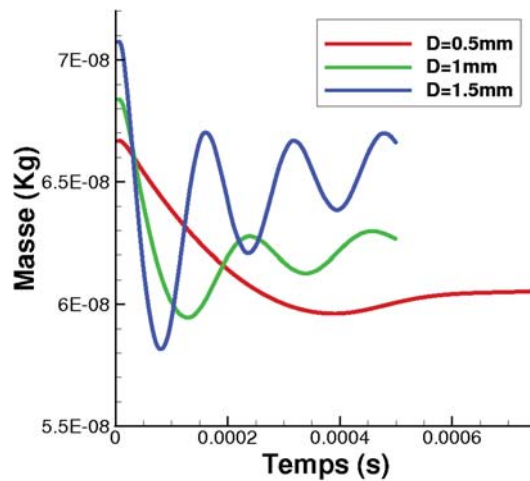


Figure II.14 — Evolution de la masse présente dans la cavité pour différents diamètres de l'orifice, $Q = 3 \text{ mJ}$.

entraîne une réduction de la section efficace de l'orifice et donc une section de sortie artificiellement réduite. Cela entraîne un allongement de la durée du jet et surtout des pertes de charge plus importantes et donc un rendement de l'actionneur plus faible. Comme l'écoulement de l'actionneur est instationnaire et que les vitesses d'éjection varient au cours du temps, un ajustement précis des paramètres de la tuyère ne peut être effectué et ne présente pas d'intérêt à ce stade de l'étude du JSP. Aussi, la dimension de la tuyère et du cylindre a été définie pour que l'usinage de la pièce à l'ONERA soit réalisable. Les formes choisies correspondent donc à un compromis entre l'usinage de l'orifice et l'aérodynamique du microjet.

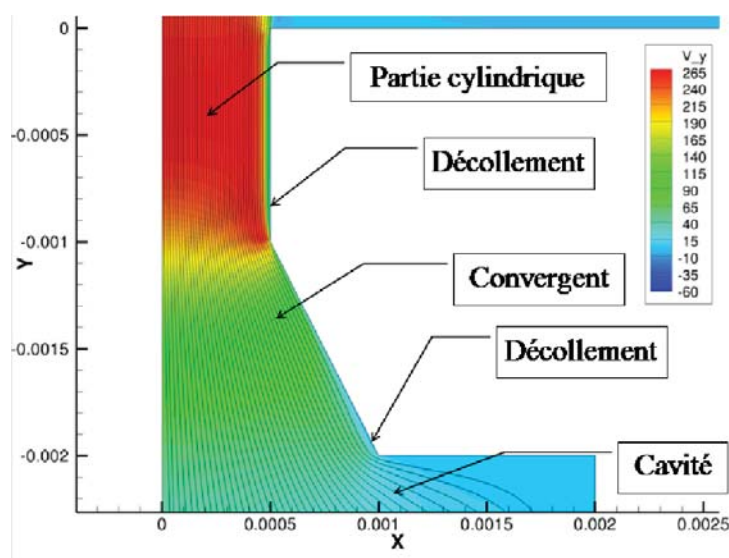


Figure II.15 — *Détail de l'écoulement dans la tuyère de l'actionneur. Champ de vitesse verticale pour $t = 40\mu s$, $Q = 6 mJ$.*

La longueur de la tuyère est un paramètre important pour l'intégration de l'actionneur en incidence par rapport à la surface d'une maquette (voir la figure II.16.a). Pour une incidence de 30° (celle utilisée expérimentalement à l'ONERA lorsque le JSP est employé comme générateur de tourbillons) une longueur minimale de tuyère est requise en fonction du diamètre de la cavité.

La longueur maximale de la partie cylindrique de la tuyère a été recherchée de telle sorte que le fonctionnement du JSP ne soit pas altéré. Sur la figure II.16.b est représentée l'évolution de la masse dans la cavité pour quatre longueurs de tuyère différentes : 2, 5, 10 et 20 mm. Il apparaît que, lorsque la longueur de la tuyère augmente, la durée du jet augmente. Comme le débit reste le même quelle que soit la longueur de la tuyère, plus de masse est éjectée pour les tuyères les longues.

La figure II.16.c représente l'évolution de la température sur l'axe du jet au niveau de l'orifice pour les différentes longueurs de tuyère. Lorsque la longueur de la tuyère augmente, la durée pendant laquelle l'air froid présent dans la tuyère est expulsé avant que l'air de la cavité chauffé par le dépôt d'énergie soit à son tour expulsé augmente. Pour les cas où la tuyère est longue, le débit d'air est alors essentiellement dû à l'expulsion de l'air à température ambiante présent dans la tuyère poussé par l'expansion de l'air chauffé de la cavité. Pour la tuyère de 20 mm, l'air chaud de la cavité n'a pas le temps d'être éjecté avant que la phase de remplissage n'ait lieu.

L'augmentation de la longueur de la tuyère est donc possible sans être forcément néfaste au fonctionnement de l'actionneur. Cependant, l'augmentation de la durée du jet

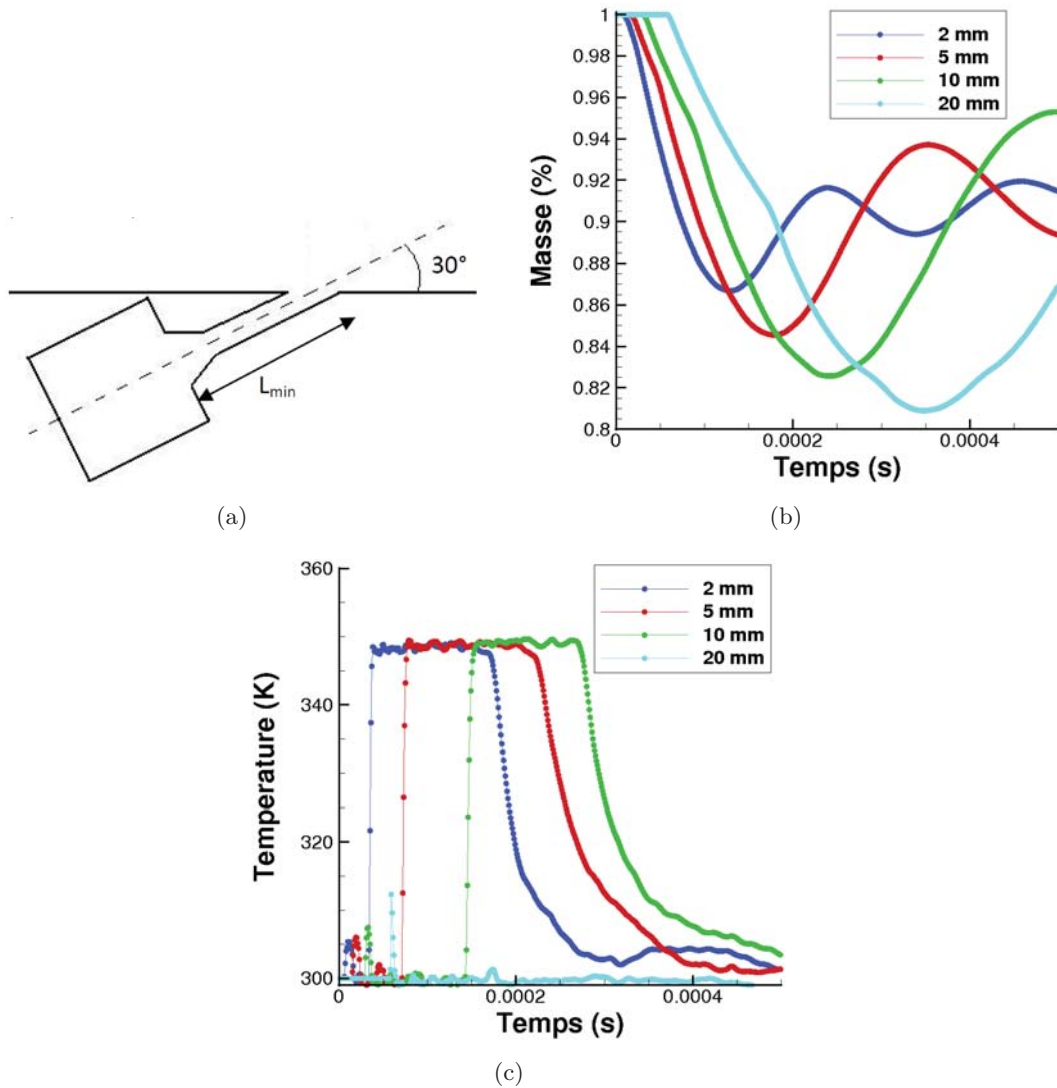


Figure II.16 — a) Schéma d'implantation du JSP dans une maquette. b) Evolution de la masse dans la cavité et c) évolution de la température au centre de l'orifice d'éjection pour différentes longueurs de tuyères. $Q = 3 \text{ mJ}$

entraîne une diminution de la fréquence maximale de fonctionnement de l'actionneur. La longueur de la tuyère ne doit donc pas être trop importante et une longueur de 2 ou 5 mm donnent des durées de jet respectivement de 130 et 190 μs compatibles aux fréquences de fonctionnement souhaitées dans la partie II.1 (plusieurs kHz).

II.3.3.3 Prise en compte des électrodes

La géométrie de l'actionneur étudiée jusqu'à présent ne prend pas en compte la présence des électrodes dans la cavité. Modéliser les électrodes nécessite de réaliser des calculs 3D car la géométrie de l'actionneur n'est alors plus axisymétrique. Pour réaliser ce calcul de façon simple, les électrodes sont représentées par des parallélépipèdes. Un aperçu est donné sur la figure II.17. Cette géométrie permet de simplifier le maillage. En effet celui-ci présente alors deux plans de symétrie qui peuvent être utilisés pour réduire le nombre de cellules du maillage. Le but étant d'étudier leur influence aérodynamique, les électrodes

sont considérées comme des parois adiabatiques. En réalité, lorsque des décharges électriques ont lieu dans la cavité, les électrodes s'échauffent. Cet effet est difficile à quantifier et n'est donc pas pris en compte ici.

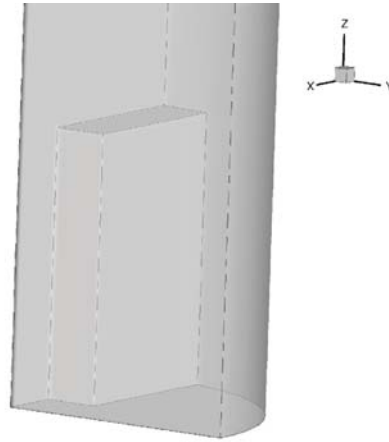


Figure II.17 — Géométrie de la cavité pour le calcul 3D avec prise en compte des électrodes.

Les résultats de cette modélisation mettent en évidence des différences sur les caractéristiques du microjet (vitesse et durée de l'éjection). Après analyse, il apparaît que ces différences sont dues à la diminution du volume de la cavité entraînée par la prise en compte des électrodes. En effet, il a été vu précédemment que le paramètre prépondérant pour l'aérodynamique du microjet est le rapport $\frac{Q}{V_{cav}}$ et donc qu'à énergie constante, la baisse du volume entraîne une modification des caractéristiques du microjet.

Il est également observé que la perte de l'axisymétrie a pour conséquence la présence de mouvements internes autour des électrodes. Cependant, ces mouvements ont des vitesses dont l'ordre de grandeur est inférieur aux vitesses engendrées au niveau de l'orifice. Ils n'impactent pas l'axisymétrie des profils de vitesses. Pendant la phase de remplissage, les mouvements internes, caractérisés par l'apparition de tourbillons au niveau des arêtes des électrodes, favorisent l'agitation de l'air dans la cavité et donc les échanges thermiques. Les électrodes étant assimilées à des parois adiabatiques, la surface d'échange en paroi est diminuée. Au final, une faible variation de la vitesse de remplissage est observée.

Les différences sont donc peu importantes entre les calculs avec ou sans la prise en compte des électrodes. Leur impact principal vient du volume qu'elles représentent dans la cavité. Ce calcul permet de valider les calculs réalisés en 2D axisymétrique et l'approche de dimensionnement qui est basée sur ce modèle.

La modélisation URANS a permis de valider les résultats obtenus dans la partie II.2. L'utilisation d'une cavité de 4 mm de hauteur pour un diamètre de 4 mm et un diamètre de l'orifice de 1 mm est donc confirmée. En plus de ces résultats, l'étude paramétrique met en évidence l'intérêt d'utiliser un orifice d'éjection en forme de tuyère. Cette étude permet donc de valider la conception géométrique de l'actionneur. Outre ces résultats concernant la conception de l'actionneur, cette modélisation a permis de mettre en évidence l'influence de différents phénomènes. Tout d'abord, la phase de remplissage est décrite.

Elle se décompose en deux parties distinctes. Une première aspiration a lieu dès la fin de l'éjection en réponse à une dépression dans la cavité consécutive à l'expulsion de l'air. Ensuite, les échanges thermiques en parois prennent le relai pour remplir la cavité. Des oscillations de la pression dans la cavité et de la masse d'air sont observées. L'actionneur Jets Synthétiques par Plasma est maintenant dimensionné afin de répondre aux besoin aérodynamiques exprimés dans la partie II.1.

II.4 Conception et dimensionnement du JSP et de son alimentation électrique

Les études réalisées dans ce chapitre permettent de dimensionner le JSP. Ce dimensionnement a été effectué en analysant les performances souhaitées en vue de contrôler divers écoulements. Ainsi, l'actionneur est capable de créer des microjets allant de quelques dizaines à quelques centaines de mètre par seconde. La vitesse d'éjection dépend de l'énergie fournie à l'actionneur par la décharge électrique. Il a été vu que l'utilisation d'un stockage d'énergie capacitif permet de faire varier cette énergie (partie II.2). Le choix de la géométrie de l'actionneur est également guidé par les fréquences de fonctionnement souhaitées. Un besoin de fréquence de fonctionnement de plusieurs kiloHertz a été exprimé. En estimant la fréquence maximale du JSP grâce à la durée de la phase d'éjection, l'étude a montré que la géométrie étudiée dans la partie II.3 permet d'obtenir des durées d'éjection d'environ 150 à 200 μs , soit une fréquence théorique maximale inférieure à 5000 Hz.

Ce dimensionnement ne concerne que la cavité et l'orifice de l'actionneur. Dans cette partie, l'étude va porter sur la conception générale de l'actionneur, l'implantation des électrodes, le choix des matériaux. Enfin la conception des alimentations électriques est effectuée.

II.4.1 Conception de l'actionneur

II.4.1.1 Un actionneur polyvalent

De nombreuses expériences doivent être menées avec le JSP. Pour cela, il est nécessaire de concevoir un actionneur pouvant être installé dans plusieurs maquettes différentes dont les caractéristiques varient. Pour cela, l'actionneur a été réalisé en deux parties. La première partie qui correspond à la cavité du JSP possède une surface extérieure en forme de filetage d'un diamètre de 8 mm et d'un pas de vis standard. Ainsi la cavité peut être vissée à différents éléments qui représentent autant d'orifices d'éjection différents. La deuxième partie est donc constituée de la tuyère d'éjection et d'une partie filetée pouvant accueillir la cavité. Cet ensemble est appelé un bouchon.

Le bouchon peut être directement usiné dans la masse de la maquette ou constitué une pièce indépendante. L'utilisation d'un bouchon permet, pour une même cavité, d'utiliser différentes formes de tuyère selon l'application envisagée (contrôle de bruit, contrôle de décollement de bord de fuite, etc...). Ainsi, dans certains cas, un orifice en forme de fente est utilisé pour injecter directement de la quantité de mouvement dans la couche limite (contrôle de décollement de bord d'attaque). Dans ce cas l'actionneur est appelé FSP pour Fente Synthétique par Plasma. Pour les études menées durant la thèse, deux types de bouchon ont été utilisés. Pour les essais de caractérisation de l'actionneur, un bouchon en cuivre est utilisé. Les bouchons utilisés pour le contrôle de bruit de jet sont directement usinés dans la maquette de tuyère. La tuyère étant réalisée en aluminium, le bouchon du JSP est usiné par électroérosion. L'utilisation de cette technique est nécessaire au vu des petites dimensions de l'orifice.

Comme montré dans la partie II.2.1.2, le matériau de la cavité doit posséder une faible conductivité électrique et une bonne conductivité thermique. La céramique permet d'obtenir ses caractéristiques. La cavité est donc réalisée en alumine (oxyde d'aluminium). Les caractéristiques de ce matériau sont données dans le tableau II.1 en page 70. La difficulté dans la réalisation de pièces en céramique est que la pièce, une fois réalisée, doit être vitrifiée. Or la cuisson fait perdre au matériau 20% de son volume. Aussi la pièce fabriquée doit posséder des côtes supérieures à la pièce souhaitée. L'entreprise SCT (Société des

Céramiques Techniques) implantée à Tarbes a été choisie pour ses compétences dans les assemblages céramique-métal et leur bureau d'étude dédié qui a permis de réaliser des prototypes de JSP de grande qualité. La figure II.18 représente le plan d'ensemble de la dernière génération de cavité (pièce finale). Ce plan reflète certains choix de conception : le filetage extérieur et une base carrée à l'extérieur de la cavité qui permet l'utilisation d'une clé plate pour serrer l'actionneur dans son bouchon. Le diamètre de la cavité est légèrement supérieur au diamètre de 4 mm qui était initialement envisagé. Ce choix a été effectué car la présence des électrodes dans la cavité diminue le volume d'air (voir partie II.3.3.3). La cavité est donc un cylindre de 4 mm de hauteur pour un diamètre de 4.6 mm.

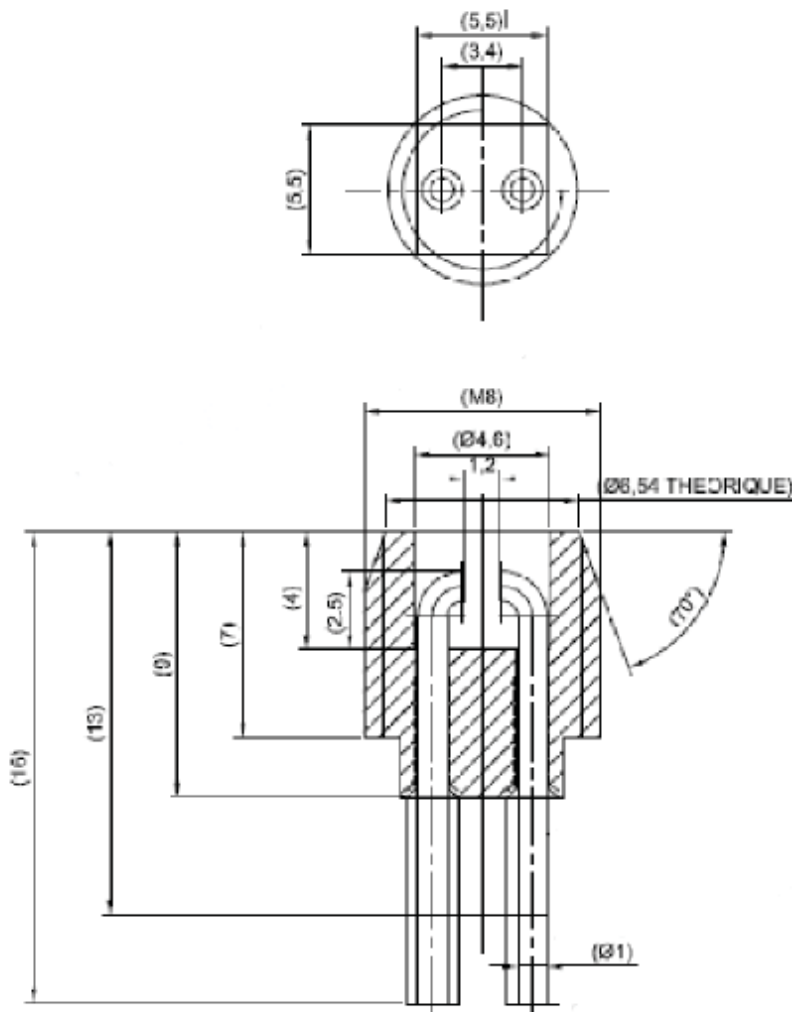


Figure II.18 — Plan d'ensemble de la cavité de l'actionneur.

II.4.1.2 Réalisation et implantation des électrodes

Pour simplifier la conception (et le prix) des alimentations électriques, l'actionneur JSP utilise uniquement deux électrodes pour créer la décharge électrique (voir partie I.1.1).

L'implantation et le matériau des électrodes ont évolué au fur et à mesure que de nouvelles générations de prototypes ont été effectuées. Inspiré des actionneurs de l'université d'Hopkins, l'actionneur possédait à l'origine une électrode centrale. La deuxième électrode était le bouchon relié au circuit de masse du système d'alimentation. Ce dispositif pose plusieurs problèmes. Tout d'abord, le claquage électrique s'effectue sur un élément de l'actionneur qui constitue un élément aérodynamique important (voir partie II.3.3.2). Or chaque décharge entraîne l'arrachement de particules aux électrodes. Aussi, au bout d'un certain temps de fonctionnement, le bouchon se détériore. Ensuite, le dépôt d'énergie s'effectue près de l'orifice de l'actionneur et ne permet pas un dépôt d'énergie homogène dans toute la cavité. De plus, la surface de l'électrode constituée par le bouchon est importante. La position du claquage n'est pas bien contrôlée. Il en résulte une tension de claquage peu stable. Enfin (et surtout), ce type de configuration implique que le circuit électrique est directement accessible par contact (le bouchon). Comme il s'agit d'un circuit haute tension où les courants sont importants, cette configuration pose d'évidents problèmes de sécurité.

Aussi il a été décidé d'utiliser un actionneur possédant deux électrodes à l'intérieur de la cavité. Le bouchon n'est plus un élément du circuit électrique. Il faut s'assurer que la position de la décharge électrique reste stable et de préférence au centre de la cavité. Pour cela, les électrodes sont coudées à leur sommet de façon à ce que la distance minimale entre les électrodes et donc la position du claquage soit à l'endroit souhaité. La distance interélectrode a été fixée à 1.2 mm, ce qui permet d'obtenir une tension de claquage entre 4000 et 5000 V au maximum dans les conditions atmosphériques standards. Une telle tension permet un stockage d'énergie dans les capacités compatible avec celui recherché.

Le matériau dans lequel les électrodes sont réalisées doit posséder plusieurs propriétés. Il doit être un bon conducteur et posséder une bonne tenue à la décharge. Pour cela le matériau doit être dur et avoir un point de fusion élevé. En électrotechnique, un alliage de Cuivre-Tungstène est très souvent utilisé. Il présente plusieurs avantages. Tout d'abord le matériau brut se présente sous forme de poudre et l'obtention de forme complexe est facilement réalisée par frittage. Ensuite, l'alliage a une bonne conductivité thermique et électrique, une dilatation thermique faible, une température de fusion assez élevée et une dureté et une résistance à haute température élevées. Ainsi l'ablation des électrodes par la décharge électrique est minimisée. Cependant, la société SCT n'a pas pu couder les électrodes avec un tel alliage fritté. Lors du procédé de coupage, les électrodes cassaient. Aussi des électrodes en tungstène pur sont utilisées.

La fixation des électrodes à la céramique est également un point technique. Au départ, les électrodes étaient brasées sur la céramique avec un manchon en molybdène entre la céramique et les électrodes. Le manchon s'avère nécessaire au sertissage électrode/céramique, c'est à dire pour assurer une bonne tenue aux efforts. Lors d'essais, un dépôt blanc apparaissait dans la cavité. Une analyse par spectromètre, réalisée par la société SCT, a montré que le dépôt était constitué de molybdène. Il a été décidé de réaliser le manchon avec un alliage d'argent et de cuivre.

Une photo de l'actionneur mis au point pendant la thèse est donné sur la figure II.19.

II.4.2 Conception des alimentations électriques

Les alimentations électriques, outre de fournir l'énergie nécessaire à la décharge, doivent répondre à certaines exigences :

- alimentation de plusieurs actionneurs en parallèle
- contrôle précis de la phase de chaque actionneur de façon indépendante

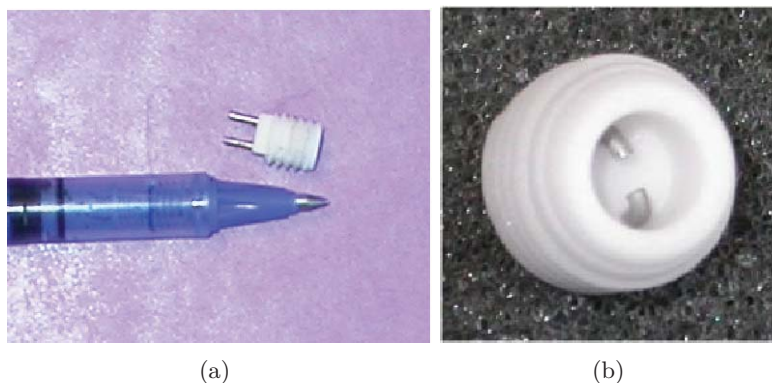


Figure II.19 — Photos de la dernière génération de prototype de l'actionneur JSP.

– stockage capacitif de l'énergie électrique

La première étape de la conception des alimentations électriques est donc de savoir quelle énergie doit être stockée dans les condensateurs. Celle-ci est égale à :

$$E_C = \frac{1}{2}CV_d^2 \quad (2-10)$$

où E_C est l'énergie stockée dans la capacité, C est la valeur de la capacité et V_d est la tension de claquage de l'air entre les électrodes.

Comme vu précédemment, la tension de claquage a une valeur maximale comprise entre 4000 et 5000 V. Différentes études (voir partie I.1) montrent que l'énergie utile issue de la décharge électrique est de l'ordre de 4 à 10%. En prenant un rendement de la décharge de 4%, une énergie à fournir par la décharge à la cavité de 10 mJ (voir partie II.2) et une tension de claquage de 5000 V, une valeur de capacité de 20 nF est obtenue. Cela correspond à une énergie E_C de 250 mJ.

Une alimentation de JSP est alors constituée d'une alimentation haute tension (Spellman SL10N1200 à polarité négative) et d'un séquenceur haute tension (DEI PVX-4110). Lorsque le séquenceur s'ouvre, la tension aux bornes du condensateur augmente pendant qu'il se charge. Lorsque la tension atteint la tension de claquage de l'air, la décharge se produit et le condensateur se décharge. La phase et la fréquence sont aisément contrôlées par l'ouverture du transistor. Le problème principal de ce type d'alimentation est que le transistor est situé sur la partie haute tension du circuit d'alimentation. Ce type de transistor a un prix relativement élevé. Lors des expériences menées par l'ONERA, plusieurs actionneurs doivent être alimentés. Cela nécessite un séquenceur pour chaque actionneur.

C'est pour cela que l'ONERA s'est associé au laboratoire LAPLACE pour concevoir les alimentations électriques des JSP dans le cadre de la thèse d'Antoine Belinger. Pendant cette thèse, une alimentation spécifique a été mise au point. L'alimentation électrique et son architecture repose sur un convertisseur de type "Flyback". L'intérêt de cette alimentation est que le transistor se situe sur un circuit basse-tension. Le principe de fonctionnement de cette alimentation est décrit ci-dessous ainsi que la méthode de dimensionnement.

II.4.2.1 Description de l'alimentation de type "Flyback"

Le schéma structurel de l'alimentation Flyback est donné sur la figure II.20. Cette alimentation repose sur un transformateur possédant un rapport de transformation $m_{transfo}$.

Sur le primaire du transformateur sont mis en série une alimentation en tension et un transistor basse tension (IGBT sur la figure). Sur le secondaire du transformateur sont raccordés une résistance et un condensateur, lui même placé en parallèle avec le JSP.

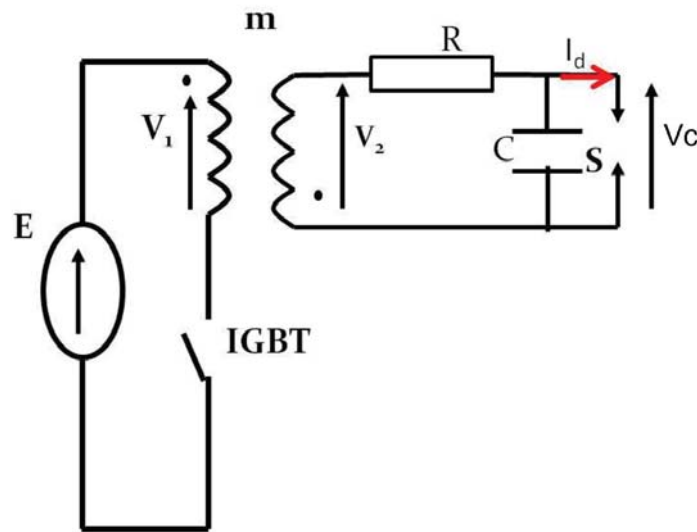


Figure II.20 — Schéma structurel de l'alimentation flyback.

Au début du cycle, le transistor est fermé et le primaire du transformateur se magnétise. Cette phase est appelée phase de magnétisation. Lorsque le transistor s'ouvre, la phase de montée en tension dans le circuit secondaire débute. La continuité du flux magnétique entraîne le transfert de l'énergie du primaire vers le secondaire. Il s'ensuit une montée de la tension V_C du condensateur et donc un transfert d'énergie du secondaire vers le condensateur. Enfin, lorsque la tension V_C atteint la tension de claquage de l'air entre les électrodes du JSP, la décharge électrique se crée et le condensateur se décharge à travers l'actionneur.

II.4.2.1.1 Phase de magnétisation du transformateur

La figure II.21 donne le circuit équivalent du circuit primaire pendant la phase de magnétisation.

Pendant cette phase, le primaire est modélisé comme une inductance de valeur L_μ . Alors une loi des mailles donne :

$$E = L_\mu \frac{di_1}{dt} \quad (2-11)$$

Comme la source de tension est constante, le courant évolue linéairement. Il en résulte que le courant maximal pendant cette phase est :

$$i_{1max} = \frac{E}{L_\mu} t_{magn} \quad (2-12)$$

où t_{magn} est la durée de cette phase, c'est à dire la durée pendant laquelle le transistor est fermé. L'énergie stockée dans le transformateur à la fin de la phase et entièrement contrôlée par la durée t_{magn} s'écrit :

$$E_{magn} = \frac{1}{2} L_\mu i_{1max}^2 = \frac{1}{2} \frac{E^2}{L_\mu} t_{magn}^2 \quad (2-13)$$

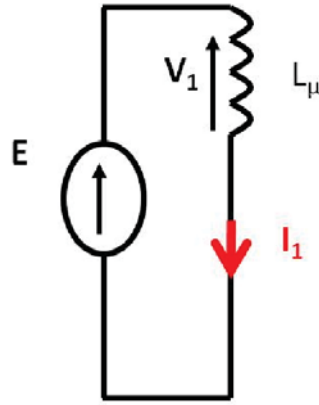


Figure II.21 — Circuit équivalent dans le circuit primaire pendant la phase de magnétisation

II.4.2.1.2 Transfert de l'énergie au secondaire

Le flux présent dans le transformateur à la fin de la phase de magnétisation ne peut subir de discontinuité. Il en résulte la création d'un courant soit dans le primaire soit dans le secondaire du transformateur selon la loi d'Hopkinson :

$$nb_1i_1 + nb_2i_2 = R_{magn}\Phi \quad (2-14)$$

où nb_i représente le nombre de spires de la bobine i , Φ est le flux dans le transformateur et R_{magn} est la réluctance du circuit magnétique (résistance du circuit à sa pénétration par un champ magnétique). Lorsque le transistor du circuit primaire s'ouvre, le courant i_1 est forcément nul, ce qui impose un courant au secondaire. Comme ce secondaire est relié à un condensateur, il en résulte l'élévation de la tension à ses bornes.

II.4.2.1.3 Phase de montée en tension dans le secondaire

L'inductance magnétisante ramenée au secondaire est notée $L_{\mu sec}$. Elle est égale à l'inductance du primaire multipliée par le rapport de transformation au carré : $L_{\mu sec} = L_{\mu} m_{transfo}^2$. La figure II.22 donne le circuit équivalent du circuit secondaire pendant la phase de montée en tension au secondaire.

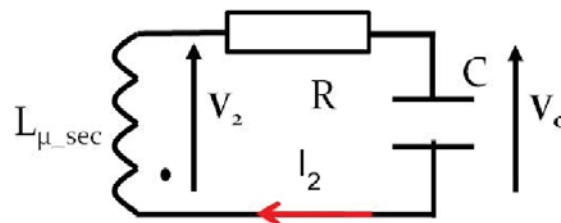


Figure II.22 — Circuit équivalent dans le circuit secondaire pendant la phase de magnétisation

Le circuit équivalent correspond à une bobine d'inductance $L_{\mu sec}$, de la résistance R et du condensateur C . La résistance est nécessaire car elle permet de dissiper l'énergie excédentaire après que la décharge du JSP ait lieu. La tension V_C aux bornes du condensateur

vérifie l'équation :

$$L_{\mu sec} C \frac{d^2 V_C}{dt^2} + RC \frac{dV_C}{dt} + V_C = 0 \quad (2-15)$$

Les conditions initiales correspondent aux conditions finales de la phase de magnétisation. C'est à dire que la tension V_C est nulle et que le courant $i_2(0) = \frac{i_{1max}}{m}$.

La résolution de l'équation donne l'évolution de V_C :

$$V_C = i_2(0) \sqrt{\frac{L_{\mu sec}}{C}} e^{-\frac{R}{2L_{\mu sec}} t} \sin(\omega t) \quad (2-16)$$

avec $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_{\mu sec} C}}$

La tension maximale aux bornes du condensateur est obtenue au bout d'un quart de période. La durée de la phase de montée en tension est donc :

$$t_{montee} = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_{\mu sec} C} \quad (2-17)$$

La tension maximale est donc :

$$V_{Cmax} = i_2(0) \sqrt{\frac{L_{\mu sec}}{C}} e^{-\frac{\pi R}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{\mu sec}}}} = \sqrt{\frac{2E_{magn}}{C}} e^{-\frac{\pi R}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{\mu sec}}}} \quad (2-18)$$

Pour calculer la fréquence de fonctionnement de l'alimentation électrique, la durée de la décharge est négligée. Il faut alors tenir compte du temps de magnétisation, du temps de montée en tension et du temps pendant lequel l'énergie non dissipée dans la décharge est dissipée dans la résistance. Pour ce calcul, il est supposé que la décharge électrique n'a pas eu lieu (toute l'énergie stockée est dissipée dans le circuit) et que la tension aux bornes du condensateur s'annule au bout de trois fois le temps d'amortissement du circuit RLC. Le temps de décharge du condensateur est donc :

$$t_{cond} = 6 \frac{L_{\mu sec}}{R} \quad (2-19)$$

La fréquence maximale de fonctionnement est donc donnée par :

$$f_{max} = \frac{1}{t_{magn} + t_{montee} + t_{cond}} = \frac{1}{\frac{\sqrt{2E_{magn} L_{\mu}}}{E} + \frac{\pi \sqrt{L_{\mu sec} C}}{2} + \frac{6L_{\mu sec}}{R}} \quad (2-20)$$

II.4.2.2 Dimensionnement de l'alimentation Flyback

L'alimentation électrique doit être capable de générer des décharges électriques à haute fréquence. La fréquence de fonctionnement maximale est prise égale à 2000 Hz. La valeur de la capacité choisie pour le dimensionnement est $C = 20$ nF. L'alimentation est dimensionnée pour pouvoir créer des décharges électriques à des tensions de l'ordre de 5000 V. L'énergie alors stockée dans le condensateur est de 250 mJ. Comme il existe forcément des pertes dans l'alimentation électrique (dues par exemple aux courants de fuite du transformateur), un facteur 2 est pris sur cette énergie : $E_{magn} = 500$ mJ.

Le rapport de transformation du transformateur doit être choisi de telle façon que la valeur de la tension au secondaire soit suffisamment faible pour que lors de la magnétisation, celle-ci ne dépasse pas la tension de claquage du JSP. De plus, la tension aux bornes

du transistor ne doit pas être trop élevée pendant la phase de montée en tension. Comme le but est d'utiliser une alimentation basse tension (c'est à dire une alimentation dont la tension est de l'ordre de la centaine de volt) un rapport de transformation $m_{transfo}$ de 10 est choisi.

Un dernier critère permet de finaliser le dimensionnement de l'alimentation électrique. La tension de claquage du JSP peut fluctuer entre deux claquages ou entre deux actionneurs. Le contrôle de la phase entre actionneurs doit être précis. Alors, les fluctuations du délai entre l'ouverture du transistor et le claquage du JSP engendrées par ces fluctuations de tension doivent être très courtes. Le critère choisi est un délai Δt engendré par une fluctuation de tension entre 4 et 4.5 kV qui doit rester inférieur à $3 \mu s$.

L'amortissement imposé par la résistance est négligé pour calculer le délai Δt . La montée en tension devient purement sinusoïdale. Alors :

$$\Delta t = \sqrt{L_{\mu sec} C} (\arcsin 0.75 - \arcsin 0.66) < 3 \mu s$$

Cela permet d'obtenir : $L_{\mu sec} < 30$ mH. L'inductance est choisie égale à cette valeur. L'inductance au primaire est donc égale à cette valeur divisée par le carré du rapport de transformation : $L_{\mu} = 300 \mu$ H. La tension maximale de 5000 V permet d'obtenir la valeur de R : $R < 566 \Omega$. Une valeur de 500Ω est choisie. Ces valeurs étant choisies, le courant maximal peut être calculé. Une valeur $i_{1max} = 60$ A est obtenue. Enfin, la tension E fournie par l'alimentation électrique est choisie de façon à ce que la fréquence de fonctionnement soit égale de 2000 Hz. Une tension de 150 V donne une fréquence de 1946 Hz.

Une alimentation capable de délivrer 60 A avec une tension de 150 V a été achetée (Sorensen SGA 3U) et le transformateur a été réalisé sur mesure par la société ACIME.

Le JSP est composé de deux parties : une cavité vissée fabriquée en céramique par la société SCT et un bouchon qui peut être adapté selon l'étude. Une alimentation électrique particulière a été mise au point par le laboratoire LAPLACE du CNRS. Elle a été dimensionnée de façon à répondre à plusieurs spécifications : utilisation d'une capacité de 20 nF, une fréquence de fonctionnement de 2000 Hz, une tension de claquage de 5000 V et un contrôle précis de la phase entre actionneurs. Ce dimensionnement est effectué en supposant un rendement de la décharge électrique de 4%.

La première partie de ce chapitre a permis d'exprimer les besoins pour contrôler les écoulements pour lesquels l'ONERA souhaite utiliser le JSP. Il en est déduit que les vitesses d'éjection doivent aller de quelques dizaines à quelques centaines de mètres par seconde, que les fréquences de fonctionnement doivent atteindre plusieurs milliers de Hertz, que les dimensions de l'actionneur ne doivent pas excéder quelques millimètres et que plusieurs actionneurs doivent pouvoir fonctionner ensemble avec un contrôle précis de la phase. Ensuite le fonctionnement du JSP est décrit en détail. Un premier dimensionnement est effectué. Le JSP doit avoir un volume de cavité de 50 mm^3 et une orifice d'éjection de 1 mm . Il est également mis en évidence qu'un stockage capacitive de l'énergie est nécessaire aux alimentations électriques. Cependant, des incertitudes existent sur le fonctionnement précis de l'actionneur et notamment de la phase de remplissage. De plus, d'autres paramètres doivent être étudiés. Cela est effectué à l'aide d'une modélisation URANS du JSP. Le dimensionnement précédent est validé et les phases d'expulsion et de remplissage sont décrites plus en détail. Cette modélisation permet de réaliser des études paramétriques et la géométrie du JSP est affinée. Enfin, dans la dernière partie, l'actionneur et son alimentation électrique sont conçus et des aspects techniques sont abordés pour réaliser les prototypes. Ce dimensionnement s'est appuyé sur une estimation du rendement de l'actionneur. Dans le chapitre suivant, l'actionneur et son alimentation électrique vont être qualifiés. Pour cela, des mesures électriques vont permettre de caractériser la décharge électrique et des mesures aérodynamiques vont permettre de quantifier les performances de l'actionneur. Ces résultats doivent permettre de valider les résultats des modélisations mis en place dans ce chapitre et d'estimer le rendement de la décharge électrique.

Chapitre



Caractérisation expérimentale de l'actionneur

Dans le chapitre précédent, l'étude du fonctionnement de l'actionneur a permis de concevoir l'actionneur JSP et son alimentation électrique en s'appuyant sur les caractéristiques du microjet nécessaires au contrôle d'écoulement. Le but de ce chapitre est de qualifier le fonctionnement de l'actionneur, de valider les modélisations utilisées dans le chapitre précédent et de quantifier le rendement de la décharge électrique. Pour cela, des mesures électriques de la décharge sont effectuées à l'aide de sonde de courant et de tension. Les mesures réalisées par le laboratoire LAPLACE concernant la croissance et la température du canal de la décharge sont présentées. L'aérodynamique du microjet est caractérisée ensuite par des mesures de pression d'arrêt, des visualisations et des mesures du déplacement du front de jet par strioscopie. Ces mesures sont ensuite comparées aux modélisations du chapitre précédent pour estimer l'énergie utile fournie par la décharge et valider les modèles.

Aperçu

III.1	Etude de la décharge électrique générée par l'alimentation de type Flyback	97
III.1.1	Modèle électrique du circuit de décharge	97
III.1.2	Mesures du courant et de la tension pendant la décharge	98
III.1.3	Mesures de la tension de claquage de l'actionneur	103
III.1.4	Mesures de la croissance du canal de la décharge	104
III.1.5	Mesures de la température et de la densité d'électrons	106
III.2	Mesures aérodynamiques du jet généré par le JSP	110
III.2.1	Identification des moyens de mesures	110
III.2.2	Mesures de la pression d'arrêt du microjet	110
III.2.3	Visualisation du front de jet par strioscopie	113
III.2.4	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	118

III.1 Etude de la décharge électrique générée par l'alimentation de type Flyback

Dans un premier temps, les caractéristiques de la décharge électrique produite par l'alimentation électrique sont étudiées. Pour cela, différentes techniques de mesures sont mises en place. Des mesures de courant et de tension de la décharge électrique sont effectuées à l'ONERA. Le laboratoire LAPLACE a réalisé des mesures de la tension de claquage dans une enceinte à atmosphère contrôlée, des mesures de croissance du canal de la décharge à l'aide d'une caméra rapide et des mesures de température par spectroscopie. Un modèle électrique régissant la décharge électrique est ensuite présenté, puis les mesures électriques sont analysées.

III.1.1 Modèle électrique du circuit de décharge

Du point de vue du circuit électrique, la décharge électrique peut être considérée comme un composant supplémentaire du circuit.

Avant la décharge électrique, le condensateur se charge et la tension aux bornes de l'actionneur augmente. Lorsque la décharge a lieu, le canal de la décharge se présente comme un conducteur supplémentaire de résistance faible et supposée constante. Les éléments à prendre en compte pendant la décharge sont les condensateurs, les câbles électriques reliant les actionneurs aux condensateurs et le canal de la décharge. Entre le condensateur et les bornes du JSP, des câbles coaxiaux sont utilisés. Ces câbles ont une longueur d'environ 5 m afin de déporter les alimentations électriques à l'extérieur des bancs d'essais. Ils présentent une inductance et une résistance non négligeables. Un analyseur de circuit (bande passante de 40 MHz) a été utilisé pour mesurer les caractéristiques électriques des câbles : la résistance des câbles est de $R_{fil} = 0.48 \Omega$ et leur inductance est de $L_{fil} = 2.52 \mu\text{H}$.

Pendant la phase de décharge l'ensemble de ces éléments se comporte donc comme un circuit RLC série. La figure III.1 donne le schéma équivalent de ce circuit (la tension d'alimentation est négative).

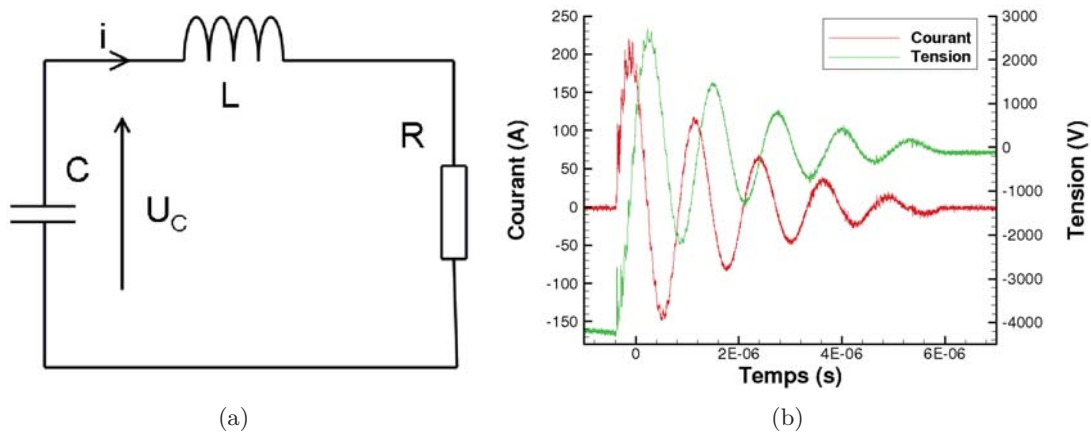


Figure III.1 — a) Circuit électrique équivalent pendant la décharge électrique et b) évolution du courant et de la tension pendant une décharge ($C = 20 \text{ nF}$, $f_{JSP} = 10 \text{ Hz}$).

La tension aux bornes du condensateur vérifie alors l'équation différentielle :

$$\frac{d^2V_C}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dV_C}{dt} + \frac{1}{LC} V_C = 0$$

avec $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ et $\lambda = \frac{R}{2L}$. Le régime est pseudopériodique (régime d'oscillations amorties vérifié expérimentalement). C'est à dire $\eta = \frac{\omega_0}{2\lambda} < \frac{1}{2}$, où η est le facteur de qualité du circuit. En notant $\omega^2 = \omega_0^2 - \lambda^2$ la tension est alors égale à :

$$V_C(t) = Ae^{-\lambda t} \cos(\omega t + \phi)$$

$T = \frac{2\pi}{\omega}$ est la pseudopériode, λ l'amortissement du système.

Les conditions initiales sont $V_C(0) = V_d$ (V_d est la tension de claquage de l'air) et $i(0) = C \frac{dV_C}{dt}(0) = 0$. Ces deux conditions aux limites conduisent à :

$$\begin{cases} A \cos(\phi) = V_d \\ \tan(\phi) = -\frac{\lambda}{\omega} \end{cases} \quad (3-1)$$

Pour résoudre ces équations, des approximations effectuées à l'aide d'une étude dimensionnelle à partir de la valeur des éléments du circuits conduisent à $\phi \approx 0$ et donc à $A = V_d$.

$$V_C(t) = V_d e^{-\lambda t} \cos(\omega t)$$

L'énergie initiale stockée dans le condensateur est :

$$E_C = \frac{1}{2} C V_d^2$$

L'énergie dissipée par effet joule dans la décharge électrique est égale à :

$$E_J = \int_{t_i}^{t_f} R_{arc} i^2 dt$$

où t_i et t_f sont les instants initiaux et finaux de la décharge électrique.

III.1.2 Mesures du courant et de la tension pendant la décharge

Afin de qualifier la décharge électrique, des mesures de courant et de tension pendant la décharge ont été effectuées. Une sonde de courant placée entre les condensateurs et le branchement du câble coaxial mesure le courant traversant la décharge. La tension aux bornes du condensateur est mesurée, à partir de laquelle la tension aux bornes de l'actionneur peut être déduite.

Pour ces mesures, une sonde haute tension ELDITEST ayant une bande passante de 20 MHz et une sonde de courant PEARSON mesurant la composante alternative du courant avec une bande passante de 100 MHz sont utilisées. L'acquisition est effectuée à l'aide d'un oscilloscope LECROY WaveSurfer 424 ayant une bande passante de 200 MHz.

Les mesures sont effectuées pour des fréquences de fonctionnement du JSP de 10, 100, 500, 1000 et 2000 Hz et des valeurs de capacité de 1, 5, 10, 15 et 20 nF sont utilisées pour faire varier l'énergie fournie par l'alimentation électrique. Pour chaque cas, 10 mesures sont réalisées car les caractéristiques de la décharge de l'actionneur peuvent varier.

III.1.2.1 Précautions particulières

Les nombreuses mesures effectuées ont permis d'observer différents phénomènes.

Il s'avère que l'actionneur a un comportement variable. Celui-ci s'échauffe lorsqu'il fonctionne et les électrodes s'usent. Il en résulte un comportement différent selon que l'acquisition soit effectuée au début ou à la fin de la mesure. Certaines précautions sont donc prises. Les mesures débutent par les capacités de plus faible valeur. Cela permet de limiter l'érosion des électrodes qui devient vite importante pour les plus grandes valeurs de capacité et de fréquence. L'actionneur est laissé au repos entre deux mesures afin qu'il se refroidisse. Pour chaque cas de mesure, l'actionneur fonctionne plusieurs dizaines de secondes avant d'effectuer l'acquisition afin de laisser l'équilibre thermique s'effectuer. Le bruit des capteurs est évalué lorsqu'aucun courant ne traverse la décharge. Ce bruit a une amplitude de 4 A pour la mesure de courant et de 100 V pour la mesure de tension.

III.1.2.2 Résultats des mesures

III.1.2.2.1 Courant et tension maximaux

La figure III.2.a présente la tension de claquage de la décharge électrique en fonction de la fréquence de fonctionnement de l'actionneur pour plusieurs valeurs de capacité.

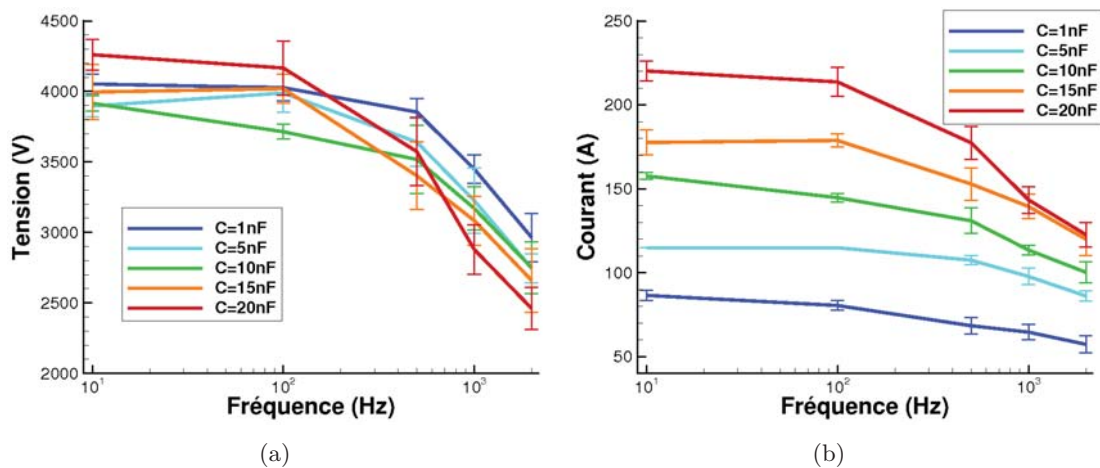


Figure III.2 — Evolution de la tension de claquage a) et du courant maximal b) en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.

La tension de claquage de l'actionneur dépend de la densité de l'air dans la cavité (voir partie I.2.2.2). Plus l'air a une température élevée (en considérant que la pression reste constante), plus la tension de claquage du JSP diminue.

A 10 et 100 Hz, la tension de claquage reste la même quelle que soit la valeur de la capacité utilisée. Cela montre que pour ces fréquences, le refroidissement de la cavité est suffisant pour l'air dans la cavité se retrouve à son état initial avant chaque nouveau claquage. La tension de claquage pour $C = 20$ nF est supérieure aux autres mesures. Ceci s'explique par le fait que cette mesure a été réalisée en dernier, les électrodes se sont usées ce qui augmente la distance inter-électrodes et en conséquence la tension de claquage.

Pour les fréquences de 500, 1000 et 2000 Hz, la tension de claquage chute lorsque la fréquence augmente. Ce résultat est la conséquence de l'échauffement de la cavité. Contrairement aux basses fréquences, à la fin des premiers cycles, la densité à l'intérieure

de la cavité est inférieure à la densité initiale. Il s'ensuit une diminution de la tension de claquage et de l'énergie stockée dans la capacité. Au bout de plusieurs cycles, un équilibre entre refroidissement de la cavité et énergie dissipée par la décharge est obtenu. Les mesures montrent que cet équilibre s'effectue alors à des densités plus faibles que la densité initiale de l'air. En considérant que la pression à l'intérieur de la cavité a une valeur proche de la pression atmosphérique (cette hypothèse est appuyée par les simulations CEDRE de la partie II.3), les mesures de la tension maximale montrent que la température augmente.

L'étude du circuit RLC équivalent décrit précédemment permet d'obtenir l'évolution du courant :

$$i = C \frac{dV_C}{dt} = -V_d C e^{-\lambda t} (\lambda \cos(\omega t) + \sin(\omega t))$$

La valeur maximale du courant est donc fonction de la valeur de la capacité et ce maximum est donc d'autant plus important que la valeur de la capacité est grande. Ce résultat est bien validé expérimentalement sur la figure III.2.b. La chute du courant maximal est à mettre en relation avec la chute de la tension de claquage et les remarques précédentes sur le remplissage restent valables. Il faut également noter qu'il est supposé que la décharge électrique fournit de l'énergie à la cavité par effet Joule et donc que, comme le courant atteint son maximum au début de la décharge, l'effet Joule est prépondérant dans les premiers instants de la décharge.

III.1.2.2.2 Evaluation de la résistance du canal de décharge

En considérant que le canal de décharge présente une résistance constante, les équations d'un circuit RLC amorti vues précédemment peuvent être utilisées pour obtenir une estimation de cette résistance. L'amortissement λ du circuit dépend en effet de la résistance du circuit. Cette résistance est la somme de la résistance des fils et de la résistance de la décharge. En mesurant l'amortissement au cours du temps de la tension aux bornes du condensateur, la résistance équivalente de la décharge électrique peut ainsi être calculée.

La figure III.3 présente les résultats obtenus. La résistance du canal de la décharge est d'autant plus grande que les valeurs de la capacité et de la fréquence sont faibles. La résistance du canal de la décharge dépend de plusieurs paramètres. La résistance dépend de la section de passage, de la longueur et de la conductivité du conducteur. A priori la longueur de la décharge du JSP est constante et égale à la distance inter-électrodes. Pour le plasma d'air, la conductivité dépend de la pression et de la température (voir la figure I.15 en page 31).

En supposant que le rayon du canal conducteur est constant et égal au rayon des électrodes, la conductivité électrique peut être estimée à partir des valeurs de la résistance. Une conductivité de 900 S.m^{-1} est calculée pour le cas le plus conducteur ($C = 20 \text{ nF}$) et une conductivité de 160 S.m^{-1} est obtenue pour le cas le plus résistif ($C = 1 \text{ nF}$). Pour une pression de 1 bar, ces valeurs correspondent à des températures respectivement de 7900 et 6330 K et pour une pression de 10 bar elles correspondent à des températures de 6900 et 8700 K. Ces valeurs sont en accord avec les propriétés des décharges de type spark.

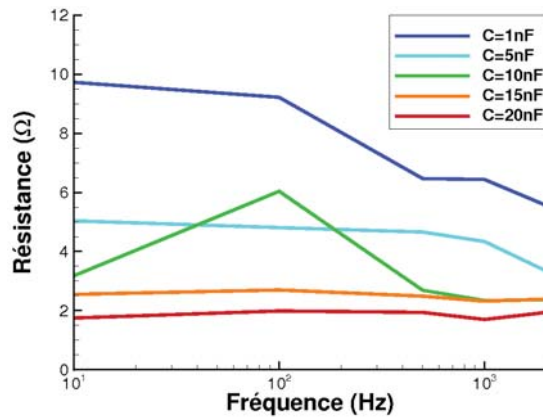


Figure III.3 — Evolution de la résistance du canal de la décharge en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.

L'effet Joule produit par la décharge électrique peut également être obtenu en multipliant les valeurs de résistance par l'intégrale du courant au carré. Les valeurs obtenues sont représentées sur la figure III.4

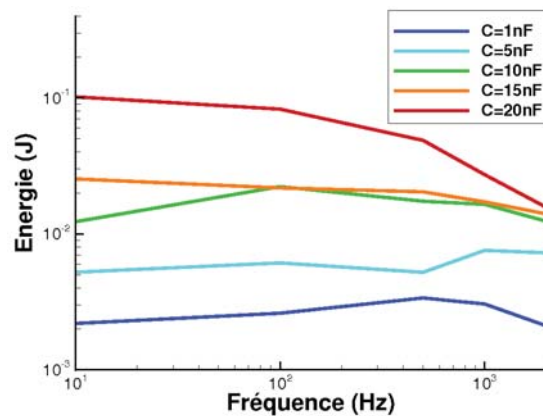


Figure III.4 — Evolution de l'effet Joule en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.

Ces résultats montrent que l'énergie dissipée par effet joule augmente lorsque la valeur des capacités augmentent alors que la résistance diminue. Les valeurs d'énergie obtenues sont bien supérieures aux valeurs d'énergie utilisées dans les modélisations précédentes (chapitre II). Pour $C = 20 \text{ nF}$ et $f = 10 \text{ Hz}$, l'énergie ainsi calculée est de 100 mJ. Cette énergie est transférée au gaz dans la cavité. En considérant que ce transfert d'énergie revient à un dépôt isochore comme supposée dans la partie II.2, un tel dépôt amènerait à la création d'un jet supersonique, ce qui est contraire aux observations obtenues dans la section III.2.3.

La raison principale de cette différence vient à la fois de l'imprécision de cette estimation mais également du fait que lorsque la température augmente le coefficient calorifique à pression constante C_p du plasma augmente (voir la figure I.15 en page 31). Ainsi pour amener le plasma à une température donnée, une énergie bien supérieure à l'approximation des gaz parfaits est nécessaire.

III.1.2.2.3 Durée de la décharge

La décharge électrique s'éteint soit lorsque l'énergie stockée dans la capacité s'annule, soit lorsque le gaz entre les électrodes n'est plus conducteur. L'analyse des courbes électriques montre que la décharge électrique s'arrête lors du passage par zéro du courant. Cela est mis en évidence lorsque pour les mêmes conditions d'expérience, la décharge peut s'éteindre pour deux durées différentes qui correspondent au passage par zéro du courant à une demi-période près. La figure III.5 illustre ce phénomène. Il est à noter que le gaz peut cesser d'être conducteur et retrouver sa rigidité diélectrique, même si le condensateur n'est pas totalement déchargé.

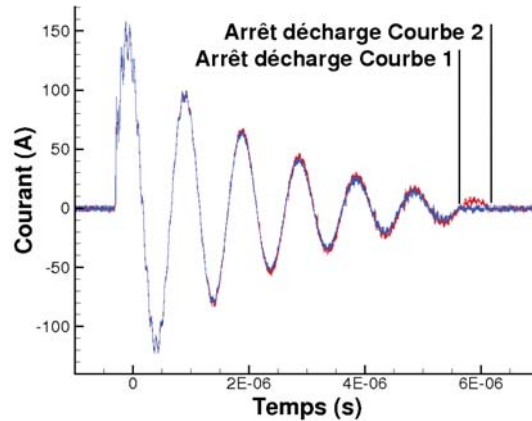


Figure III.5 — Mesure de courant pour $C = 10\text{ nF}$ et $f_{JSP} = 10\text{ Hz}$, comparaison de l'extinction de la décharge.

Sur la figure III.6 la durée de la décharge électrique en fonction de la fréquence pour les différentes valeurs de capacité est présentée. Pour les plus faibles valeurs de capacité ($C = 1\text{ nF}$ et $C = 5\text{ nF}$), la durée de la décharge évolue peu avec la fréquence. Plus la capacité augmente, plus la durée de la décharge augmente. Pour $C = 15\text{ nF}$ et $C = 20\text{ nF}$, la durée de la décharge diminue lorsque la fréquence augmente. En première approche, on peut retenir que la durée de la décharge augmente avec l'énergie qui y est dissipée.

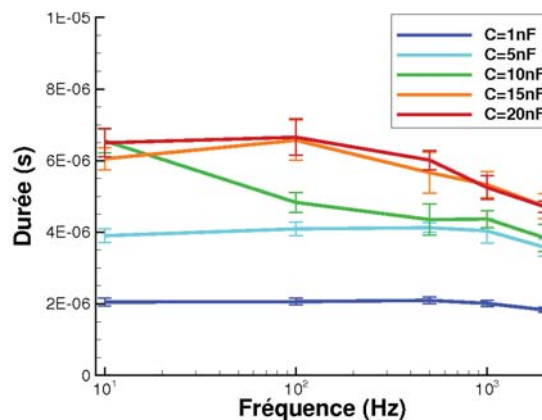


Figure III.6 — Evolution de la durée de la décharge en fonction de la fréquence de l'actionneur pour différentes valeurs de capacités.

III.1.2.2.4 Influence de l'énergie stockée

L'énergie stockée dans les condensateurs est le paramètre le plus influent sur le courant maximal et la durée de la décharge comme le prouve l'ensemble des courbes caractéristiques de chaque décharge quand elles sont mises en relation avec l'énergie stockée dans le condensateur $E_C = \frac{1}{2}CV_d^2$.

Les résultats sont représentés sur la figure III.7. Sur ce graphique, le phénomène d'extinction de la décharge à une demi période près est bien visible pour les valeurs de capacité élevées. Des bandes de points apparaissent horizontalement sur la courbe représentant la durée de la décharge en fonction de l'énergie.

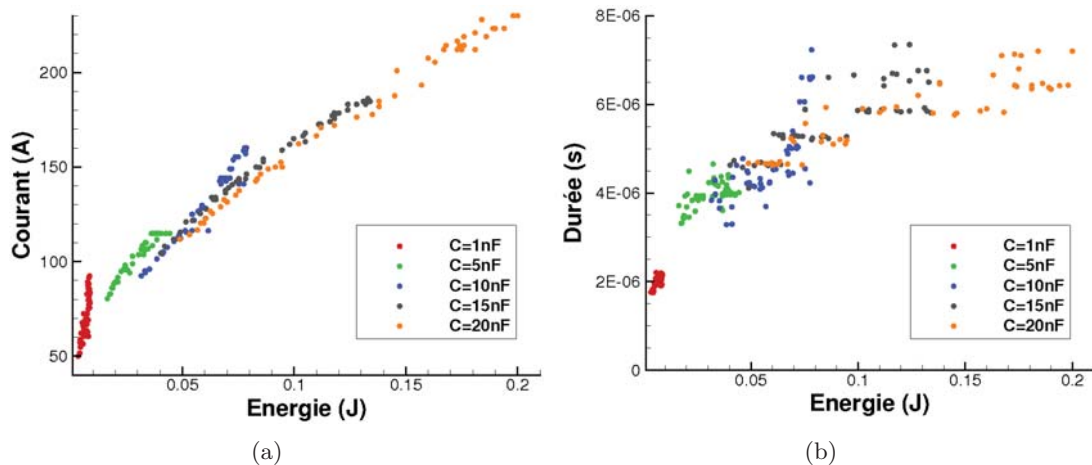


Figure III.7 — Courant maximal a) et durée de la décharge b) en fonction de l'énergie stockée dans les condensateurs (o de différentes couleurs selon la valeur des capacités).

III.1.3 Mesures de la tension de claquage de l'actionneur

Les mesures présentées jusqu'à la fin de cette partie ont été réalisées par Antoine Belinger au laboratoire LAPLACE du CNRS dans le cadre de son doctorat intitulé : "Alimentations électriques et étude énergétique d'un générateur de jets synthétiques à plasma".

Des mesures de la tension de claquage de l'espace inter-électrodes sont réalisées. Ces mesures ont été effectuées dans une enceinte à atmosphère variable. En faisant varier la température et la pression de l'air à l'intérieur, il a fait varier la densité de l'air entre 1.2 Kg.m^{-3} (air à pression et température ambiante) et 0.078 Kg.m^{-3} (ce qui correspond à $P = 10106 \text{ Pa}$ et $T = 440.6 \text{ K}$). Pour chaque mesure plusieurs essais ont été effectués et les résultats sont moyennés.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure III.8. Les résultats obtenus pour le JSP sont représentés par les o rouges. Les barres verticales correspondent à l'incertitude de mesure. Sur cette même figure les tensions de claquage obtenues avec différentes formules issues de la bibliographie sont représentées (partie I.2.2.2).

La courbe "modèle ONERA" représente la courbe qui a été obtenue en écrivant la tension de claquage en fonction de la densité. En s'inspirant des différents modèles de la littérature (voir partie I.2.2.2), les mesures ont été corrélées avec une équation de la forme : $V_d = A\rho l_d + B\sqrt{\rho l_d}$ avec l_d en m et V_d en volts. A l'aide d'une méthode des moindres carrés, les coefficients du modèle sont :

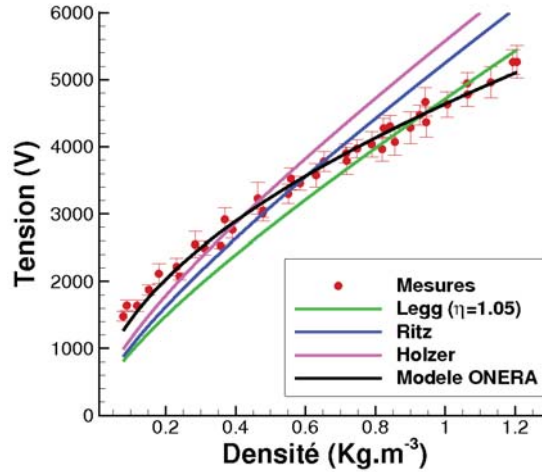


Figure III.8 — Tension de claquage en fonction de la densité du gaz. Mesures effectuées à l'ONERA et différents modèles issus de la littérature (voir partie I.2.2.2)

- $A = 1.4785E5$
- $B = 1.2882E5$

Même si l'ordre de grandeur est proche, le modèle ONERA diffère légèrement des modèles de la littérature. Ces différences sont dues à de nombreux paramètres. La forme et le matériau des électrodes ont une influence, ainsi que la façon dont la décharge est créée.

Ces mesures permettent de réaliser un modèle de tension de claquage du JSP qui pourra être utilisé par la suite dans une modélisation globale de l'actionneur.

III.1.4 Mesures de la croissance du canal de la décharge

III.1.4.1 Instrumentation

Une caméra ICCD rapide PI-MAX3 de Princeton instruments est utilisée. Un objectif macro sur la caméra permet de focaliser l'image sur la décharge électrique dans la cavité. Le bouchon du JSP est enlevé. Le capteur CCD de la caméra possède 1024×1024 pixels ; il permet de collecter les photons émis par le plasma au sein du canal de la décharge. Un intensificateur permet d'amplifier les signaux du capteur, ce qui permet d'observer des phénomènes émettant peu de photons. Un temps d'ouverture très bref est donc utilisé. Un temps d'exposition de 4 ns est utilisé pour ces mesures. L'acquisition, réalisée à une fréquence de 1 Hz, est synchronisée avec le claquage du JSP puis le délai entre le claquage et l'acquisition varie afin d'observer différents instants de la décharge. Un délai entre le signal de déclenchement de l'acquisition et l'ouverture de la caméra de 100 ns est observé. Aussi les premiers instants de la décharge ne peuvent pas être visualisés.

III.1.4.2 Résultats

Les mesures ont été effectuées pour des capacités de 1,5,10,15 et 20 nF. Une acquisition est réalisée pour chaque délai. Les acquisitions ont été effectuées de $t = 100$ ns après l'amorçage jusqu'à l'extinction de la décharge.

Des visualisations de la décharge sont montrées sur la figure III.9. Sur cette figure, des énergies stockées dans les capacités de 60 et 130 mJ sont utilisées. Il s'agit de l'énergie moyenne dissipée dans la décharge pour des valeurs de capacité respectives de 5 et 15

nF. L'intensité lumineuse est normalisée par rapport à l'intensité lumineuse maximale mesurée pour $E_C = 130$ mJ. Le délai est représenté par un pourcentage par rapport à la durée de la décharge.

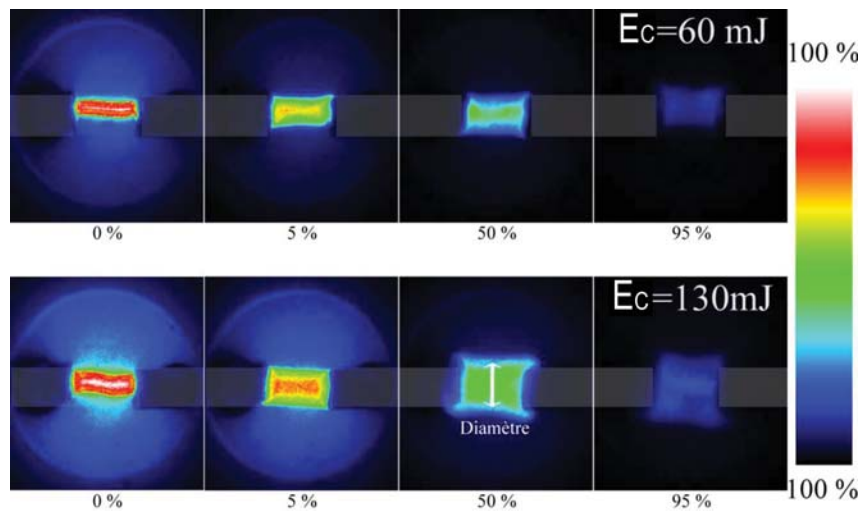


Figure III.9 — Visualisations par caméra rapide de l'évolution de la décharge pour deux énergies différentes. En haut $E_C = 60$ mJ correspond à $C = 5$ nF et en bas $E_C = 130$ mJ correspond à $C = 15$ nF. La luminosité est normalisée par rapport au maximum d'intensité du cas $E_C = 130$ mJ et le temps est normalisé par rapport à la durée de la décharge dans les deux cas.

Cette figure montre que la décharge est cylindrique et bien localisée entre les deux électrodes. Ces visualisations montrent que le diamètre de la décharge augmente au cours du temps. Sur les acquisitions proches de l'instant initial (0%), un canal très lumineux peut être observé au centre de la décharge. Ensuite, la luminosité de la décharge devient plus homogène dans l'espace inter-électrodes. L'intensité lumineuse décroît avec le temps ce qui indique une diminution de la température (le rayonnement électro-magnétique d'un milieu dépend de sa température). Ces mesures permettent également d'estimer les durées des décharges. Elles sont en accord avec les mesures de durée basées sur le courant traversant la décharge.

La figure III.10 présente les résultats des mesures de diamètre de la décharge. Les déphasages étant très proches (10 ns), une moyenne glissante est utilisée. Les diamètres sont tracés en fonction du temps pour les différentes valeurs de capacité testées.

Plusieurs évolutions différentes peuvent être observées. Pour $C = 1$ nF et $C = 5$ nF, le diamètre de la décharge augmente jusqu'à respectivement $t = 1$ μ s et $t = 1.5$ μ s puis le diamètre diminue. Pour les valeurs de capacités de 10 et 15 nF, le diamètre de la décharge augmente puis se stabilise jusqu'à $t = 4$ μ s. La décroissance du diamètre est plus rapide que dans les deux cas précédents. Pour $C = 20$ nF, la durée du plateau dure 1 μ s et est plus courte que pour les valeurs de capacités de 5 et 10 nF. La diminution du diamètre est encore plus rapide.

L'augmentation du diamètre de la décharge est due à plusieurs phénomènes. Le diamètre du canal de la décharge augmente lorsque du gaz à la frontière du canal devient conducteur sous l'effet de son échauffement. De plus, l'énergie déposée dans le canal par la décharge électrique entraîne l'augmentation de la pression dans le canal. La pression dans le canal étant supérieure à la pression du gaz extérieur, le canal entre en expansion. Les dynamiques d'expansion observées à l'aide de ces mesures (croissance du canal, présence d'un plateau ou non, décroissance plus ou moins rapide) résultent de l'équilibre

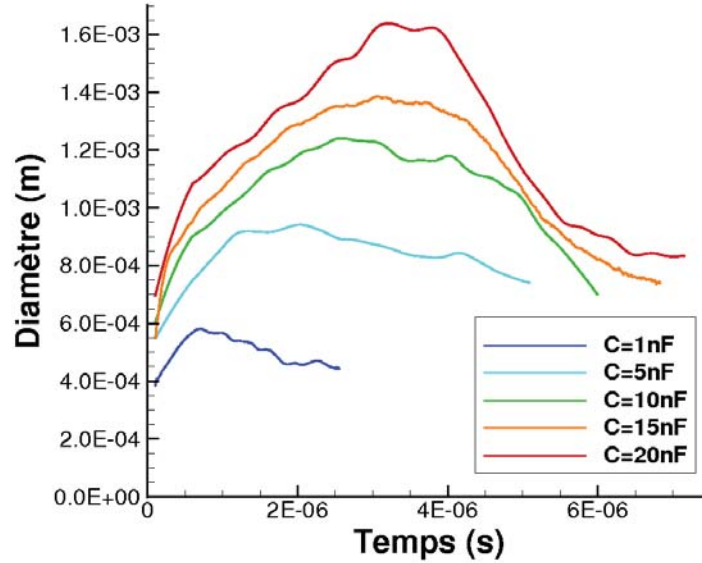


Figure III.10 — *Diamètre de la décharge en fonction du temps pour différentes valeurs de capacité.*

entre croissance du canal et dissipation de l'énergie de la décharge. Cette dissipation est effectuée par la conduction et la convection thermiques, l'émission de radiation ou encore la cinétique chimique du gaz (recombinaison). La dynamique de la décharge est donc très complexe.

III.1.5 Mesures de la température et de la densité d'électrons

III.1.5.1 Instrumentation et exploitation des mesures

L'émission lumineuse du plasma est captée par une lentille focalisant sur la décharge. Une fibre optique amène l'émission jusqu'à la fente d'entrée d'un monochromateur ACTON SP2500 A de Princeton Instruments. Le monochromateur possède trois réseaux de diffraction de 300, 1200 et 2400 traits par mm. Le spectre ainsi obtenu est mesuré par la caméra ICCD présentée ci-dessus. L'instrument de mesure a une résolution spectrale de 0.09 nm. L'ensemble de la mesure est synchronisé par rapport à l'instant de claquage par le biais de la mesure de la chute de tension.

Pour obtenir la température du gaz par le biais du spectre lumineux, l'hypothèse d'un plasma à l'équilibre thermodynamique local est effectuée. Cette hypothèse signifie que la température électronique du plasma est supposée égale à la température rotationnelle. Cette hypothèse est valide dans le cas où la densité électronique est grande. Cette hypothèse permet d'exprimer l'émissivité d'une raie en fonction de la température de l'espèce à l'aide de la loi de Boltzmann. Comme l'émissivité absolue n'est pas mesurable avec ce type d'instrumentation, la mesure de la température est obtenue en considérant le rapport d'émissivité de plusieurs raies d'une même espèce :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_1 A_{1nm} g_{1n}}{\lambda_2 A_{2nm} g_{2n}} e^{-\frac{E_1 - E_2}{k_b T}} \quad (3-2)$$

où A_{nm} est la probabilité de transition du niveau n au niveau m , g_n est le poids statistique du niveau n , k_b est la constante de Boltzmann, E_n est le niveau d'énergie du niveau n ;

λ_n est la longueur d'onde de la raie et T est la température du plasma.

Pour obtenir la température du plasma, il faut donc pouvoir mesurer le spectre d'une espèce ayant des raies dans une même fenêtre de mesure du monochromateur (15 nm avec le réseau de 2400 traits par mm) et ayant des énergies de niveau émetteur assez éloignées.

III.1.5.2 Résultats des mesures par spectroscopie

L'analyse des premières mesures montre que les spectres sont caractéristiques de spectres atomiques. Il n'y a pas de spectres moléculaires détectés. Cela indique que les molécules sont entièrement dissociées dans le plasma et donc que la température du plasma est élevée. La figure III.11 donne l'évolution du spectre en fonction du temps.

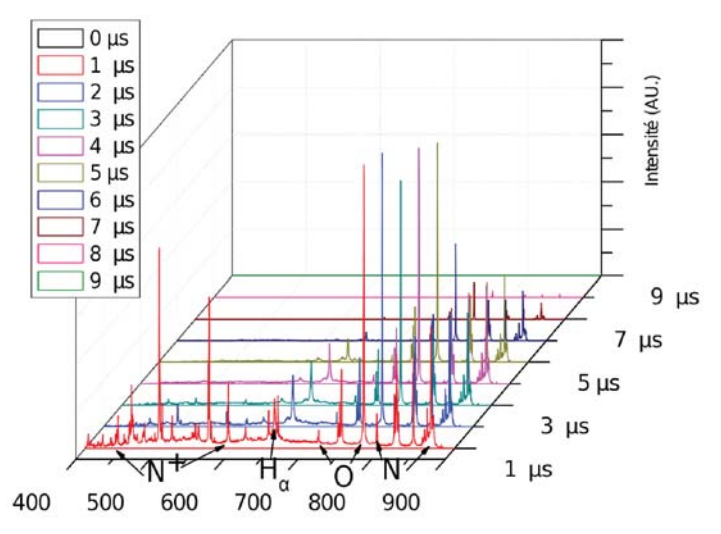


Figure III.11 — Evolution du spectre de la décharge en fonction du temps.

Différentes raies sont observées en fonction de la longueur d'onde :

- $\lambda < 600$ nm : raies N^+ (ion azote)
- $\lambda = 656$ nm : raie H_α (hydrogène)
- 770 nm $< \lambda < 794$ nm : raies oxygène
- $\lambda > 856$ nm : raies azote (N)

La composition du plasma évolue au cours du temps. A $t = 1\mu$ s, N^+ est présent et son intensité est importante. Ensuite l'intensité de cette espèce diminue pour $t = 3\mu$ s et disparaît pour les temps supérieurs. L'espèce H_α est présente quel que soit l'instant mais son intensité diminue avec le temps. L'oxygène et l'azote sont présents pendant toute la décharge.

Pour effectuer la mesure de température, l'hypothèse est faite que le plasma est à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Pour vérifier cette hypothèse, il faut obtenir la densité électronique dans le gaz. Lorsque cette densité est supérieure à un certain seuil, le plasma peut alors être considéré à l'ETL. La densité électronique peut être estimée par le calcul de l'élargissement par effet Stark de la raie d'hydrogène H_α à 656.3 nm. Après vérification que l'élargissement de la raie obtenue avec les mesures est bien du à l'effet Stark, l'évolution de la densité électronique au cours du temps est obtenue. Les résultats pour $C = 5$ nF et pour $C = 15$ nF sont représentés sur la figure III.12. Des critères de vérification de l'hypothèse ETL de deux auteurs différents sont tracés.

Alors qu'au début de la décharge, la densité électronique est très proche pour les

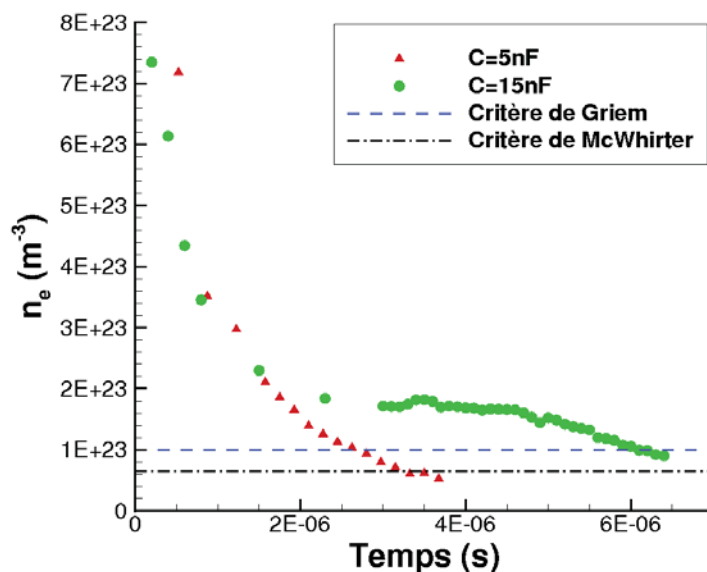


Figure III.12 — Evolution de la densité électronique pour deux capacités différentes.

deux valeurs de capacité, elle diffère ensuite. Pour $C = 15$ nF, elle marque un plateau. Cette observation peut être mise en relation avec la remarque effectuée lors de la mesure de croissance du diamètre de la décharge : la dynamique de la décharge résulte d'un équilibre entre production d'énergie et dissipation. L'existence d'un plateau pour $C = 15$ nF dans l'évolution de la densité électronique provient d'un équilibre entre production et dissipation des électrons. Comme pour l'évolution du diamètre, l'obtention d'un équilibre n'est pas obtenue pour $C = 5$ nF. Les mesures indiquent que pour presque toute la durée de la décharge, le plasma est à l'ETL. La densité électronique passe sous les critères d'ETL à $t = 3 \mu s$ pour $C = 5$ nF et à $t = 6 \mu s$ pour $C = 15$ nF. L'hypothèse d'ETL pour calculer la température du plasma est donc valable.

Pour pouvoir calculer la température du plasma, au moins deux raies d'une même espèce doivent pouvoir être obtenues dans une même fenêtre spectrale. Parmi les espèces identifiées, seul N^+ le permet. Cependant, cette espèce n'est présente qu'au début de la décharge et ne permet d'obtenir la température du plasma uniquement pendant les deux premières microsecondes. Aussi, il a été décidé de changer le matériau des électrodes qui sont en tungstène. Lors de la décharge, l'impact des ions sur les électrodes arrache des particules. Ces particules sont alors excitées par de nouveaux impacts et rayonnent. Le cuivre est un excellent conducteur et possède des transitions atomiques dans la fenêtre spectrale utilisée pour ces mesures. Ainsi les calculs de température peuvent être effectués pendant toute la durée de la décharge. La figure III.13 donne l'évolution de la température de la décharge sur toute sa durée pour $C = 5$ nF et $C = 15$ nF. Les températures sont obtenues via les raies de N^+ et celles du cuivre (Cu).

Les mesures montrent des températures variant de 13000 K au début de la décharge à environ 10000 K à la fin de la décharge. La gamme de température est la même pour les deux valeurs de capacité. La baisse de température au cours du temps est cohérente avec la disparition des ions N^+ précédemment observée. Ces températures sont élevées et expliquent l'absence de spectre moléculaire. Les mesures obtenues montrent que l'erreur sur la mesure est aux alentours de 3000 K. L'imprécision sur la mesure de rapport des intensités entraîne en partie cette imprécision sur le calcul de la température. De plus, la température (et l'émission de photons) n'est pas homogène au sein de la décharge. Or,

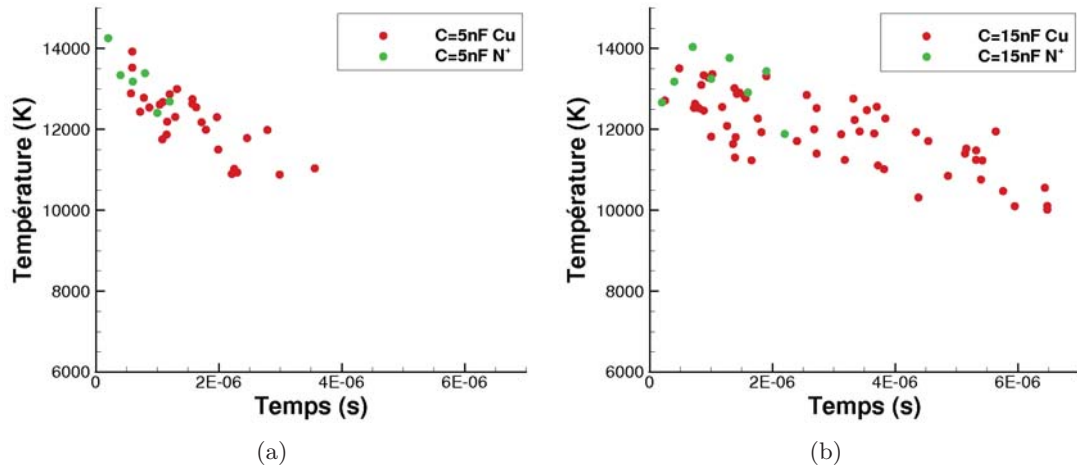


Figure III.13 — Evolution de la température (N^+ en vert et Cu en rouge) pendant la décharge pour deux valeurs de capacité.

pour effectuer ces mesures, l'émissivité globale de la décharge est utilisée. Les photons émis au sein du canal de la décharge peuvent être réabsorbés par le gaz (processus de photoexcitation et de photoionisation). Ces mesures permettent malgré tout d'obtenir une approximation de l'évolution de la température de la décharge.

Des mesures de tension et de courant ont permis de mettre en évidence les caractéristiques de la décharge de l'actionneur. La tension de claquage et le courant maximum dépendent de la fréquence de fonctionnement de l'actionneur et de la valeur de la capacité. La tension de claquage est d'environ 4000 V à basse fréquence et chute à 2000 V à 2000 Hz. L'analyse montre que le paramètre important est l'énergie stockée dans la capacité. Cette énergie diminue lorsque la fréquence augmente car la température au sein du JSP augmente, entraînant une diminution de la tension de claquage. Ensuite des mesures de la tension de claquage de l'actionneur sont réalisées dans une enceinte à atmosphère contrôlée qui permet de faire varier la densité de l'air. Les courbes obtenues ont été comparées avec la bibliographie. En s'inspirant de ces résultats, un modèle de la tension de claquage du JSP en fonction de la densité de l'air est obtenu. Des visualisations de la décharge électrique par caméra rapide permettent de décrire la dynamique de la décharge. Le diamètre de la décharge augmente, reste constant puis décroît au cours du temps. Enfin, des mesures par spectroscopie ont permis de valider l'hypothèse que le plasma dans la décharge est à l'équilibre thermodynamique local. Cela a permis de réaliser des mesures de température au sein de la décharge. Les températures varient de 13000 à 10000 K. Ces mesures permettront par la suite de valider un modèle de décharge électrique décrit dans le chapitre IV.

III.2 Mesures aérodynamiques du jet généré par le JSP

Afin de valider la modélisation URANS effectuée dans la partie II.3 et d'obtenir un rendement de l'actionneur, la caractérisation du microjet généré par le JSP est effectuée. Pour cela, deux moyens de mesure ont été choisis : des mesures de pression d'arrêt et des mesures par strioscopie. Les résultats obtenus par ces deux moyens sont présentés puis analysés. Puis, ces mesures sont comparées avec les résultats numériques de la modélisation URANS obtenus dans la partie II.3

III.2.1 Identification des moyens de mesures

Les mesures aérodynamiques du JSP sont a priori difficiles à obtenir : le microjet a un petit diamètre (1 mm), une durée très brève (de l'ordre de 100 à 200 μ s) et des vitesses élevées (de l'ordre de 100 à 200 m.s^{-1}). L'étude bibliographique (voir la partie I.1.2 page 13) montre que différentes techniques ont été utilisées avec plus ou moins de succès par les différentes équipes qui étudient le sparkjet. Des mesures de vitesse par strioscopie ou par PIV, des mesures de température du microjet ou des mesures de poussées ont été effectuées. La plupart de ces études ont conclu à une qualité des mesures insuffisante (voir partie I.1.2 de la bibliographie). Par exemple, les mesures de vitesse par PIV ne permettent pas d'obtenir la vitesse au coeur du microjet mais uniquement les vitesses de l'air qu'il entraîne. La caractérisation de l'aérodynamique du microjet nécessite donc d'autres moyens de mesure ou un approfondissement des moyens déjà utilisés. Pendant la thèse, ces deux axes ont été explorés.

La première voie explorée est de mesurer la pression d'arrêt du microjet. La pression d'arrêt dépend de la pression du microjet et de son nombre de Mach. C'est donc une grandeur qui permet de caractériser la "puissance" du microjet. C'est de plus une grandeur facile à obtenir numériquement pour les modèles URANS. Cette mesure nécessite un capteur de petite dimension et instationnaire. Ensuite, des mesures par vélocimétrie laser ont été tentées mais n'ont pas permis d'obtenir les vitesses au sein du microjet, même en saturant la cavité de traceurs. Enfin, la mesure de la position du front par strioscopie a été développée.

Les mesures de pression d'arrêt et les mesures par strioscopie ont toutes deux donné des bons résultats. En annexe D, le banc de mesure de la pression d'arrêt du microjet est décrit. Le principe de la strioscopie et le banc de mesure associé sont ensuite décrits.

III.2.2 Mesures de la pression d'arrêt du microjet

L'influence de la valeur des capacités et de la fréquence de fonctionnement sur la pression d'arrêt est d'abord analysée. Ensuite, les mesures sont comparées avec l'énergie électrique stockée dans les capacités. Ces mesures permettent de faire une première estimation du rendement de l'actionneur.

III.2.2.1 Influence des capacités et de la fréquence

Comme pour les mesures de courant et de tension, les mesures sont effectuées pour des valeurs de capacités allant de 1 nF à 20 nF pour des fréquences de fonctionnement de l'actionneur allant de 10 à 2000 Hz. Pour chaque cas, 10 mesures sont effectuées avec les mêmes précautions que celles prises pour les mesures de tension et de courant (voir III.1.2.1). Les mesures de pression sont présentées sur la figure III.14.

Les mêmes tendances que précédemment sont observées. La pression d'arrêt du microjet chute lorsque la fréquence de fonctionnement dépasse la centaine de Hertz, elle

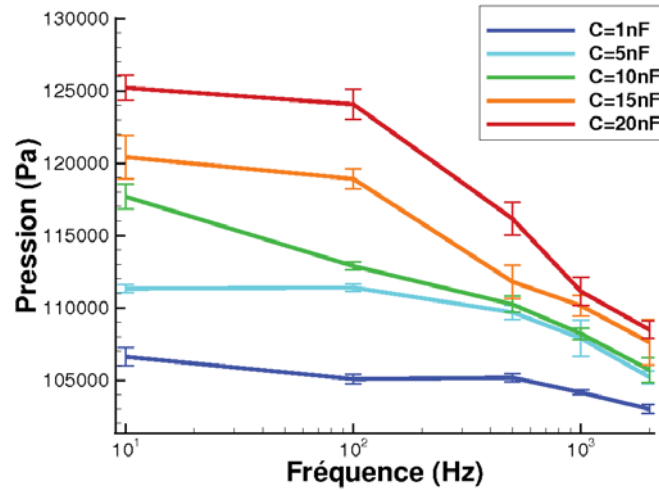


Figure III.14 — Pression d'arrêt du microjet en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de capacités.

augmente avec la valeur de la capacité. Pour les fréquences élevées (2000 Hz), l'écart de pression entre les différentes valeurs de capacité est faible. Ces résultats sont expliqués par une agumentation de température de l'air dans la cavité lorsque la fréquence et la valeur de la capacité augmente. La valeur maximale mesurée de la pression d'arrêt est de 125200 Pa. En supposant que la pression statique du microjet n'est pas trop faible, cela confirme que le microjet est subsonique.

III.2.2.2 Influence de l'énergie électrique

Les différentes mesures de pression sont rapportées en fonction de l'énergie stockée dans les capacités sur la figure III.15.

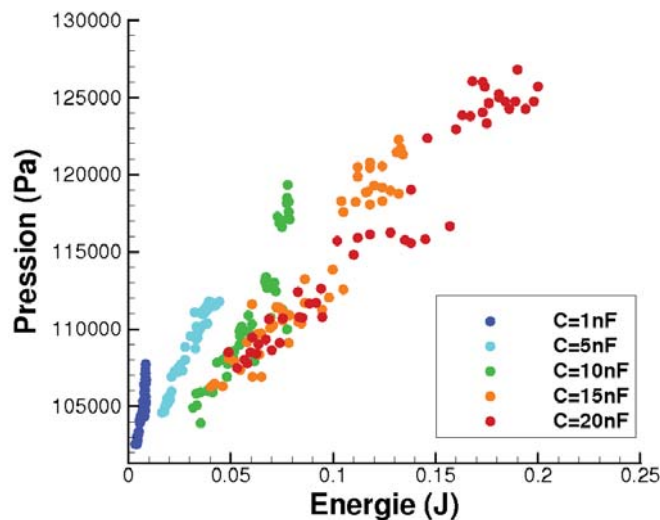


Figure III.15 — Mesures de pression en fonction de l'énergie stockée dans les capacités pour différentes valeurs de capacité.

Globalement, la pression d'arrêt croît lorsque l'énergie stockée dans les capacités aug-

mente. Cependant, à énergie donnée, la pression d'arrêt est plus faible quand la valeur de la capacité est plus grande. La pression d'arrêt ne dépend donc pas uniquement de l'énergie délivrée par l'alimentation électrique. La fréquence de fonctionnement ainsi que la valeur de la capacité sont aussi des paramètres importants sur l'aérodynamique du microjet.

III.2.2.3 Evaluation de l'énergie utile du microjet

En considérant que l'évolution du microjet entre la cavité et le capteur de pression est isentropique, la mesure de la pression permet de calculer un dépôt d'énergie isochore comme supposé dans la partie II.2.1.1 :

$$P_1 = \frac{P_0}{T_0} \left(\frac{Q}{m_0 C_v} + T_0 \right)$$

où P_1 est la pression d'arrêt, P_0 , T_0 et m_0 sont la pression, la température et la masse initiale d'air dans la cavité. Lorsque l'actionneur fonctionne à $f_{JSP} = 10$ Hz, la pression et la température à la fin d'un cycle sont supposées égales à la pression et la température atmosphériques. L'énergie Q amenant à la création d'un microjet ayant une pression d'arrêt P_1 peut alors être calculée par :

$$Q = \frac{P_0 \mathcal{V}_{cav}}{\gamma - 1} \left(\frac{P_1}{P_0} - 1 \right)$$

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III.16. La droite en pointillés correspond à une régression linéaire des valeurs de Q . Son coefficient directeur permet d'obtenir une efficacité de la décharge. Cette analyse montre une efficacité de 1.35%. Cette valeur est plutôt faible par rapport aux mesures de l'université d'Austin qui évalue l'efficacité de leur décharge à environ 4%. En effet, l'hypothèse d'une évolution isentropique entre la cavité et le capteur de pression et d'une pression statique du microjet égal à la pression atmosphérique donne un niveau minimal à cette valeur.

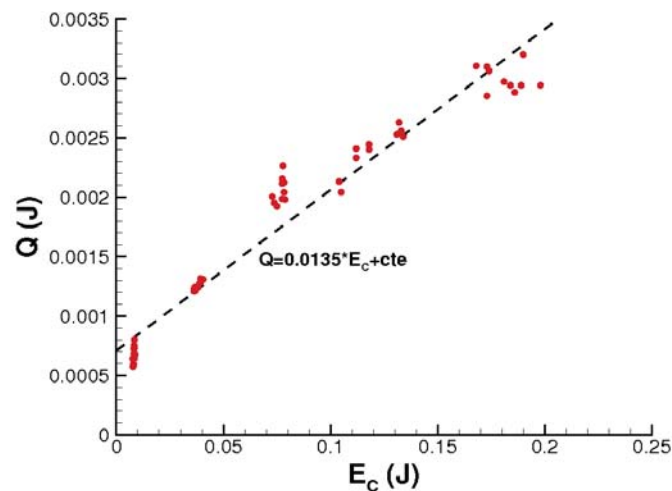


Figure III.16 — Dépôt d'énergie Q équivalent à une détente isentropique en fonction de l'énergie stockée dans les condensateurs. La droite correspond à une régression linéaire des mesures.

Contrairement aux valeurs d'énergie dissipées par effet Joule et estimées dans le paragraphe III.1.2.2.2, les valeurs d'énergie obtenues par cette méthode sont plus proches

des valeurs d'énergie utilisées dans les parties II.2 et II.3. Ainsi, l'estimation de l'énergie nécessaire à la création du microjet donne des résultats différents de ceux obtenues en utilisant les caractéristiques électriques de la décharge. Ce résultat montre que des processus de pertes ont lieu dans la décharge qui ne peuvent pas être estimés directement par les mesures électriques. Une modélisation de la décharge électrique est nécessaire pour approfondir ce résultat.

III.2.3 Visualisation du front de jet par strioscopie

III.2.3.1 Exploitation des acquisitions

III.2.3.1.1 Détection de la position du front de jet

La première étape de l'exploitation des visualisations par strioscopie consiste à détecter la position du front de jet.

La luminosité de la lampe à étincelles n'est pas constante et le niveau de gris du fond de l'image varie. Lorsque les gradients de densités sont importants ils apparaissent noirs (niveau de gris nul) ou blancs (niveau de gris maximal, normalisé à 1). De tels gradients seraient facilement détectés. Mais les gradients de niveau de gris indiquant la position du front du jet apparaissent en réalité par une variation du niveau de gris légèrement supérieure ou inférieure au niveau de gris du fond. Une méthode de détection de contour doit donc être utilisée. La détection de contour consiste à repérer les discontinuités sur une image.

Lorsque le microjet se forme, des ondes de pressions sont générées et apparaissent sur les acquisitions. La figure III.17 illustre le type d'image obtenue lorsque le délai est faible entre le claquage et l'acquisition. Ces ondes de pression sont alors repérées par les méthodes de détection de contour.

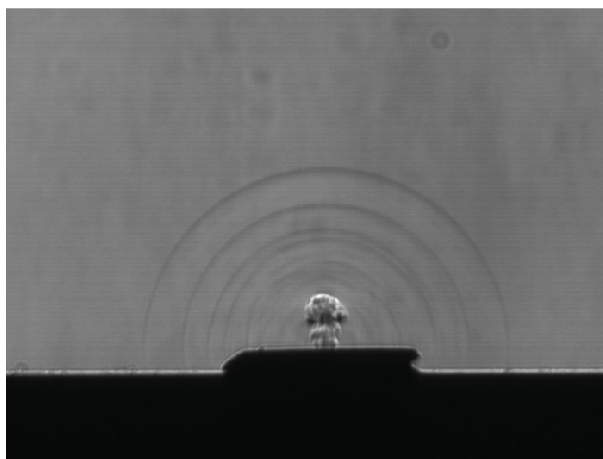


Figure III.17 — *Visualisation par strioscopie du jet généré et ondes de choc pour une fréquence $f_{JSP} = 10$ Hz avec une capacité de 20 nF à un délai de 20 μ s.*

Pour que ces ondes de pression ne soient pas relevées par la méthode de détection de contour, une zone d'intérêt autour du microjet a été définie afin que les ondes de pression soient exclues des images traitées. Comme le microjet est subsonique, la hauteur de la zone d'intérêt évolue à une vitesse légèrement subsonique. Un exemple de la variation de la zone d'intérêt est donné sur la figure III.18. Les ondes de pression ne sont plus présentes.

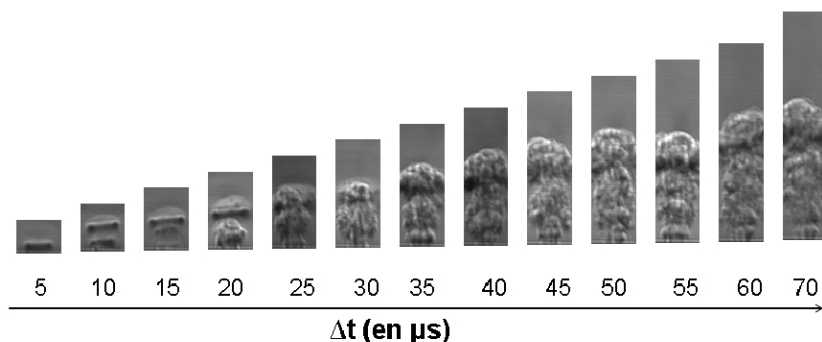


Figure III.18 — Visualisation par striescopie du jet généré pour une fréquence $f_{JSP} = 10$ Hz avec une capacité de 20 nF pour différents délais. Variation de la zone d'intérêt.

Au final, une méthode de détection de contour est appliquée sur les acquisitions réduites à la zone d'intérêt. Une méthode simple et rapide est la méthode de Sobel. Celle-ci consiste à convoluer l'image avec un opérateur de dérivation. Le contour est détecté lorsque la valeur du gradient est supérieure à la valeur d'un seuil. Cela est réalisé à l'aide du logiciel Matlab.

III.2.3.1.2 Traitement statistique

La deuxième étape du traitement des mesures consiste au traitement statistique des 100 acquisitions réalisées pour chaque cas. Un histogramme de la position du front de jet est effectué. L'histogramme consiste à tracer pour chaque position (exprimé en pixel) le nombre de mesures de position ayant donné ce résultat. L'histogramme est ensuite lissé par une fonction gaussienne. La position du front est alors défini comme l'abscisse du maximum de la gaussienne. La figure III.19 représente un exemple d'histogramme obtenu et la fonction gaussienne qui a été ajustée. D'autres méthodes de traitement statistiques ont été testées mais c'est cette méthode qui s'est avérée la plus fiable.

Ce traitement a montré que lorsque le délai de l'acquisition augmente, l'écart-type de la gaussienne augmente. Initialement, l'écart-type est de l'ordre du pixel (soit $60.05 \mu\text{m}$). Cette valeur est faible et correspond à la précision de la méthode de détection de contour et des variations de l'énergie dissipée par la décharge (variation de la tension de claquage). Lorsque le délai augmente le cisaillement entraîne l'augmentation des niveaux de turbulence dans le microjet et, pour les délais les plus longs, la gaussienne a une forme très écrasée.

III.2.3.2 Résultats

Les mesures ont été effectuées pour des valeurs de capacité de 2, 5, 10, 15 et 20 nF, pour des fréquences de fonctionnement du JSP de 10, 100, 500, 1000 et 2000 Hz et pour des délais allant de $10 \mu\text{s}$ à $100 \mu\text{s}$ après le début de la décharge.

Les résultats sont présentés sur la figure III.20. La position du front est tracé en fonction du délai entre le claquage de l'arc et l'acquisition pour différentes fréquences. Chaque figure représente les mesures réalisées pour des valeurs de capacité différentes. Pour un délai donné, la position du front du microjet augmente lorsque la valeur de la capacité augmente et lorsque la fréquence diminue. Ce résultat est cohérent avec les mesures de pression et avec les mesures de tension de claquage.

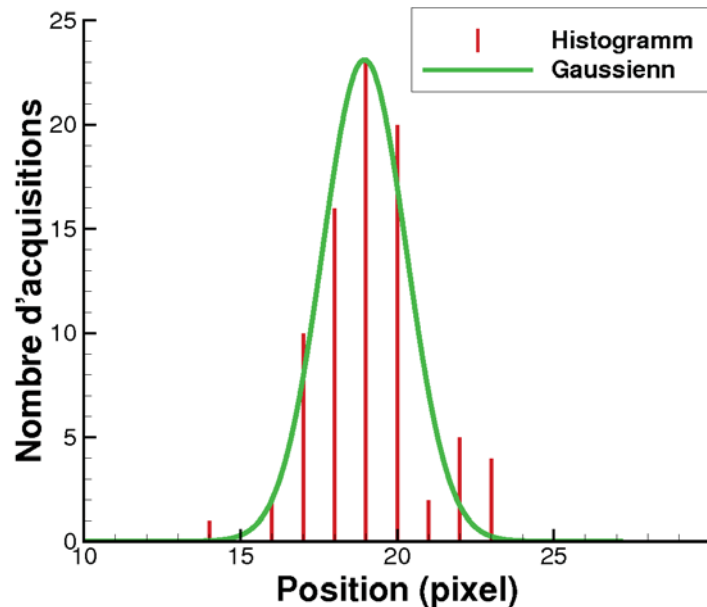


Figure III.19 — Exemple d'histogramme (nombre de détections obtenues en fonction de la position) et la fonction gaussienne adaptée correspondant.

Pour certaines mesures de position, la courbe de position est irrégulière. Par exemple pour $C = 2$ nF et $f_{JSP} = 50$ Hz à $\Delta t = 50$ μ s ou alors pour $C = 15$ nF et $f_{JSP} = 50$ Hz à $\Delta t = 25$ μ s, la position diminue brutalement. En observant directement les visualisations obtenues dans ces cas, la position du jet mesurée est assez ambiguë. L'algorithme détecte au début de l'éjection un gradient de densité dû à la présence d'un tourbillon annulaire. Ce tourbillon est très bien retrouvé par les simulations réalisées à l'aide du code CEDRE présentées dans la partie II.3.1. Deux tourbillons successifs peuvent même être observés (figure III.21.a). Ce tourbillon résulte de l'éjection de l'air froid présent dans la tuyère qui est poussé par l'air chaud de la cavité qui entre en expansion. Aussi, la position du front de jet correspond à la position de ce tourbillon pendant les premiers instants des acquisitions. Ensuite, à $\Delta t = 50$ μ s pour $C = 2$ nF, $f_{JSP} = 50$ Hz ou à $\Delta t = 25$ μ s pour $C = 15$ nF, $f_{JSP} = 50$ Hz, le jet chaud issu de la cavité commence à s'échapper. Ce phénomène est illustré sur les figures III.21.a et b.

La position du tourbillon annulaire reste à peu près constante pour les cent acquisitions réalisées pour chaque cas. Au contraire, la position du jet chaud varie au début de l'éjection. Ces variations sont dues aux fluctuations de l'énergie apportée par la décharge électrique via les fluctuations de la tension de claquage. Pour les cas cités précédemment où la mesure semble erronée, l'algorithme de détection de contour relève soit la position du tourbillon annulaire soit la position du jet chaud (voir figure III.21.b). La loi gaussienne servant à analyser les mesures de position n'est alors pas adaptée.

Comme observé avec les simulations URANS, le jet chaud rattrape le tourbillon annulaire lorsque le délai augmente. Alors qu'il semble laminaire au début de l'éjection, le jet devient turbulent. Il a été observé que la largeur du front du jet s'épaissit à ce moment. Pour illustrer cela, un exemple est donné sur la figure III.21.c.

A partir des mesures de position, la vitesse du front de jet peut être calculée. Pour cela deux méthodes différentes ont été utilisées. En remarquant que l'évolution de la position du front de jet est globalement linéaire, la vitesse peut être déduite du coefficient directeur d'une régression linéaire. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III.22.a. Une

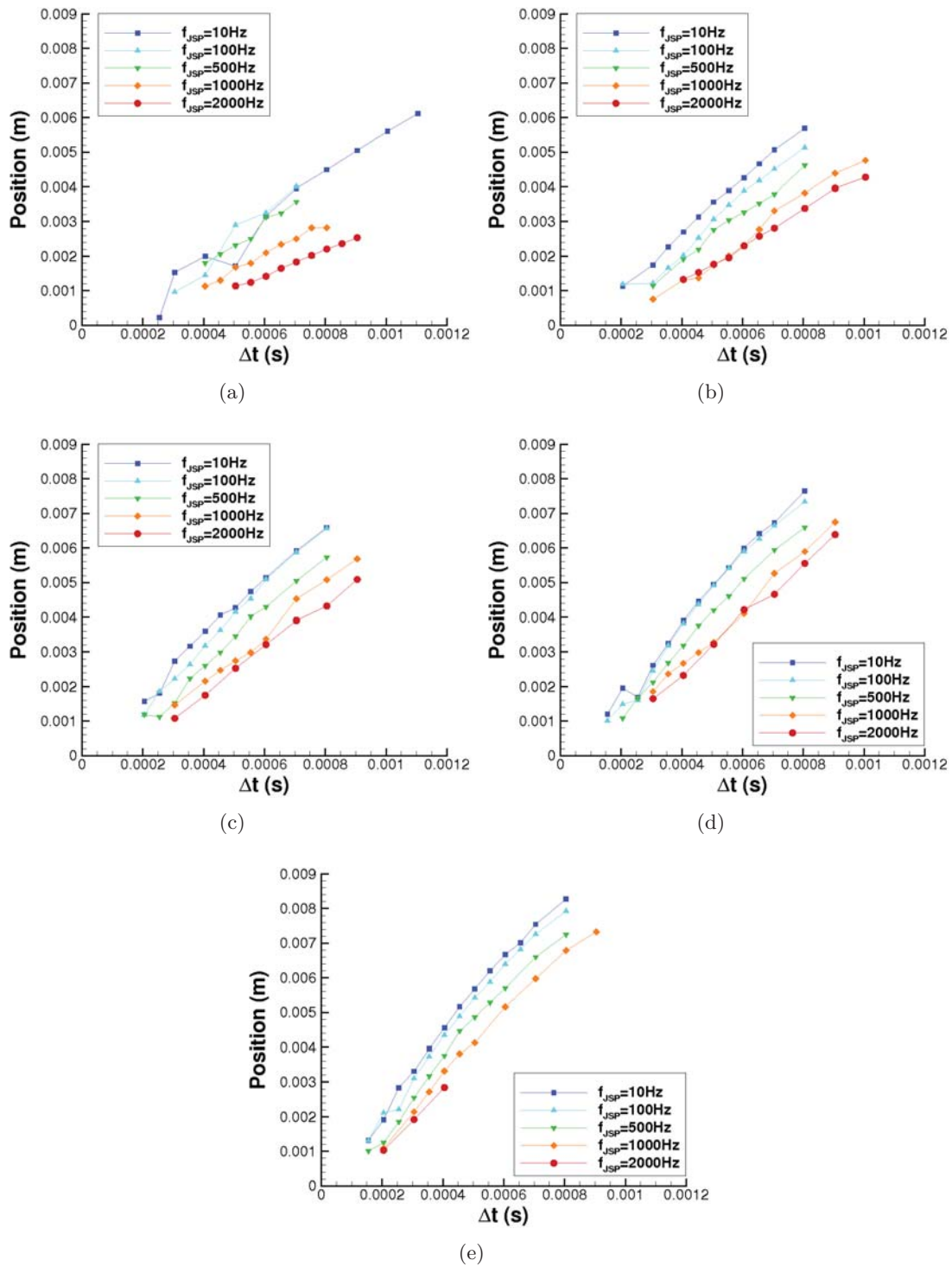


Figure III.20 — Position du front de jet en fonction du temps pour différentes fréquences. Capacités de a) 2nF, b) 5nF, c) 10nF, d) 15nF et e) 20nF.

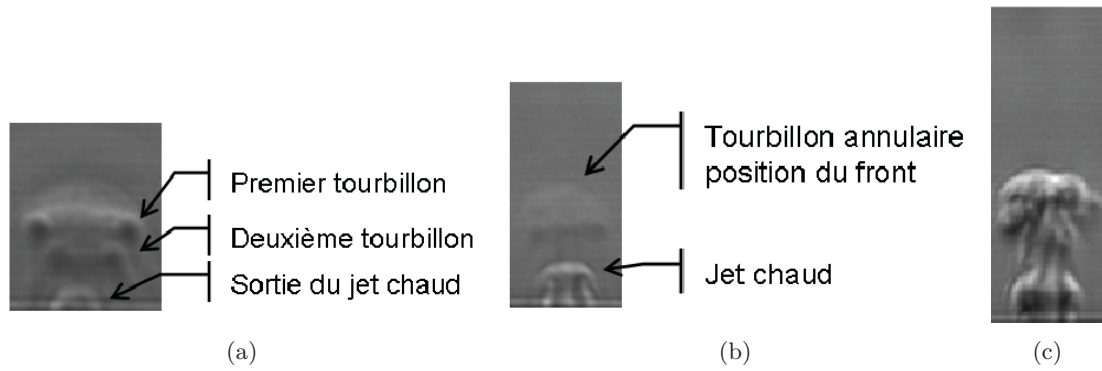


Figure III.21 — Exemple de visualisation. a) Visualisation du tourbillon annulaire $C = 15 \text{ nF}$ et $f_{JSP} = 50 \text{ Hz}$ à $\Delta t = 25 \mu\text{s}$ image numero 94. b) $C = 2 \text{ nF}$ et $f_{JSP} = 100 \text{ Hz}$ à $\Delta t = 50 \mu\text{s}$. c) $C = 2 \text{ nF}$ et $f_{JSP} = 100 \text{ Hz}$ à $\Delta t = 60 \mu\text{s}$. Les images ne sont pas toutes à la même échelle.

autre façon de calculer la vitesse est de diviser la position du front de jet par le temps. Pour éviter les ambiguïtés de mesure dues à la présence des tourbillons annulaires en début d'éjection, la position du front de jet utilisée est celle obtenue pour $\Delta t = 60 \mu\text{s}$. Comme la référence de la mesure de position est la surface de sortie de l'actionneur, à la position mesurée est ajoutée la distance parcourue par le jet dans la cavité. Cette distance est choisie comme la distance entre le centre des électrodes et l'orifice de sortie (soit 4 mm). Pour $C = 20 \text{ nF}$ et $f_{JSP} = 2000 \text{ Hz}$, la position à $\Delta t = 40 \mu\text{s}$ est utilisée. Les valeurs de vitesse ainsi obtenues sont présentées sur la figure III.22.b.

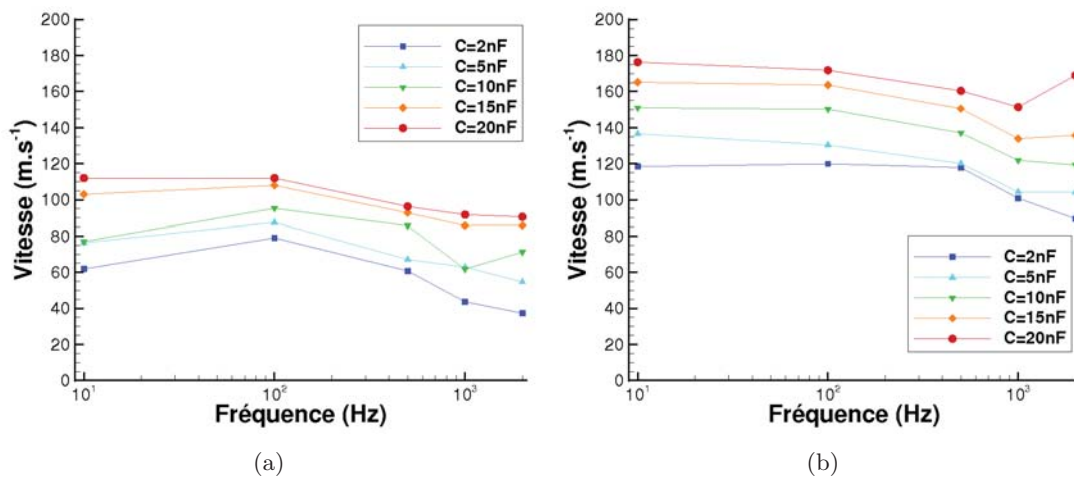


Figure III.22 — Vitesse du front de jet en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de capacité obtenu par a) Coefficient directeur de droite b) division à $\Delta t = 50 \mu\text{s}$.

La vitesse du front de jet diminue lorsque la fréquence augmente et lorsque la valeur de la capacité diminue. Les deux méthodes de calcul de la vitesse donnent des résultats très différents. Alors que la première méthode permet d'obtenir une vitesse qui peut être qualifiée de moyenne sur l'ensemble de la mesure, la deuxième méthode est une vitesse moyenne sur les premiers instants de l'éjections. Comme la vitesse du front de jet varie au cours du temps, il est logique de ne pas obtenir les mêmes vitesses. C'est pourquoi la première méthode donne des vitesses inférieures à la deuxième. Cela explique également

pourquoi la vitesse pour $C = 20$ nF et $f_{JSP} = 2000$ Hz est supérieure aux autres valeurs pour le deuxième cas. En effet, cette vitesse a été calculée avec un Δt plus faible que les autres mesures. La deuxième méthode donne certainement la valeur la plus proche de la vitesse d'éjection du microjet.

Exprimer une vitesse d'éjection du microjet à l'aide des mesures par striescopie est difficile. Aussi, cette étude montre que les résultats issus de la littérature présentés dans la partie I.1.2.1 de la bibliographie sont à prendre avec précaution. Cependant, les mesures de position sont fiables et peuvent être comparées avec les calculs URANS. La problématique des calculs URANS est l'estimation de l'énergie utile de la décharge. Ce problème est levé dans le chapitre IV.

En conclusion, ces mesures montrent que les caractéristiques du microjet sont de l'ordre de grandeur de celles estimées pendant la phase de conception. Une fréquence de fonctionnement de 2000 Hz peut être maintenue sans trop de détérioration des électrodes (des essais ont été effectués avec un actionneur fonctionnant en continu pendant une heure). Comme attendu, la variation de la valeur de la capacité permet d'ajuster la puissance du microjet.

III.2.4 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Les mesures aérodynamiques montrent que les caractéristiques du microjet sont proches de celles attendues lors de la phase de conception. Cependant certaines incertitudes demeurent.

A l'aide des mesures de pression, un calcul rapide permet d'estimer l'énergie utile de l'actionneur et par ce biais le calcul a permis d'obtenir un rendement de l'actionneur. Le résultat obtenu est soumis à de nombreuses hypothèses et le rendement obtenu est faible. La présence du capteur en face de l'orifice d'éjection a certainement un impact sur la dynamique de l'actionneur. La première comparaison entre résultats numériques et expérimentaux porte sur les mesures de pression. Les mesures de la position du front de jet ne permettent pas d'obtenir la vitesse d'éjection de l'actionneur. Aussi, une simulation numérique de cette mesure est également effectuée. Ces deux comparaisons permettent d'évaluer l'énergie réellement utile de l'actionneur. Comme les résultats numériques ne peuvent reproduire que les résultats d'un cycle unique, les comparaisons sont effectuées sur les mesures de pression et par striescopie obtenues pour l'actionneur fonctionnant à 10 Hz dans le but de limiter les effets de l'augmentation de la température.

III.2.4.1 Simulation numérique de la mesure de pression

Ces simulations ont pour but de reproduire numériquement les mesures de pression. Pour cela, le capteur positionné au dessus de l'orifice du JSP est reproduit. La mesure de pression est simulée en faisant varier le dépôt d'énergie dans la simulation URANS.

III.2.4.1.1 Maillage du capteur

Le capteur de pression est constitué du capteur piezoélectrique KULITE et du manchon permettant de guider le microjet. Le capteur KULITE est constitué d'une grille percée de 8 trous. Ces trous permettent de protéger le capteur piezoélectrique placé derrière cette grille. Comme le calcul est axisymétrique, il n'est pas possible de réaliser des trous décalés par rapport à l'axe de symétrie. Aussi, un unique orifice dont la surface totale est égale à la surface des 8 trous est maillé. Le résultat du maillage est représenté

sur la figure III.23. Pour simuler le capteur piezoélectrique, la pression est prise à l'endroit où se situe le capteur piezoélectrique comme indiqué sur la figure.

III.2.4.1.2 Résultats des simulations et comparaison

Des dépôts d'énergie de $Q = 1, 3, 6$ et 10 mJ sont effectués dans la cavité de l'actionneur. Dans un premier temps, l'analyse porte sur la différence du comportement de l'actionneur avec et sans capteur.

Pour illustrer les différences entre les simulations avec et sans capteur de pression, l'étude se focalise sur le cas d'un dépôt d'énergie de $Q = 6$ mJ. A la fin du dépôt d'énergie, la pression dans la cavité est de 149000 Pa. La figure III.24 compare la pression d'arrêt du microjet au niveau de la sortie de l'orifice sur l'axe de symétrie dans le cas de base (sans capteur de pression) et dans le cas avec le capteur de pression simulée. Sur la même courbe est tracée la simulation de la mesure de la pression d'arrêt.

L'évolution initiale de la pression d'arrêt du microjet est à peu près la même pour les cas sans et avec le capteur de pression simulé (courbes rouge et verte). La pression maximale est identique (environ 140000 Pa). Lorsque $t > 20 \mu s$, l'évolution diffère. La pression d'arrêt du microjet quand le capteur de pression est présent devient plus importante que dans le cas initial. La présence du capteur de pression a donc un impact sur l'évolution du microjet, mais pas dans les instants initiaux. La valeur mesurée au niveau du capteur de pression a par contre une valeur bien supérieure à la pression d'arrêt du microjet (environ 160000 Pa). Ce phénomène est retrouvé pour toutes les énergies. Lorsque le microjet est expulsé, il comprime l'air se trouvant dans la cavité du capteur piezoélectrique ce qui entraîne une surpression dans cette zone. L'hypothèse est faite que la pression moyenne se conserve. Celle-ci est exprimée par :

$$P_{moy} = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} P_{simu}(t) dt \quad (3-3)$$

Les dates t_1 et t_0 correspondent au premier pic de pression au niveau du capteur. La figure III.25 compare la pression d'arrêt du microjet en présence ou en absence du capteur, la pression maximale au niveau du capteur piezoélectrique et la pression moyenne. Cette figure montre que la pression d'arrêt en présence du capteur diffère légèrement des valeurs obtenues pour des simulations sans capteur de pression. La présence du capteur de pression en face de la sortie du microjet influence le fonctionnement de l'actionneur.

La figure montre également qu'il ne faut pas considérer la pression maximale au niveau de la simulation de la mesure mais la pression moyenne. Cette pression moyenne correspond bien à la pression d'arrêt du microjet en l'absence de capteur, sauf pour le dépôt d'énergie de 10 mJ. Cependant, la définition de la pression moyenne est assez arbitraire. Pour pouvoir simuler correctement la mesure de pression, il faudrait connaître précisément la fonction de transfert du capteur KULITE XCQ062. Cela permettrait d'utiliser le signal de pression simulé directement dans la chaîne de mesure. Pour cette analyse, les comparaisons sont effectuées à l'aide de la pression moyenne définie précédemment. Un rendement $\eta = 2\%$ est alors nécessaire pour obtenir une évolution de la pression comparable aux simulations. Cette valeur est supérieure à celle calculée dans la partie III.2.2.3. Pour reproduire la pression d'arrêt obtenue avec une capacité de 20 nF, un dépôt d'énergie de 4 mJ est nécessaire.

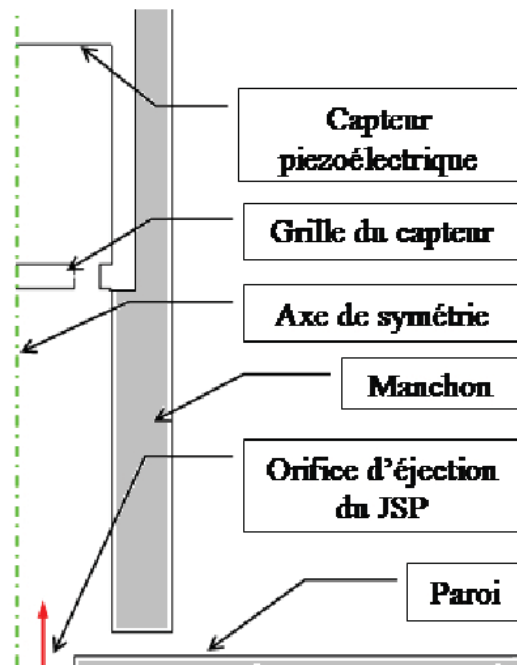


Figure III.23 — Schéma du maillage du capteur.

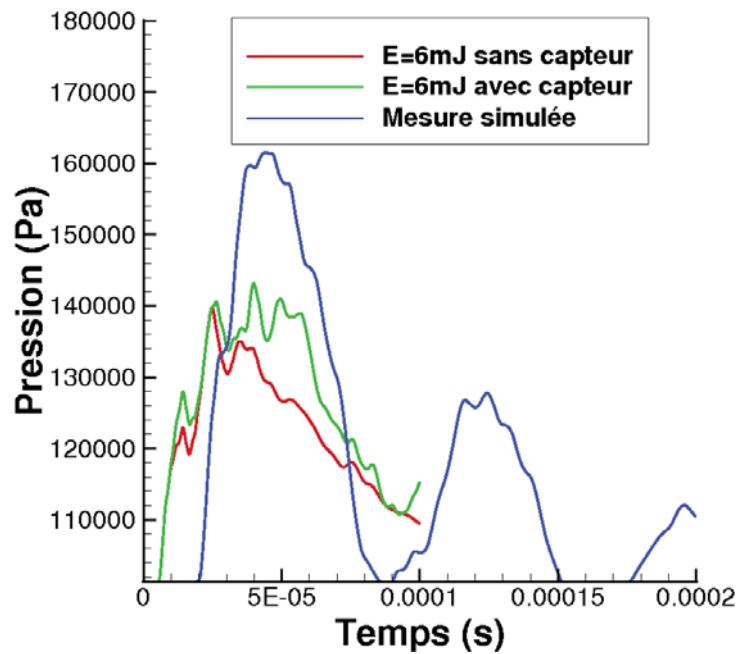


Figure III.24 — Evolution de la pression d'arrêt au niveau de l'orifice du JSP sur l'axe de symétrie pour le cas de base (en rouge) et pour le cas avec capteur (en vert) et variation de la pression d'arrêt pour la simulation de la mesure de pression (en bleu).

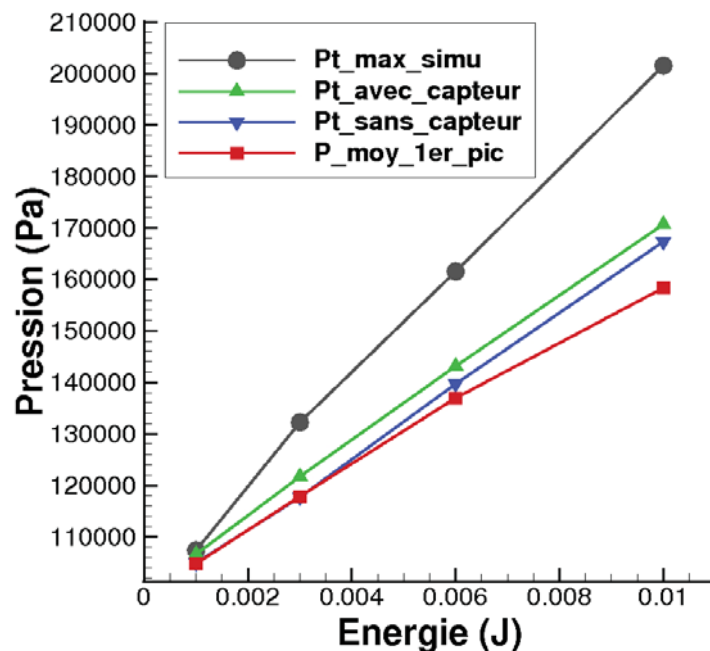


Figure III.25 — Pression d'arrêt au niveau du capteur (noir), sur l'axe du microjet à l'orifice en absence du capteur (bleu) et en présence du capteur (vert) et pression d'arrêt moyen (rouge) en fonction du dépôt d'énergie.

III.2.4.2 Simulation numérique des mesures par strioscopie

La strioscopie consiste à obtenir une représentation des gradients de densité d'un écoulement. Pour comparer les mesures de position réalisées avec cette technique avec les simulations URANS, les gradients de densité calculés sont tracés en niveau de gris comme pour les mesures. La position du front peut ensuite être obtenue en utilisant la même méthode de détection que pour les mesures. Cette représentation permet de comparer la topologie du microjet et d'estimer l'énergie utile de la décharge en comparant les simulations avec les mesures.

Numériquement la dynamique du jet est bien retrouvée. Tout d'abord, un tourbillon annulaire se forme sur le bord de l'orifice d'éjection puis il décolle. Ensuite le jet apparaît et rattrape le tourbillon annulaire. A ce moment, la largeur du panache du microjet augmente.

La figure III.26 compare les positions du microjet en fonction du temps obtenue avec les résultats expérimentaux (symboles) et les résultats numériques (lignes discontinues). Il apparaît que les courbes issues de la simulation ne concordent pas très bien avec celles issues des mesures. Cela signifie que l'évolution spatiale et temporelle du panache du microjet n'est pas bien représenté par les calculs numériques. Cela s'explique par les valeurs initiales de la turbulence qui sont imposées dans le calcul. En effet des valeurs constantes sont imposées de façon arbitraire sur la base d'une turbulence faible. Une dissipation et une énergie turbulente supérieure amèneraient peut être à un meilleur résultat. Cependant l'ordre de grandeur de l'évolution du front de jet est correct et permet d'estimer qu'un dépôt d'énergie de 3 à 6 mJ est nécessaire pour reproduire les mesures selon les valeurs de capacité. Cette comparaison permet d'estimer que le rendement de la décharge électrique est d'environ 5%. Ces résultats sont proche des résultats obtenus par l'Université d'Austin par une autre méthode (voir partie I.1).

Il serait intéressant d'effectuer des simulations URANS sur plusieurs cycles avec un

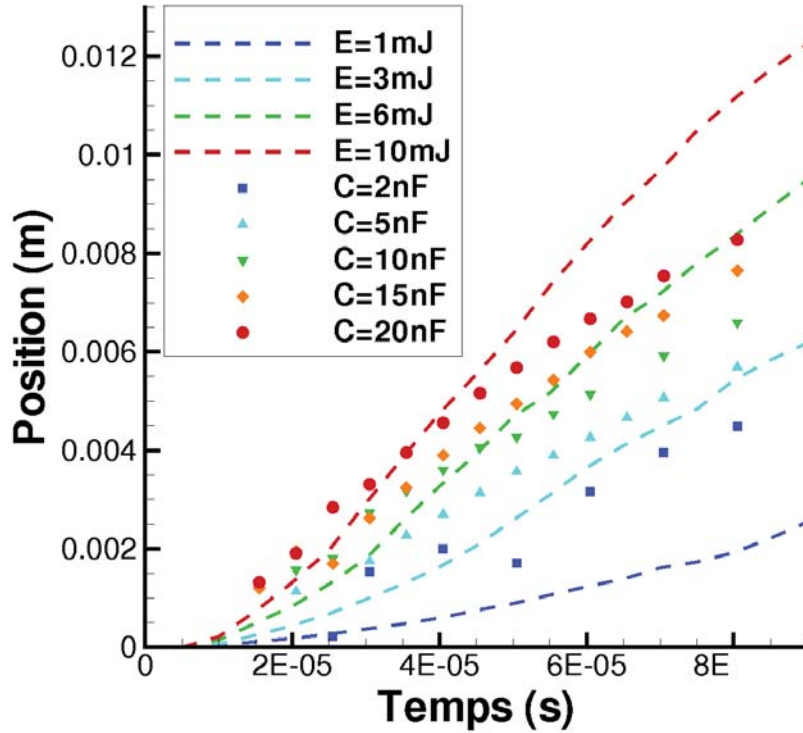


Figure III.26 — Comparaison des mesures de position par striescopie (symboles) pour différentes valeurs de capacité et des simulations de cette mesure (lignes discontinues) pour différents dépôt d'énergie.

dépôt d'énergie constant afin de vérifier si l'évolution des grandeurs turbulentes permet d'obtenir une meilleure comparaison entre les simulations et les expériences. Cependant, ces calculs sont longs et le calcul sur plusieurs cycles à basse fréquence serait coûteux.

Il apparaît qu'une simulation avec une énergie de 6 mJ est cohérente avec l'évolution du microjet pour une valeur de capacité de 20 nF. Pour une telle énergie les résultats des simulations URANS donnent une vitesse maximale du microjet de 230 m.s^{-1} , une température de 440 K et une durée de jet de $175 \mu\text{s}$.

La petite taille du microjet et la dynamique du fonctionnement du JSP entraînent l'utilisation de mesures de pression d'arrêt et des mesures de position du front de jet afin de qualifier le fonctionnement aérodynamique du microjet. Il apparaît que la pression d'arrêt dépend de la valeur de la capacité et de la fréquence de fonctionnement et son évolution est liée à l'énergie stockée dans les condensateurs. Ces mesures permettent d'estimer un rendement de l'actionneur de 2%. Les visualisations par striescopie mettent en évidence la topologie du microjet qui est en accord avec ce qui est observé dans les simulations URANS. Des simulations numériques de la mesure de pression et de la mesure de position du front de jet sont effectuées. Les simulations de la mesure de pression montrent que la présence du capteur influence la dynamique du microjet. Les simulations URANS sont ensuite utilisées pour simuler la

position du front de jet pour différents dépôts d'énergie. Il apparaît que l'évolution du front de jet simulée dépend des valeurs de turbulence qui sont fixées de façon arbitraire. Cependant, les ordres de grandeurs sont respectés et les simulations permettent d'estimer le rendement de la décharge électrique à 5%. Ainsi, pour une valeur de capacité de 20 nF, la décharge électrique apporte environ 6 mJ dans la cavité. Un tel dépôt d'énergie amène à la création d'un jet ayant une vitesse de 230 m.s⁻¹.

Dans ce chapitre, le fonctionnement de l'actionneur a été caractérisé. Pour cela, les mesures sur la décharge électrique sont d'abord effectuées et des mesures de tension et de courant sont réalisées. Elles mettent en évidence que la tension de claquage et l'énergie utilisée par l'actionneur chutent lorsque la fréquence de fonctionnement de l'actionneur augmente. Un modèle de tension de claquage est réalisé à l'aide de mesures de claquage dans une chambre à atmosphère contrôlée. L'évolution du diamètre de la décharge électrique est mesurée à l'aide de visualisation par caméra rapide. Des mesures par spectroscopie montrent que le plasma dans le canal de la décharge a des températures de 10000 à 13000 K et qu'il se comporte comme un plasma à l'équilibre thermodynamique local pendant quasiment toute la durée de la décharge. Ensuite, la caractérisation de l'aérodynamique du microjet est effectuée. Pour cela, des mesures de pression d'arrêt et des mesures de position du front de jet à l'aide de strioscopie sont effectuées. En comparant les résultats obtenus avec les simulations numériques réalisées dans le chapitre précédent le rendement de la décharge électrique est estimé entre 2 et 5%. L'énergie utile de la décharge est donc comprise entre 3 et 6 mJ pour les valeurs de capacité les plus élevées. La comparaison des résultats de la position du front de jet avec les simulations montrent que l'évolution du front de jet est différente. Cela est interprété comme une mauvaise estimation des paramètres turbulents qui sont fixés initialement de façon arbitraire. Les pertes au niveau de la décharge électrique sont donc très importantes et la modélisation URANS ne simule pas correctement l'avancement du front de jet. Afin d'approfondir ce résultat, le chapitre suivant se consacrera à la modélisation de la décharge électrique et à des simulations en fréquence de l'actionneur. Cette étude finale doit permettre de valider la processus de conception mis en place dans cette étude.

Chapitre

IV

Modélisation de la décharge électrique et caractérisation fréquentielle

Dans le chapitre précédent, la décharge électrique et l'aérodynamique du microjet sont caractérisées. Il apparaît que les pertes énergétiques sont importantes. Afin de les estimer, un modèle de la décharge électrique est développé dans la première partie de ce chapitre. Ensuite, le modèle est confronté aux expériences afin d'ajuster certains paramètres et de valider les résultats obtenus. Ce modèle est ensuite couplé avec la modélisation CEDRE afin de réaliser des simulations globales de l'actionneur. Des simulations de l'actionneur en fréquence sont ainsi effectuées. Ces simulations sont ensuite confrontées aux résultats expérimentaux afin de les valider.

Aperçu

IV.1	Développement d'un modèle de décharge	127
IV.1.1	Le modèle de Braginskii modifié	127
IV.1.2	Application du modèle à la décharge du JSP	135
IV.1.3	Etalonnage du modèle	137
IV.1.4	Etude de la décharge électrique	139
IV.2	Modélisation globale de l'actionneur	145
IV.2.1	Couplage du modèle CEDRE et du modèle de Braginskii modifié . . .	145
IV.2.2	Résultats des simulations	146

IV.1 Développement d'un modèle de décharge

Dans le chapitre précédent, il est mis en évidence que le rendement de la décharge électrique utilisée dans le JSP est de quelques pourcents. Pour comprendre l'origine des pertes, il est nécessaire d'utiliser un modèle de la décharge électrique permettant d'estimer le bilan énergétique. Un modèle simple permettant un tel bilan énergétique est identifié dans la bibliographie (partie I.2.3.2). Il s'agit du modèle de Braginskii.

Pour les besoins de la thèse, ce modèle doit être modifié et développé afin de pouvoir prendre en compte différentes sources de pertes énergétiques qui peuvent provenir de divers phénomènes. Le modèle de décharge doit ainsi prendre en compte les pertes dues aux rayonnements électromagnétiques, aux effets gaz réels et au circuit électrique.

Dans un premier temps, le modèle de Braginskii est développé. Ensuite, le modèle est appliqué à la décharge du JSP, ce qui nécessite la prise en compte des conditions initiales et de la chute de tension dans les gaines. Une fois le modèle mis en place, certains paramètres sont calibrés à l'aide des mesures de courant et de tension réalisées dans la partie précédente. Enfin, le modèle permet d'étudier en détail la décharge du JSP et notamment d'effectuer un bilan énergétique de la décharge.

IV.1.1 Le modèle de Braginskii modifié

Dans la partie III.1.5, les mesures par spectroscopie de la décharge utilisées dans le JSP montrent que pendant quasiment toute la durée de la décharge, le plasma peut être considéré à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Cette hypothèse permet de considérer que les températures des différentes particules du plasma ont une même température égale à la température du plasma. En terme de modélisation cette hypothèse permet de considérer le plasma comme un fluide unique dont les propriétés thermodynamiques et de transports dépendent de sa température et de sa pression. Les variations de ces propriétés thermodynamiques et de transports sont appelés ici effets gaz réels. Les coefficients thermodynamiques sont obtenus en utilisant la méthode de D'Angola et al. [32].

Les modifications apportées au modèle de Braginskii consistent en la prise en compte des effets gaz réels, du rayonnement et du couplage de la décharge électrique avec le circuit électrique. Cette dernière modification s'avère nécessaire pour la comparaison des simulations avec les mesures.

La décharge électrique mise en oeuvre dans le JSP est une décharge de type étincelle. Ce type de décharge est notamment étudié par Greason et al. [46]. Ces auteurs montrent que l'écoulement généré par la décharge peut être décomposé en trois zones distinctes : le canal de décharge, la zone de transition et l'air au repos. La zone de transition est une zone où les processus d'ionisation ont lieu. Elle correspond à la zone entre le canal où le gaz est fortement ionisé, à une densité faible et une température élevée à la zone au repos où le gaz a une densité élevée et n'est pas ionisé. Un schéma des différentes zones de la décharge est reporté sur la figure IV.1. Sur cette figure les annotations utilisées par la suite sont également reportées. La décomposition en différentes zones de la décharge est à la base du modèle de Braginskii. De plus, dans ce modèle, l'épaisseur de la zone de transition est considérée comme très fine, c'est à dire comme une discontinuité.

L'étape initiale de la décharge est la création d'un canal ionisé. Ce canal ionisé est créé par une avalanche électronique lors du claquage de l'air dans l'espace inter-électrodes (voir partie I.2.2). Une fois le canal conducteur établi, le condensateur y décharge l'énergie qu'il a accumulée. Cette décharge entraîne la création d'un courant important qui amplifie l'ionisation et entraîne la croissance du diamètre du canal. L'accroissement de la décharge repousse l'air environnant. Une analogie est souvent effectuée avec un piston poussant

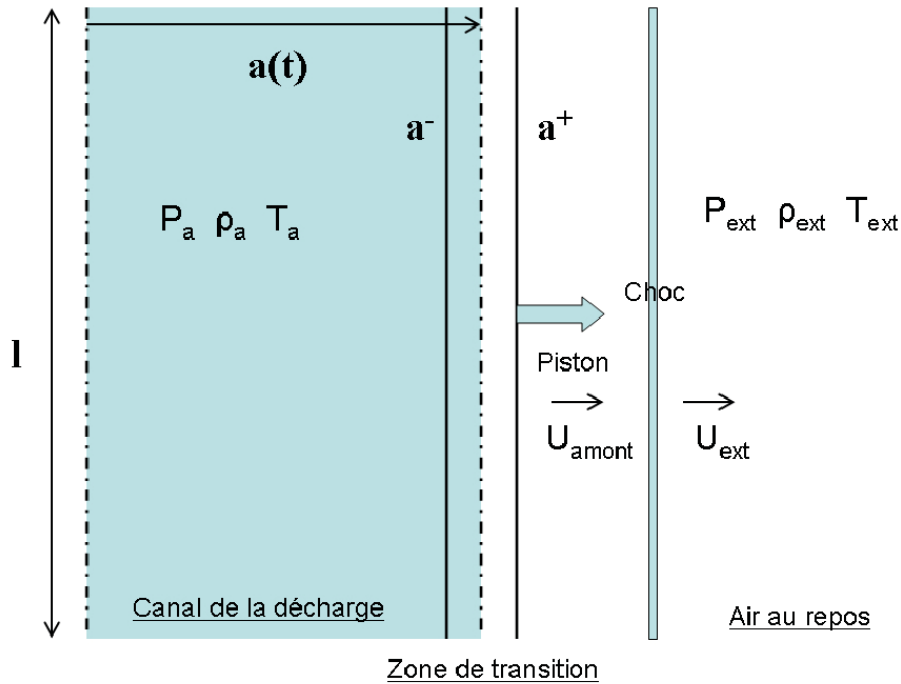


Figure IV.1 — Schéma du modèle de décharge et annotations.

de l'air devant lui. Klueppel et al. [63] montre que l'accroissement rapide du canal de la décharge (du "piston") dans l'air environnant entraîne la création d'un choc fort (figure IV.1). Cette description est importante car l'hypothèse d'un choc fort permet de calculer la pression dans le canal de la décharge.

Les bases du modèle posées, la suite de cette partie s'applique à décrire la mise en place du modèle Braginskii modifié en détaillant toutes les hypothèses effectuées.

IV.1.1.1 Equations de conservation

Dans le canal de décharge, le plasma est considéré comme un fluide. En cela, il répond aux équations de conservations de la mécanique des fluides. En négligeant les effets visqueux, les équations de conservation s'écrivent de manière générale :

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U} \cdot \vec{U}) = -\overrightarrow{\text{grad}(p)} + \vec{F}$$

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \text{div}((\rho e + p) \vec{U}) = -S + \rho \vec{F} \cdot \vec{U}$$

L'hypothèse est effectuée que la décharge est axisymétrique et que les grandeurs sont invariables dans la direction de l'axe de la colonne de la décharge. Les coordonnées cylindriques sont alors utilisées. Aussi, les grandeurs dans le canal de la décharge sont supposées n'être fonction que du temps et du rayon et seule la vitesse radiale u (selon \vec{e}_r) est non

nulle. La gravité est négligée et les forces \vec{F} se résument aux forces électromagnétiques. La dissipation d'énergie S dans le canal peut avoir deux origines : les transferts thermiques par conduction et par rayonnement. Les équations précédentes deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho u}{\partial r} = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho u \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + r S \right) = J_z E_z \end{array} \right.$$

Ces équations sont intégrées sur un volume \mathcal{V}_d défini par un cylindre de longueur l et de rayon $a(t)$, où a est le rayon de la décharge électrique. En remarquant que

$$\int_0^{a(t)} \frac{\partial f(r, t)}{\partial t} dr = \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_0^{a(t)} f(r, t) dr \right) - \frac{da}{dt} f(a(t), t)$$

et en notant $f_a = f(a(t), t)$, où f est une grandeur quelconque, l'équation de conservation de la masse

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} = 2\pi l \int_0^{a(t)} \frac{\partial \rho}{\partial t} r dr$$

devient

$$\frac{dm}{dt} = -2\pi l \left(u_a - \frac{da}{dt} \right)$$

m est la masse de gaz dans le canal de la décharge. Son évolution est donnée par :

$$\frac{dm}{dt} = 2\pi l \int_0^{a(t)} \rho r dr$$

L'équation de conservation de l'énergie intégrée sur le volume \mathcal{V}_d s'écrit :

$$2\pi l \int_0^{a(t)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho u \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + r S \right) r dr = W_J$$

où W_J est la puissance dissipée par effet Joule

$$W_J = 2\pi l \int_0^{a(t)} J_z E_z r dr$$

L'intégration de l'équation de conservation de l'énergie donne :

$$\frac{dE}{dt} + p_a \frac{d}{dt} (\pi l a^2) + 2\pi l a \rho_a \left(u_a - \frac{da}{dt} \right) \left(e_a + \frac{p_a}{\rho_a} + \frac{1}{2} u_a^2 \right) + 2\pi l a S_a = W_J \quad (4-1)$$

E est l'énergie totale à l'intérieur de l'arc :

$$E = 2\pi l \int_0^{a(t)} \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) r dr$$

Dans son modèle original, Braginskii [16] prend en compte la conduction thermique de façon approchée. Il approxime le gradient de température par $\frac{\partial T}{\partial r} \approx -1.3 \frac{T}{a}$ et en déduit une puissance dissipée par conduction et il ne prend pas en compte les transferts par rayonnement. Adelman [2] précise que, pour les décharges de type étincelle, les transferts d'énergie dus à la conduction thermique sont bien inférieurs aux transferts d'énergie dus

au rayonnement. C'est pourquoi la conduction thermique est négligée et que la notation suivante est adoptée : $2\pi la S_a = W_R$, où W_R représente les pertes par rayonnement.

L'hypothèse que la zone de transition est infiniment mince est maintenant utilisée. Les grandeurs dans le canal de la décharge, juste avant la discontinuité sont notées avec l'indice $-$ et les grandeurs juste après la discontinuité sont notées avec l'indice $+$ (voir figure IV.1). Le gaz avant la discontinuité est chaud et possède une densité faible. A l'extérieur de la discontinuité, le gaz est froid et à densité élevée.

A l'extérieur de la discontinuité, le gaz n'est pas ionisé et l'énergie émise par rayonnement est nulle. Comme la température à l'extérieur de la discontinuité est proche de la température extérieure $W_{R+} = 0$. A l'extérieur de la discontinuité, il n'y a pas de courant traversant la décharge et donc $W_{J+} = W_{J-} = W_J$. Cette zone étant infiniment mince, $E_+ = E_- = E$.

En écrivant la conservation de la masse entre les zones $-$ et $+$, l'équation suivante est obtenue :

$$\rho_+(u_+ - \frac{da}{dt}) = \rho_-(u_- - \frac{da}{dt}) \equiv g$$

comme $\rho_- \ll \rho_+$, il vient :

$$\frac{u_+ - \frac{da}{dt}}{u_- - \frac{da}{dt}} \ll 1$$

Braginskii [16] fait l'hypothèse que pour vérifier cette inégalité, il faut que $u_+ \approx \frac{da}{dt}$. Alors l'équation de conservation de l'énergie à l'extérieur de la discontinuité (domaine de $r = 0$ à $r = a_+$) devient :

$$\frac{dE}{dt} + p_+ \frac{d}{dt}(\pi la^2) = W_J \quad (4-2)$$

Avant la discontinuité (domaine de $r = 0$ à $r = a_-$), l'équation de conservation est :

$$\frac{dE}{dt} + p_- \frac{d}{dt}(\pi la^2) + 2\pi la \rho_-(u_- - \frac{da}{dt})(e_- + \frac{p_-}{\rho_-} + \frac{1}{2}u_-^2) + W_{R-} = W_J \quad (4-3)$$

La conservation de la quantité de mouvement à travers la discontinuité donne :

$$p_+ + \rho_+(u_+ - \frac{da}{dt})^2 = p_- + \rho_-(u_- - \frac{da}{dt})^2$$

soit

$$p_- - p_+ = \Delta p = g^2 \left(\frac{1}{\rho_+} - \frac{1}{\rho_-} \right)$$

Braginskii fait l'hypothèse que $g \approx \rho_- \frac{da}{dt}$ et que la pression dans la discontinuité a comme ordre de grandeur $p \approx \rho_+ \frac{da^2}{dt}$. L'équation de conservation de la quantité de mouvement à la traversée de la discontinuité permet alors d'exprimer l'ordre de grandeur du saut de pression :

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\rho_-}{\rho_+}$$

Comme $\rho_- \ll \rho_+$, on en déduit que $\frac{\Delta p}{p} \ll 1$. La pression peut être considérée comme continue à travers la discontinuité : $p_+ \approx p_- \approx p_a$.

La continuité de la pression permet alors de modifier l'équation 4-2 :

$$\frac{dE}{dt} + p_a \frac{d}{dt}(\pi l a^2) = W_J$$

Et en soustrayant cette équation à l'équation 4-3, le système d'équations suivant est obtenu :

$$\begin{cases} \frac{dE}{dt} + p_a \frac{d\mathcal{V}_d}{dt} = W_J \\ (e_a + \frac{p_a}{\rho_a} + \frac{1}{2}u_a^2) \frac{dm}{dt} = W_R \end{cases} \quad (4-4)$$

où $\mathcal{V}_d = \pi a^2 l$ est le volume de la décharge.

Ce système d'équations est à la base du modèle de Braginskii.

IV.1.1.2 Calcul de la pression

La suite du développement concerne l'expression de la pression dans le canal de décharge en fonction de la vitesse de croissance du canal de la décharge $\frac{da}{dt}$. Cela est possible en supposant la présence d'un choc fort créé par la croissance du canal de la décharge. Le développement présenté ici est celui effectué par Engel et al. [35]. Braginskii suppose que la zone de transition se déplace à la vitesse du choc. Engel et al. critiquent cette représentation et supposent que la zone de transition et le choc fort sont distincts. Des comparaisons de la croissance du canal de la décharge avec des expériences confirment leur raisonnement. C'est cette approche qui est utilisée dans cette thèse.

Entre la zone de transition et l'air au repos, un choc fort est créé. A la fin de la zone de transition et donc avant le choc, le gaz n'est plus ionisé, sa densité est élevée et la température est faible. Les relations thermodynamiques des gaz parfaits sont donc utilisées. L'indice $_{amont}$ correspond aux grandeurs en amont du choc et l'indice $_{ext}$ correspond aux grandeurs en aval du choc.

Dans un repère lié au choc, la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à la traversée du choc s'écrivent :

$$\begin{cases} \rho_{amont} u_{amont} = \rho_{ext} u_{ext} \\ \rho_{amont} u_{amont}^2 + p_a = \rho_{ext} u_{ext}^2 + p_{ext} \\ \frac{1}{2} u_{amont}^2 + h_{amont} = \frac{1}{2} u_{ext}^2 + h_{ext} \end{cases} \quad (4-5)$$

Le saut de pression peut alors s'écrire :

$$\frac{p_{amont}}{p_{ext}} = 1 - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (1 - M_{ext}^2)$$

soit :

$$p_{amont} = p_{ext} \frac{1 - \gamma}{\gamma + 1} + \frac{2}{\gamma + 1} \rho_{ext} u_{ext}^2$$

Le saut de pression peut également être exprimé en fonction de la vitesse en aval du choc et il faut alors résoudre :

$$\begin{cases} \rho_{amont}^2 = \rho_{ext} \frac{p_{amont}}{u_{amont}^2} + \rho_a \rho_{ext} \\ p_{amont} = \frac{2}{\gamma - 1} u_{amont}^2 \rho_{amont} \end{cases} \quad (4-6)$$

En réalité, le choc se déplace dans de l'air au repos et la vitesse en aval du choc est nulle. Pour revenir au cas du modèle de Braginskii, il faut effectuer un changement de référentiel et comme la croissance du canal de la décharge dans l'air au repos amène à la création du choc, il vient :

$$\frac{da}{dt} = u_{ext} - u_{amont}$$

Précédemment il est montré que la pression à la traversée de la discontinuité formant le bord du canal de la décharge est continue. Aussi, $p_{amont} = p_a$. Comme la pression au sein du canal de la décharge est élevée, il est supposé que $p_{amont} \gg p_{ext}$. Avec cette hypothèse, le système précédent devient :

$$p_{amont} = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_{ext} u_{ext}^2$$

$$p_{amont} = 2 \frac{\gamma + 1}{(\gamma - 1)^2} \rho_{ext} u_{amont}^2$$

La notation suivante est adoptée :

$$K_0 = \frac{2}{\gamma + 1}$$

$$K_a = 2 \frac{\gamma + 1}{(\gamma - 1)^2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{K}} = \frac{1}{\sqrt{K_0}} - \frac{1}{\sqrt{K_a}}$$

La pression en amont de la décharge est maintenant remplacée par la pression dans le canal de la décharge, i.e. $p_a = p_{amont}$:

$$p_a = \rho_{ext} K \left(\frac{da}{dt} \right)^2 \quad (4-7)$$

Dans le modèle de Braginskii modifié par Engel et al., la pression dans le canal de la décharge dépend donc uniquement de la densité du gaz extérieur et de la variation du diamètre de la décharge. Dans le modèle Braginskii original, la différence apparaît dans l'expression du coefficient K .

IV.1.1.3 Système d'équations final

IV.1.1.3.1 Hypothèses sur les grandeurs au sein du canal de la décharge

Comme les grandeurs au sein du canal de la décharge sont supposées uniformes, les indices précédents sont enlevés afin de simplifier l'écriture. Sauf indication contraire, les grandeurs se réfèrent à leur valeur au sein du canal de la décharge.

L'uniformité des grandeurs dans la décharge permet de simplifier certaines quantités. L'énergie totale et la masse de gaz s'écrivent :

$$E = 2\pi l \int_0^{a(t)} \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) r dr = \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) \mathcal{V}_d$$

$$m = \rho \mathcal{V}_d$$

La puissance dissipée par effet Joule s'écrit :

$$W_J = 2\pi l \int_0^{a(t)} J_z E_z r dr$$

comme $J_z = \sigma_{elec} E_z$, $E_z = \frac{V_d}{l}$ et que $W_J = R_d I^2$, la résistance R_d de la décharge électrique s'écrit :

$$R_d = \frac{l}{2\pi \int_0^{a(t)} \sigma_{elec} r dr}$$

où σ_{elec} est exprimé $S.m^{-1}$. Comme la conductivité au sein du canal de la décharge est considérée comme constante, la résistance s'exprime par :

$$R_d = \frac{l^2}{\mathcal{V}_d \sigma_{elec}}$$

La pression $p_a = p$ au sein du canal de la décharge est écrite en fonction de la variation du volume de la décharge :

$$p_a = p = \rho_{ext} K \frac{1}{4\mathcal{V}_d \pi l} \left(\frac{d\mathcal{V}_d}{dt} \right)^2$$

L'essentiel de l'énergie contenue dans le volume de la décharge est sous forme d'énergie interne. Braginskii suppose alors que l'énergie cinétique est négligeable devant l'énergie interne pour le calcul de l'énergie totale. En introduisant l'enthalpie $h = e + \frac{p}{\rho}$, l'énergie totale de la décharge $E = \rho e + \frac{1}{2} \rho u^2$ s'écrit :

$$E = h - \frac{p}{\rho}$$

En combinant et en réarrangeant les équations 4-4 et 4-7, le système d'équations à résoudre est alors donné par :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} ((\rho h - p) \mathcal{V}_d) + p \frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) = W_J = R_d I^2 \\ h \frac{d}{dt} (\rho \mathcal{V}_d) = W_R \\ p = \frac{\rho_{ext} K}{4\pi l} \frac{1}{\mathcal{V}_d} \left(\frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) \right)^2 \end{cases}$$

IV.1.1.3.2 Prise en compte des effets gaz réels

La première modification au modèle de Braginskii effectuée dans la thèse porte sur la prise en compte des effets gaz réels. Pour cela, il a été vu qu'il fallait considérer que les lois d'état et d'autres grandeurs sont fonction de la pression P et de la température T du plasma :

$$h = h(p, T)$$

$$\sigma_{elec} = \sigma_{elec}(p, T) \tag{4-8}$$

$$\rho = \frac{p}{\mathcal{R}T} \bar{M}(p, T)$$

La dernière équation correspond à l'équation d'état du gaz.

Ces différentes propriétés du plasma sont calculées à l'aide de la méthode développée par d'Angola et al. [32]. Pour cela, l'air est supposé composé uniquement de diazote et de dioxygène et les espèces suivantes sont prises en compte : N_2 , N_2^+ , N , N^+ , N^{2+} , N^{3+} , N^{4+} , O_2 , O_2^+ , O_2^- , O , O^- , O^+ , O^{2+} , O^{3+} , O^{4+} , NO , NO^+ et e^- . Les résultats sont tabulés

et les données sont ensuite extraites et interpolées pour chaque couple de pression et de température.

Le système d'équations précédent devient :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \left(\left(\frac{\overline{M}h}{\mathcal{R}T} - 1 \right) p \mathcal{V}_d \right) + p \frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) = W_J \\ h \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\mathcal{R}T} \overline{M} \mathcal{V}_d \right) = W_R \\ p = \frac{\rho_{ext} K}{4\pi l} \frac{1}{\mathcal{V}_d} \left(\frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) \right)^2 \end{cases}$$

IV.1.1.3.3 Puissance dissipée par rayonnement

La deuxième modification du modèle de Braginskii effectuée dans la thèse est la prise en compte du rayonnement. Pour cela, l'hypothèse est faite que la colonne de la décharge se comporte comme un corps noir. Cette hypothèse simple permet de considérer que la puissance dissipée par le canal de la décharge ne dépend que de la température de la décharge. Dans ce cas, la puissance émise est obtenue en intégrant le rayonnement thermique sur l'ensemble du spectre d'émission. Elle est exprimée à l'aide de la loi de Stefan-Boltzmann :

$$W_R = 2\pi l a \sigma_s T^4 = 2\sqrt{\pi l} \mathcal{V}_d \sigma_s T^4$$

où $\sigma_s = 5.67E^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann.

IV.1.1.3.4 Equation du circuit électrique

Enfin la dernière modification du modèle de Braginskii consiste à coupler le modèle de la décharge électrique avec un modèle de l'alimentation électrique. En effet, pour calculer la puissance dissipée par effet Joule, l'intensité du courant traversant la décharge doit être connue. De plus, la résistance de la décharge électrique induit une modification du circuit électrique RLC équivalent (voir la partie III.1.1). La colonne d'arc et le circuit électrique sont donc fortement couplés.

Les équations gouvernant le circuit électrique sont :

$$V_C + V_L + V_R = 0$$

soit :

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = -\frac{1}{L} V_C - \frac{R}{L} I \\ \frac{dV_C}{dt} = \frac{1}{C} I \end{cases}$$

où $R = R_{fil} + R_d$.

IV.1.1.3.5 Système d'équations final

Le système d'équations final est donné par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \left(\left(\frac{\overline{M}h}{\mathcal{R}T} - 1 \right) p \mathcal{V}_d \right) + p \frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) = W_J \\ h \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\mathcal{R}T} \overline{M} \mathcal{V}_d \right) = W_R \\ p = \frac{\rho_{ext} K}{4\pi l} \frac{1}{\mathcal{V}_d} \left(\frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) \right)^2 \\ \frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I - \frac{1}{L} V_C \\ \frac{dV_C}{dt} = \frac{1}{C} I \end{array} \right. \quad (4-9)$$

Les inconnues de ce système sont la pression p , la température T , le volume de la décharge \mathcal{V}_d (ou de manière équivalente son rayon), l'intensité du courant traversant la décharge I et la tension aux bornes du condensateur V_C .

Les conditions initiales du calcul sont données par la suite. La méthode de résolution de ce système d'équations est donnée dans l'annexe E.

IV.1.2 Application du modèle à la décharge du JSP

Dans cette partie, les conditions initiales du modèle sont étudiées et les premières simulations, comparées aux résultats expérimentaux, mettent en évidence la nécessité de la prise en compte d'un amortissement du courant interprété comme l'effet des gaines de la colonne du plasma.

IV.1.2.1 Conditions initiales

Une valeur initiale doit être donnée aux cinq variables du modèle de Braginskii modifié : la pression, la température, le volume (ou le rayon) de la décharge, le courant et la tension.

La simulation de la décharge électrique débute lorsque la tension aux bornes du condensateur du circuit d'alimentation atteint une valeur suffisante pour entraîner le claquage de l'air entre les électrodes. Le courant initial de la décharge est nul et la tension initiale est égale à la tension de claquage de l'air entre les électrodes. Cette tension est obtenue soit à l'aide des modèles présentés dans la bibliographie (partie I.2.2.2, soit à l'aide des mesures électriques présentées dans la partie III.1.2, soit en utilisant le modèle de tension de claquage réalisé à l'aide des mesures de claquage en chambre à atmosphère contrôlée (partie III.1.3). Pour calibrer le modèle, les mesures électriques du courant et de la tension sont utilisées. Dans ce cas, la tension est la tension de claquage réellement mesurée. Par la suite, dans le but de réaliser un modèle complet de l'actionneur, le modèle de tension de claquage obtenu à l'aide des mesures en chambre à atmosphère contrôlée est utilisé. Dans ce cas, la tension de claquage dépend uniquement de la masse volumique de l'air entre les électrodes à l'instant initial de la décharge.

La valeur initiale du rayon doit être fixée de façon à ce qu'elle soit suffisamment petite pour que l'utilisation du modèle décrive la croissance de la décharge mais la valeur initiale doit être différente de zéro. En effet, des termes du modèle sont en $\frac{1}{\mathcal{V}_d}$. Cette valeur est étalonnée dans la partie IV.1.3.

Les valeurs initiales de la pression et de la température ne peuvent pas être égales à la pression et à la température atmosphérique. En effet avec de telles valeurs, la conductivité électrique de l'air est quasiment nulle. Aussi, à l'instant initial, la résistance de la

décharge est extrêmement élevée et le condensateur ne se décharge pas. La décharge électrique n'est pas amorcée. Pour résoudre ce problème, il est supposé qu'au moment où la simulation commence, un canal ionique soit déjà créé entre les électrodes. Cela entraîne que la conductivité électrique initiale de l'air n'est pas nulle. Pour simuler simplement cela dans le modèle de Braginskii modifié, un pré-dépôt d'énergie Q_{init} est effectué dans le volume initial de la décharge. Ce dépôt d'énergie s'effectue de façon isochore. Il amène à l'augmentation de la pression et de la température de façon à ce que ces grandeurs ne soient pas trop élevées mais qu'elles permettent d'obtenir une conductivité électrique du milieu compatible avec l'amorçage du calcul de la décharge (pour rappel le modèle est couplé à un modèle gaz réel pour lequel la conductivité électrique dépend de la pression et de la température). Ce dépôt d'énergie doit être faible par rapport à l'énergie stockée dans le condensateur.

IV.1.2.2 Amortissement du potentiel

Les comparaisons des premières simulations de la décharge avec les mesures électriques montrent que l'amortissement du courant et de la tension calculée avec le modèle est beaucoup trop faible. Ce résultat est obtenu quelles que soient les conditions initiales. Une illustration de ce problème est donné sur la figure IV.2.

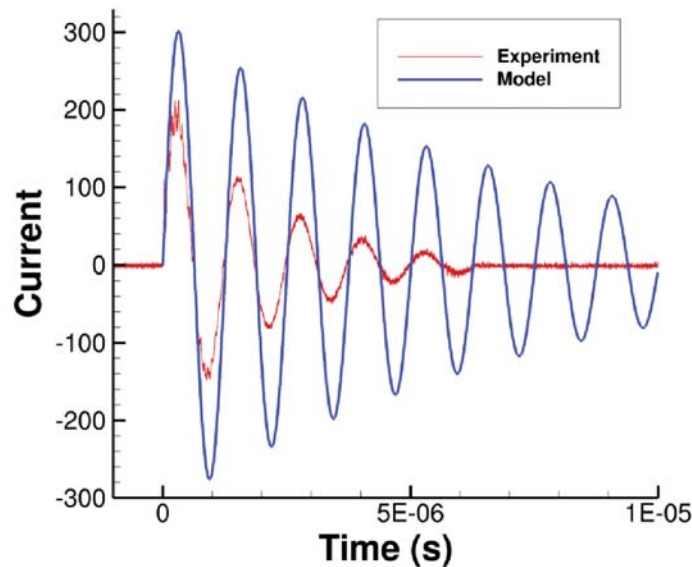


Figure IV.2 — Comparaison de l'évolution du courant calculé par le modèle (en bleu) et mesuré (en rouge) avant l'application de la chute de potentiel ($f_{JSP} = 10 \text{ Hz}$ et $C = 15 \text{ nF}$).

Pour ajouter un terme d'amortissement supplémentaire dans le modèle de Braginskii, il faut ajouter une résistance en série avec la décharge. L'ajout de cette résistance revient à diminuer la tension aux bornes de la décharge électrique. Cette chute de potentielle rappelle la chute de tension ayant lieu dans les gaines des décharges électriques. Pour cela, l'ajout de ce terme d'amortissement supplémentaire est par la suite appelé (de manière quelque peu abusive) chute de tension dans les gaines.

Pour modéliser ce phénomène de la façon la plus simple possible, l'hypothèse est effectuée que la chute de tension dans les gaines est proportionnelle au champ électrique

total ou, ce qui revient au même, qu'elle est proportionnelle à la tension aux bornes du condensateur.

$$V_{Gain} = k_{gain} V_C \quad (4-10)$$

Sendyka et al. [99] montrent que les pertes dues aux transferts thermiques via les électrodes peuvent représenter 50% de l'énergie dissipée dans la décharge. D'un autre côté, Eisazadeh-Far et al. [33] envisagent qu'une majorité des pertes soient liées à la chute de tension dans les gaines. Par la suite, le terme de dissipation d'énergie ainsi ajouté sera donc considéré comme des pertes sans en préciser la nature.

IV.1.3 Etalonnage du modèle

Dans la partie précédente, il est mis en évidence que le modèle possède trois paramètres qui doivent être ajustés : Q_{init} , a_{init} et k_{gain} . Cela est effectué en comparant les résultats de la modélisation avec les mesures expérimentales et notamment avec les mesures de courant.

IV.1.3.1 Influence de l'énergie et du rayon initial

Le dépôt d'énergie initial a pour but d'amorcer la décharge électrique en augmentant la pression et la température initiale. Cette augmentation de température et de pression est donc liée à la fois à la valeur du dépôt d'énergie mais également au volume d'air chauffé et donc au rayon initial de la décharge. Le paramètre influant l'amorçage de la décharge est donc le rapport $\frac{Q_{init}}{a_{init}^2}$. Des simulations sont effectuées et montrent qu'un dépôt d'énergie entraînant une augmentation de la température initiale jusqu'à 6000 K est suffisant pour amorcer le calcul. Cela correspond à un rapport $\frac{Q_{init}}{a_{init}^2} \approx 20000$.

Une fois la décharge amorcée, la température dans le canal de la décharge augmente jusqu'à une valeur maximale avant de décroître. Cette valeur maximale est influencée par la valeur du rayon initial de la décharge. En effet, la résistance de la décharge, et donc l'effet Joule, est d'autant plus important que le rayon est petit. La figure IV.3 représente la température maximale obtenue en fonction du rayon initial de la décharge. Pour des rayons faibles, les températures obtenues sont très importantes et bien supérieures aux valeurs mesurées par spectroscopie dans la partie III.1.5 (la température initiale mesurée est d'environ 14000 K). Les simulations montrent également que l'énergie et le rayon initial ont peu d'impact sur l'évolution du courant et sur la durée de la décharge.

Un rayon initial de la décharge de 100 μm est choisi. Cette valeur donne des valeurs de températures supérieures aux valeurs mesurées mais le rayon initial doit rester petit. De plus, la température décroît très rapidement après avoir atteint son maximum. Le dépôt d'énergie initiale Q_{init} est donc égal à 0.2 mJ.

Les simulations montrent également que la température initiale dans la cavité, avant le dépôt d'énergie Q_{init} , a peu d'impact sur la décharge, sauf par le biais d'une tension de claquage plus faible. Les calculs URANS présentés dans la partie II.3.1 montrent qu'à la fin d'un cycle, la pression dans la cavité est proche de la pression atmosphérique. Aussi, lorsque la fréquence de l'actionneur augmente, la température initiale à chaque cycle augmente. Le modèle de Braginskii modifié peut donc être appliqué pour comparer les résultats aux mesures à haute fréquence sans que la température initiale ait beaucoup d'influence sur les résultats du modèle.

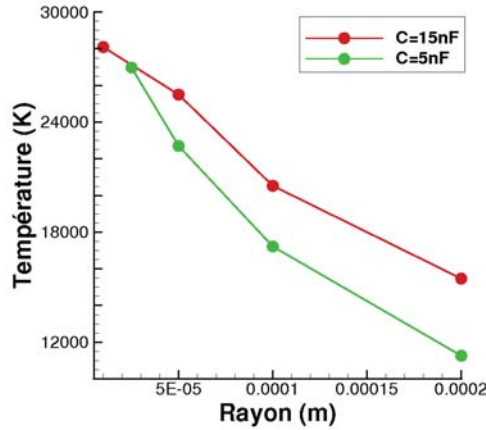


Figure IV.3 — Température maximale calculée par le modèle de Braginskii modifié en fonction du rayon initial pour une capacité de 5 nF (vert) et 15 nF (rouge). $V_d = 4000$ V et $k_{\text{gain}} = 5$.

IV.1.3.2 Influence de la chute de tension dans les gaines

La prise en compte de la chute de tension dans les gaines a un impact prépondérant sur la décharge électrique. Elle conditionne la durée de la décharge et le courant maximum. Le paramètre k_{gain} est ajusté pour obtenir une durée de la décharge simulée proche des mesures.

Les résultats du calibrage du paramètre k_{gain} sont donnés sur la figure IV.4. La tendance générale du calibrage est que le paramètre augmente lorsque la tension de claquage et la valeur de la capacité augmente.

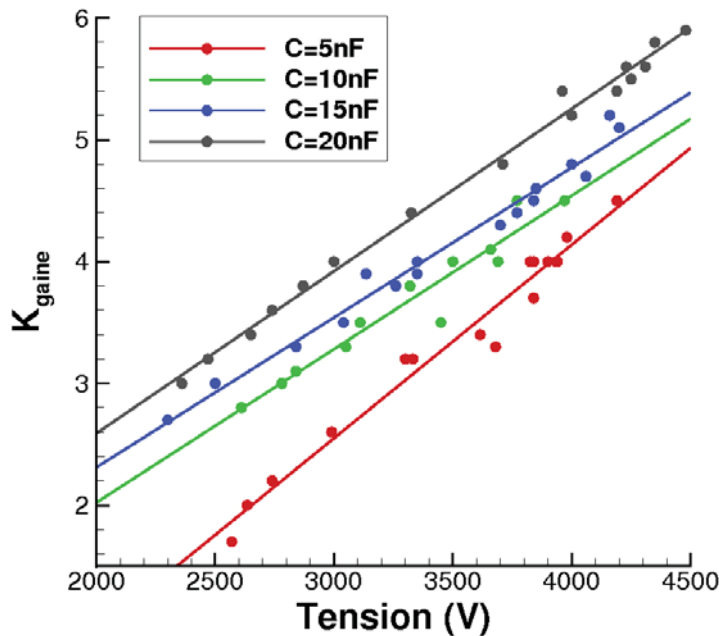


Figure IV.4 — K_{gain} en fonction de la tension de claquage pour différentes valeurs de capacités.

Les comparaisons entre les mesures et les simulations amènent donc à l'ajustement de différents paramètres du modèle de Braginskii modifié. Les différentes courbes présentées

dans cette partie servent à calibrer ces paramètres.

De ce fait, le modèle de Braginskii modifié est prédictif du moment que les caractéristiques de la décharge sont dans la gamme de celles testées. Cependant, pour des caractéristiques de valeurs de capacité et de tension de claquage éloignées (par exemple celles utilisées par l'université d'Hopkins décrites dans la partie I.1), le modèle nécessite une calibration expérimentale. Cependant, son but principal est d'étudier la décharge électrique du JSP, d'identifier quelles sont les pertes d'énergie principales et d'estimer le rendement de l'actionneur.

IV.1.4 Etude de la décharge électrique

Dans cette partie, les résultats obtenus à l'aide du modèle de Braginskii modifié sont maintenant analysés. Dans un premier temps, l'évolution de la température et du diamètre de la décharge sont comparés avec les résultats expérimentaux du chapitre III. L'énergie dissipée par la décharge est ensuite calculée et comparée avec les estimations effectuées dans le chapitre III.

IV.1.4.1 Evolution du diamètre et de la température de la décharge

Dans la partie III.1.4, le diamètre apparent de la décharge est mesuré. Ces mesures sont effectuées à l'aide d'une visualisation par caméra rapide du canal de la décharge. Les évolutions du diamètre de la décharge sont mesurées en observant un nombre important de décharges électriques en utilisant pour chaque mesure un délai entre le claquage et l'acquisition. Aussi, la tension de claquage fluctue pour chaque mesure. Afin de comparer les résultats des simulations avec ces résultats expérimentaux, la tension initiale du modèle est prise égale à la tension de claquage moyenne des expériences. Le tableau IV.1 donne ces tensions de claquage moyennes et les énergies stockées dans les condensateurs correspondants.

Valeur de la capacité (en nF)	Energie dissipée (en mJ)	Tension de claquage (en V)
5	60	4898
10	100	4472
15	130	4163
20	170	4123

Tableau IV.1 — *Energie moyenne et tension de claquage moyenne pour différentes valeurs de capacité utilisées dans les mesures de croissance de la décharge.*

La figure IV.5 compare l'évolution du diamètre de la décharge pour les mesures (lignes pleines) et pour les simulations (lignes pointillés) pour les différentes valeurs de capacités. Les diamètres simulés sont proches des valeurs mesurées.

Initialement, le diamètre simulé est inférieur aux valeurs mesurées. Ce résultat peut être dû à la technique de mesure du diamètre de la décharge. En effet, le cœur de la décharge est très lumineux et sature le capteur de la caméra. Aussi, il est possible que le bord de la décharge soit initialement mal défini expérimentalement. La figure IV.6 montre l'énergie dissipée par rayonnement au cours du temps calculée avec le modèle de Braginskii modifié. La puissance émise par rayonnement est essentiellement émise pendant les instants initiaux de la décharge. Ce résultat est à mettre en parallèle avec l'observation expérimentale qu'un canal très lumineux est apparent au début de la décharge. Pour

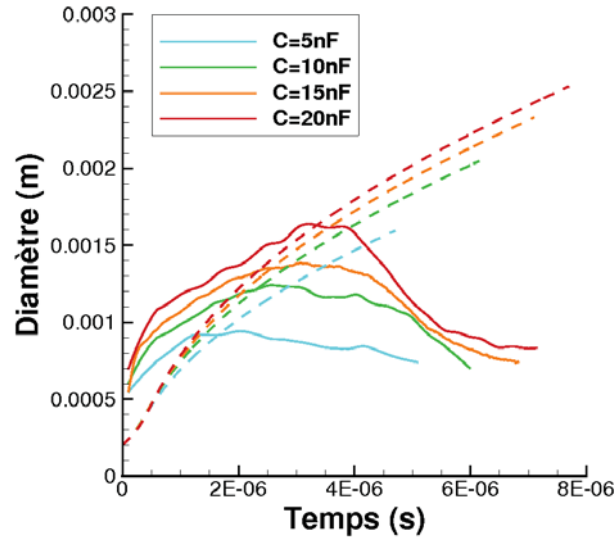


Figure IV.5 — Comparaison de l'évolution du diamètre de la décharge entre les mesures (lignes) et les simulations (pointillés) pour différentes valeurs de capacités.

revenir à la figure IV.5, il apparaît que la vitesse initiale d'expansion du canal est par très semblable entre les mesures et les simulations.

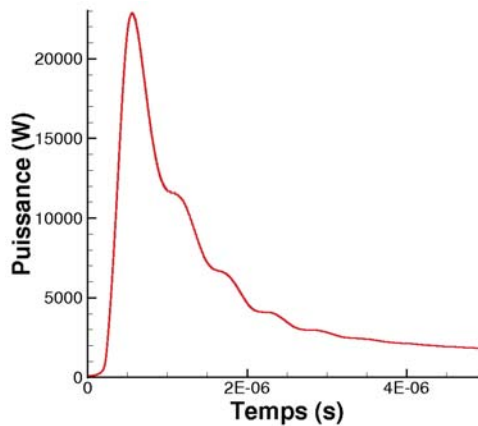


Figure IV.6 — Puissance dissipée par rayonnement en fonction du temps pour $C = 15 \text{ nF}$.

Les mesures montrent que le diamètre de la décharge après sa croissance initiale marque un plateau puis décroît. Ce résultat est interprété dans la partie III.1.4 comme la résultante d'un équilibre entre la production et la dissipation de l'énergie contenue dans le canal. Cependant, dans le modèle de Braginskii, la croissance du canal de la décharge dépend de la pression dans le canal et de la densité de l'air extérieur. Ce résultat provient des hypothèses qu'un choc fort se développe et que la pression dans le canal de la décharge est largement supérieure à la pression de l'air environnant. Il apparaît sur la figure IV.5 que la décroissance du canal de la décharge n'est pas retrouvé par les simulations. Ainsi, comme le diamètre de la décharge croît et que l'énergie contenue dans le canal se dissipe, ces hypothèses deviennent invalides au bout d'un certain temps. Le modèle représente donc bien le début de la décharge.

Il faut également noter que les mesures expérimentales du diamètre de la décharge

repose sur une technique qui présente des incertitudes importantes. Aussi, il est considéré que les écarts obtenus entre les mesures et les simulations ne sont pas abhérants. Comme le modèle a pour but d'évaluer le rendement de la décharge électrique et que l'énergie est essentiellement dissipée au début de la décharge, les comparaisons précédentes permettent de valider l'utilisation du modèle de Braginskii modifié.

La figure IV.7 compare l'évolution de la température mesurée et de la température simulée dans le canal de la décharge. Les résultats du modèle montrent que la température de la décharge croît et décroît rapidement au début de la décharge. Les températures maximales atteintes sont de l'ordre de 20000 K. Ensuite la température diminue jusqu'à 10000 K et décroît plus lentement. Les mesures montrent que la température décroît quasiment linéairement du début à la fin de la décharge avec des températures de 14000 à 10000 K.

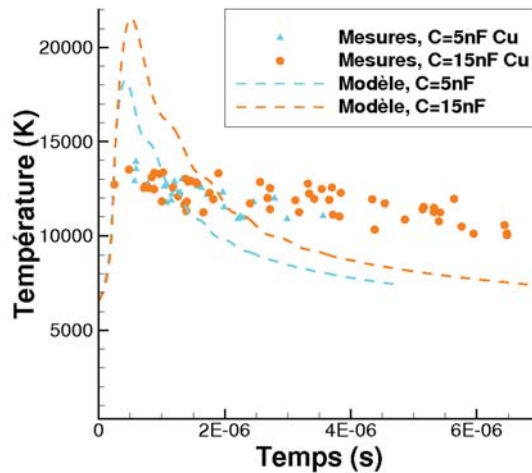


Figure IV.7 — Evolution de la température mesurée (symbole) et simulée (pointillés) pour $C = 5nF$ et $C = 15nF$.

Au début de la décharge, la température obtenue par le modèle est supérieure aux mesures. Ensuite, la température calculée avec les simulations est inférieure aux mesures. Ce résultat est à mettre en parallèle avec les différences observées dans l'évolution du diamètre de la décharge électrique. En effet, le diamètre calculé devient rapidement supérieur au diamètre mesuré. Ce diamètre excessif entraîne la chute de température pour les simulations. Comme précédemment, des incertitudes existent sur les valeurs mesurées. Les ordres de grandeurs étant bien respectés, il est estimé que l'utilisation du modèle de Braginskii permet d'estimer correctement le rendement énergétique de la décharge électrique.

IV.1.4.2 Energie dissipée dans la décharge

Le modèle est ajusté à l'aide des mesures expérimentales du courant et de la tension. La comparaison avec les mesures de diamètre et de température permettent d'avoir une bonne confiance dans les calculs d'énergie. Il a été mis en évidence dans le chapitre III que le rendement de l'actionneur (défini comme le rapport de l'énergie déposée dans la décharge numériquement pour obtenir des résultats identiques aux mesures sur l'énergie consommée par la décharge) était de l'ordre de 2 à 5%.

Plusieurs sources de pertes sont prises en compte par le modèle. En premier lieu, le modèle permet d'estimer l'énergie dissipée par rayonnement en considérant que le canal de

la décharge est un corps noir. Ensuite, le modèle prend en compte les effets gaz réels. Ces effets peuvent présenter une source de perte car les coefficients calorifiques varient lorsque la température augmente. Enfin, pour obtenir un amortissement suffisant du courant et de la tension les effets de gaine dans la colonne de décharge doivent être pris en compte. Pour cela la tension aux bornes de la colonne de la décharge est prise égale à une fraction de la tension aux bornes du condensateur. La fraction restante est considérée comme la chute de tension dans les gaines. Or, dans le modèle, cette chute de tension revient à ajouter une résistance en série avec la décharge. Cette résistance dissipe donc de l'énergie considérée comme un terme de perte.

Un bilan énergétique de la décharge électrique en fonction de la valeur de la capacité est effectué sur la figure IV.8 en utilisant une tension de claquage de 4000 V. Les résultats sont représentés en pourcent de l'énergie initialement stockée dans les capacités. Il apparaît que les pertes les plus importantes sont dues aux effets de gaine. Cette énergie dissipée dans les gaines croît avec la valeur de la capacité et représente environ 60% de l'énergie initiale. Le deuxième terme de perte le plus important est du au rayonnement. Ces pertes varient peu avec la valeur de la capacité et représentent environ 25% de l'énergie initiale. Enfin, l'énergie utile de la décharge (celle qui permet l'augmentation de la pression et de la température dans le canal de décharge) est représentée par l'énergie dissipée par effet Joule. L'énergie utile est de l'ordre de 20% de l'énergie initiale. Ce pourcentage décroît lorsque la valeur de la capacité augmente.

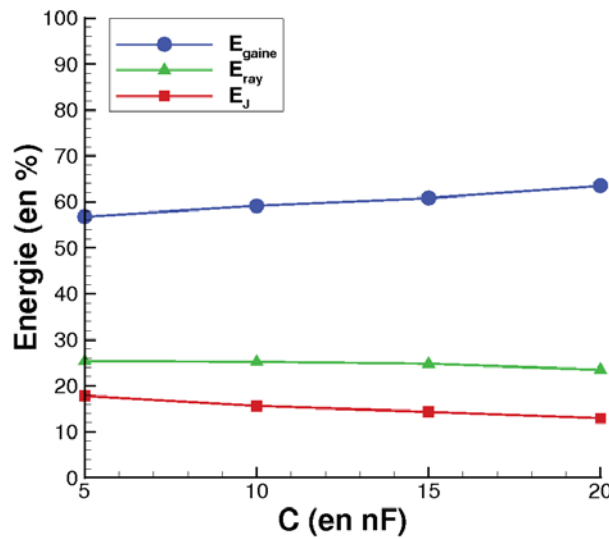


Figure IV.8 — Bilan énergétique du modèle de Braginskii modifié en pourcentage de l'énergie stockée dans les capacités. Énergie dissipée dans les gaines (cercle bleu), énergie dissipée par effet Joule (carré rouge) et énergie dissipée par rayonnement (triangle vert).

Le modèle de Braginskii modifié donne donc un rendement de la décharge électrique d'un peu moins de 20%. Cependant, le rendement de l'actionneur est défini comme le rapport de l'énergie équivalente déposée dans la cavité de façon isochore avec l'énergie stockée dans les capacités. Or, l'énergie calculée par effet Joule dans le modèle de Braginskii prend en compte les effets gaz réel et notamment, il prend en compte les variations des coefficients calorifiques avec la température. Aussi pour pouvoir obtenir l'énergie équivalente déposée de façon isochore, il faut calculer l'énergie nécessaire pour obtenir le même état final que celui obtenu à la fin de la décharge en supposant que le dépôt d'énergie est effectué de façon isochore et que le gaz est un gaz parfait. Soit P_{final} , T_{final} et a_{final} la

pression, la température et le rayon à la fin de la décharge. Le dépôt d'énergie isochore équivalent est donc défini par :

$$Q = m_{final}C_V(T_{final} - T_0) = \frac{P_{final}}{\mathcal{R}T_{final}}l_d\pi a_{final}^2(T_{final} - T_0)$$

Les résultats du calcul de cette énergie équivalente et du rendement sont donnés dans le tableau IV.2. Le modèle de Braginskii permet donc de retrouver un rendement de 3 à 5% environ selon la valeur de la capacité. Ce rendement est très proche des rendements estimés dans le chapitre III. Pour une tension de claquage de 4000 V, cette énergie représente 2 à 5 mJ selon la valeur de la capacité.

Valeur de la capacité (en nF)	Dépôt d'énergie équivalent (en mJ)	Dépôt d'énergie équivalent (en %)
5	1.91	4.78
10	3.18	3.97
15	4.27	3.56
20	5.04	3.15

Tableau IV.2 — Dépôt d'énergie équivalent en mJ et en % de l'énergie stockée initialement dans les capacités pour différentes valeurs de capacité. Tension de claquage de 4000 V.

La figure IV.9 représente l'énergie équivalente et le rendement de la décharge en fonction de la tension d'application pour $C = 5 \text{ nF}$ et $C = 15 \text{ nF}$. Alors que le dépôt d'énergie équivalent augmente lorsque la tension de claquage augmente, le rendement de la décharge diminue. Ces courbes tendent à montrer que plus la fréquence de fonctionnement de l'actionneur augmente (donc plus la tension de claquage diminue), plus le rendement de la décharge augmente. Cependant, ces simulations sont effectuées avec la pression et la température de l'air extérieur égaux à la pression et à la température atmosphérique. Or, lorsque la fréquence de l'actionneur augmente, la température à l'intérieur de la cavité augmente. Un calcul complet (décharge et aérodynamique du microjet) est nécessaire pour déterminer le rendement à haute fréquence.

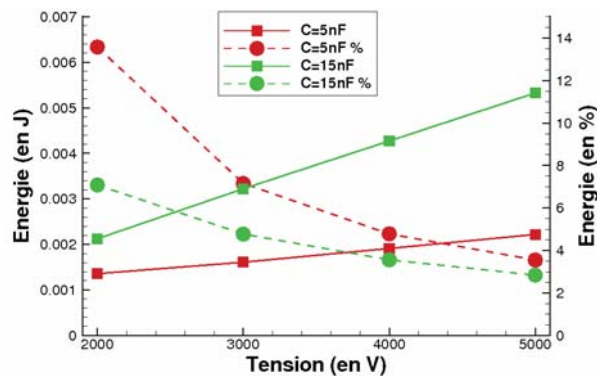


Figure IV.9 — Dépôt énergie équivalent en fonction de la tension : valeur (carré et ligne continue) et rendement de la décharge (rond et ligne discontinue). $C = 5\text{nF}$ (en rouge) et $C = 15\text{nF}$ (en vert).

La comparaison du modèle de Braginskii modifié avec les données expérimentales met en évidence que la chute de tension dans les gaines doit être prise en compte pour pouvoir correctement représenter l'amortissement du courant et de la tension observé expérimentalement. Pour cela, l'hypothèse est faite que la tension aux bornes du canal de la décharge est égale à une fraction de la tension aux bornes des électrodes. La chute de tension revient alors dans le modèle à ajouter une résistance dans le circuit électrique équivalent. Elle est donc considérée comme un terme de perte. Ensuite le modèle est calibré à l'aide des différentes mesures de courant traversant la décharge. Les simulations de la décharge sont ensuite effectuées et comparées aux mesures de croissance de la décharge et aux mesures de température. Ces comparaisons montrent que les simulations donnent des résultats différents des mesures. Cependant, les ordres de grandeurs sont bien retrouvés par les simulations et il en est déduit que le bilan énergétique donné par le modèle est valide. Ce bilan énergétique permet de calculer un rendement de la décharge électrique de 3 à 5%. Ce résultat est très comparable aux rendements calculés dans le chapitre III. Le modèle de Braginskii modifié est donc fiable et permet de déterminer l'énergie réellement utile de la décharge électrique.

IV.2 Modélisation globale de l'actionneur

Les modèles aérodynamiques présentés dans le chapitre II ne permettent pas d'effectuer des modélisations en fréquence de l'actionneur. Le modèle de Braginskii modifié permet de calculer le dépôt d'énergie isochore équivalent de la décharge électrique en fonction de l'état du gaz à l'intérieur de la cavité. Une modélisation globale de l'actionneur est donc envisageable : elle doit permettre de réaliser une modélisation fréquentielle de l'actionneur. La façon dont le modèle CEDRE et le modèle Braginskii modifié sont couplés est détaillée dans la première partie. Les résultats du modèle sont ensuite donnés et comparés aux mesures de position du front de jet afin de valider cette modélisation.

IV.2.1 Couplage du modèle CEDRE et du modèle de Braginskii modifié

L'expérience montre qu'il existe un couplage fort entre les conditions thermiques à l'intérieur de la cavité de l'actionneur et le circuit électrique permettant la création de la décharge (chapitre III). Lorsque la fréquence de fonctionnement du JSP augmente, l'augmentation de la température dans la cavité entraîne une baisse de la tension de claquage. Elle-même entraîne une baisse de l'énergie stockée dans les capacités et dissipée dans la décharge. Or, la température dans la cavité à la fin d'un cycle de fonctionnement dépend à la fois de la quantité d'air frais extérieur entrant dans la cavité pendant la phase d'aspiration et de la conduction thermique au niveau des parois de la cavité de l'actionneur (chapitre II). Aussi, la modélisation globale doit nécessairement prendre en compte à la fois les aspects électriques et les aspects aérothermodynamiques du JSP. Le modèle de type Braginskii développé précédemment permet de modéliser la décharge électrique. Les descriptions simples présentés dans le chapitre II ne permettent pas la modélisation de la phase d'aspiration de l'actionneur qui est l'étape essentielle pour obtenir un couplage entre tension de claquage, décharge électrique et création du microjet. Aussi, pour modéliser l'actionneur de façon globale, les résultats donnés par le modèle de Braginskii modifié sont couplés avec la modélisation CEDRE.

Le calcul se déroule en plusieurs étapes. Dans un premier temps, la densité de l'air dans la cavité de l'actionneur, et en particulier la densité de l'air dans l'espace inter-électrodes, permet d'obtenir une valeur de la tension de claquage. Pour cela, la loi ONERA de tension de claquage obtenue dans la partie III.1.3 est utilisée. La densité de l'air dans la cavité à la fin du cycle est prise en un point représentant la position des électrodes dans la cavité (à 2 mm de la paroi inférieure de la cavité et à 0.5 mm de l'axe de symétrie de la cavité). A partir de cette tension de claquage et des conditions de pression et de température dans la cavité, le modèle de Braginskii modifié permet d'obtenir le dépôt d'énergie équivalent avec une transformation isochore en gaz parfait ainsi que la durée du dépôt d'énergie (voir IV.1.4.2).

Ce dépôt d'énergie est ensuite utilisé dans le modèle CEDRE. Cette simulation URANS permet d'obtenir l'évolution de l'actionneur pendant un cycle de fonctionnement. A la fin du cycle, des nouvelles conditions de pression et de température dans la cavité sont obtenues. Celles-ci permettent de calculer une nouvelle tension de claquage et d'effectuer la simulation d'un nouveau cycle.

Ces calculs étant relativement longs (temps de calcul CEDRE sur une durée importante), les calculs sont limités à deux valeurs de capacité : $C = 5$ nF et $C = 15$ nF. Comme vu dans la partie III.1.2.2.1, la tension de claquage des actionneurs chute à partir de 500 Hz. Aussi des fréquences de fonctionnement de 500, 1000 et 2000 Hz sont simulées.

Les calculs sont effectués sur le calculateur vectoriel NEC SX-8R de l'ONERA.

IV.2.2 Résultats des simulations

Au vu du temps de calcul mis en jeu par ces simulations (une journée de calcul représente une durée simulée de $500 \mu\text{s}$), un nombre assez faible de cycles de fonctionnement est réalisé. 4, 8 et 12 cycles ont pu être effectués pour respectivement $f_{JSP} = 500, 1000$ et 2000 Hz .

IV.2.2.1 Dynamique du microjet

La figure IV.10 représente l'évolution de la masse présente dans la cavité du JSP pour les trois fréquences et les deux valeurs de capacité. Les calculs se déroulent sur une durée d'environ 8 ms pour $f_{JSP} = 500$ et 1000 Hz et sur une durée de 6 ms pour $f_{JSP} = 2000 \text{ Hz}$. Ces courbes montrent que pour les premiers cycles, un déséquilibre important existe entre la masse expulsée par l'actionneur et la masse aspirée. Cependant, cet écart se réduit à chaque cycle et un équilibre est atteint au bout de quelques cycles.

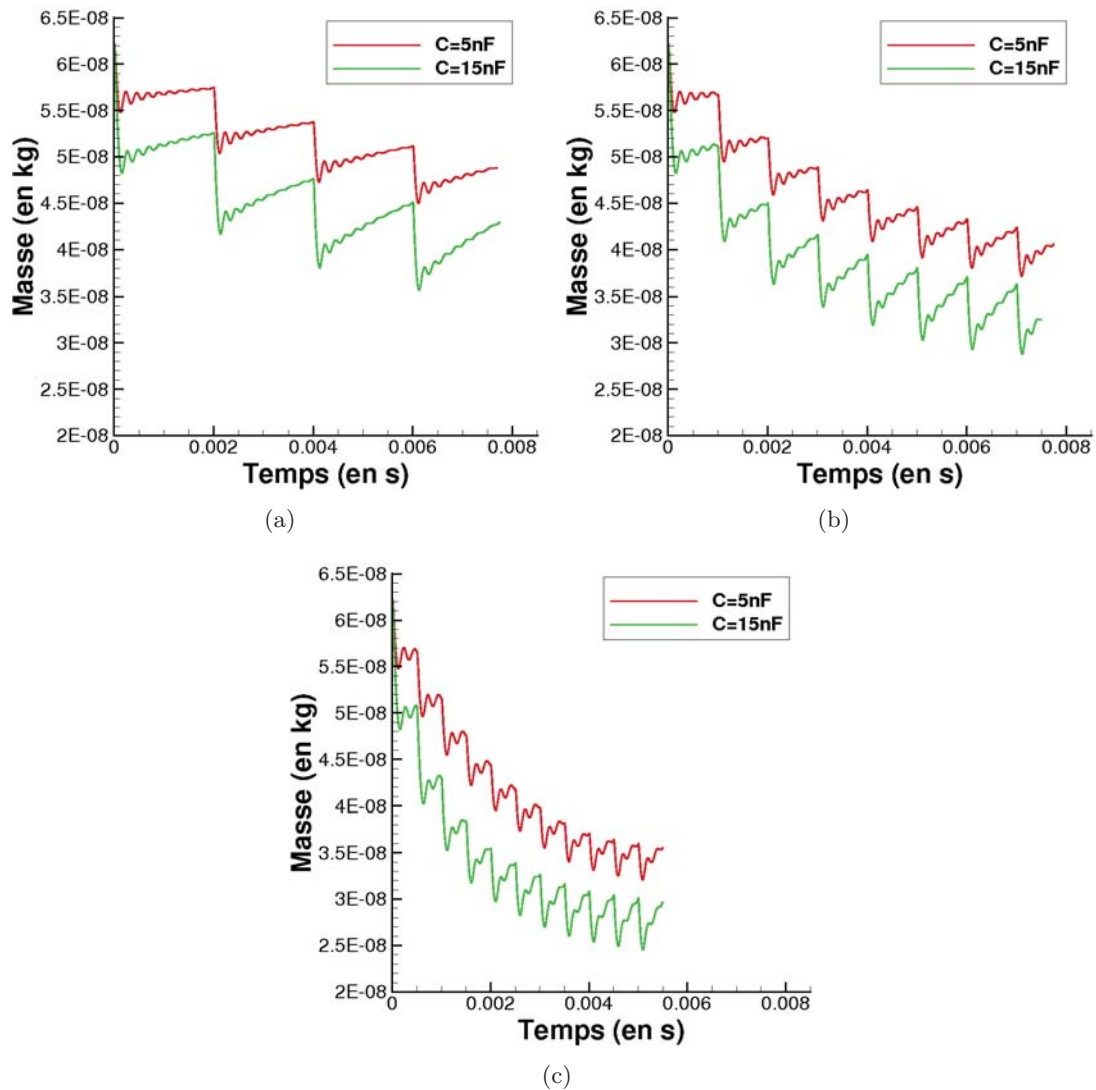


Figure IV.10 — Evolution de la masse dans la cavité pour $C = 5 \text{ nF}$ (en rouge) et $C = 15 \text{ nF}$ (en vert). a) $f_{JSP} = 500 \text{ Hz}$, b) $f_{JSP} = 1000 \text{ Hz}$ et c) $f_{JSP} = 2000 \text{ Hz}$.

Pour illustrer cela, la figure IV.11 représente la masse expulsée et la masse aspirée pour

chaque cycle de la simulation effectuée pour $C = 15$ nF et $f_{JSP} = 2000$ Hz. La masse expulsée diminue à chaque cycle et la masse aspirée augmente. Au bout de 11 cycles, les deux courbes se rejoignent. Ce résultat se retrouve pour les deux valeurs de capacités pour des fréquences de 1000 et 2000 Hz (pour $f_{JSP} = 500$ Hz seuls les 4 premiers cycles sont disponibles). L'équilibre de l'actionneur résulte de deux phénomènes. Lorsque l'actionneur se réchauffe, l'énergie délivrée par la décharge électrique diminue car la tension de claquage diminue. Il en résulte que le microjet éjecte une masse d'air moins importante. De plus, lorsque l'actionneur s'échauffe, les échanges thermiques à travers les parois de la cavité augmentent ce qui entraîne l'aspiration d'une quantité d'air plus importante entre deux cycles.

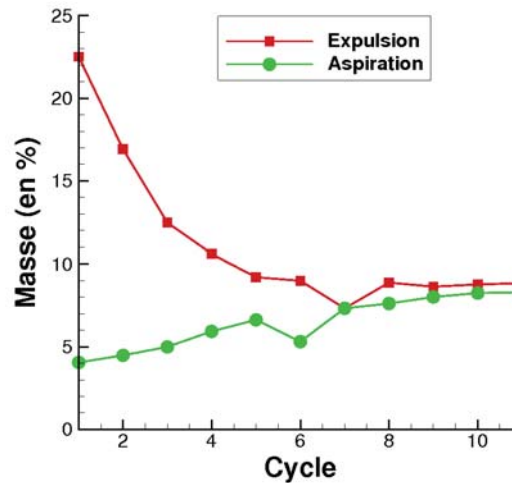


Figure IV.11 — Masse expulsée (carrés rouges) et aspirée (ronds verts) en pourcentage de la masse initiale dans la cavité pour $C = 15$ nF et $f_{JSP} = 2000$ Hz.

La figure IV.12 représente le débit au niveau de l'orifice pour $f_{JSP} = 1000$ Hz et $f_{JSP} = 2000$ Hz pour différents cycles. La comparaison du débit lors de l'expulsion pour le premier cycle et le cycle 7 ou 10 montre que la durée du microjet diminue alors que le débit maximal varie peu. Cette variation de la durée du microjet implique la diminution de la masse expulsée observée précédemment. Lors de la phase de remplissage, le débit oscille. La diminution de la durée de l'éjection lorsque le cycle augmente entraîne une augmentation de la durée de la phase de remplissage. Il s'ensuit que l'état du débit lors du nouveau dépôt d'énergie est différent selon le cycle considéré. Par exemple, à la fin du premier cycle avec $f_{JSP} = 2000$ Hz et $C = 15$ nF, le débit est au maximum de ses oscillations quand un nouveau dépôt d'énergie est effectué. Au contraire, pour le dixième cycle, le débit est négatif à la fin de la phase de remplissage. Comme les oscillations du débit sont liées à l'oscillation de la pression de la cavité, cette observation indique que le dépôt d'énergie s'effectue à des pressions dans la cavité différentes. Ainsi dans l'exemple précédent, le dépôt d'énergie du deuxième cycle s'effectue pour un débit positif et donc pour une pression dans la cavité faible alors que pour le onzième cycle, le débit est négatif et donc la pression dans la cavité est élevée. Ces variations de pression entraînent des variations de la tension de claquage (à température constante).

La figure IV.13.a représente la vitesse sur l'axe du microjet au niveau de l'orifice pour le premier et le dixième cycle. Il apparaît que la vitesse d'expulsion maximale diminue d'environ 50 m.s^{-1} entre les deux cycles. Cette différence est du même ordre de grandeur que la diminution de vitesse observée dans la partie III.2.3 lorsque la fréquence augmente.

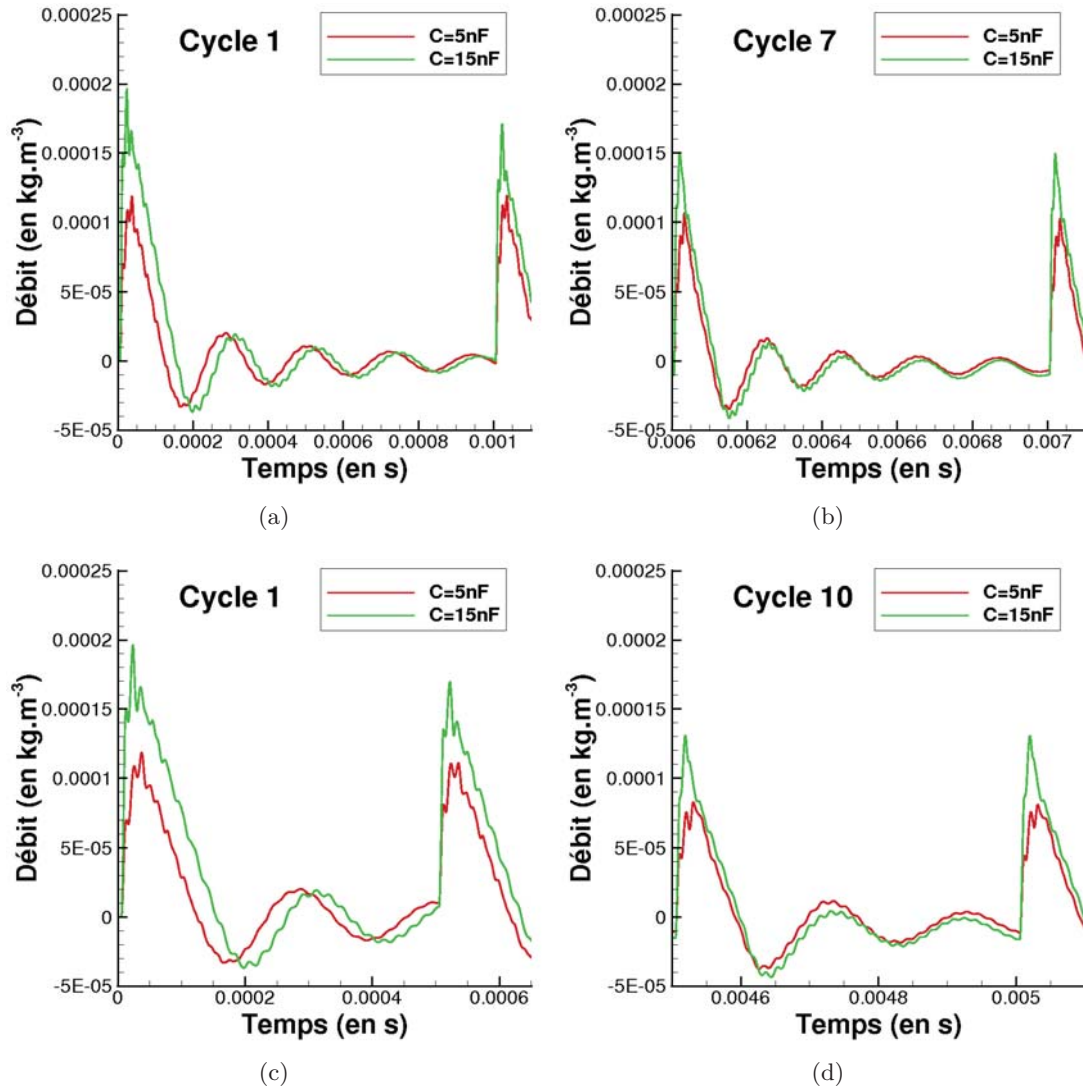


Figure IV.12 — Evolution du débit d'air au niveau de l'orifice de l'actionneur pour $C = 5 \text{ nF}$ (en rouge) et $C = 15 \text{ nF}$ (en vert). a) Premier cycle $f_{JSP} = 1000 \text{ Hz}$, b) septième cycle $f_{JSP} = 1000 \text{ Hz}$, c) premier cycle $f_{JSP} = 2000 \text{ Hz}$ et d) dixième cycle $f_{JSP} = 2000 \text{ Hz}$.

Comme effectué dans le chapitre III, la mesure de position par strioscopie est simulée. La position du front de jet au cours du temps est représentée sur la figure IV.13.b. Ces comparaisons sont effectuées pour le onzième cycle des simulations à $f_{JSP} = 2000 \text{ Hz}$.

Les mesures de position du front de jet par strioscopie et les simulations montrent un excellent accord. En calculant la vitesse d'avancement du front de jet, une vitesse de $140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est obtenue pour $C = 15 \text{ nF}$ alors que la vitesse simulée du microjet sur l'axe du jet en sortie de la cavité est au maximum de $200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cela montre que la vitesse d'éjection du microjet est différente de la vitesse d'avancement du front de jet.

Les très bonnes comparaisons obtenues sur la figure IV.13.b amènent plusieurs commentaires. Tout d'abord ce résultat permet de valider la modélisation adoptée dans la thèse. Notamment cela confirme que les bilans énergétiques effectués à l'aide du modèle de Braginskii modifié sont proches de la réalité. Ce modèle permet donc de calculer de façon précise l'énergie utile de la décharge électrique. Ensuite, la bonne concordance entre la "trajectoire" du front du microjet mesurée avec celle simulée est à mettre en relation

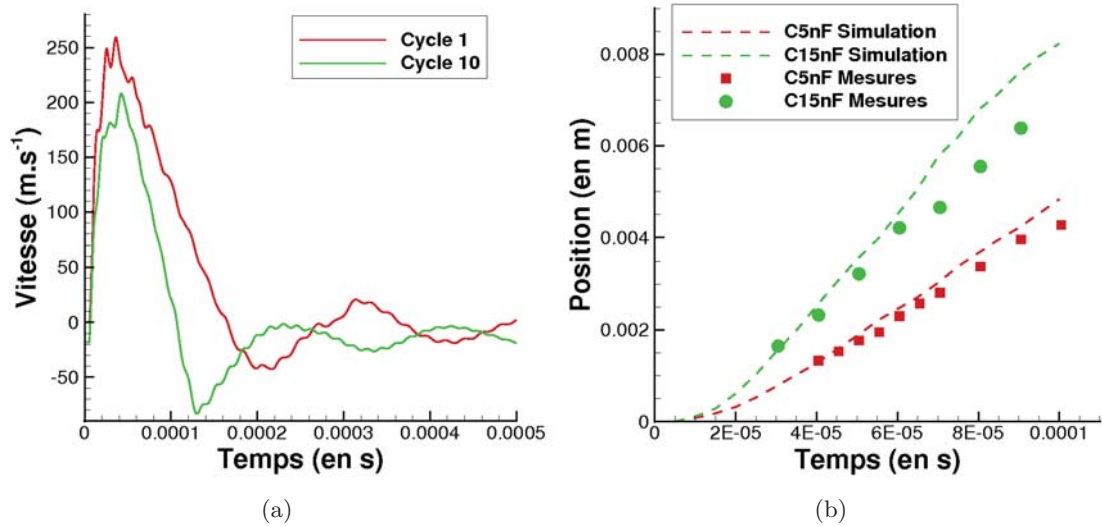


Figure IV.13 — a) Vitesse sur l'axe au niveau de l'orifice pour le premier cycle (en rouge) et le dixième cycle (en vert). $C = 15nF$ et $f_{JSP} = 2000Hz$. b) Comparaison des mesures de position par strioscopie et par simulations (onzième cycle) pour $C = 5nF$ et $C = 15nF$, $f_{JSP} = 2000Hz$.

avec les conclusions effectuées dans la partie III.2.4.2. Lorsque les simulations sont effectuées sur plusieurs cycles, le calcul devient indépendant des valeurs initiales des variables de turbulence. La bonne correspondance entre les mesures et les simulations est également due à une meilleure représentation de la turbulence dont le développement du microjet est fortement dépendant.

La bonne concordance entre les mesures et les simulations permet enfin d'obtenir une évaluation de la vitesse de sortie du microjet. Il a été vu dans la partie II.1.1.2 que ce paramètre est essentiel à l'adaptation du microjet à l'application recherchée. Pour rappel, le but est de pouvoir être utilisé dans des applications diverses et donc de pouvoir faire varier simplement la vitesse d'éjection du microjet.

La figure IV.14 représente des profils de vitesse en sortie de l'orifice du JSP à différents instants de l'éjection. Le cycle choisi pour ces figures correspond au dernier cycle calculé dans le cas d'une fréquence de fonctionnement de $2000Hz$. Il a été vu précédemment que dans ce cas, l'actionneur est à l'équilibre. Les figures IV.14.a et .b correspondent respectivement aux résultats obtenus pour $C = 5nF$ et $C = 20nF$.

Ces figures montrent que la vitesse d'éjection augmente au cours du temps et atteint un maximum environ $40\mu s$ après le début du cycle. Plus marqué dans le cas $C = 20nF$, il apparaît que la vitesse du microjet est plus faible sur son axe que sur son bord. Ce résultat est dû à la création de l'anneau de vorticit e pr ec edemment observée. Par entraînement, celui-ci am ene  a l'acc el eration du fluide proche du bord du microjet.

La vitesse du microjet atteint un maximum de $150m.s^{-1}$ pour $C = 5nF$ et de $300m.s^{-1}$ pour $C = 20nF$. Cette observation est  a mettre en parall ele au dimensionnement effectuée dans le chapitre II. Les r esultats obtenus sont en accord avec les pr evisions qui ont  et e effectu ees et ils permettent de valider la d emarche qui a  et e propos ee afin de caract eriser l'actionneur.

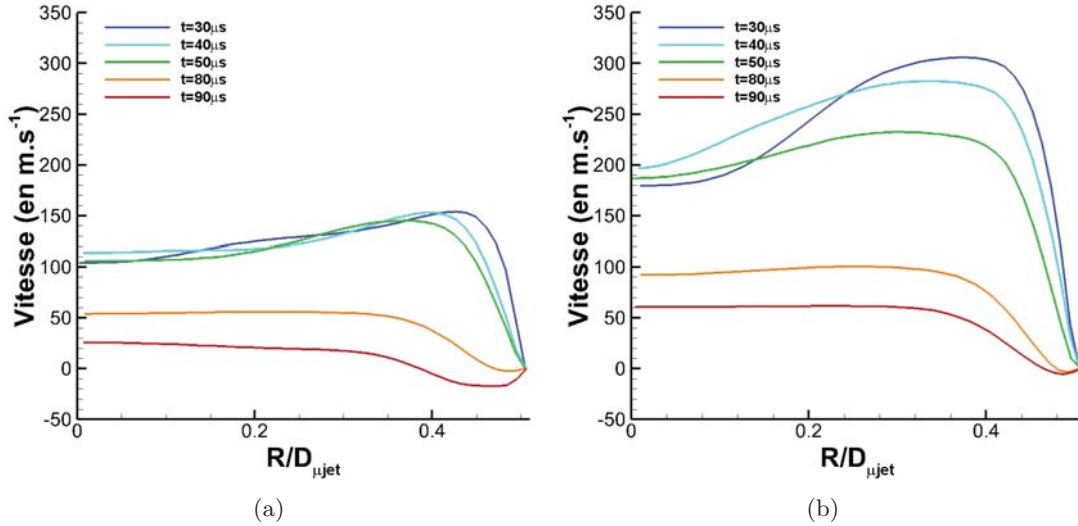


Figure IV.14 — Profil de vitesse calculée en sortie d'orifice, équilibre établi, a) $f_{JSP} = 2000\text{Hz}$ ($\Delta t_{cycle} = 500 \mu\text{s}$), $C = 5\text{nF}$ et b) $f_{JSP} = 2000\text{Hz}$ ($\Delta t_{cycle} = 500 \mu\text{s}$), $C = 15\text{nF}$.

IV.2.2.2 Efficacité de la décharge électrique

Dans cette partie, l'analyse porte sur la simulation de la décharge électrique et sur son couplage avec le modèle aérodynamique.

La figure IV.15 représente l'évolution de la tension de claquage au cours du temps pour les différentes fréquences et valeurs de capacité simulées. Pour $C = 5 \text{ nF}$, la tension de claquage diminue à chaque cycle. Pour $C = 15 \text{ nF}$, la tension de claquage diminue initialement puis elle augmente. Cette augmentation de la tension de claquage est due au phénomène explicité précédemment : un nouveau cycle peut avoir lieu soit lorsque le cycle de remplissage se termine sur une oscillation positive, soit pendant une oscillation négative du débit.

Les tensions de claquage obtenues expérimentalement en fonction de la fréquence et de la valeur de la capacité (figure III.2 en page 99) sont inférieures aux tensions de claquage minimales obtenues dans cette simulation. Plusieurs paramètres permettent d'expliquer cela.

Tout d'abord, le nombre de cycles de fonctionnement simulés ne sont certainement pas assez nombreux pour représenter le fonctionnement de l'actionneur au bout de plusieurs secondes. Ensuite, il apparaît que la modélisation des échanges thermiques en paroi n'est pas complète. Les flux thermiques en paroi sont modélisés par une loi de Fourier :

$$\phi_p = -h_{paroi}(T_{paroi} - T_{ext})$$

Dans cette loi, la température à l'extérieur de la cavité est fixée égale à la température atmosphérique (300 K). Or, comme les parois de l'actionneur s'échauffent, la température de l'air à l'extérieur de la cavité doit augmenter. Il s'ensuit que les échanges thermiques sont surestimés dans la modélisation CEDRE.

La figure IV.16.a représente l'évolution du rendement de la décharge électrique. Il apparaît que le rendement de la décharge électrique augmente au cours du temps. En effet, dans la partie IV.1 il a été mis en évidence que le rendement de la décharge augmente quand la tension de claquage et la valeur de la capacité diminuent. Ainsi, le rendement de la décharge augmente lorsque la fréquence de fonctionnement de l'actionneur augmente.

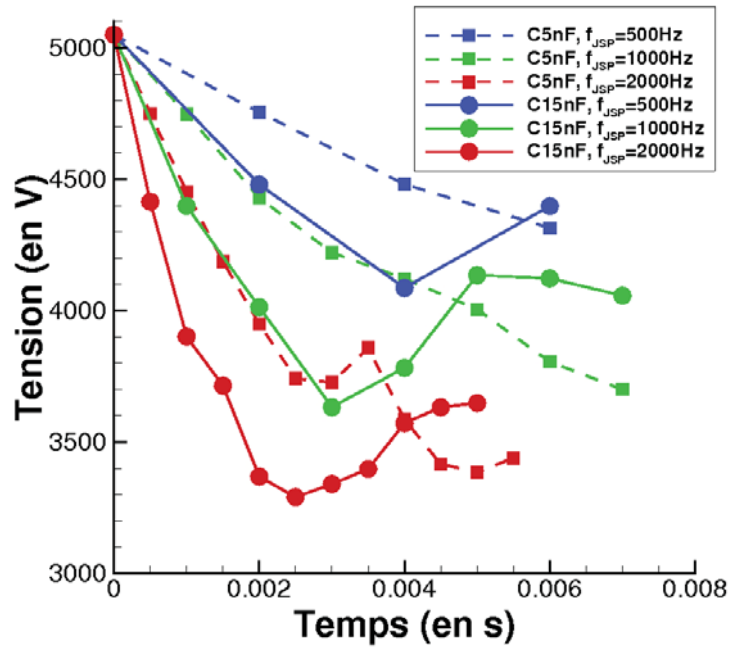


Figure IV.15 — Evolution de la tension de claquage simulée au cours du temps pour $C = 5$ nF (lignes pointillées et carrés) et pour $C = 15$ nF (lignes continues et ronds) pour $f_{JSP} = 500$ Hz (en bleu), $f_{JSP} = 1000$ Hz (en vert) et $f_{JSP} = 2000$ Hz (en rouge).

La figure IV.16.b représente ces rendements en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge pour ces différentes simulations. Le rendement de la décharge dépend fortement de l'énergie qui y est dissipée. Plus elle est faible et meilleur est le rendement. Il semble cependant que la valeur de la capacité a également un impact sur le rendement.

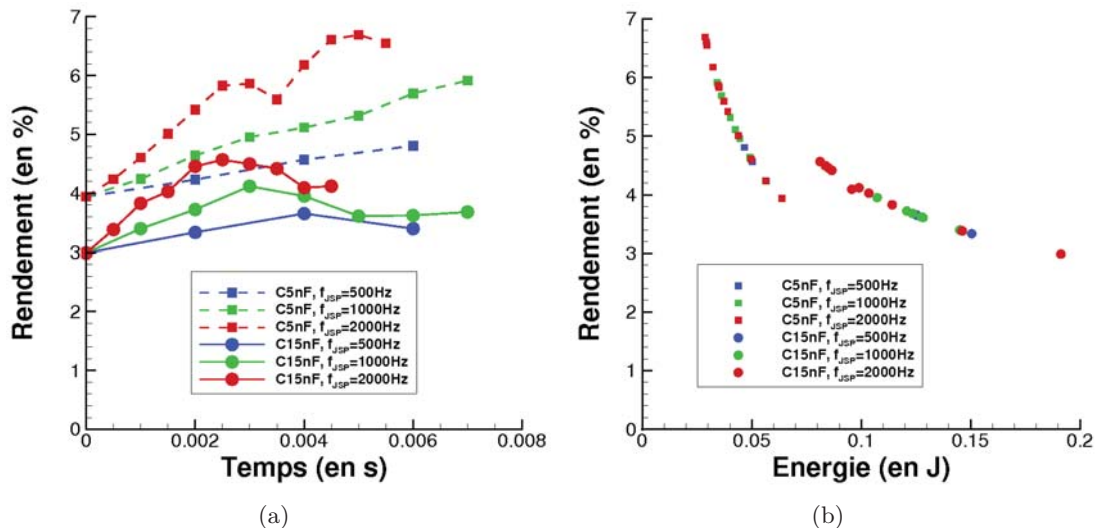


Figure IV.16 — Evolution du rendement de la décharge électrique a) au cours du temps et b) en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge, pour $C = 5$ nF (lignes pointillées et carrés) et pour $C = 15$ nF (lignes continues et ronds) pour $f_{JSP} = 500$ Hz (en bleu), $f_{JSP} = 1000$ Hz (en vert) et $f_{JSP} = 2000$ Hz (en rouge).

Ces simulations ont également mis en évidence l'augmentation très importante de la température dans la cavité au cours du temps. Ainsi, pour le onzième cycle simulé pour $f_{JSP} = 2000$ Hz et $C = 15$ nF, l'air dans la cavité a des température de l'ordre de 750 K. Pour un nombre de cycles plus élevé, il est estimé que la température sera supérieure à cette valeur. Comme vu précédemment, les échanges de chaleur sont certainement surestimés dans la modélisation CEDRE. Cela conduit à un refroidissement de la cavité plus efficace qu'en réalité. Ce résultat justifie l'emploi de matériaux très résistants à la chaleur tels que la céramique pour concevoir la cavité de l'actionneur.

Un très bon accord concernant les mesures de position du front de jet et les simulations est obtenu. Ce résultat appuie la qualité du bilan énergétique que permet d'effectuer le modèle de Braginskii modifié et permet de valider la démarche proposée afin de qualifier l'actionneur. L'étude montre que la décharge électrique dépend fortement de l'état de l'air dans la cavité à la fin de la phase de remplissage. Elle met également en évidence qu'un nombre plus important de cycles de fonctionnement doit être simulé (notamment pour $f_{JSP} = 500$ Hz). La modélisation des échanges thermiques en paroi de la cavité doit être améliorée pour prendre en compte le fait que la température de l'air à l'extérieure de la cavité varie également au cours du temps.

Dans ce chapitre, une modélisation de la décharge électrique, appelée modèle de Braginskii modifié, est développée. Ce modèle considère que les grandeurs au sein du canal de la décharge sont homogènes. Il permet de calculer l'évolution de ces grandeurs ainsi que l'évolution du rayon du canal au cours du temps. Les modifications apportées au modèle original permettent de prendre en compte le couplage de la décharge électrique avec le circuit d'alimentation et le gaz à l'intérieur du canal de la décharge est considéré comme un gaz réel dont le rayonnement est modélisé comme celui d'un corps noir. Il apparaît qu'une autre source de pertes doit être prise en compte. Ce terme de perte est majoritaire dans la décharge. Après avoir calibré le modèle à l'aide de différentes mesures et comparé ces résultats avec les expériences, les pertes énergétiques et le rendement de la décharge électrique sont évalués. Le rendement obtenu s'est révélé très proche de ceux estimés dans le chapitre III. Celui-ci varie avec la valeur de la capacité et de la tension de claquage et donc de l'énergie dissipée dans la décharge. Pour une tension de claquage de 4000 V, le rendement de la décharge électrique est de 3.56% pour $C = 15$ nF et de 4.78% pour $C = 5$ nF. Couplé avec le modèle CEDRE, le modèle de Braginskii modifié permet de réaliser une modélisation globale de l'actionneur et il permet notamment de simuler le fonctionnement en fréquence de l'actionneur. Ces simulations montrent un très bon accord avec les mesures. Cela permet de valider la qualité du modèle global. Cependant, les résultats montrent la nécessité d'améliorer la modélisation des flux thermiques en paroi de l'actionneur. En conclusion, la caractérisation du fonctionnement du JSP réalisée dans le chapitre III et la modélisation globale de l'actionneur effectuée dans ce chapitre montrent que le processus de conception mis en place dans le chapitre II permet de prédire correctement le fonctionnement du JSP. Ainsi, en partant du rendement de l'actionneur estimé par le modèle de Braginskii modifié, il est possible de prédire aisément les caractéristiques du microjet. Par exemple, pour $C = 15$ nF et $f_{JSP} = 2000$ Hz, la vitesse d'éjection maximale du microjet est d'environ 200 m.s^{-1} pour une durée du microjet de $100 \mu\text{s}$. Ces caractéristiques sont en tout point comparables aux besoins exprimés dans le chapitre II pour le contrôle de bruit de jet. Dans cette étude, l'application visée est le contrôle de bruit de jet de type réacteur. Afin de vérifier si le JSP a la possibilité d'agir sur un tel écoulement, le chapitre suivant étudie l'interaction du microjet produit par le JSP avec un écoulement représentatif de ce type de jet.

Chapitre

V

Interaction des JSP avec un écoulement de type jet turbo-réacteur

L'application pour laquelle les JSP sont mis en oeuvre dans la thèse est le contrôle de bruit de jet de type réacteur. Pour cela, la première partie concerne la conception d'un banc d'essai qui soit représentatif de ce type d'écoulement. L'implantation des actionneurs est définie en relation avec les méthodes de contrôle de bruit de jet identifiées dans la partie bibliographique. Ensuite, il est utile de vérifier si le JSP peut agir sur l'écoulement de façon équivalente aux actionneurs performants pour le contrôle de bruit de jet. Des visualisations par striescopia sont réalisées puis analysées afin d'en déduire la capacité à créer des tourbillons contrarotatifs permettant d'épaissir la couche de mélange.

Aperçu

V.1	Conception du banc d'essai	157
V.1.1	Modèle de jet de type turbo-réacteur	157
V.1.2	Méthode de contrôle de bruit de jet	158
V.1.3	Implantation des actionneurs et conception de la tuyère	159
V.2	Etude de l'interaction du JSP avec l'écoulement	162
V.2.1	Description du banc d'acquisition	162
V.2.2	Etude du jet seul	163
V.2.3	Interaction du microjet synthétique avec le jet	166

V.1 Conception du banc d'essai

L'étape initiale de l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP consiste à concevoir un banc d'essai permettant de représenter un jet de type turboréacteur. Pour cela, la première partie porte sur la définition de l'écoulement en prenant en compte les contraintes inhérentes aux installations de l'ONERA. Ensuite, les méthodes de contrôle identifiées dans la partie bibliographique sont rappelées et la possibilité de leur mise en application à l'aide des JSP est étudiée. La partie suivante se réfère à la bibliographie pour définir la façon dont les actionneurs doivent être implantés dans la maquette.

V.1.1 Modèle de jet de type turboréacteur

Comme il n'est pas possible d'étudier directement en laboratoire des turboréacteurs réels, les mécaniciens des fluides ont en général recours à des modèles qui permettent d'obtenir des écoulements dont la physique est représentative des jets de turboréacteurs réels.

V.1.1.1 Définition de l'écoulement

Le contrôle de bruit de jet s'intéresse de façon générale à la réduction du bruit produit par l'éjection des gaz par un turboréacteur d'un avion civil au décollage. Ce type de jet est caractérisé par un nombre de Mach de l'ordre de 0.9 et une température de plusieurs centaines de degré Celsius. Dans la partie bibliographique (partie I.3) il est mis en évidence que des jets de ce type produisent du bruit selon deux mécanismes distincts. Ces mécanismes sont associés dans un cas aux petites structures de la turbulence et dans l'autre cas aux grosses structures de la turbulence qui se développent suite à la déstabilisation de la couche de mélange. C'est cette dernière source de bruit que l'on cherche à réduire.

Le bruit produit par les grosses structures turbulentes, aussi appelé bruit dominant, est caractérisé par un spectre à bande étroite dont le maximum est atteint pour un nombre de Strouhal ($S_t = \frac{fD_{jet}}{U_{jet}}$) d'environ 0.3. Les paramètres influant sur cette source de bruit sont le nombre de Mach du jet et sa température. Pour représenter de façon fidèle un jet de type turboréacteur, le jet de "laboratoire" doit donc posséder un nombre de Mach de 0.9 et une température statique de plusieurs centaines de Kelvin. Aussi, il a été décidé d'effectuer des mesures pour des nombres de Mach de 0.6 et 0.9 à température ambiante et à 600 K. Le choix d'un nombre de Mach plus faible est utilisé pour abaisser la fréquence correspondant à un nombre de Strouhal de 0.3. La physique du bruit pour un jet à un tel nombre de Mach reste identique à celle d'un jet à un nombre de Mach de 0.9.

La forme de la tuyère doit également être représentative de celles utilisées dans un turboréacteur. Aussi, le choix s'est porté sur une tuyère utilisée dans le cadre du projet JEAN (Jet Exhaust Aerodynamics and Noise, 2001-2003). Cette tuyère se caractérise par une section faiblement convergente suivie d'une section cylindrique ce qui est représentatif d'une tuyère de turboréacteur.

Enfin, le dernier paramètre important dans le cadre du contrôle de bruit de jet est le diamètre du jet. Le choix effectué est conditionné par deux choses : la bibliographie et les capacités de l'installation de l'ONERA. La plupart des études et notamment celle de Castelain et al. [22] utilisent un jet ayant un diamètre de 50 mm. L'installation de l'ONERA décrite ci-dessous permet de maintenir un jet à $M=0.9$ à température ambiante en continu avec ce type de diamètre. Aussi ce choix est-il effectué.

V.1.1.2 Description du banc d'essai

Les essais sont réalisés sur le site de l'ONERA/DMAE. Le banc utilise le réseau 80 bars dans l'installation appelée Réchauffeur 113. La pression génératrice du réseau est fournie par un réservoir sous pression ayant un volume de 20 m³. Un compresseur ayant un débit de 1 Kg.s⁻¹ permet de le remplir. Au niveau de la tuyère le débit est régulé sur une plage allant de 0.17 à 3 Kg.s⁻¹. Précédemment, il a été indiqué que le jet a un diamètre de 50 mm et un nombre de Mach de 0.9 pour de l'air ayant une masse volumique égale à la masse volumique ambiante. Un tel jet débite 0.72 Kg.s⁻¹. Le compresseur est donc capable de fournir un tel débit et le jet peut fonctionner en continu. Il est également possible de réchauffer l'air du jet à l'aide d'un réchauffeur électrique. Celui-ci peut développer une puissance de 500 kW. La température du jet peut être réglée jusqu'à 600 K.

La pièce a une hauteur sous plafond de 2.5 m. La sortie de la tuyère se situe à 2.6 m du tuyau d'évacuation et la largeur disponible pour l'installation est de 4.7 m centré sur la tuyère. De manière très générale, Viswanathan [119] précise que pour effectuer des mesures en champ lointain de bruit de jet, les microphones doivent être placés au minimum à 45 fois le diamètre de la sortie du jet. Cette valeur donne un éloignement de 2.25 m pour la tuyère de 50 mm. La taille de la salle d'essai est donc relativement petite et ne permettra pas d'installer des microphones en champ lointain car ceux-ci seraient trop proches des parois de la salle. Ces remarques sont développées dans l'annexe F qui décrit l'installation acoustique utilisée pour les mesures de bruit de jet.

V.1.2 Méthode de contrôle de bruit de jet

Dans cette section les méthodes de contrôle identifiées dans la littérature sont rappelées. Ensuite, il sera montré de quelles manières ces méthodes peuvent être mises en oeuvre avec les actionneurs JSP.

V.1.2.1 Méthodes de contrôle

L'étude bibliographique concernant le contrôle de bruit de jet (partie I.3) met en évidence la possibilité de contrôler le bruit de jet avec les actionneurs JSP de deux façons différentes.

La première façon de contrôler le bruit de jet est de stabiliser la couche de mélange. C'est de cette façon que les chevrons sont utilisés sur les dernières générations d'avion. Il est également possible de réaliser ce contrôle à l'aide de microjets continus. Le but de ce type de contrôle est de créer des paires de tourbillons contrarotatifs dans la couche de mélange. A l'endroit où ils sont injectés, ces tourbillons permettent d'épaissir la couche de mélange. Celle-ci devient moins instable.

La bibliographie montre que les modes d'instabilité $m = 0$ (mode colonne) et $m = 1$ (premier mode hélicoïdal) de la couche de mélange sont les modes les plus énergétiques (voir la figure I.24 en page 44). Ces instabilités se développent et induisent la création des grosses structures turbulentes. La deuxième méthode pour réduire le bruit de jet consiste donc à réduire l'énergie contenue dans ces modes d'instabilité. L'idée est d'exciter des modes d'ordre élevé afin que leur amplification s'effectue au détriment des modes 0 et 1 par des interactions non-linéaires. Cette méthode s'inspire des travaux effectués par Samimy et al. [62] qui montrent une réduction du bruit de jet en utilisant des décharges électriques à l'intérieur de la tuyère. Leurs décharges électriques jouent le rôle d'excitateur pour la couche de mélange.

V.1.2.2 Application au JSP

La première méthode de contrôle consiste donc à créer des tourbillons contrarotatifs dans la couche de mélange. Comme le JSP est un actionneur pulsé, il faut que les trains de tourbillons contrarotatifs soient suffisamment proches pour que l'écoulement réagisse comme il le ferait avec des microjets continus. Pour que les JSP fonctionnent de cette façon, il est globalement estimé que la fréquence de fonctionnement des actionneurs soit un ordre de grandeur supérieure à la fréquence propre de l'écoulement. En considérant un jet à température ambiante et à un nombre de Mach de 0.9, un nombre de Strouhal $S_t = 0.3$ correspondant au nombre de Strouhal "préféré" du jet donne une fréquence $f = \frac{S_t M_{jet} \sqrt{\gamma R T_{jet}}}{D_{jet}} = 1875$ Hz pour un diamètre de jet de 50 mm. Obtenir un ordre de grandeur au dessus de cette fréquence pour la fréquence de fonctionnement du JSP n'est pas possible (expérimentalement, la fréquence maximale obtenue avec les JSP sans qu'ils se détériorent est de 2000 Hz). C'est pourquoi il est intéressant d'utiliser également un jet à un nombre de Mach de 0.6. Cela permet de diminuer la fréquence préférée du jet. L'autre façon de diminuer cette fréquence est d'augmenter le diamètre du jet. Cependant, cela n'a pas été possible avec l'installation utilisée pendant cette étude. Dans ce cas, le JSP doit donc fonctionner à haute fréquence. De plus, le but étant de pénétrer la couche de mélange, les microjets doivent être relativement énergétiques.

Pour la deuxième méthode de contrôle, les JSP doivent pouvoir exciter les modes d'instabilité de la couche de mélange. Pour cela, il faut pouvoir contrôler parfaitement la phase entre les différents actionneurs qui seront placés autour de la tuyère. De plus pouvoir exciter des modes élevés signifie qu'il faut avoir un nombre suffisant d'actionneurs. Par exemple un nombre de 12 actionneurs permet de faire fonctionner les JSP avec les modes 0, 1, 2, 3 et dans une moindre mesure 4 (dans ce cas l'excitation "tourne" sur seulement 3 actionneurs). A priori, ce deuxième type de contrôle ne nécessite pas beaucoup d'énergie. Par exemple, les décharges utilisées par Samimy et al. [97] ont des courants crêtes de quelques ampères. Samimy et al. montrent que des nombres de Strouhal supérieurs à l'unité doivent être atteints pour obtenir une diminution du bruit émis par les grosses structures turbulentes.

V.1.3 Implantation des actionneurs et conception de la tuyère

En définitive, pour les deux types de contrôle de bruit, les JSP doivent agir à haute fréquence. La première méthode semble nécessiter des énergies plus importantes. Pour la deuxième méthode de contrôle, les JSP doivent agir comme excitateur. Aussi, pour la définition de l'implémentation des JSP dans la tuyère, le choix se porte sur l'utilisation des paramètres optimaux obtenus dans la littérature avec le contrôle de bruit de jet par microjets continus. Dans la plupart de ces études, des microjets d'un diamètre de 1 mm sont utilisés (pour des tuyères un diamètre de 50 mm). Ce diamètre d'éjection pour les JSP permet d'avoir une durée de jet de l'ordre de 200 μ s et un fonctionnement jusqu'à 2000 Hz est obtenu sans risque de détérioration.

V.1.3.1 Impact du microjet

Dans l'étude bibliographique (partie I.3.2), il est montré que le microjet doit impacter la couche de mélange le plus proche possible de la sortie de la tuyère. En effet, c'est à ce niveau que le gradient de vitesse est le plus important et que la couche de mélange est la plus instable. Différentes études ont montré que l'angle optimal d'injection pour des microjets continus est d'environ 45°. Cet angle d'injection est donc choisi pour les JSP.

Ce choix conditionne l'implantation de l'actionneur dans la tuyère. En effet, la cavité de l'actionneur doit être inclinée et usinée dans la lèvre de la tuyère. Comme la cavité de l'actionneur a un diamètre de 4 mm et que des marges doivent être prises lors de l'usinage, l'orifice de sortie des JSP se situe à 5 mm de l'orifice du jet. L'interaction du microjet avec le jet principal aura donc lieu à 5 mm de la sortie de la tuyère. Ce positionnement est proche de celui trouvé dans la littérature.

V.1.3.2 Nombre de microjets

Castelain et al. [22, 21] montrent que la diminution de bruit obtenu avec cette technique est optimale lorsque les tourbillons contrarotatifs "festonnent" entièrement la couche de mélange. Pour un jet ayant un diamètre de 50 mm, ils obtiennent un optimum de réduction pour 18 microjets répartis autour du jet. La figure V.1 rappelle ce résultat.

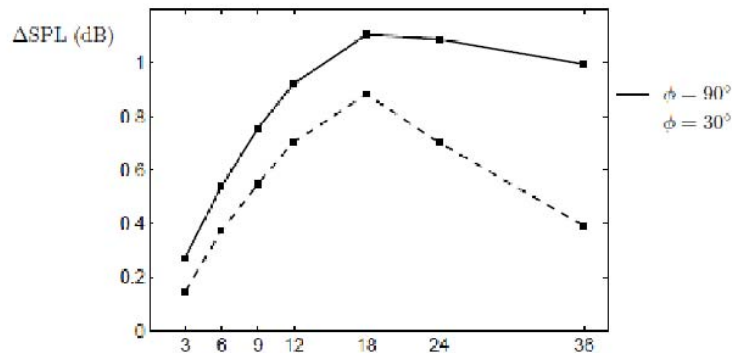


Figure V.1 — Evolution du gain d'OASPL en fonction du nombre de microjets aux angles d'écoute de 90 ° et 30 ° par rapport à la direction du jet. [22]

Comme précédemment, des contraintes dimensionnelles existent pour l'implantation de l'actionneur dans la tuyère. En divisant le périmètre du jet par le nombre de microjets, la distance entre chaque actionneur est obtenue. Pour 18 microjets une distance de 8.7 mm entre deux actionneurs est obtenue. Or le diamètre extérieur de la cavité vissée est de 8 mm. Aussi il n'est pas possible d'utiliser 18 actionneurs. Aussi le choix est fait de n'utiliser que 12 actionneurs (13 mm entre deux actionneurs). D'après la figure V.1, Castelain et al. obtiennent malgré tout une bonne réduction de bruit avec ce nombre d'actionneurs.

V.1.3.3 Réalisation de la tuyère

La tuyère JEAN est fabriquée par une société toulousaine. La tuyère est réalisée en aluminium. L'usinage des microtuyères des JSP est effectuée par électroérosion. La figure V.2 montre des photos du montage où l'on peut voir la tuyère JEAN et les 12 JSP installés sur la tuyère.

Afin de pouvoir usiner aisément les cavités des actionneurs, la lèvre de sortie de la tuyère est épaisse (environ 14 mm d'épaisseur). Une solution totalement intégrée permettrait de ne pas avoir une lèvre de tuyère aussi épaisse. Cependant, cela nécessiterait une conception beaucoup plus avancée et une réalisation beaucoup plus coûteuse. L'aérodynamique du jet sera certainement perturbée par cette géométrie. Cependant, les mécanismes physiques de la production de bruit, et donc son contrôle, seront identiques à ceux d'une tuyère à lèvre fine.

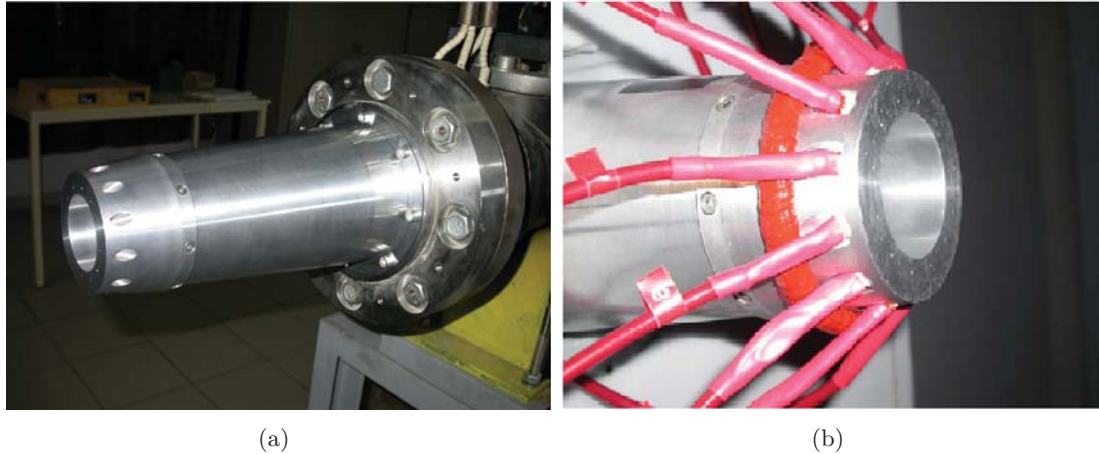


Figure V.2 — *a) Photo de la tuyère JEAN b) tuyère JEAN avec JSP installés.*

Les alimentations électriques sont décrites dans l'annexe G. Il est également décrit comment est réalisée la commande en phase des actionneurs. Celle-ci s'est avérée très précise.

Le banc d'essai pour le contrôle de bruit de jet est défini et réalisé. Pour cela, le type de jet souhaité pour réaliser ces expériences est défini dans la première partie. Ensuite les méthodes de contrôle de bruit de jet sont rappelées. Cela permet de montrer que les JSP peuvent être utilisés de deux façons différentes. Puis, en s'inspirant des études concernant le contrôle de bruit de jet à l'aide de microjets continus, l'implantation des actionneurs dans la tuyère est définie. Dans la partie suivante, des mesures par strioscopie sont réalisées afin de vérifier si le JSP est capable d'agir sur la couche de mélange et d'étudier les caractéristiques de cette interaction.

V.2 Etude de l'interaction du JSP avec l'écoulement

Le banc d'essai pour l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide du JSP est présenté dans la partie précédente. Dans la partie V.1.2.2 il est envisagé d'utiliser les JSP afin qu'ils agissent à la manière des microjets continus. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir créer des tourbillons contrarotatifs dans la couche de mélange afin de la stabiliser. Pour vérifier si le JSP a cette capacité, l'interaction du microjet avec le jet principal doit être étudiée. Pour cela une méthode simple de visualisation de l'écoulement est utilisée. Tout d'abord, la méthode de visualisation est décrite puis les résultats obtenus pour le jet seul sont analysés. Enfin, l'étude porte sur l'interaction d'un microjet avec l'écoulement afin d'en déduire si le JSP est capable de contrôler l'aérodynamique du jet.

V.2.1 Description du banc d'acquisition

V.2.1.1 Méthode d'acquisition

Le but de cette étude est de vérifier la capacité du microjet généré par le JSP à pénétrer la couche de mélange d'un jet à grande vitesse. Pour cela, une technique de mesure simple est nécessaire et le choix s'est porté sur des visualisations par strioscopie. Le banc utilisé est le même que celui décrit dans la partie III.2.3. Cependant, le diviseur de fréquence n'était pas disponible pour ces mesures. Aussi, la fréquence de fonctionnement est limitée par la fréquence de la lampe à étincelle. De plus la caméra n'est pas la même que précédemment, il s'agit d'une caméra PIV qui possède un capteur CCD ayant 1376x1040 pixels.

V.2.1.2 Configuration des prises de vue

Les acquisitions sont effectuées à $f_{JSP} = 10$ Hz. Le délai entre l'acquisition et le déclenchement du claquage varie entre 0 et 5 ms. Pour chaque délai, 30 acquisitions sont effectuées. Un seul actionneur est installé dans la tuyère détaillée dans la partie précédente. Cela permet de détailler l'action d'un actionneur unique.

Deux vues différentes peuvent être effectuées avec la strioscopie : une vue de côté et une vue dessus. Ces deux prises de vue sont illustrées sur la figure V.3. L'axe du jet et la position du JSP sont représentés sur ces figures.

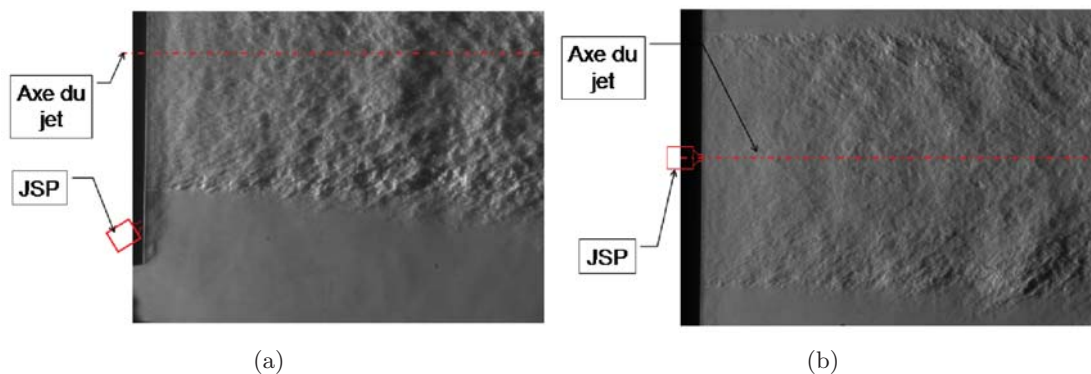


Figure V.3 — Jet à $M_{jet} = 0.9$. a) Prise de vue de côté et b) prise de vue de dessus.

La strioscopie permet de mettre en évidence les gradients de densité dans le jet. Aussi, la vue de côté permet de mieux visualiser l'interaction du microjet avec l'écoulement car

dans ce cas les rayons lumineux n'ont pas à traverser l'ensemble du jet. La vue de dessus permet de visualiser l'étendue de l'interaction sur la largeur du jet.

Le capteur CCD de la caméra possède 1376x1040 pixels pour une résolution de 60.05 μm par pixel. Cela représente un champ de 8.3 cm par 6.2 cm. Afin d'obtenir un champ plus large, la fenêtre de visualisation est décalée selon l'axe du jet. Un exemple de reconstruction d'images est donné sur la figure V.4. Il s'agit d'une reconstruction de la moyenne des images obtenue pour un jet à $M_{jet} = 0.9$. Les pointillés représentent l'axe du jet. Sur cette figure, les trois vues effectuées sont clairement visibles du fait des variations du niveau de gris de fond (cette variation est due aux variations du niveau d'éclairage de la lampe à étincelle). La prise de vue la plus à droite est également décalée vers le bas afin de pouvoir visualiser la couche de mélange dont l'épaisseur augmente selon \vec{X} .

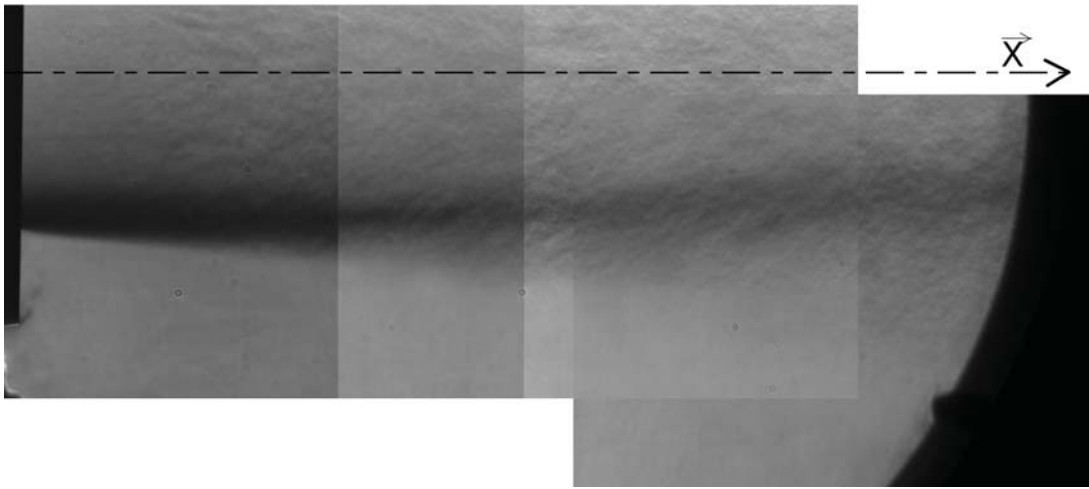


Figure V.4 — *Champ de strioscopie complet, jet seul $M_{jet} = 0.9$.*

Le décalage des prises de vue et leur reconstruction permettent d'obtenir au final un champ ayant une largeur d'environ 18 cm de large. Ainsi, des visualisations sont effectuées jusqu'à $\frac{X}{D_{jet}} = 3.5$, où X représente la distance selon la direction de l'axe du jet par rapport à la sortie du jet.

Enfin, deux orientations des couteaux de Foucault du banc de strioscopie sont utilisées. La première orientation permet de visualiser les gradients de densité parallèles à l'axe du jet et la deuxième orientation permet d'obtenir les gradients de densité orthogonaux à l'axe du jet (voir annexe D). Les couteaux peuvent être plus ou moins resserrés afin de régler le contraste des images.

V.2.2 Etude du jet seul

V.2.2.1 Visualisation du jet

Comme indiqué précédemment, différents types de jet sont étudiés. Le réchauffeur est utilisé pour réguler la température statique du jet à 300 K dans le cas d'un jet "froid" et à 600 K pour le cas d'un jet "chaud". Les visualisations obtenues pour différents types de jet sont rapportées sur la figure V.5. Le réglage des couteaux permet de mettre en évidence différents éléments du jet. Lorsque les couteaux sont réglés de façon à visualiser les gradients orthogonaux à l'axe du jet (figures .a, .b et .c), les limites du jet (les bords extérieurs de la couche de mélange) apparaissent clairement. Cependant, pour le jet chaud, les visualisations sont beaucoup plus sombres car les gradients de densité étant importants,

les niveaux sont saturés quel que soit le réglage de l'écartement entre les couteaux de la strioscopie. Lorsque l'orientation des couteaux permet de visualiser les gradients de densité parallèles à l'axe du jet (figure .d et .e), les limites du jet sont difficiles à distinguer mais l'épaisseur initiale de la couche de mélange est visible contrairement au réglage précédent.

De plus sur ces deux figures, et notamment sur la figure .e, les conséquences de l'utilisation d'une tuyère à lèvres épaisses sont clairement visibles. Par effet d'entraînement, l'air extérieur est aspiré par le jet. Comme la lèvre est épaisse, un décollement est créé à ce niveau et l'air entraîné de l'extérieur plonge vers le jet. Aussi, l'aérodynamique du jet est perturbée par rapport à un jet ayant une tuyère à lèvres fines. Nous avons supposés que cette modification de l'aérodynamique du jet n'a pas d'impact sur la physique de la production des grosses structures de la turbulence. Cependant, dans le chapitre suivant, son impact sur le bruit du jet est mis en évidence.

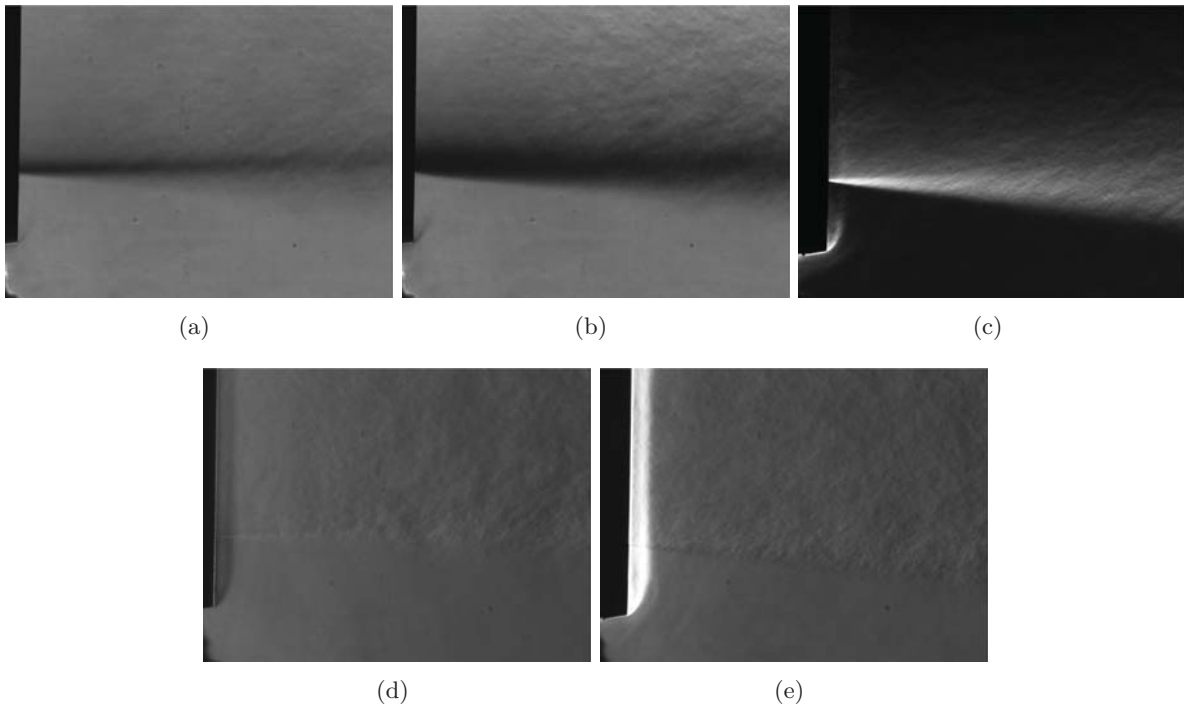


Figure V.5 — Visualisation des gradients de densité orthogonaux à l'axe du jet : a) $M_{jet} = 0.6$, $T_{jet} = 300K$, b) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 300K$ et c) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 550K$. Visualisation des gradients de densité parallèles à l'axe du jet : d) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 300K$ et e) $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 600K$.

Sur ces visualisations, les limites extérieures du jet sont clairement visibles. Sur les figures a. et b. une zone sombre s'étend au bord du jet. Sachant que la strioscopie intègre le jet dans son ensemble, cette zone sombre est interprétée comme étant distinctive de la couche de mélange. Aussi, ces visualisations permettent d'estimer l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange. Cette étude est présentée dans le paragraphe suivant.

V.2.2.2 Croissance de la couche de mélange

Différentes définitions de la couche de mélange existent. Par exemple elle peut être définie comme la zone où la vitesse axiale de l'écoulement est inférieure à 99% de la vitesse sur l'axe du jet. Comme les visualisations par strioscopie ne permettent pas d'obtenir la

vitesse de l'écoulement, il n'est pas possible de mesurer exactement la position de la couche de mélange du jet. Les mesures de vitesse qui auraient permis d'effectuer cette mesure (des mesures par fil chaud par exemple) n'auraient pas pu mettre en évidence l'interaction du JSP avec le jet de façon rapide et simple. Cependant, les visualisations précédentes montrent clairement que la limite du jet peut être visualisée. Celle-ci sera appelée par abus de langage couche de mélange. La méthode permettant d'extraire la position de la couche de mélange est décrite puis les résultats sont donnés.

V.2.2.2.1 Méthode de mesure

Afin d'extraire la position de la couche de mélange, une méthode d'analyse doit être réalisée. Avec les visualisations par strioscopie, la limite du jet apparaît à travers les variations de niveaux de gris dont on peut extraire un profil à partir des acquisitions comme présenté sur la figure V.6.b. L'évolution du niveau de gris sur une droite orthogonale au jet (figure V.6.a) met clairement en évidence les différentes zones de l'image. Pour rappel, un niveau de gris nul correspond à un pixel noir et un niveau de gris égal à 1 correspond à un pixel blanc. En partant de l'axe du jet ($tfRD_{jet} = 0$) et en faisant augmenter $tfRD_{jet}$ différentes zones sont distinguées. Tout d'abord le niveau de gris diminue. Cette première zone correspond au coeur du jet. Ensuite le niveau de gris augmente jusqu'à une valeur proche de 0.5. Cette deuxième zone correspond à la couche mélange. Enfin, dans la troisième zone, le niveau de gris reste à peu près constant. Il s'agit du niveau de fond. Il n'y a pas de variation de niveau de gris dans cette zone car il n'y a pas d'écoulement (il n'y a pas gradient de densité).

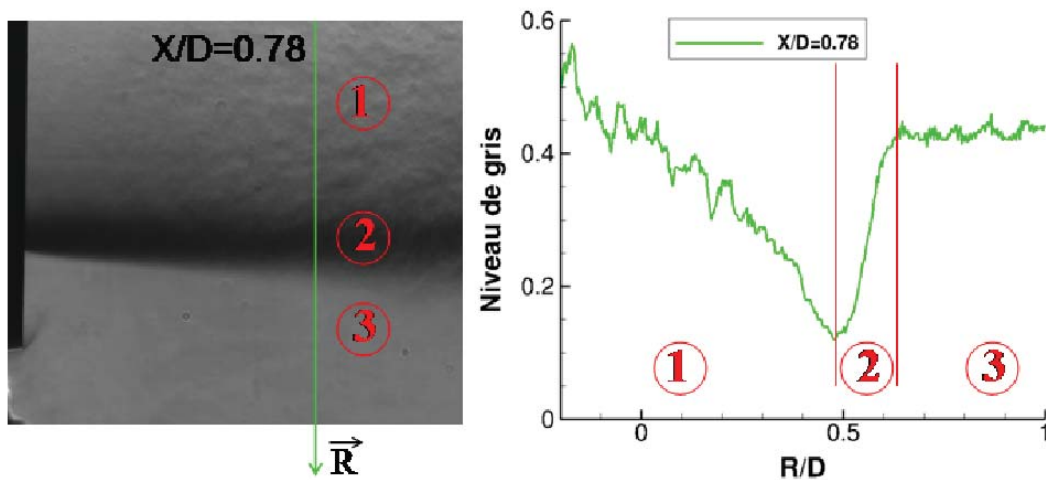


Figure V.6 — Exemple de profils de niveaux de gris.

Ces différentes zones se retrouvent quelle que soit la position $\frac{X}{D_{jet}}$ à laquelle le profil est extrait. Cela est mis en évidence sur la figure V.7.a qui représente des profils de niveau de gris extraits à différentes positions. La limite extérieure de la couche de mélange (zone 3) est alors définie comme l'intersection de deux droites comme représenté sur cette figure. La première droite correspond à une régression linéaire du niveau de gris de fond. La deuxième droite correspond à la régression linéaire de l'évolution du niveau de gris dans la zone 2. Le bord intérieur de la couche de mélange est obtenue avec la même méthode.

V.2.2.2.2 Croissance de la couche de mélange

Le développement de la couche de mélange du jet est ainsi obtenu. La figure V.7.b représente différents relevés de position de la limite de la couche de mélange pour un jet à $M_{jet} = 0.9$. La régression linéaire de la limite intérieure permet d'estimer la fin du cône potentiel du jet à $\frac{X}{D_{jet}} = 9.1$. La littérature donne généralement des valeurs entre 5 et 10. Alkislar [4] donne l'évolution de la l'épaisseur de la couche de mélange d'un jet à $M=0.9$ mesurée par PIV par l'équation suivante : $\frac{\delta}{D_{jet}} = 0.125 \frac{X}{D_{jet}} + 0.022$. A l'aide des mesures par strioscopie l'équation obtenue est : $\frac{\delta}{D_{jet}} = 0.146 \frac{X}{D_{jet}} + 0.012$. Il apparaît que le taux de croissance est supérieur pour la couche de mélange de l'ONERA. Cependant, à la vue de la méthode utilisée ici, ces valeurs sont proches.

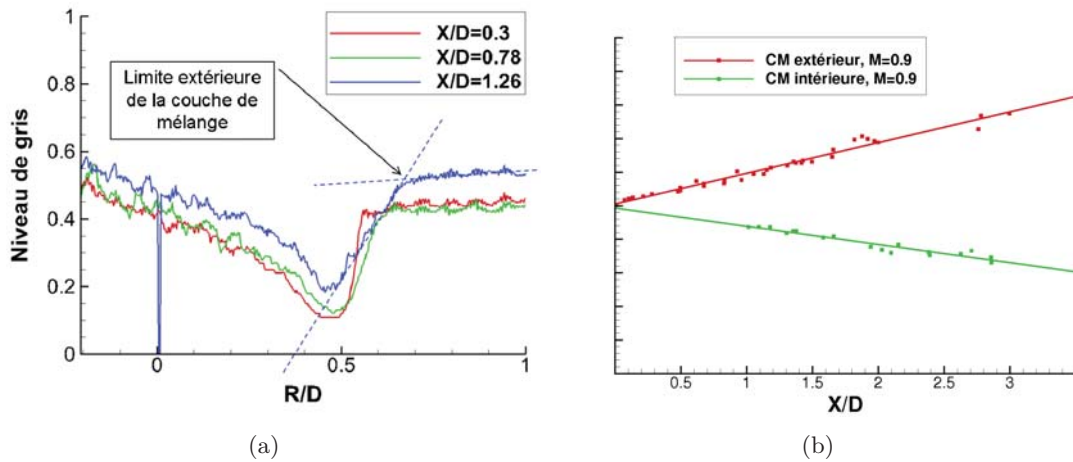


Figure V.7 — a) Profils de niveaux de gris à différentes positions. b) Relevés des limites de la couche de mélange et régression linéaire. $M_{jet} = 0.9$

V.2.3 Interaction du microjet synthétique avec le jet

Comme vu précédemment, le but de l'interaction du microjet créé par le JSP avec le jet est de créer des tourbillons contrarotatifs afin d'épaissir la couche de mélange. A l'aide des visualisations par strioscopie, l'effet du microjet est mis en évidence. Tout d'abord, les visualisations montrent clairement la capacité du JSP à interagir comme attendu avec l'écoulement. Ensuite, les mesures de positions mettent en évidence l'épaississement de la couche de mélange par les tourbillons. Enfin une estimation de la vitesse de convection et de la taille des tourbillons permet de déduire une vitesse de fonctionnement nécessaire pour que les JSP agissent à la manière des microjets continus.

V.2.3.1 Visualisation de l'interaction

Les visualisations obtenues par strioscopie sont moyennées en phase. Des résultats pour différentes configurations sont donnés sur la figure V.8. Sur les figures a., b. et c. pour lequel le jet a un nombre de Mach $M_{jet} = 0.9$ et une température $T_{jet} = 300$ K pour une capacité de $C = 20$ nF, il est clairement apparent que le JSP crée des tourbillons contrarotatifs dans la couche de mélange. Les figures .d .e et .f montrent des visualisations obtenues avec la vue de dessus. Ces visualisations mettent bien en évidence que deux tourbillons se créent. Les tourbillons ont une taille très importante

et leur étalement atteint quasiment la diamètre du jet $400 \mu\text{s}$ après la création de la décharge électrique. Lorsque $M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 600 \text{ K}$ (figures .g, .h et .i), les tourbillons sont encore visibles. Dans cette configuration, la vitesse du jet est de 442 m.s^{-1} et est supérieure à la vitesse d'éjection du microjet. Pour les trois dernières figures, la valeur de la capacité de l'alimentation électrique est de $C = 1 \text{ nF}$ et le jet a une nombre de Mach de $M_{jet} = 0.6$ et une température $T_{jet} = 300 \text{ K}$. Comme vu dans les chapitres précédents, pour une telle valeur de capacité, les performances de l'actionneur sont beaucoup plus faibles. Cependant, les tourbillons générés dans ce cas ont une taille importante.

Pour $C = 1 \text{ nF}$ et $M_{jet} = 0.9$ (non représenté ici), les tourbillons contrarotatifs sont moins visibles mais sont toujours présents. Leur visibilité est altérée par la présence de gradients de densité plus importants lorsque le nombre de Mach augmente. Ce résultat laisse penser que même pour des fréquences de fonctionnements élevées pour lesquelles la quantité de mouvement du microjet est faible (comme pour $C = 1 \text{ nF}$), le JSP est capable de pénétrer la couche de mélange.

Quel que soit le cas étudié, les tourbillons ont un étalement dans le sens du jet assez faible. Ainsi, seul un "tour" de tourbillon est observé sur toutes ces visualisations. Cela est dû à la courte durée du microjet créé par le JSP. En résumé, le microjet généré par le JSP est capable de pénétrer entièrement la couche de mélange. Ce résultat est obtenu même pour les plus grandes vitesses d'écoulement ($M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 600 \text{ K}$) et également pour des valeurs de capacité très faibles ($C = 1 \text{ nF}$).

V.2.3.2 Epaissement de la couche de mélange

Les acquisitions permettent de visualiser l'évolution des tourbillons contrarotatifs au cours du temps. Les positions extrêmes des tourbillons sont mesurées comme indiqué sur la figure V.9.a. Les positions intérieures et extérieures des tourbillons sont repérées par la position du point le plus intérieur ou le plus extérieur du tourbillon. Les résultats de l'interaction du microjet pour $C = 20 \text{ nF}$ avec des jets à $M_{jet} = 0.6$ et à $M_{jet} = 0.9$ à température ambiante sont reportés sur la figure V.9.b.

Il apparaît clairement que les tourbillons permettent d'épaissir la couche de mélange. La vitesse de convection à l'intérieur de la couche de mélange est supérieure à la vitesse de convection à l'extérieur. Il en résulte que la taille des tourbillons augmente lorsqu'ils sont convectés par l'écoulement. Pour $C = 20 \text{ nF}$ la taille des tourbillons pour un jet à $M_{jet} = 0.6$ est supérieure à celle obtenue pour un jet à $M_{jet} = 0.9$. En effet, à valeur de capacité constante, le microjet pénètre plus profondément la couche de mélange. En prolongeant artificiellement la position des tourbillons, il est possible d'en déduire une diminution très importante de la taille du cône potentiel. Ainsi pour $M_{jet} = 0.6$ la cône potentiel prendrait fin vers $\frac{X}{D_{jet}} = 3.5$ et pour $M_{jet} = 0.9$, il prendrait fin vers $\frac{X}{D_{jet}} = 4.5$.

La position intérieure et extérieure des tourbillons pour $M_{jet} = 0.9$ et $C = 20 \text{ nF}$ est fittée à l'aide de polynômes d'ordre 2. Il apparaît que les polynômes ainsi obtenus se coupent exactement en $\frac{R}{D} = 0.5$. De plus, la position axiale de cette intersection se situe en $\frac{X}{D} = 0.14$, c'est à dire juste en aval du point d'impact du microjet avec l'écoulement. Ces polynômes semblent donc représenter correctement le développement des tourbillons contrarotatifs. La soustraction de ces deux équations permet d'obtenir l'évolution de l'épaississement de la couche de mélange. La figure V.10 compare l'épaississement de la couche de mélange obtenu par Alkislar et al. [5] avec des chevrons (ronds verts) et des microjets continus (carrés rouge) avec la position des tourbillons obtenus avec le JSP (ligne bleue).

La taille des tourbillons créés par le JSP est proche de celle obtenue en utilisant des chevrons. Cela montre que l'épaississement de la couche de mélange par les JSP est impor-

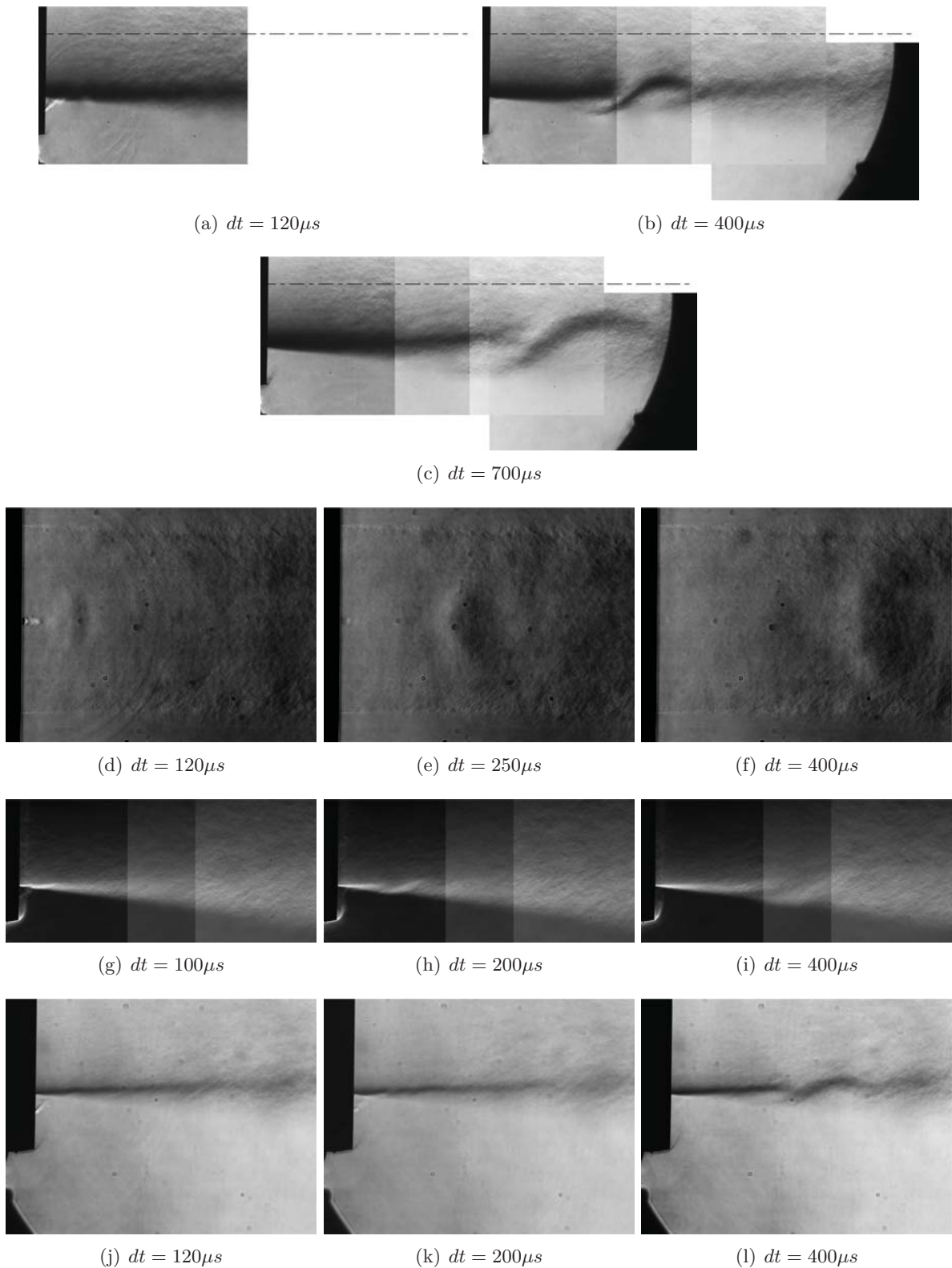


Figure V.8 — Interaction du microjet généré par le JSP avec le jet. Image moyennée en phase pour différentes configurations. a), b) et c) vue de côté et d), e) et f) vue de dessus pour $C = 20$ nF, $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 300$ K. g), h) et i) $C = 20$ nF, $M_{jet} = 0.9$, $T_{jet} = 600$ K. j), k) et l) $C = 20$ nF, $M_{jet} = 0.6$, $T_{jet} = 300$ K.

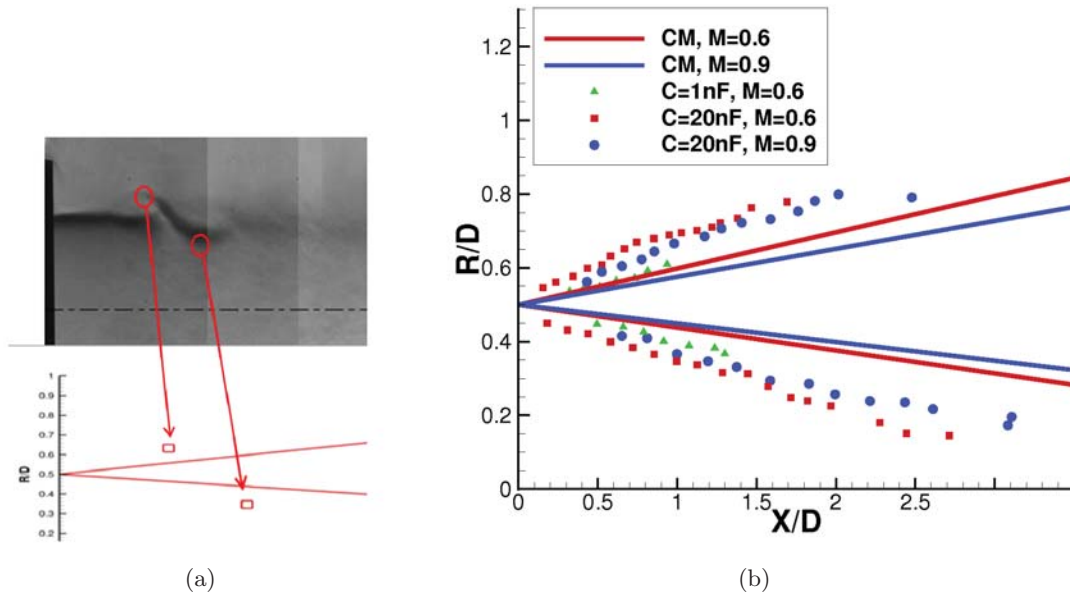


Figure V.9 — a) Principe de la mesure de position des tourbillons. b) Limites de la couche de mélange pour $M_{jet} = 0.6$ (traits rouges) et à $M_{jet} = 0.9$ (traits bleus) et position des tourbillons pour différents cas : $C = 1 \text{ nF}$ et $M_{jet} = 0.6$ (triangles verts), $C = 20 \text{ nF}$ et $M_{jet} = 0.6$ (carrés rouges), $C = 20 \text{ nF}$ et $M_{jet} = 0.6$ (ronds bleus).

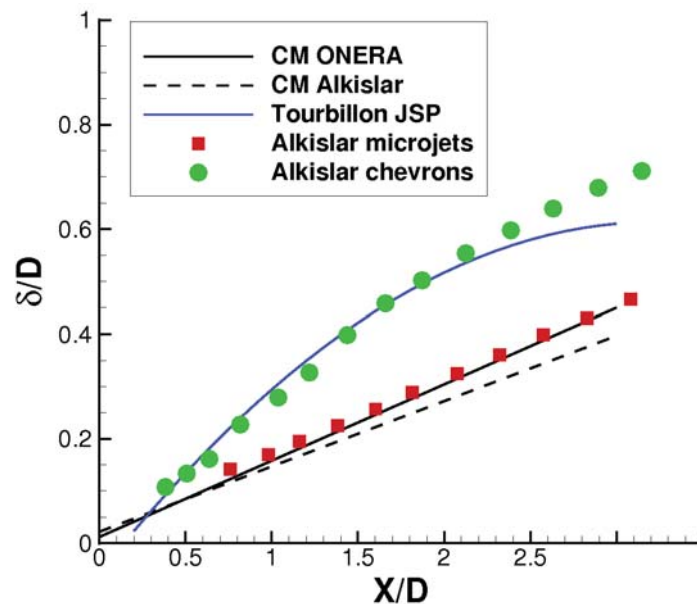


Figure V.10 — Comparaison de l'épaisseur de la couche de mélange (trait noir pour les mesures ONERA et traits pointillés noirs pour les mesures d'Alkislar et al. [5]) obtenu avec les JSP (courbe bleue) et avec des chevrons (ronds verts) et des microjets continus (carrés rouges). $M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 300 \text{ K}$

tante. Cependant, les mesures sont effectuées pour une faible fréquence de fonctionnement des JSP. Or la quantité de mouvement du microjet dans ce cas est supérieure à celle obtenue pour des fréquences plus élevées. L'épaisseur présentée ici représente donc un

cas maximal (grande valeur de capacité et faible fréquence).

V.2.3.3 Vitesse de convection et fonctionnement en fréquence

Pour que l'action du JSP soit comparable à celle d'un microjet continu, il faut que les tourbillons contrarotatifs soient très proches et que les tourbillons successifs constituent un train de tourbillons. A l'aide des mesures précédentes, il est donc possible d'évaluer la fréquence pour laquelle les tourbillons générés par le JSP sont assez proches pour que l'action des JSP soit équivalente à l'action d'un microjet continu. Pour cela, il est supposé que les mesures à basse fréquence sont valables à haute fréquence. Un jet à un nombre de Mach $M_{jet} = 0.9$ et à température ambiante est considéré. La fréquence de fonctionnement pour laquelle les tourbillons se suivraient est égale à $\frac{U_{conv}}{\Delta X}$, où U_{conv} est la vitesse de convection des tourbillons et ΔX la taille du tourbillon selon \vec{X} . A partir des mesures précédentes, la vitesse de convection du bord inférieur et extérieur est calculée et représentée sur la figure V.11.a. La variation de la taille des tourbillons en fonction de $\frac{X}{D_{jet}}$ est donnée sur la figure V.11.b. La position des tourbillons est repérée par la position moyenne du bord intérieur et extérieur.

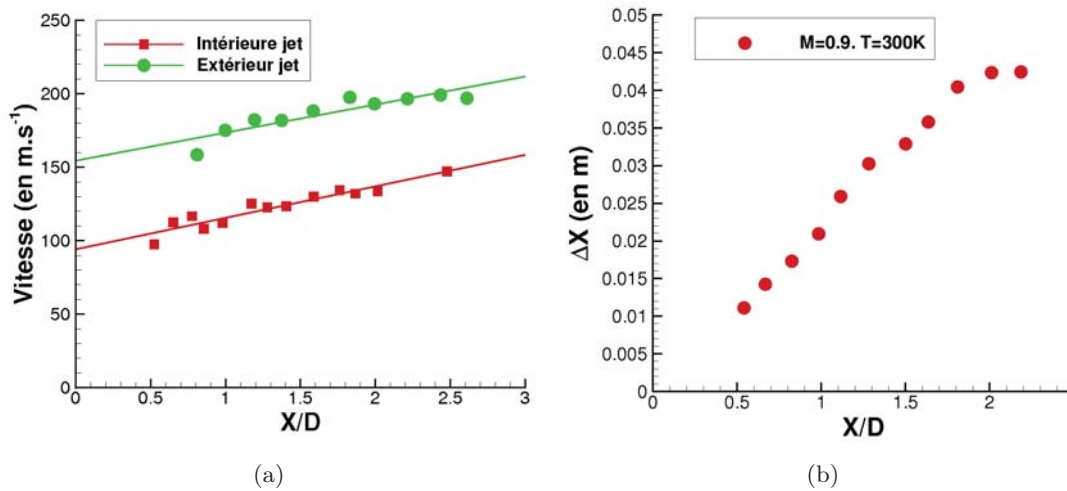


Figure V.11 — a) Vitesse de convection de la limite intérieure (ronds verts) et extérieure (carrés rouges) des tourbillons générés par le JSP en fonction de la position axiale. b) Taille selon X des tourbillons en fonction de leur position axiale.

Les valeurs sont prises en $\frac{X}{D_{jet}} = 1$. La vitesse de convection choisie est la valeur moyenne entre la vitesse de convection du bord intérieur et du bord extérieur des tourbillons. Une fréquence de 6635 Hz est obtenue. Cette fréquence correspond à un nombre de Strouhal de 1.06. Comme il s'agit des tourbillons générés à basse fréquence, cette fréquence est considérée comme une fréquence minimale. Cette fréquence est bien supérieure à la fréquence maximale de fonctionnement du JSP. Comme vu dans la partie V.1.2.2, il est envisagé de pouvoir réduire le bruit de jet à l'aide des JSP en agissant à suffisamment haute fréquence pour que son interaction avec l'écoulement soit analogue à celle de microjets continus.

L'étude par strioscopie de de l'interaction du JSP avec des jets subsoniques à grands nombres de Mach montre clairement la capacité du JSP à interagir avec des écoulements à grandes vitesses. Ainsi même pour un jet à $M_{jet} = 0.9$ et à $T_{jet} = 600$ K, la création des tourbillons contrarotatifs dans la couche de mélange est visible. L'exploitation de ces résultats montre que le microjet généré par le JSP est capable de pénétrer entièrement la couche de mélange. En effectuant une analogie avec le fonctionnement d'un microjet continu, une fréquence minimale est déduite. Cette fréquence est supérieure à la fréquence maximale de fonctionnement des JSP.

Deux méthodes de contrôle de bruit de jet sont identifiées dans la partie bibliographique et permettent de définir et de réaliser le banc d'essai. L'utilisation de visualisations par strioscopie met en évidence que l'interaction du microjet généré par le JSP rend son utilisation compatible pour contrôler le bruit de jet. Cependant, la fréquence de fonctionnement maximale des JSP reste inférieure à celle nécessaire pour une réduction de bruit de jet analogue à celle obtenue avec des microjets continus. Dans la partie suivante, des mesures acoustiques vont permettre de conclure l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP.

Chapitre

VI

Etude du contrôle de bruit de jet par les JSP

Dans la partie précédente, un banc d'essai pour le contrôle de bruit de jet a été réalisé et des visualisations par strioscopie ont montré que le JSP est capable de pénétrer la couche de mélange. L'interaction produit des tourbillons contrarotatifs qui sont à la base du contrôle de bruit de jet par les microjets. Dans la présente partie, des mesures acoustiques sont réalisées afin de mettre en évidence l'effet des JSP sur le bruit de jet. Pour cela, une chambre assourdie et un système de mesure acoustique sont réalisés autour de l'installation d'essai. La première partie décrit ce banc de mesures acoustiques et ses qualités sont vérifiées. Ensuite l'effet des JSP sur le bruit de jet est mesuré et de nombreux paramètres sont testés. Cette étude permet de conclure sur les capacités des JSP à contrôler le bruit de jet.

Aperçu

VI.1	Mesures acoustiques préliminaires	175
VI.1.1	Caractéristiques acoustiques de l'installation	175
VI.1.2	Mesures acoustiques préliminaires	180
VI.2	Résultats des mesures de contrôle	184
VI.2.1	Mise en évidence du contrôle de bruit par les JSP	184
VI.2.2	Etude paramétrique	189

VI.1 Mesures acoustiques préliminaires

Afin de réaliser les mesures acoustiques de l'interaction des JSP avec un jet subsonique à grand nombre de Mach, un banc de mesure acoustique est réalisé et testé. En premier lieu, l'installation du Réchauffeur 113 décrite dans la chapitre V est munie d'une "chambre assourdie" dont les caractéristiques peuvent être retrouvées dans l'annexe F. Dans cette annexe, l'implantation des microphones et la méthode d'acquisition des signaux acoustiques sont également décrites.

La première étape de l'étude consiste à vérifier les qualités acoustiques de cette installation. Ensuite, les mesures acoustiques du bruit de jet seul et des JSP seuls sont effectuées.

VI.1.1 Caractéristiques acoustiques de l'installation

Avant de réaliser les mesures de contrôle de bruit de jet, les caractéristiques acoustiques de la chambre assourdie sont testées.

VI.1.1.1 Temps de réverbération

Pour qualifier l'absorption du bruit par les parois de la chambre assourdie (mousse de mélanine de 95 mm d'épaisseur), le temps de réverbération de la chambre est mesurée. Pour cela, un haut parleur est installé dans la chambre. Le haut parleur génère un bruit blanc d'environ 80 dB. Quand l'émission du bruit s'arrête, le temps de décroissance du bruit est mesuré par les microphones placés dans la chambre. En plus de ceux-ci, un microphone placé sur un bras tournant d'une longueur d'environ 1 m est ajouté. Ce dernier permet d'avoir une mesure intégrée dans l'espace. La mesure du temps de décroissance est réalisée à plusieurs reprises et les résultats sont moyennés.

Le temps de réverbération est défini comme le temps nécessaire pour que le niveau acoustique dans la chambre passe du niveau de référence moins 5 dB au niveau de référence moins 20 dB comme montré sur la figure VI.1.a. Les premières mesures ont montré une absorption faussée pour certaines fréquences. Il s'est avéré que ce problème provenait d'un écho induit par le tuyau de sortie de la chambre assourdie. Sur la figure VI.1.b une remontée du niveau sonore peut être observée. Cette remontée est la signature de l'écho induit par le tuyau.

Le but étant de caractériser l'absorption des parois de la chambre, l'orifice de sortie de la chambre est bouché à l'aide d'un panneau de mousse de mélanine. Il est alors vérifié que la pente de la décroissance du niveau sonore ne présente plus de double pente et que cette pente reste la même avec ou sans avoir bouché le tuyau. La figure VI.2 montre le temps de réverbération obtenu en fonction de la fréquence. Il s'agit du temps moyenné sur l'ensemble des microphones. Le temps de réverbération est jugé bon s'il est inférieur à 0.2 s. Les mesures montrent que ceci est le cas lorsque la fréquence est supérieure à 800 Hz. Comme vu précédemment, l'isolation acoustique de la pièce est réalisée par des parois en bois sur lesquelles sont collées des mousses de mélanine. Comme le bois est réfléchissant d'un point de vue acoustique, si la longueur d'onde de l'onde sonore est supérieure à l'épaisseur de l'isolant, ce dernier est inefficace. C'est pourquoi la fréquence en dessous de laquelle les ondes sonores ont un temps de réverbération important est liée à l'épaisseur de la mousse de mélanine recouvrant les parois (95 mm).

Pour l'étude du bruit de jet, le bruit dominant présente un maximum d'amplitude pour des fréquences supérieures au kilohertz pour un jet $M = 0.9$. Aussi l'absorption de la chambre est-elle suffisante pour étudier de tels jets.

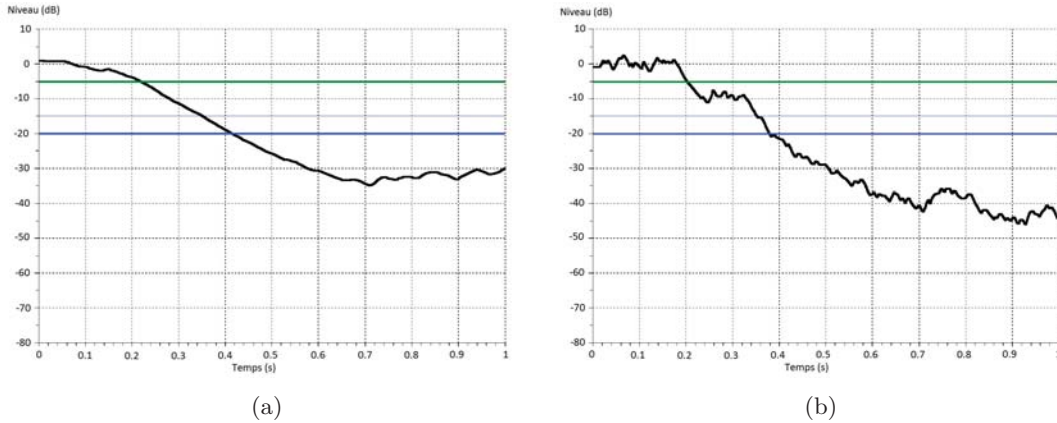


Figure VI.1 — Décroissance du niveau sonore pour le micro M10D140 à deux fréquences : a) 200 Hz et b) 800 Hz. Les droites vertes correspondent au niveau de référence moins 5 dB et les droites bleues au niveau de référence moins 20 dB.

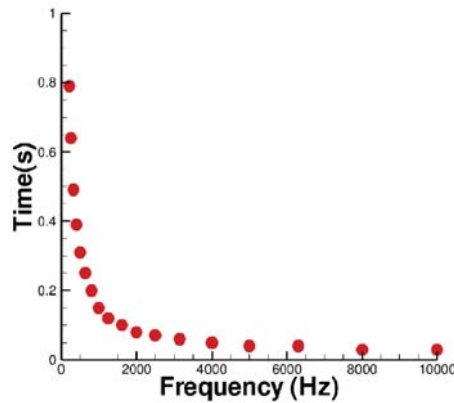


Figure VI.2 — Temps de réverbération moyenné sur l'ensemble des microphones en fonction de la fréquence.

VI.1.1.2 Réflexion sur les supports des microphones

Les supports des microphones sont réalisés à l'aide de barres d'aluminium ayant une section de 10x40 mm. La section de 10 mm est orientée vers l'axe du jet. Le bruit peut être réfléchi sur les supports. La figure VI.3 montre les spectres obtenus avec des microphones dont le capteur est détaché de 10 mm en avant du support (microphones M10D90, M10D130 et M10D160, cette désignation des microphones est indiquée dans l'annexe F). Le bruit est généré par un jet à $M_{jet} = 0.9$.

Cette figure montre une décroissance suivie d'une augmentation du niveau sonore entre 6000 et 11000 Hz pour le microphone M10D90. Un phénomène similaire est également visible pour le spectre du microphone M10D160 entre 12000 et 15000 Hz. Sur le microphone M10D130, le même effet se reproduit entre deux bandes de fréquences différentes. Ce résultat est également obtenu sur les autres microphones et pour un jet à $M_{jet} = 0.6$. Les ondes incidentes et réfléchies par les supports interfèrent. Le microphone étant écarté du support de 10 mm, le capteur peut se situer sur une interférence constructive (ventre) ou destructive (noeud). Ce phénomène dépend également de l'angle auquel l'onde inci-

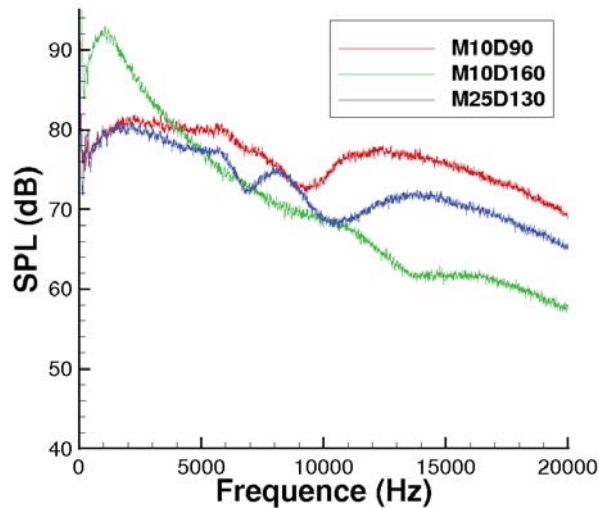


Figure VI.3 — *Sound Pressure Level (SPL) en fonction de la fréquence pour les microphones M10D90 (rouge), M10D130 (bleu) et M10D160 (vert) avec des réflexions sur les supports pour un jet à $M_{jet} = 0.9$.*

dente arrive sur le support et donc de la position du microphone. La distance entre un noeud et un ventre est égal à la longueur d'onde du son divisée par 4. Un rapide calcul montre que les fréquences concernées par ce phénomène correspondent bien à celles observées.

Pour éviter ce problème, les microphones sont positionnés de façon à ce qu'ils soient juste affleurants au support. Cela assure que le capteur soit placé en un lieu où il ne peut pas y avoir d'interférence. La figure VI.4 montre l'amélioration de la mesure obtenue. Il apparaît que les décroissances et augmentations du bruit précédemment observées n'apparaissent plus sur les spectres de bruit de jet obtenu.

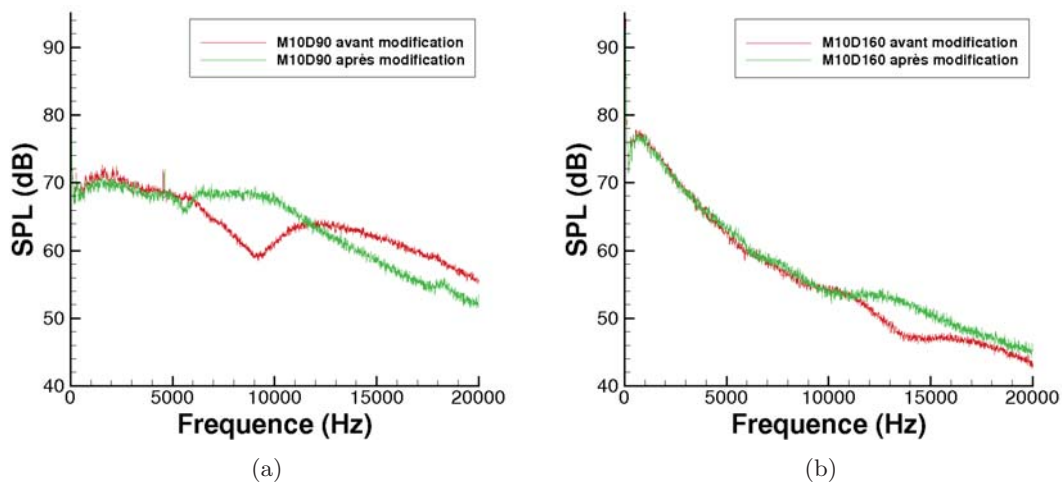


Figure VI.4 — *Comparaison des spectres obtenus avant (rouge) et après (vert) modification de la position des microphones sur les supports. a) M10D90 et b) M10D160*

VI.1.1.3 Mesure d'un bruit blanc

Afin d'étudier la réponse acoustique de la chambre assourdie, un haut parleur générant un bruit blanc est placé dans la chambre. Un microphone est positionné en sortie du haut parleur. Différentes positions du haut parleur dans la pièce sont testées.

Il faut noter que le haut-parleur a sa propre fonction de transfert et directivité. Aussi le bruit généré n'est pas exactement un bruit blanc et les résultats obtenus par les microphones dépendent de leur position par rapport à cette source acoustique. La figure VI.5 compare le spectre mesuré par différents microphones (M10D90, M10D150, M25D90 et M25D120) avec le spectre émis par le haut parleur (courbe verte) selon que celui-ci est placé dans un coin de la pièce ou directement sous la tuyère du jet.

L'allure générale du spectre est comparable entre le microphone placé devant le haut parleur et les autres microphones. Même si des perturbations apparaissent, celle-ci sont dues aux réflexions sur des éléments présents dans la chambre assourdie tels les supports des microphones, la tuyère ou encore le tuyau de sortie de la chambre. La différence entre les courbes selon la position du haut parleur montre aussi que la directivité du haut parleur a une influence. Par exemple pour le microphone M25D90, une grande différence entre les deux positions du haut parleur est observée.

Il est également observé que les microphones positionnés sur le support 25D (voir annexe F) et placés à des angles importants sont trop proches de la paroi de la chambre et présentent des spectres de mauvaise qualité. Ces microphones se situent en effet à quelques centimètres des parois. Les mesures données par ces microphones seront donc à prendre avec précaution.

VI.1.1.4 Vibration de la chambre assourdie

Les mesures préliminaires ont mis en évidence qu'un bruit très important est mesuré sur une bande de fréquence allant de 15 à 20 Hz qui est du à la vibration des parois de la chambre assourdie lorsque le jet fonctionne. Aussi, ce bruit est éliminé à l'aide d'un filtre passe-haut ayant une fréquence de coupure de 22.4 Hz.

VI.1.1.5 Conclusions sur les qualités de la chambre

Ces différentes mesures ont permis d'obtenir un aperçu des qualités acoustiques de la chambre assourdie. La qualité acoustique de la chambre n'est pas parfaite. Le point le plus critique de l'installation est que le bruit mesuré par les microphones trop proches de la paroi de la chambre est de très mauvaise qualité. Cependant, ce problème ne concerne que les microphones M25D140 et M25D150. Un autre point qui n'est pas respecté pour mesurer un bruit de jet de bonne qualité est la nécessité de mesurer le bruit en champ lointain. Pour cela Viswanathan [119] suggère que les microphones doivent être placés à une distance supérieure à 45 fois le diamètre de la tuyère. Le tableau VI.1 donne la distance des différents microphones par rapport au centre de la tuyère. Il apparaît que ce critère n'est pas respecté dans l'installation de l'ONERA.

L'installation n'est donc pas idéale pour étudier le bruit de jet. Cependant, le but est de mesurer l'effet de l'action des microjets synthétiques. Le but est donc d'effectuer des comparaisons entre les spectres d'un jet seul et d'un jet avec les JSP en marche. Il est donc estimé que la qualité de l'installation est suffisante pour effectuer ces comparaisons et étudier l'impact de l'action des JSP.

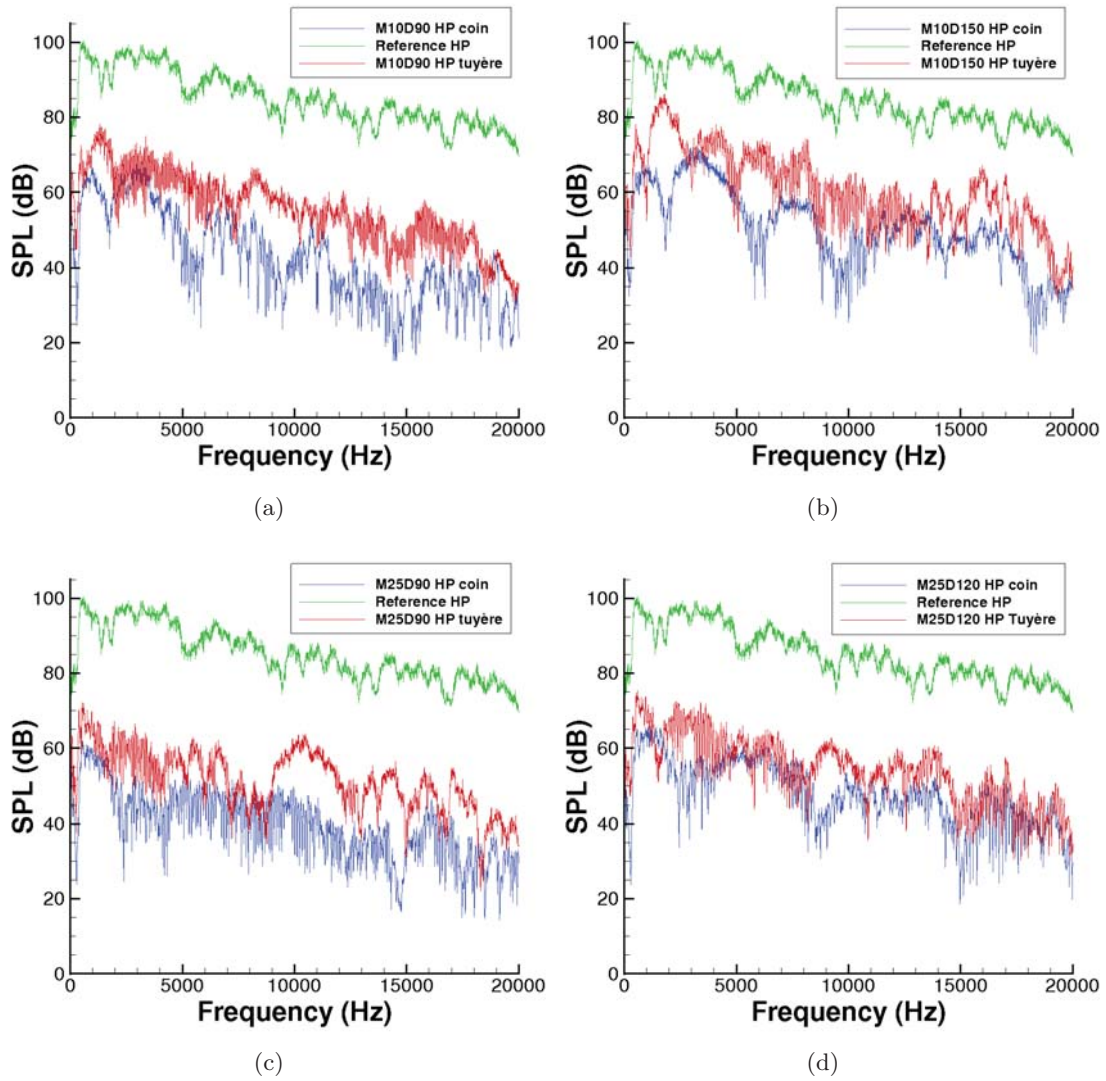


Figure VI.5 — Spectre de référence émis par le haut parleur (vert), spectre mesuré quand le haut parleur est dans un coin (bleu) et spectre mesuré quand le haut-parleur est placé sous la tuyère (rouge) a) M10D90, b) M10D150, c) M25D90 and d) M25D120.

Angle (en °)	Support à 10D	Support à 25D
90	10	25
100	10.15	25.39
110	10.64	26.6
130	13.05	32.64
140	15.56	38.89
150	20	50
160	29.24	

Tableau VI.1 — Distance par rapport au centre de la tuyère des différents microphones exprimée par rapport au diamètre D_{jet} du jet.

VI.1.2 Mesures acoustiques préliminaires

Avant d'étudier le contrôle de bruit de jet avec les JSP, des mesures acoustiques du jet seul sont réalisées afin de qualifier le bruit de jet produit par l'installation de l'ONERA. Ensuite, le bruit produit par les 12 JSP fonctionnant en phase est mesuré et analysé.

VI.1.2.1 Bruit du jet seul

Le bruit produit par un jet subsonique à grand nombre de Mach est caractérisé par la présence de deux différentes sources acoustiques. La première est le bruit de mélange produit par les fines structures de la turbulence. Ce bruit est émis dans toutes les directions à l'exception des effets de la réfraction et de la convection des sources acoustiques. Ce bruit est caractérisé par un spectre à large bande. La deuxième composante de bruit, appelée bruit dominant, est caractérisée par une directivité importante. Il présente un spectre à bande étroite dont le maximum est obtenu pour un nombre de Strouhal entre 0.2 et 0.5 selon les installations. Il est produit par les grosses structures de la turbulence. Ainsi l'allure des spectres mesurés pour ce type de jet dépend de l'angle d'écoute. La figure VI.6 donne les résultats obtenus par Greska [47]. Cet auteur a réalisé des mesures pour un jet à un diamètre proche de celui utilisé dans l'installation ONERA ($D_{jet} = 50.8$ mm) et pour un jet issu d'un turboréacteur ($D_{jet} = 317.5$ mm). La figure de gauche représente le spectre de bruit obtenu pour un angle d'écoute de 90° et celle de droite pour un microphone à 150° . La figure VI.7 montre les résultats obtenus à l'ONERA pour un jet à $M=0.6$ (à gauche) et à $M=0.9$ (à droite). Les courbes rouges représentent le spectre à 90° et les courbes vertes représentent le spectre à 150° .

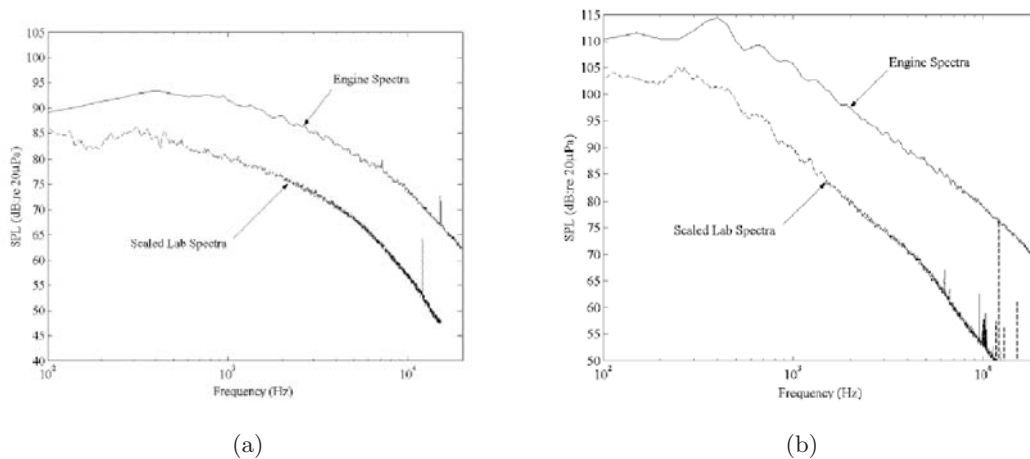


Figure VI.6 — Spectre obtenu pour un jet à $M_{jet} = 0.9$ dans un laboratoire (ligne pointillée) et pour un réacteur (ligne continue). a) Microphone à 90° et b) microphone à 150° . [47]

Le bruit maximal pour le microphone à 150° est obtenu sur l'installation de l'ONERA pour un nombre de Strouhal de 0.2. La forme des spectres à 90° dans l'installation de l'ONERA diffère des résultats obtenus par Greska. Des mesures du bruit à 90° et 160° issu de la tuyère JEAN utilisée dans le cadre du projet OSCAR sont données sur la figure VI.8 pour un jet à $M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 300$ K. Il apparaît que l'allure du bruit à 160° est bien reproduit dans l'installation B113. Par contre, le spectre du bruit à 90° diffère entre ces deux mesures. Dans le projet OSCAR, la tuyère JEAN ne présente pas de lèvres épaisses comme nécessaire à l'implantation des JSP. Comme vu dans la partie V.2.2, un

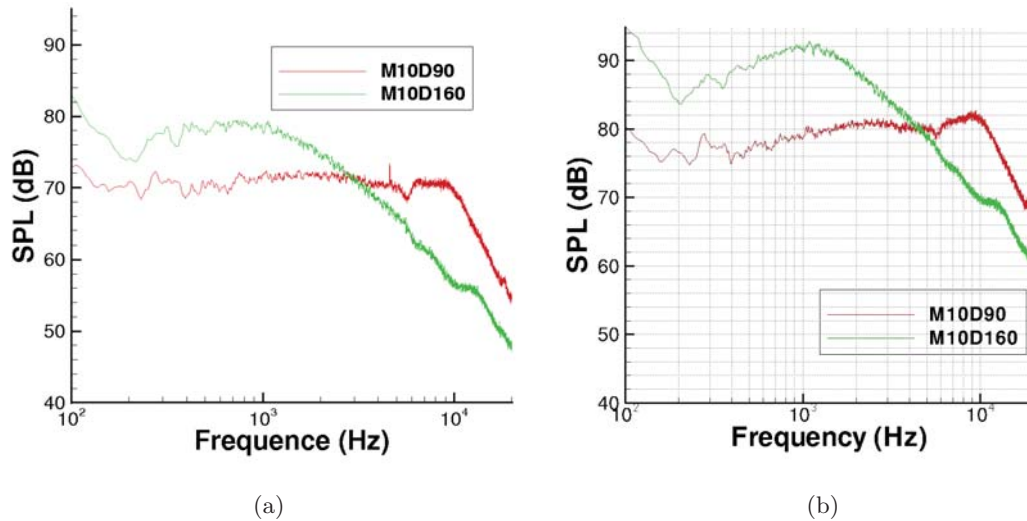


Figure VI.7 — Spectre de bruit de jet obtenu à l'ONERA pour les microphones M10D90 (rouge) et M10D160 (vert). a) Jet à $M_{jet} = 0.6$ et b) jet à $M_{jet} = 0.9$.

décollement de l'air entraîné au niveau de la lèvre de la tuyère a lieu. Ces différences dans l'allure du spectre à 90° peuvent donc être imputées à la forme extérieure de la tuyère JEAN de l'ONERA.

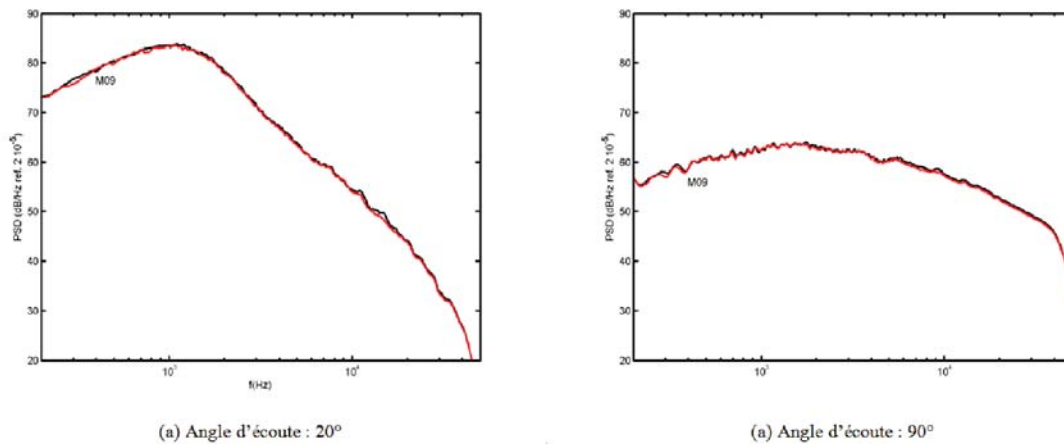


Figure VI.8 — Mesure du bruit d'un jet à $M_{jet} = 0.9$ et $T_{jet} = 300 K$ pour la tuyère JEAN mesurée dans la chambre sourde du LMFA par l'ONERA dans le cadre du projet OSCAR. a) Microphone à $\chi = 160^\circ$ et b) $\chi = 90^\circ$.

Afin de mettre en évidence l'effet de l'angle d'écoute sur le niveau sonore, l'Overall Sound Pressure Level (OASPL) est calculé pour chaque microphone (intégration sur l'ensemble du spectre des niveaux de pression). Comme les microphones sont installés en ligne, le niveau sonore est normalisé par rapport à une distance constante. Cette distance est égale à $10D$ pour les microphones sur la première barre de support et $25 D$ pour les autres.

Soient $OASPL_{d_1}$ et $OASPL_{d_2}$ les niveaux sonores à une distance respectivement d_1 et d_2 d'une source acoustique. En supposant la source acoustique comme ponctuelle et les ondes acoustiques comme sphériques, alors le niveau de pression évolue comme l'inverse

de la distance à la source et :

$$OASPL_{d1} = OASPL_{d2} + 20 \log \frac{d_2}{d_1}$$

L'OASPL ainsi normalisé est représenté sur la figure VI.9 en fonction de l'angle des microphones. La figure de gauche représente un jet à $M_{jet} = 0.6$ et celle de droite un jet à $M_{jet} = 0.9$. L'augmentation de l'OASPL avec l'angle d'écoute décrite dans la littérature est bien retrouvée et signale la production du bruit dominant ayant pour origine les grosses structures de la turbulence. Sur cette figure, 26 mesures du bruit de jet sont représentées. Il apparaît que les niveaux acoustiques varient peu selon les différentes mesures, ce qui indique une grande fiabilité des caractéristiques de l'écoulement généré dans l'installation Réchauffeur 113.

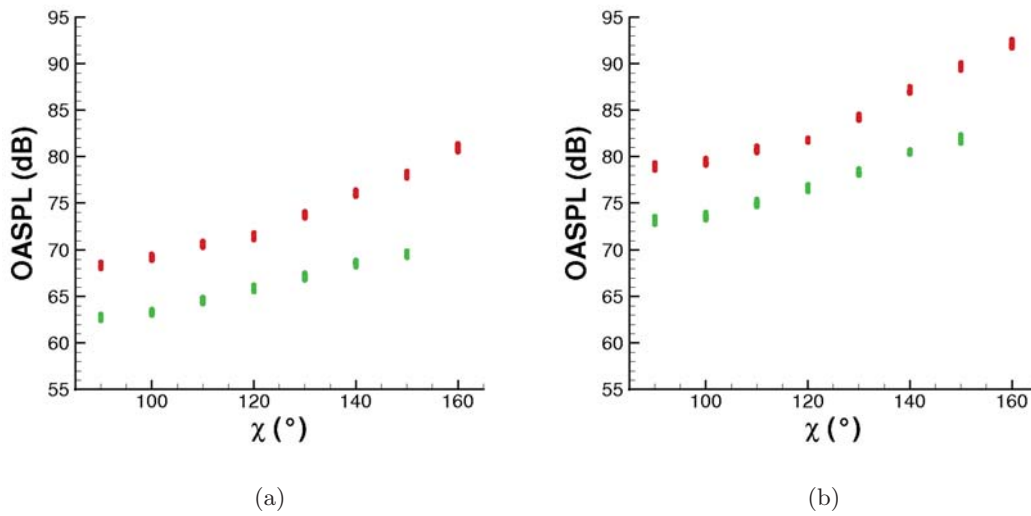


Figure VI.9 — Overall Sound Pressure Level (OASPL) en fonction de l'angle des microphones pour le support à $25 D$ (rouge) et à $10 D$ (vert). a) Jet à $M_{jet} = 0.6$ et b) jet à $M_{jet} = 0.9$.

L'état de la couche limite de la tuyère peut avoir un impact sur le bruit de jet [14, 9]. Il faut donc s'assurer d'avoir une couche limite qui soit toujours dans le même état. Des essais avec une couche limite déclenchée à l'aide de Carborundum ont également été menés. Les résultats ne montrent pas de différence notable entre le bruit de jet avec la couche limite déclenchée ou non (pour les différentes caractéristiques du jet étudiées dans la thèse). Ainsi, la couche limite de la tuyère JEAN est bien turbulente.

VI.1.2.2 Bruit produit par les actionneurs seuls

La figure VI.10 donne les spectres du bruit produit par les 12 JSP lorsqu'ils fonctionnent seuls et en phase à une fréquence de 1000 Hz pour $C = 2$ nF et 830 Hz pour $C = 5$ nF. Le choix de deux fréquences différentes est effectué pour une meilleure lisibilité des courbes. Le bruit produit par les JSP se compose donc d'une composante tonale et d'une composante large bande. Les niveaux acoustiques des valeurs tonales sont globalement plus faibles lorsque la valeur de la capacité diminue mais l'écart reste faible. Les niveaux larges bandes sont par contre beaucoup plus faibles pour $C = 2$ nF par rapport à $C = 5$ nF.

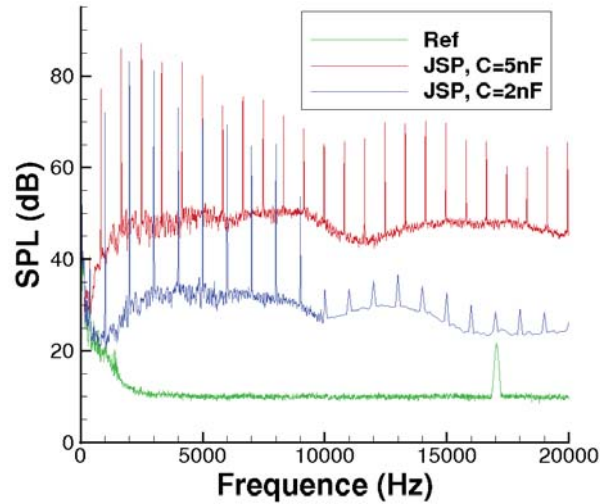


Figure VI.10 — *Bruit de fond (vert) et bruit des JSP pour des capacités de 2 nF à 1000 Hz (bleu) et de 5 nF à 830 Hz (rouge).*

Ces mesures mettent en évidence la capacité des actionneurs à fonctionner en phase. En effet les raies sont très marquées, ce qui indique que les actionneurs ont une phase très proche.

La composante large bande du bruit des JSP sera recouverte lorsqu'ils fonctionneront avec le jet. En effet le bruit produit par le jet est bien plus important en niveau. Par contre les bruits de raies devraient apparaître lors des mesures de contrôle.

Une caractérisation de la chambre assourdie est réalisée et permet d'avoir une bonne confiance dans les résultats pour comparer le bruit de jet avec et sans contrôle. Des mesures de bruit de jet sans contrôle montrent des différences dans les spectres obtenus comparativement aux spectres de bruit issus de la bibliographie et de mesures de la tuyère JEAN réalisées dans une chambre sourde. Cette différence est due aux lèvres épaisses de la tuyère nécessaires à l'implantation des JSP.

VI.2 Résultats des mesures de contrôle

La qualification des caractéristiques acoustiques du banc de mesures étudié dans la partie VI.1 permet d'avoir une confiance suffisante dans les résultats pour réaliser des comparaisons du bruit généré par un jet seul et un jet avec les actionneurs JSP en marche.

Les mesures de cette interaction sont présentées dans cette partie. De nombreux paramètres sont testés : le nombre de Mach du jet, la fréquence de fonctionnement des actionneurs, le mode de fonctionnement des actionneurs, le nombre d'actionneurs et la valeur des capacités.

La première partie détaille des résultats qui mettent en évidence que l'action des JSP permet de contrôler le bruit de jet. Ensuite, une étude paramétrique du contrôle du bruit de jet est effectuée et permet d'envisager une réduction du bruit de jet par les JSP. Afin d'effectuer les comparaisons entre le bruit de jet seul (bruit de référence) et le bruit de jet avec les actionneurs en marche, des mesures du bruit de référence avant et après chaque cas d'étude sont réalisées.

VI.2.1 Mise en évidence du contrôle de bruit par les JSP

Il est mis en évidence dans la partie bibliographie I.3.1.2.1 que les modes les plus instables de la couche de mélange sont les modes colonne ($m = 0$) et le premier mode hélicoïdal ($m = 1$). Ces modes d'instabilités sont à l'origine de la production du bruit par les grosses structures de la turbulence. Pour mettre en évidence la capacité des JSP à contrôler le bruit de jet, l'étude porte sur l'excitation de ces modes d'instabilité, ce qui doit amener à l'amplification du bruit produit par les grosses structures de la turbulence.

Pour cela, les actionneurs fonctionnent avec une fréquence égale à la fréquence préférée du jet et avec un mode de fonctionnement de 0 ou 1. Ensuite, l'effet du nombre de Strouhal des actionneurs St_{JSP} est étudié.

VI.2.1.1 Amplification des sources acoustiques du jet

Dans la partie VI.1.2.1 les mesures du bruit du jet seul montrent que la fréquence préférée de jet produit dans l'installation Réchauffeur 113 correspond à un nombre de Strouhal de 0.2. Pour un jet à un nombre de Mach de 0.9, ce nombre de Strouhal correspond à une fréquence d'environ 1200 Hz. La fréquence des actionneurs f_{JSP} est prise égale à cette valeur. La capacité des alimentations de JSP est prise égale à 15 nF.

VI.2.1.1.1 Excitation du mode colonne

La figure VI.11 compare les spectres de bruit entre le jet seul (référence en vert) et le jet avec les actionneurs en marche (en rouge) pour différents microphones.

La figure .a donne les résultats obtenus à $\chi = 90^\circ$ de l'axe du jet. L'action des JSP a pour résultat l'augmentation du bruit d'environ 3.5 dB entre 0 et 10000 Hz et d'environ 2 dB entre 10000 Hz et 20000 Hz. Comme pour cet angle de mesure, le bruit mesuré correspond au bruit produit par les fines structures de la turbulence, l'augmentation du bruit sur l'ensemble du spectre montre que l'action des JSP entraîne l'augmentation des niveaux de turbulence.

Pour un angle d'écoute de $\chi = 150^\circ$ (figure .c), l'action des JSP a pour effet une augmentation importante du bruit entre 0 et 9000 Hz. L'augmentation de bruit dans cette gamme de fréquence croît jusqu'à une valeur maximale pour une fréquence autour de $f = 2000$ Hz. L'augmentation de bruit décroît ensuite jusqu'à devenir très faible pour

des fréquences supérieures à 9000 Hz. Cette différence d'augmentation de bruit entre les basses fréquences et les hautes fréquences est encore plus marquée pour le microphone à $\chi = 160^\circ$ (figure .d). Pour ce microphone une augmentation de bruit d'environ 2 dB au maximum est observée pour les basses fréquences. Pour des fréquences supérieures à 6250 Hz, le bruit produit par le jet avec l'action des JSP devient même inférieur au bruit de jet de référence. A ces angles de mesures, le bruit de jet est dominé par le bruit produit par les grosses structures de la turbulence. Comme l'augmentation du bruit par les JSP est marquée par une augmentation des niveaux de pression acoustique pour les basses fréquences et surtout autour de la fréquence préférée du jet, ces résultats montrent que les JSP amplifient le bruit produit par les grosses structures de la turbulence.

Pour le microphone M10D130, un mélange des deux comportements précédents est observé : sous l'action des JSP, le bruit augmente sur l'ensemble du spectre mais pour les basses fréquences, cette augmentation de bruit n'est pas constante et croît et décroît autour de la fréquence préférée du jet.

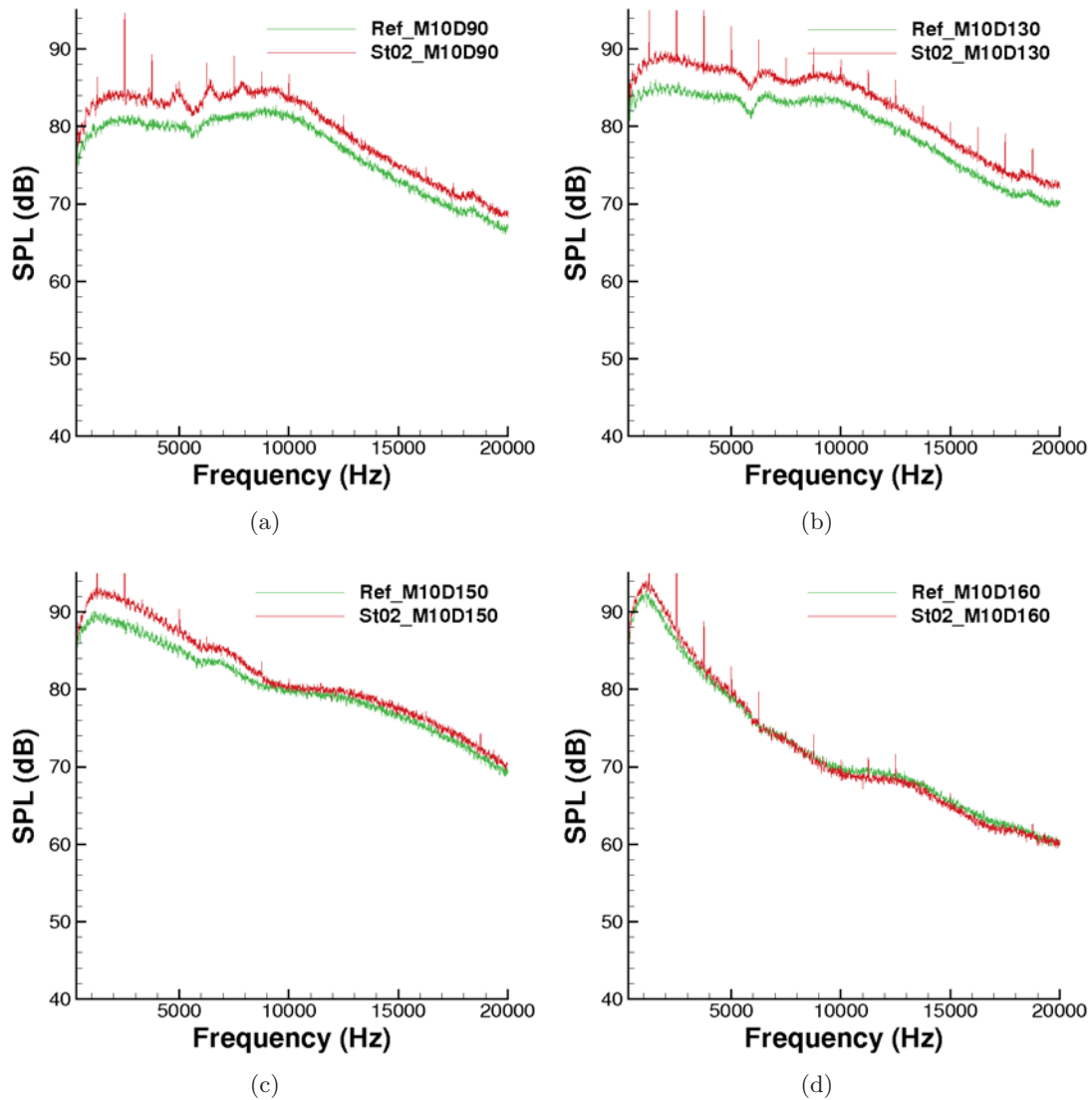


Figure VI.11 — Spectre de bruit de jet de référence (en vert) et du jet avec les 12 actionneurs fonctionnant à $St_{JSP} = 0.2$, $m_{JSP} = 0$, $C = 15 nF$ (en rouge) pour différents microphones : a) M10D90 ,b) M10D130 ,c) M10D150 et d) M10D160.

Ces résultats indiquent que l'action des JSP lorsqu'ils fonctionnent à une fréquence proche de la fréquence préférée du jet a deux effets. Le premier effet est l'augmentation des niveaux de turbulence qui se signale par une augmentation de bruit sur l'ensemble du spectre pour les microphones dont l'angle χ est le plus faible. L'action des JSP a pour deuxième effet l'amplification du bruit émis par les grosses structures de la turbulence. Ce deuxième est l'effet recherché, ce qui met en évidence la capacité du JSP à déstabiliser le jet.

VI.2.1.1.2 Excitation du premier mode hélicoïdal

Les paramètres du jet et du JSP sont les mêmes que précédemment. La figure VI.12 compare les spectres avec et sans contrôle pour un mode d'excitation des JSP $m_{JSP} = 1$ (premier mode hélicoïdal) pour les microphones M10D90 (figure .a) et M10D160 (figure .b). L'analyse effectuée pour une excitation du mode colonne ($m_{JSP} = 0$) peut être reportée à ces résultats.

L'étude détaillée de l'amplification du bruit résultant du contrôle montre qu'une différence existe entre l'excitation pour $m_{JSP} = 1$ par rapport à l'excitation pour $m_{JSP} = 0$. En effet, pour les fréquences inférieures à 1500 Hz, l'amplification du bruit pour $m_{JSP} = 1$ est plus importante que l'amplification du bruit pour $m_{JSP} = 0$. L'amplification du bruit pour le microphone M10D160 se produit pour une gamme spectrale plus large pour $m_{JSP} = 1$ que pour $m_{JSP} = 0$.

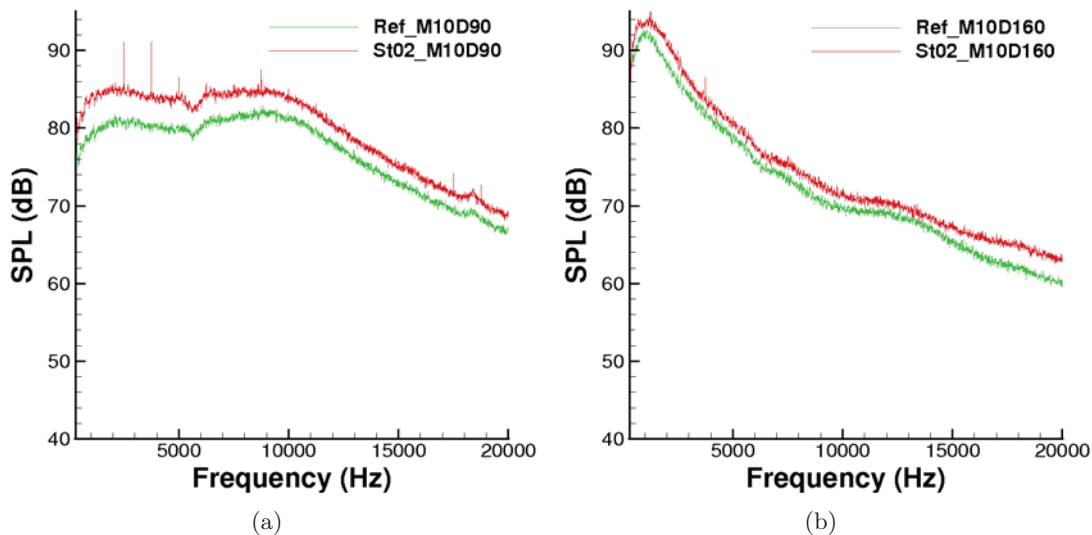


Figure VI.12 — Spectre de bruit de jet de référence (en vert) et du jet avec les 12 actionneurs fonctionnant à $St_{JSP} = 0.2$, $m_{JSP} = 1$, $C = 15$ nF pour différents microphones : a) M10D90 et b) M10D160.

Ces figures montrent également que le bruit de raie produit par les JSP est moins important pour $m_{JSP} = 1$ que pour $m_{JSP} = 0$. Pour $m_{JSP} = 1$ aucune décharge électrique des JSP ne se produit en même temps. Il en résulte que le bruit de raie n'est pas renforcé par un claquage synchrone comme pour $m_{JSP} = 0$.

VI.2.1.2 Effet du nombre de Strouhal

Afin d'appuyer le résultat précédent, des mesures à d'autres fréquences de fonctionnement des JSP sont effectuées.

Sur la figure VI.13, les spectres pour les microphones M10D90 et M10D160 pour une action des JSP à un nombre de Strouhal $St_{JSP} = 0.1$ et $m_{JSP} = 0$ sont représentés. Ces figures montrent que l'augmentation du bruit à $\chi = 90^\circ$ est proche de celle obtenue précédemment alors que l'augmentation du bruit à $\chi = 160^\circ$ est très faible. Ainsi en agissant à une fréquence plus faible que la fréquence préférée du jet, l'action des JSP a toujours pour effet l'augmentation du bruit produit par les petites structures de la turbulence mais n'a plus d'effet sur les grosses structures. Ce même résultat est retrouvé pour l'excitation du premier mode hélicoïdal.

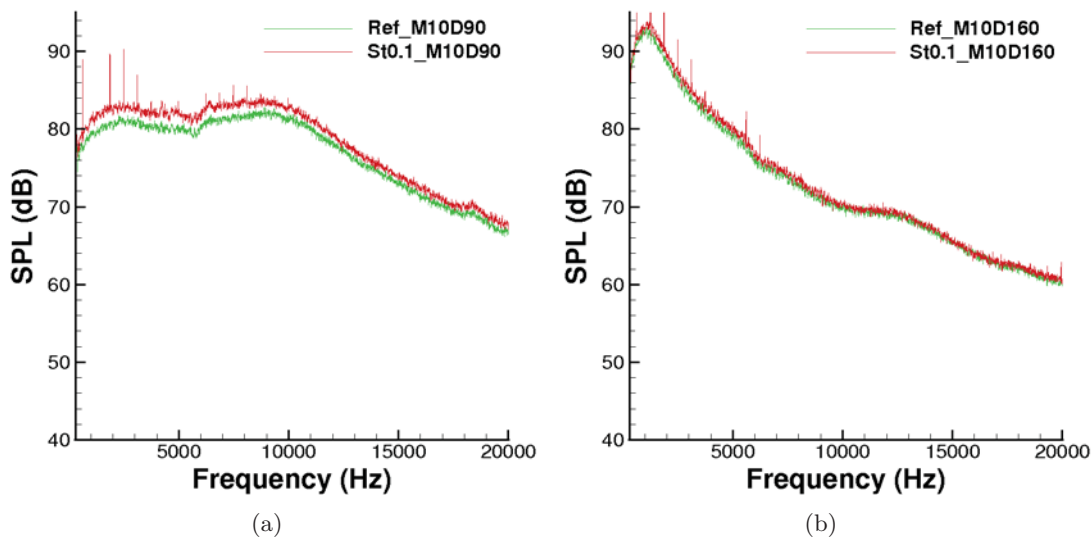


Figure VI.13 — Spectre de bruit de jet de référence (en vert) et du jet avec les 12 actionneurs fonctionnant à $St_{JSP} = 0.1$, $m_{JSP} = 0$, $C = 15$ nF pour différents microphones : a) M10D90, b) M10D160.

Les JSP sont limités en fréquence autour de 2000 Hz. Aussi pour pouvoir observer une plus large gamme de nombre de Strouhal, des mesures sont réalisées pour un jet à un nombre de Mach de $M_{jet} = 0.6$. Pour ce nombre de Mach, la fréquence préférée du jet correspond aussi à $S_t = 0.2$, soit une fréquence de 830 Hz. Comme vu précédemment (figure VI.7.a en page 181), le spectre de bruit du jet à ce nombre de Mach est également caractérisé par un bruit dominant à bande étroite aux angles élevés. Afin de ne pas détériorer les actionneurs aux hautes fréquences, la valeur de la capacité des JSP est abaissée à 5 nF. La fréquence des actionneurs atteint 2070 Hz, soit un nombre de Strouhal de $St_{JSP} = 0.5$.

Les figures VI.14.a et .b donnent la différence de l'OASPL (notée $\Delta OASPL$) entre le bruit de jet de référence et le bruit de jet avec les actionneurs en marche en fonction du nombre de Strouhal d'action des JSP pour un mode de fonctionnement des actionneurs respectivement $m_{JSP} = 0$ et $m_{JSP} = 1$. Pour calculer cette grandeur, le spectre du bruit du jet seul est soustrait à celui obtenu lorsque les actionneurs sont mis en marche. Le bruit de raie est ensuite enlevé afin de mettre en évidence l'impact de l'action des JSP sur le bruit de jet. Le spectre obtenu est ensuite intégré.

Ces figures montrent que l'évolution de $\Delta OASPL$ diffère selon l'angle d'écoute. Pour

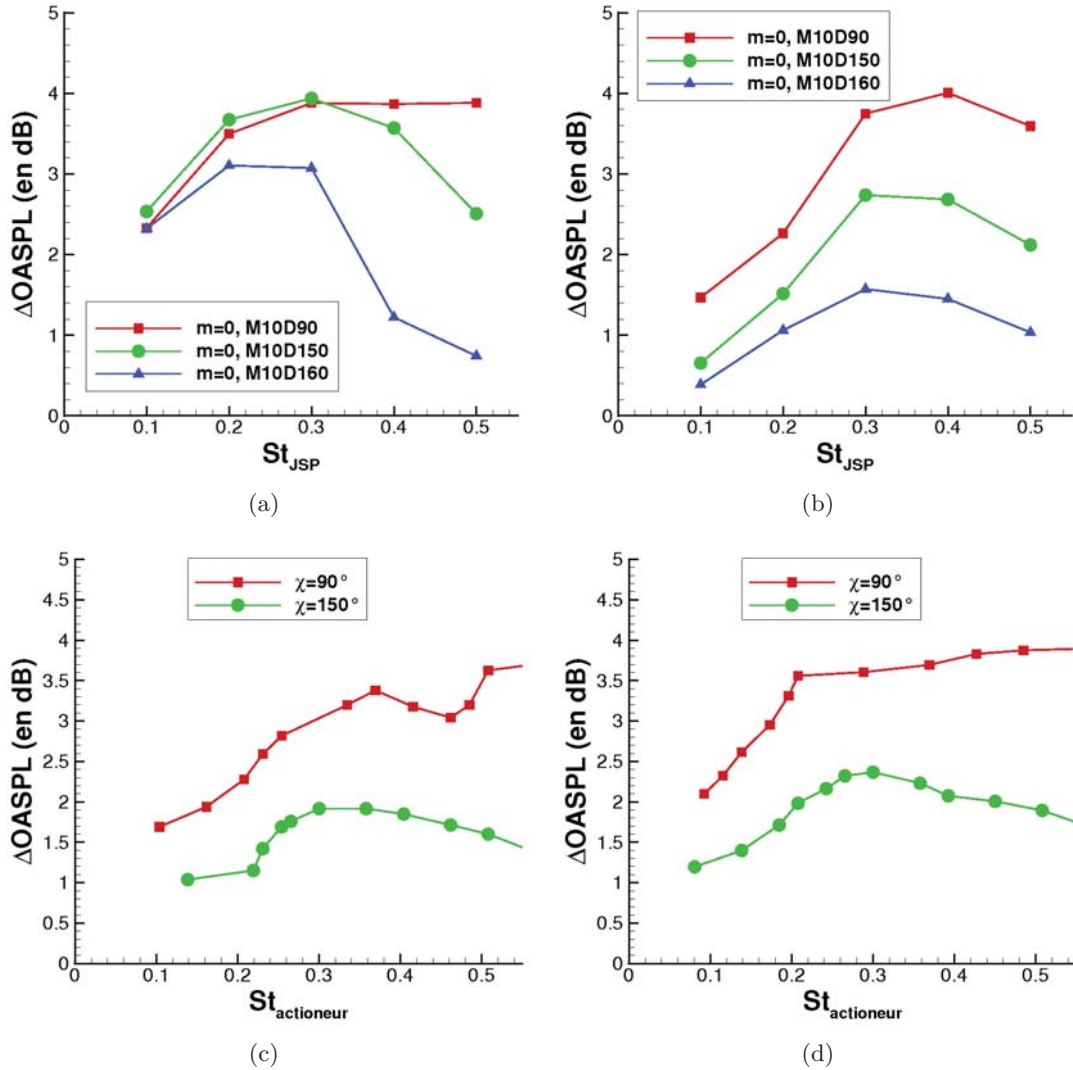


Figure VI.14 — a) Evolution de la différence de l'OASPL entre le bruit de référence et le bruit des actionneurs en fonction du nombre de Strouhal des JSP pour différents microphones : M10D90 (carrés rouges), M10D150 (ronds verts) et M10D160 (triangles bleus). $M_{jet} = 0.6$ et $C = 5 \text{ nF}$ a) $m_{JSP} = 0$ et b) $m_{JSP} = 1$. Evolution de la différence de l'OASPL entre le bruit de référence et le bruit des actionneurs en fonction du nombre de Strouhal des actionneurs de Samimy et al. [97] c) pour le mode 0 et d) pour le mode 1.

le microphone M10D90, $\Delta OASPL$ augmente dans un premier temps jusqu'à un nombre de Strouhal de 0.2 puis reste à peu près constant. Pour les microphones M10D150 et M10D160, $\Delta OASPL$ augmente, passe par un maximum pour un nombre de Strouhal compris entre 0.2 et 0.3 puis diminue.

Ce résultat est à mettre en parallèle avec les résultats obtenus par Samimy et al. [97] à l'aide d'actionneurs plasma dans la tuyère du jet et dont sont extraites les figures VI.14.c et .d. Leur jet a un nombre de Mach de 0.9. Le jet de Samimy et al. présente une fréquence réduite préférée du jet de 0.3. La figure .c représente les résultats pour les actionneurs fonctionnant en mode synchrone et la figure .d représente les résultats pour les actionneurs fonctionnant avec le mode 1. L'évolution de $\Delta OASPL$ avec le nombre de Strouhal de l'actionneur de Samimy et al. est assez comparable aux résultats obtenus avec

les JSP. Cependant, les actionneurs utilisés par Samimy et al. ne sont pas des microjets. Les comparaisons précédentes permettent uniquement d'appuyer le fait que l'action des JSP a permis de contrôler (d'amplifier) le bruit produit pas les grosses structures de la turbulence du jet. En réalisant un étude détaillée du jet sous l'action de leurs actionneurs (mesures de l'écoulement par PIV), Kastner, Samimy et al. [62] montrent que leurs actionneurs contrôlent effectivement l'aérodynamique des grosses structures de la turbulence. Ils montrent que le bruit de jet peut être diminué lorsque leurs actionneurs fonctionnent à un nombre de Strouhal supérieur à l'unité. Ce résultat permet d'envisager une réduction de bruit à l'aide des JSP si ceux-ci fonctionnent à un nombre de Strouhal bien plus élevé que celui obtenu dans l'installation Réchauffeur 113.

VI.2.2 Etude paramétrique

Afin d'approfondir l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP, une étude paramétrique est réalisée. En premier lieu, plusieurs valeurs de la capacité du JSP sont testées afin d'étudier l'effet de la puissance du microjet. Des mesures pour $C = 2$ nF, $C = 5$ nF et $C = 15$ nF sont comparées. Le nombre de microjets est également un critère important pour optimiser l'action des microjets. En effet, pour avoir une action optimale, les tourbillons contrarotatifs créés par l'interaction des microjets avec le jet principal doivent festonner la couche de mélange. Aussi, l'utilisation de 6 JSP et 12 JSP est comparée. Enfin, il a été mis en évidence qu'il est possible de contrôler le bruit de jet en excitant des modes d'ordre élevé de la couche de mélange. Aussi, la dernière partie porte sur l'effet des JSP lorsqu'ils fonctionnent avec les modes $m_{JSP} = 0, 1, 2, 3$ et 4.

VI.2.2.1 Influence de la valeur de la capacité

Comme il est mis en évidence dans la partie V.2, les JSP sont capables de créer des tourbillons contrarotatifs dans la couche de mélange du jet même pour des valeurs de capacité faibles. Aussi, plusieurs valeurs de capacité sont testées afin de voir l'influence de la puissance des microjets. Pour cela, les actionneurs fonctionnent tous en phase ($m = 0$). Δ OASPL en fonction de l'angle d'écoute pour $C = 2$ nF, $C = 5$ nF et $C = 15$ nF est donnée sur la figure VI.15. La figure de gauche correspond au jet pour un nombre de Mach de 0.6 et celle de droite à un jet ayant un nombre de Mach de 0.9.

Ces résultats montrent que lorsque la valeur de la capacité est la plus faible ($C = 2$ nF), les JSP n'ont pas d'impact sur le bruit de jet et ce, quel que soit le nombre de Mach. Pour un jet à $M_{jet} = 0.6$, peu de différences sont observées entre les valeurs des capacités de 5 nF et de 15 nF. Pour $M_{jet} = 0.9$, Δ OASPL est plus important pour $C = 15$ nF que pour $C = 5$ nF, sauf pour le microphone M10D160. Cependant pour ce microphone, il a été vu précédemment que le bruit diminuait pour les hautes fréquences. Comme le calcul de Δ OASPL intègre l'ensemble du spectre, cette diminution du bruit entraîne la différence de tendance observée. La différence de comportement pour $C = 5$ nF et $C = 15$ nF selon le nombre de Mach du jet indique que le microjet pénètre moins bien la couche de mélange quand la valeur de la capacité est plus faible. Ce comportement est conforté par l'effet du nombre de Mach. Lorsque la vitesse du jet est plus faible ($M_{jet} = 0.6$), l'augmentation du bruit de mélange pour $C = 5$ nF est comparable à celle pour $C = 15$ nF. A une vitesse d'écoulement plus élevée ($M_{jet} = 0.9$), cette augmentation pour $C = 5$ nF est clairement moins efficace que pour $C = 15$ nF.

Pour les angles de mesures correspondant à l'émission du bruit issu des grosses structures de la turbulence, la différence entre les deux valeurs de capacité est moins marquée.

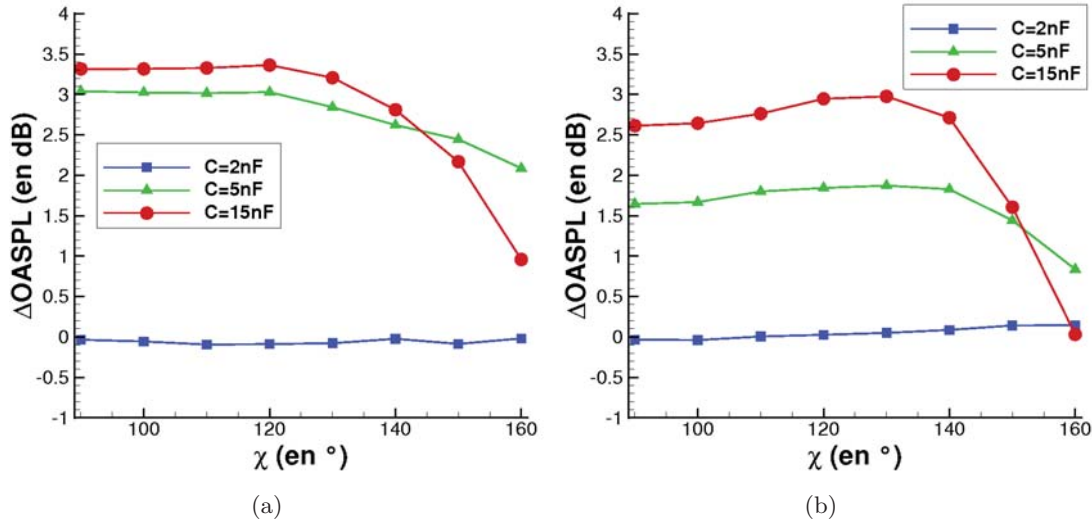


Figure VI.15 — $\Delta OASPL$ en fonction de l'angle du microphone pour différentes valeurs de capacité. a) Jet à $M_{jet} = 0.6$ et b) Jet à $M_{jet} = 0.9$.

L'excitation des modes d'instabilité ne nécessite pas une énergie très élevée, une perturbation suffit.

VI.2.2.2 Influence du nombre de JSP actifs

Dans la partie V.2.3, il est mis en évidence que les tourbillons contrarotatifs générés par l'interaction des microjets avec la couche de mélange ont une taille très importante. Pour réduire le bruit de jet à l'aide de microjets continus, les actionneurs doivent générer des tourbillons contrarotatifs qui festonnent la couche de mélange afin d'obtenir une réduction de bruit optimale (voir la partie bibliographique I.3.2). Comme mis en évidence par Castelain et al. [22, 21], le nombre de microjets est donc un paramètre important. L'effet sur le bruit de jet des JSP lorsque 6 ou 12 actionneurs fonctionnent est donc étudié.

Deux valeurs du nombre de Mach du jet sont utilisées (0.6 et 0.9) et les actionneurs fonctionnent en phase ($m_{JSP} = 0$) et à une fréquence égale à la fréquence préférée du jet. La figure VI.16 compare les spectres obtenus pour $nb_{JSP} = 6$ et $nb_{JSP} = 12$. Les figures .a et .b donnent respectivement les spectres obtenus pour $M_{jet} = 0.6$ pour les microphones M10D90 et M10D150. Les figures .c et .d correspondant à ces mêmes microphones mais pour $M_{jet} = 0.9$. L'augmentation de bruit est relativement identique entre les deux nombres de JSP sur la figure .a. Pour la figure .b, l'augmentation du bruit est plus faible pour $nb_{JSP} = 6$ que pour $nb_{JSP} = 12$. Dans les deux cas le bruit des grosses structures de la turbulence est amplifié. Pour $M_{jet} = 0.9$, les résultats montrent que l'utilisation de 6 JSP a peu d'effet sur le bruit de jet. Le nombre de microjets est donc un paramètre important et lorsque celui-ci est trop faible, les JSP n'ont plus d'effet déstabilisateur sur la couche de mélange.

La figure VI.17 présente les résultats obtenus pour $m_{JSP} = 1$. Les figures .c et .d montrent que pour un jet à $M_{jet} = 0.9$, le fait de n'utiliser que 6 actionneurs ne permet pas d'exciter les grosses structures de la turbulence contrairement à l'utilisation de 12 actionneurs. Cependant, pour $M_{jet} = 0.6$ (figures .a et .b), il apparaît que l'action de 6 JSP est comparable à celle de 12 JSP.

Le nombre de JSP nécessaire pour contrôler le bruit de jet est donc difficile à établir.

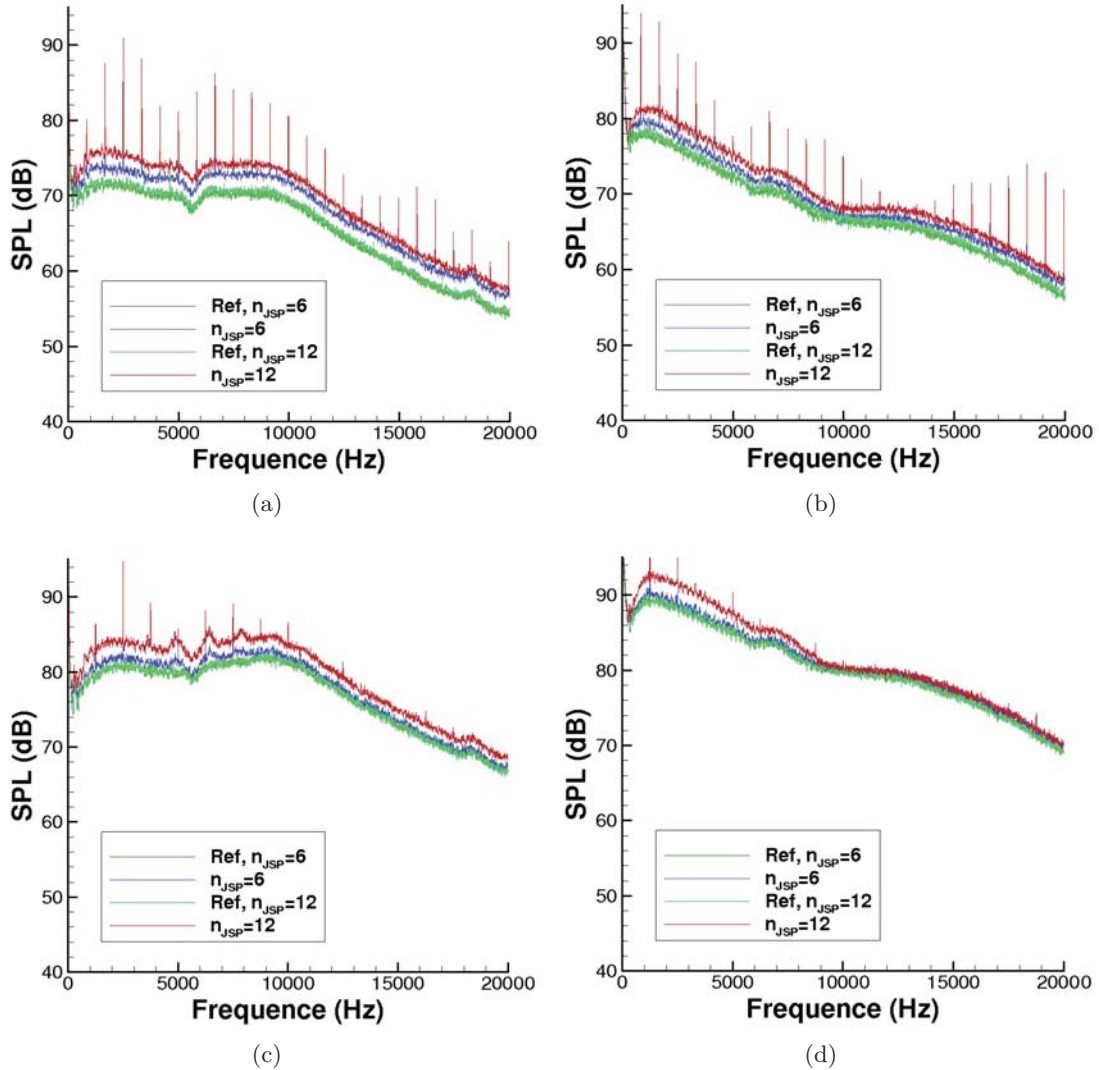


Figure VI.16 — Spectres de référence (en vert) et spectre avec les actionneurs en marche pour différents nombres d'actionneurs : $nb_{JSP} = 6$ en bleu et $nb_{JSP} = 12$ en rouge, fonctionnant à $m_{JSP} = 0$, $St_{JSP} = 0.2$. a) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D90, b) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D150, c) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D90 et d) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D150.

Alors que l'excitation du mode colonne montre que l'utilisation de 12 JSP est meilleur que l'utilisation de 6, pour le premier mode hélicoïdale et pour un jet à $M_{jet} = 0.6$, l'excitation est comparable pour 6 JSP et 12 JSP. Il est difficile de conclure sur les raisons de ces résultats. Ils sont certainement liés à des différences dans l'interaction des microjets avec le jet principal conduisant à la déstabilisation de la couche de mélange. Ces résultats peuvent également être dus à la sensibilité du jet au mode d'excitation qui pourrait varier selon le nombre de Mach du jet.

VI.2.2.3 Effet du mode de fonctionnement

Les modes les plus instables de la couche de mélange sont les modes 0 et 1. Leur excitation à l'aide des JSP entraîne l'augmentation du bruit produit par les grosses structures de la turbulence. Il est envisagé de contrôler le bruit de jet en excitant des modes plus

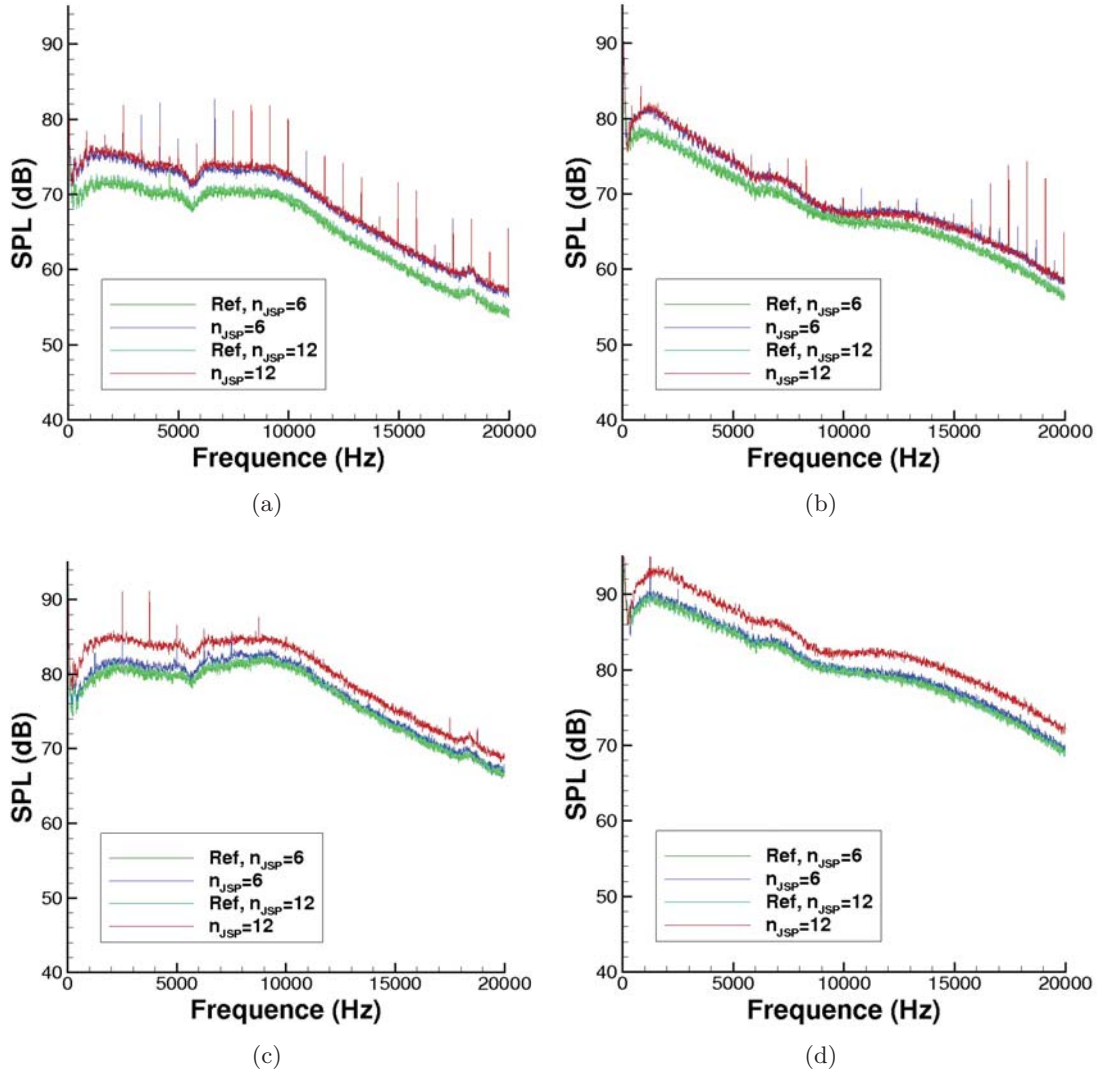


Figure VI.17 — Spectres de référence (en vert) et spectre avec les actionneurs en marche pour différents nombres d'actionneurs : $nb_{JSP} = 6$ en bleu et $nb_{JSP} = 12$ en rouge, fonctionnant à $m_{JSP} = 1$, $St_{JSP} = 0.2$. a) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D90, b) $M_{jet} = 0.6$, microphone M10D150, c) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D90 et d) $M_{jet} = 0.9$, microphone M10D150.

élevés d'instabilité de la couche de mélange. L'étude se porte donc sur l'effet du mode de fonctionnement des JSP.

Pour cela, les valeurs des capacités des alimentations électriques sont prises égales à $C = 5$ nF et le jet est à $M_{jet} = 0.6$. Ainsi, le nombre de Strouhal des actionneurs peut être plus important. Des mesures sont effectuées de $St_{JSP} = 0.1$ à $St_{JSP} = 0.5$, soit jusqu'à une fréquence de 2000 Hz. L'étude précédente a montré peu de différence entre une valeur de $C = 5$ nF et de $C = 15$ nF pour $M_{jet} = 0.6$. C'est pourquoi cette valeur de capacité est choisie. L'utilisation d'une valeur de capacité plus faible a également l'avantage d'éviter l'usure des électrodes des JSP. Les modes testés vont du mode 0 au mode 4.

En préambule à la présentation des résultats, il est rappelé que lorsque la fréquence des actionneurs augmente, la puissance du microjet diminue (voir partie III.2). De plus 12 actionneurs sont installés dans la tuyère. Aussi, pour un mode de fonctionnement $m = 4$, le mode "tourne" sur seulement 3 JSP.

La figure VI.18 donne $\Delta OASPL$ en fonction du nombre de Strouhal des JSP pour différents modes de fonctionnement. Les résultats obtenus pour le microphone M10D90 sont représentés sur la figure .a et ceux pour M10D150 sont représentés sur la figure .b. Pour $\chi = 90^\circ$, la différence d'OASPL augmente avec le nombre de Strouhal. A cet angle, l'effet du mode de fonctionnement est peu sensible. Par contre des différences notables apparaissent pour $\chi = 150^\circ$. Pour les mode 0, 1 et 2, l'amplification du bruit augmente puis diminue en fonction du nombre de Strouhal. La valeur maximale de $\Delta OASPL$ est d'autant plus faible que le mode est élevé. Il apparaît également que le nombre de Strouhal du maximum de l'amplification varie lorsque le mode d'excitation change. Au contraire, pour les modes 3 et 4, $\Delta OASPL$ est faible quel que soit St_{JSP} .

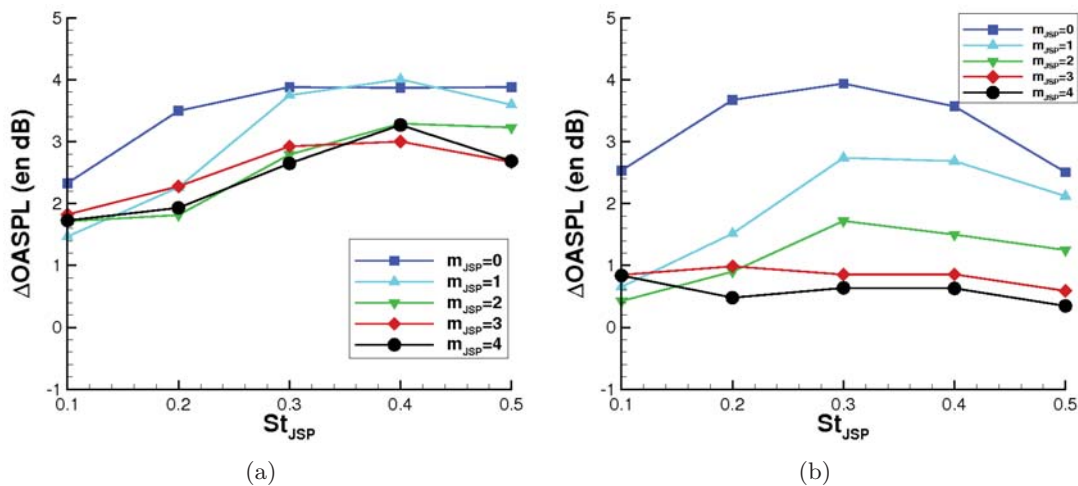


Figure VI.18 — Variation $\Delta OASPL$ en fonction du nombre de Strouhal des actionneurs pour différents mode de fonctionnement pour $M_{jet} = 0.6$ pour différents microphones : a) M10D90 et b) M10D150.

L'effet des JSP lorsqu'ils fonctionnent avec les modes 3 et 4 entraîne l'augmentation du bruit généré par les petites structures de la turbulence. L'excitation de ces modes ne permet pas d'augmenter significativement le bruit généré par les grosses structures de la turbulence. Ces résultats sont semblables aux résultats issus de la bibliographie et notamment ceux de Samimy et al. [97]. Pour envisager une réduction du bruit de jet en excitant les modes d'ordre élevé, une étude plus approfondie est nécessaire. Cette technique de contrôle est aujourd'hui peu renseignée dans la bibliographie. Les travaux expérimentaux de Samimy et al. font d'ailleurs figures de références pour envisager une réduction de bruit à l'aide de cette technique. Des études théoriques et numériques (notamment des études de stabilité de jet) sont nécessaires pour appuyer ces résultats et valider cette technique de contrôle.

L'étude menée ici montre que les JSP peuvent également aider au développement de ce champ d'expérimentation.

Les résultats précédents montrent donc que les JSP sont capables de contrôler le bruit de jet. Ce résultat est obtenu pour un jet à un nombre de Mach de 0.6 ou 0.9. Pour cela, de nombreux cas d'étude ont été testés et les résultats

sont analysés en relation avec l'étude bibliographique menée dans la partie I.3.2 et qui met en évidence quelle est la physique du contrôle de bruit de jet. Il apparaît que l'excitation des mode 0 et 1 permet une amplification importante du bruit produit par les grosses structures turbulentes. Au contraire, l'excitation des modes supérieurs à 2 ne conduit pas à cette excitation. Dans tous les cas, l'action des JSP conduit à une amplification du bruit produit par les fines structures de la turbulence. En comparant nos résultats à ceux de Samimy et al. [97], il apparaît que les résultats sont très semblables. Du fait de la limitation à environ 2000 Hz de la fréquence de fonctionnement des JSP, la fréquence réduite de l'excitation est limitée à un nombre de Strouhal de 0.3 pour un jet à un nombre de Mach de 0.9 et à 0.5 pour un nombre de Mach de 0.6. Comme vu dans la bibliographie et dans la partie V.2.3, un nombre de Strouhal plus important de l'excitation semble nécessaire pour pouvoir réduire le bruit de jet. Pour pouvoir augmenter le nombre de Strouhal, il est possible d'augmenter la diamètre de la tuyère.

Une chambre assourdie est réalisée et ses caractéristiques sont testées. Les mesures montrent que les qualités de la chambre sont suffisantes pour réaliser l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP. Des mesures du bruit généré par le jet seul mettent en évidence l'impact d'une tuyère à lèvre épaisse sur les spectres du bruit de jet. Le nombre de Strouhal préféré du jet est également obtenu. Il est égal à 0.2. Ensuite des mesures de l'action des JSP sur le bruit de jet sont réalisées. Il est d'abord mis en évidence que l'action des JSP entraîne l'excitation des modes instables de la couche de mélange, ce qui résulte dans l'amplification du bruit produit par les grosses structures de la turbulence. L'étude de l'effet du nombre de Strouhal des actionneurs montrent des similitudes avec les résultats issus de la bibliographie. Cette comparaison permet d'estimer que pour un nombre de Strouhal de fonctionnement supérieur à l'unité, une réduction du bruit de jet est envisageable. Une étude paramétrique portant sur la valeur des capacités, le nombre d'actionneurs et le mode de fonctionnement des JSP est ensuite menée. Il apparaît que la valeur de la capacité et le nombre d'actionneurs sont des paramètres qui doivent être ajustés à chaque cas d'étude en vue d'une optimisation de l'action des JSP. L'étude du mode de fonctionnement des JSP met en évidence que l'excitation des modes élevés n'entraîne pas d'augmentation du bruit produit par les grosses structures de la turbulence. Les actionneurs JSP se sont donc révélés être des outils très utiles pour étudier le contrôle de bruit de jet. Une réduction du bruit de jet à l'aide de ces actionneurs est envisageable mais nécessite des nombres de Strouhal de fonctionnement plus élevés que ceux utilisés dans cette étude. A notre connaissance, il s'agit de la première étude réalisée à l'aide de microjets synthétiques montrant un effet sur le bruit de jet en prémisses à son contrôle.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Dans le chapitre II, une démarche de conception a été mise en place. En s'appuyant sur les besoins pour le contrôle de divers écoulements, l'actionneur a été dimensionné. Pour cela, différentes modélisations ont permis de lier les caractéristiques de l'actionneurs aux caractéristiques du microjet. Entre autre, il s'est avéré que la phase de remplissage est un phénomène complexe qui nécessite une modélisation poussée. Une étude paramétrique numérique a permis de choisir les dimensions de la cavité de l'actionneur et la forme de la tuyère. La nécessité de réaliser l'actionneur dans un matériau avec de bonnes propriétés d'isolation électrique et de conduction thermique a amené à choisir l'alumine (une céramique). En s'appuyant sur les rendements de la décharge électrique obtenus dans la bibliographie, l'alimentation électrique a également été dimensionnée. La réalisation d'une alimentation correspondant aux besoins du JSP a été effectuée en collaboration avec le laboratoire LAPLACE du CNRS.

Les caractéristiques de l'actionneur ont été mesurées et les résultats obtenus sont exposés dans le chapitre III. Cela a été effectué en collaboration avec Antoine Belinger, doctorant au laboratoire LAPLACE. Cette étude a mis en évidence que les pics de courants dans la décharge atteignent 200 A et que la tension de claquage de l'actionneur varie en fonction de la fréquence de fonctionnement et de la valeur de la capacité de l'alimentation électrique. Une étude dans une chambre à atmosphère contrôlée a permis de mettre au point une loi de tension de claquage du JSP en fonction de la densité de l'air dans la cavité. La croissance du canal de la décharge et sa température ont été mesurées. La température moyenne de la décharge est comprise entre 10000 et 13000K. Il est également montré que l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local peut être effectuée. La caractérisation de l'aérodynamique du microjet a été effectuée à l'aide de mesures de la pression d'arrêt du microjet et des mesures de position du front de jet par des visualisations par strioscopie. Ces mesures sont comparées avec les résultats obtenues à l'aide de la modélisation URANS. Cela a permis de déterminer que le rendement de l'actionneur entre l'énergie utile à la création du jet et l'énergie délivrée par l'alimentation électrique était de 3 à 5% selon les cas.

Pour pouvoir déterminer l'origine des pertes énergétiques, une modélisation de la décharge électrique a été réalisée dans le chapitre IV. Cette modélisation s'inspire du modèle de décharge de Braginskii. Des modifications ont été apportées à ce modèle afin de prendre en compte les effets de gaz réels, les pertes par rayonnement et afin de pouvoir le coupler avec un modèle de l'alimentation électrique. En calibrant le modèle avec les mesures électriques précédemment réalisées, il est apparu qu'un terme supplémentaire de pertes devait être pris en compte afin d'obtenir un amortissement du courant et de la tension conforme aux mesures. Ce terme supplémentaire est interprété comme la chute de tension due aux

gaines électriques de la décharge. Cette étude a permis de confirmer le rendement calculé à l'aide des mesures du chapitre précédent. Le bilan énergétique de la décharge a permis d'estimer qu'environ 25% de l'énergie est consommée par le rayonnement, environ 10% par les effets gaz réels et environ 60% par les effets de gaine. Une modélisation globale de l'actionneur a ensuite été mise en place en couplant cette modélisation de la décharge à la modélisation URANS. Des simulations en fréquence de l'actionneur ont ainsi pu être réalisées. Il est apparu que ces modélisations permettent d'obtenir des comparaisons de très bonne qualité avec les mesures de la position du front de jet. Cela permet de valider cette modélisation globale du JSP.

Dans le chapitre V un banc d'essai pour l'étude du contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP a été réalisé. La tuyère choisie est une tuyère utilisée lors du projet européen JEAN ayant un diamètre de 50 mm. Elle a été usinée de façon à pouvoir recevoir jusqu'à 12 JSP. Ensuite, l'interaction d'un microjet avec un jet à $M_{jet} = 0.6$ ou 0.9 à température ambiante ou à $T_{jet} = 600$ K a été visualisée par striescopie. Ces mesures mettent en évidence que le microjet généré par le JSP est parfaitement capable de pénétrer la couche de mélange du jet et ce, même pour une valeur de capacité faible. Des comparaisons sont ensuite effectuées avec des résultats issus de la bibliographie.

Enfin, dans le chapitre VI le banc de mesures acoustiques a été réalisé. L'étude des propriétés acoustiques de cette chambre a permis de conclure qu'elle possédait une qualité suffisante pour réaliser les mesures de contrôle de bruit de jet. Des mesures acoustiques préliminaires ont montrées que le fait que la tuyère possédait des lèvres épaisses entraînait des spectres légèrement différents des spectres habituellement observés dans la bibliographie. Il a été estimé que cela n'avait pas d'incidence sur l'étude comparative qui a été effectuée. Ensuite, les mesures de bruit de l'interaction des 12 JSP avec le jet principal ont été effectuées. L'analyse des résultats lorsque les JSP fonctionnent en phase ou avec le premier mode hélicoïdal pour une fréquence proche de la fréquence préférée du jet montre que l'action des JSP entraîne l'amplification des grosses structures de la turbulence responsables du bruit dominant. En faisant varier le nombre de Strouhal des actionneurs il apparaît que les résultats sont très semblables aux résultats de la bibliographie. Cela permet d'envisager une réduction de bruit pour un nombre de Strouhal des actionneurs supérieur à ceux atteints dans cette étude. Ensuite, une étude paramétrique concernant le nombre de JSP, la puissance du microjet et le mode de fonctionnement des JSP a été effectuée. Il apparaît que l'excitation des modes élevés de la couche de mélange ne permet pas l'amplification du bruit des grosses structures de la turbulence.

Cette étude a donc montré que les JSP peuvent être de bons candidats pour le contrôle de bruit de jet par microjets synthétiques.

Pour terminer cette conclusion, nous souhaiterions rapporter un résultat de contrôle d'écoulement obtenu avec les JSP. Dans le cadre du projet PLASMAERO, l'ONERA/DMAE a mis en oeuvre les JSP pour étudier la faisabilité du contrôle d'un décollement de bord de fuite sur un profil NACA0015. Des essais ont été menés sur une maquette ayant une envergure de 1.2 m et une corde de 50 cm. Des mesures par PIV ont montré que l'utilisation de 16 JSP permet de recoller entièrement l'écoulement pour des vitesses jusqu'à 40 m.s^{-1} (limite de la soufflerie) et une incidence de 11.5° (le nombre de Reynolds de l'écoulement est de 1.3 million). Pour cela les actionneurs ont fonctionné avec une fréquence comprise entre 250 et 750 Hz et une valeur de capacité de 10 nF.

Ainsi, la prise en compte dès la phase de conception des différentes applications des actionneurs a permis aujourd'hui d'aboutir à des démonstrations de la capacité des JSP à contrôler divers écoulements.

Enfin, cette étude permet d'ouvrir différentes perspectives sur l'étude de cet actionneur et de ses applications.

Perspectives

Conception générale de l'actionneur

Dans un contexte industriel, l'utilisation des JSP nécessite d'améliorer leur rendement. Comme l'essentiel des pertes a lieu dans la décharge électrique, il faudrait pouvoir modifier ses caractéristiques pour en améliorer le rendement. L'actionneur de l'université Johns Hopkins a la particularité d'avoir une conception triélectrode. Deux électrodes sont reliées à un condensateur et permettent la création de la décharge électrique et le transfert de l'énergie stockée dans le condensateur vers l'air de la cavité. La troisième électrode a pour but d'abaisser la tension de claquage entre ces deux premières électrodes en effectuant une préionisation. En effectuant des mesures de pression dans la cavité, l'équipe de l'université Johns Hopkins calculent un rendement de leur décharge de 10 à 20%. Ils mettent également en évidence que l'utilisation d'une valeur de capacité élevée et d'une tension de claquage faible permet d'obtenir un meilleur rendement que l'utilisation d'une capacité faible et d'une tension de claquage élevée. Cette tendance est d'ailleurs retrouvée dans la thèse sur la figure IV.9 en page 143. Il serait donc intéressant de pouvoir confirmer ce résultat. En effet contrairement à ces travaux, j'ai mis au point pendant cette étude un outil (le modèle de Braginskii modifié) capable d'estimer directement le rendement de la décharge électrique. Cependant ce modèle a besoin d'être calibré avec des mesures de courant et de tension. Comme l'université Johns Hopkins ne publie pas ces mesures, il faudrait réaliser à l'ONERA cet actionneur triélectrode et effectuer une étude comparable de caractérisation et de modélisation que celle effectuée pendant cette thèse.

En terme pratique, la conception du JSP doit également progresser afin d'en améliorer la longévité. L'utilisation d'électrodes coudées débouchant par le fond de la cavité pose problème. En effet, lorsque les électrodes s'usent, il peut arriver que des claquages aient lieu aux pieds des électrodes. Du métal issu des électrodes se dépose alors au fond de la cavité. Ce phénomène a été observé et il apparaît que ces dépôts forment un pont ionique qui fait chuter la tension de claquage. Cette chute de tension et le fait que le claquage s'effectue au fond de la cavité nuit aux performances de l'actionneur. Pour résoudre ce problème, il faut que les électrodes débouchent sur les côtés de la cavité. Avec une telle implémentation, lorsque les électrodes s'usent, la distance inter-électrode augmente, ce qui permet de ne pas détériorer la performance de l'actionneur. La connection des bornes de l'actionneur au circuit d'alimentation a également posé des problèmes de durabilité. La connection des actionneurs s'est constamment améliorée au cours de la thèse mais des dégradations du fait de fortes températures et de nombreuses manipulations a parfois entraîné leur rupture. Pour une meilleur robustesse des actionneurs, ce point doit donc être amélioré.

Caractérisation du microjet

La caractérisation de l'aérodynamique des microjets a été réalisée à l'aide de deux techniques de mesures : la mesure de la pression d'arrêt et des mesures de position du front de jet par strioscopie. Ces techniques se sont avérées bien adaptées pour le JSP. Elles peuvent cependant être améliorées. Tout d'abord l'utilisation d'un capteur de pression instationnaire plus performant est nécessaire. La strioscopie peut être améliorée. Pendant la thèse, les mesures de position ne pouvaient pas être effectuée sur un même cycle de fonctionnement du JSP car la fréquence de fonctionnement de la lampe à étincelle est limitée à quelques dizaines de Hertz. L'utilisation d'une caméra rapide ou un système à double éclairage comme pour les mesures par PIV pourrait permettre de mesurer l'évolution de la position du front de jet sur un seul cycle. Le banc de strioscopie utilisé pendant la

thèse permet d'obtenir une résolution de $60 \mu\text{m}$. Il serait nécessaire d'avoir une meilleure résolution, surtout pour les visualisations des débuts de l'éjection. Ceci peut être effectué en ajoutant un système optique devant le capteur CCD de la caméra. Pour développer les champs de caractérisation du JSP, la mesure de la température du microjet pourrait être effectuée. D'une part cette mesure permettrait d'affiner les simulations mais également car la température conditionne la quantité de mouvement éjectée par le microjet qui est un paramètre important pour le contrôle d'écoulement. Ces mesures nécessitent une grande résolution spatiale et temporelle. La technique de Fluorescence Induite par Laser (LIF) pourrait avoir les caractéristiques recherchées pour effectuer ces mesures.

Modélisation du JSP

Des travaux de modélisation sont encore nécessaires pour mieux comprendre le fonctionnement de l'actionneur. Tout d'abord les simulations en fréquence de l'actionneur réalisées pendant la thèse doivent être complétées. Les calculs en fréquences de l'actionneur nécessitent une meilleure modélisation des transferts thermiques en paroi de l'actionneur. Pour représenter encore plus fidèlement l'actionneur il faudrait également prendre en compte la présence des électrodes et effectuer un dépôt d'énergie non uniforme plus proche de la réalité.

Une meilleure modélisation de la décharge électrique semble également nécessaire. Nous avons vu qu'un terme supplémentaire, interprété comme la chute de tension dans les gaines de la décharge, devait être introduit pour représenter correctement l'amortissement du courant observé expérimentalement. Une étude approfondie de ce sujet devrait être réalisée. Le modèle de Braginskii est un modèle très simple et ne permet pas de représenter en détail la décharge électrique. En effet certaines hypothèses sont effectuées. Par exemple, l'hypothèse que la pression dans le canal de la décharge est largement supérieure à la pression ambiante n'est pas forcément vraie à la fin de la décharge. Pour pouvoir améliorer la compréhension des transferts thermiques entre la décharge électrique et l'air de la cavité, un modèle plus complexe est en cours de développement par F. Rogier et G. Dufour au département Traitement de l'Information et Modélisation (DTIM) de l'ONERA dans le cadre du projet PLASMAERO. Dans ce modèle, le plasma de la décharge électrique est considéré comme vérifiant la LTE (cette hypothèse a été vérifiée pendant cette étude). Les équations d'Euler couplées aux équations de Maxwell sont utilisées dans des simulations en 2D axisymétrique. Le gaz est considéré comme un gaz réel et les pertes par radiations sont calculées. Ce modèle doit encore être calibré à l'instar de l'étude réalisée dans la thèse. Il serait alors intéressant de comparer les résultats de ce modèle avec ceux de la thèse. Cela permettrait de conforter ou d'infirmer la validité du modèle de Braginskii modifié.

Contrôle de bruit de jet

Concernant l'application des JSP au contrôle de bruit de jet, il a été vu que la limitation principale de cette étude était le faible nombre de Strouhal de l'actuation. Pour augmenter cela, la solution la plus réaliste est d'augmenter le diamètre de la tuyère. Dans le cadre du projet OPENAIR un diamètre de 90 mm va être testé sur le banc Réchauffeur 113. Cependant, ce diamètre est encore assez faible et il faudrait aller plus loin. Nous avons vu qu'un nombre de Strouhal de 2 devrait être suffisant pour montrer de façon significative la capacité des JSP à réduire le bruit de jet. Pour une limitation en fréquence des JSP à 2000 Hz, un jet à $M_{jet} = 0.9$ et à température ambiante, atteindre un tel nombre de Strouhal nécessite l'utilisation d'une tuyère de 300 mm de diamètre. Cependant passer

à une telle échelle nécessite des études complémentaires. En effet certaines questions se posent : faudrait-il augmenter le nombre des actionneurs, augmenter le diamètre de l'orifice d'éjection ? serait-il nécessaire d'augmenter la puissance du microjet pour pénétrer une couche de mélange forcément plus épaisse ? En attendant, une étude importante doit être réalisée afin de mieux comprendre comment le JSP interagit avec le jet. Il serait ainsi intéressant de réaliser des mesures par PIV résolue dans le temps. Cette étude devrait à la fois s'inspirer des études réalisées pour caractériser l'effet des chevrons et des microjet continus (développement des tourbillons contrarotatifs, effet sur les niveaux de turbulence, etc....) et des études de Samimy et al. (voir revue bibliographique), où l'effet des modes de l'actuation sur les grosses structures de la turbulence est étudiée (ils effectuent une étude basée sur la décomposition orthogonale aux valeurs propres ou POD).

Annexes

Annexe

A

Modélisation 0D du JSP

Ce modèle est inspiré par le modèle développé par l'équipe de l'université d'Hopkins [49].

A.1 Mise en place de la modélisation

Dans cette modélisation la cavité est considérée dans son ensemble (figure A.1). La décharge électrique apporte une énergie Q qui après une transformation isochore amène le gaz dans la cavité à un état $_1$ comme précédemment (voir II.2.1.1). L'indice col représente le jet au niveau du col et l'absence d'indice signifie qu'il s'agit de grandeur dans le volume de contrôle (de volume V et de surface S).

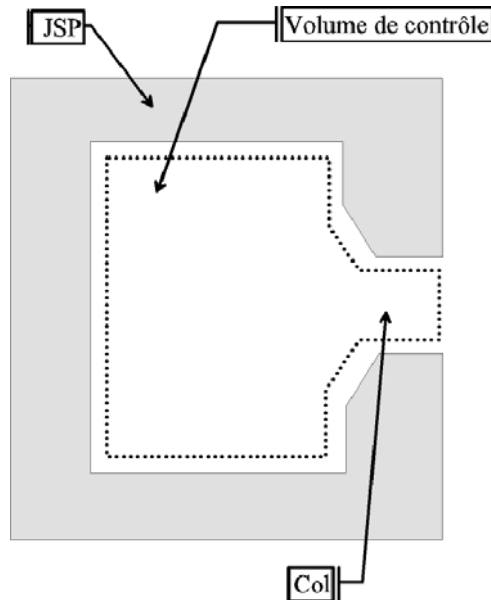


Figure A.1 — Principe du modèle par bilan global.

De façon générale, les équations de conservation s'écrivent :

– Conservation de la masse :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dv = - \int_S \rho \vec{U} \cdot d\vec{s}$$

- Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{V}} \rho \vec{U} dv + \int_S \rho \vec{U} \cdot d\vec{s} \vec{U} = - \int_S P d\vec{s} - \int_S \tau_p d\vec{s} + \int_{\mathcal{V}} \rho \vec{F} dv$$

- Conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{V}} \rho \left(e + \frac{U^2}{2} \right) dv + \int_S \rho \left(e + \frac{U^2}{2} \right) \vec{U} \cdot d\vec{s} = \int_{\mathcal{V}} \rho \dot{q} dv - \int_S P \vec{U} \cdot d\vec{s} + \int_{\mathcal{V}} \rho \vec{F} \cdot \vec{U} dv + W_{mecca} + W_{vis}$$

où \mathcal{V} est le volume du domaine d'intégration et S sa surface, ρ est la masse volumique, $e = C_v T$ est l'énergie interne, P est la pression, \vec{U} est la vitesse. L'air est considérée comme un gaz parfait. La viscosité ($\tau_p=0$, $W_{vis}=0$) et la gravité ($\vec{F}=0$) sont négligées. Il n'y a pas de travail mécanique extérieur ($W_{mecca}=0$).

Par la suite, la dérivée temporelle d'une grandeur f sera notée \dot{f} : $\dot{f} = \frac{\partial f}{\partial t}$.

A.2 Modélisation de la phase d'expulsion

L'écoulement est considéré comme isentropique (pas de pertes par conduction thermique à travers les parois, $\dot{q} = 0$). Le microjet est considéré comme subsonique. C'est à dire que la pression est inférieure à la condition d'amorçage du col, $p < p_{atm} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 191801 Pa$. La vitesse est nulle dans la cavité et non nulle dans la section S_{col} de la tuyère. Les grandeurs sont considérées comme uniformes dans toute la cavité.

A.2.1 Mise en place des équations

En intégrant le système d'équation précédent sur tout le domaine représentant la cavité du JSP, les équations de conservation s'écrivent :

- Conservation de la masse ($m = \int_{\mathcal{V}_{cav}} \rho dv$) :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \dot{m} = -\rho_{col} U_{col} S_{col} \quad (1-1)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$p(t) = p_{col} + \rho_{col} U_{col}^2 \quad (1-2)$$

Le volume de la cavité \mathcal{V}_{cav} étant constant l'équation 1-1 donne :

$$\dot{\rho} \mathcal{V}_{cav} = -\rho_{col} U_{col} S_{col} \quad (1-3)$$

L'air se détend jusqu'à la pression atmosphérique.

En utilisant les équations 1-1 et 1-2, nous obtenons :

$$p(t) = p_{col} + \frac{\dot{\rho}^2 \mathcal{V}_{cav}^2}{\rho_{col} S_{col}^2} \quad (1-4)$$

La détente étant isentropique, $\frac{\rho}{\rho_{col}} = \left(\frac{p}{p_{col}} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$. De plus, l'évolution de l'air dans la cavité est isentropique donc $\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_1}{\rho_1^\gamma}$, d'où :

$$\rho_{col} = \rho_1 \left(\frac{p_{col}}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

et

$$p(t) = \rho^\gamma \frac{P_1}{\rho_1^\gamma} \quad (1-5)$$

Avec les équations 1-4 et 1-5 l'équation suivante est obtenue :

$$\rho^\gamma \frac{P_1}{\rho_1^\gamma} = P_{col} + \frac{\dot{\rho}^2 \mathcal{V}_{cav}^2}{\rho_1 \left(\frac{P_{col}}{p_1}\right)^\gamma S_{col}^2} \quad (1-6)$$

Après la transformation isochore, la pression dans la cavité est :

$$P_1 = \frac{Q(\gamma - 1)}{\mathcal{V}_{cav}} + P_0$$

Il faut donc résoudre l'équation :

$$\dot{\rho}^2 = C_1 * \left(\rho^\gamma * \frac{P_1}{\rho_1^\gamma} - P_{col} \right)$$

avec

$$C_1 = \frac{\rho_1 * \frac{P_{col}}{P_1} \frac{1}{\rho_1^\gamma} S_{col}^2}{\mathcal{V}_{cav}^2}$$

A.2.2 Résolution des équations

Le temps est discrétisé de la façon suivante : $t = t_0 + i * \Delta t$. Alors en utilisant un schéma d'ordre deux pour la dérivée de ρ :

$$\dot{\rho}_i = \frac{\rho_{i+1} - \rho_{i-1}}{2\Delta t}$$

Il faut résoudre :

$$\rho_{i+1} = \rho_{i-1} + 2 * \Delta t \sqrt{C_1 * \left(\rho_i^\gamma * \frac{P_1}{\rho_1^\gamma} - P_{col} \right)}$$

La condition initiale est : $\rho_{i=0} = \rho_1 = \rho_0$ et $\dot{\rho}_{i=0} = 0$, alors $\rho_{i=1} = \rho_{i=0}$.

Ensuite les équations 1-3 et 1-5 sont utilisées pour calculer l'évolution de la vitesse et de la pression au cours du temps.

Annexe

B

Introduction à la modélisation des équations de Navier-Stokes

Les modèles appelés URANS sont décrits. En introduisant cette modélisation, la problématique de la modélisation de la turbulence est introduite et amène au choix effectué pour la modélisation du JSP.

B.1 Modélisation URANS

Les grandeurs sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante : $q = \bar{q} + q'$, avec $\bar{q}' = 0$. En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes, les équations pour le mouvement moyen 2-1 sont obtenues.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) = 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{E} \bar{U}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{P} \bar{U}_i + (\overline{\rho u'_i u'_j} - \bar{\tau}_{ij}) \bar{U}_j - (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right] = 0 \end{array} \right. \quad (2-1)$$

avec le tenseur des contraintes dues à la viscosité :

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$$

et

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right)$$

La non-linéarité du terme d'advection introduit donc un terme supplémentaire $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ dans les équations interprété comme la moyenne de l'advection par le mouvement fluctuant de la quantité de mouvement fluctuante [24]. Ces corrélations sont nommées tensions de Reynolds. La présence de ces corrélations doubles entraîne un système d'équations ayant plus d'inconnues que d'équations. Aussi la résolution nécessite l'introduction de relation de fermeture reliant de façon générale les flux turbulents aux inconnues principales (les grandeurs moyennes). Cet ensemble d'équations et de relations de fermeture constitue les problèmes dit URANS.

B.2 Méthodes de fermeture

Boussinesq fut le premier à introduire le concept de viscosité de turbulence. Par analogie avec les contraintes associées à la viscosité moléculaire, il introduit une loi de cisaillement pour la turbulence :

$$-\overline{uv} = \nu_T \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}$$

Le coefficient ν_T représente une viscosité cinématique de turbulence. Boussinesq considérait cette viscosité comme constante. En réalité, elle doit dépendre des qualités intrinsèques de la turbulence. De façon générale, elle doit dépendre d'une échelle de vitesse de la turbulence et d'une échelle de longueur représentatives de l'agitation turbulente. A partir de ce constat, de nombreux modèles peuvent être mis en place. Seuls les modèles du premier ordre à deux équations sont décrits ici.

Pour ces modèles, les échelles de la turbulence sont amenées à correspondre à deux grandeurs caractéristiques de la turbulence. Pour l'échelle de vitesse il vient naturellement une représentation via une énergie cinétique turbulente \overline{k} :

$$\overline{k} = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$$

L'échelle de vitesse est alors simplement $\sqrt{\overline{k}}$. Plutôt que de se donner des lois d'évolution pour ces échelles qui seraient alors liées à un certain empirisme, des modèles de transport ont été développés. A partir des équations de Navier-Stokes, l'équation de transport de l'énergie cinétique de turbulence peut facilement être introduite. L'échelle de longueur est ensuite obtenue en résolvant une équation de transport supplémentaire. Plusieurs candidats existent alors pour représenter cette échelle de longueur :

- l'échelle de longueur elle-même (modèles "k-l")
- le taux de dissipation ϵ qui est présent explicitement dans l'équation bilan de \overline{k} (modèles "k- ϵ ")
- une fréquence caractéristique de la turbulence $\omega = \frac{\epsilon}{\overline{k}}$ (modèles "k- ω ")

Une fois les équations de transports pour les grandeurs turbulentes obtenues, des termes supplémentaires existent toujours (second ordre). Aussi, une modélisation de ces termes est nécessaire. De façon très générale, ce type de modélisation introduit de nouvelles constantes qu'il faut alors ajuster. Par exemple, le modèle doit vérifier les caractéristiques de la turbulence homogène et isotrope (THI). Pour le modèle k- ϵ , le modèle de Launder et Sharma donne un jeu de constantes "standards" qui ont été calées en tenant compte d'éléments liés à la structure des écoulements pariétaux (simplification des équations et profil de vitesse logarithmique en paroi, équilibre production-dissipation de \overline{k} dans la zone logarithmique). Cependant, ce modèle est mis en défaut dans les zones très proches de la paroi (sous couche visqueuse et zone tampon). Aussi des corrections supplémentaires sont ajoutées au modèle dans ces zones. Elles dépendent du modèle numérique utilisé. Ainsi si le maillage est suffisamment raffiné en paroi, une fonction d'amortissement de l'échelle de vitesse doit être utilisée. Dans le cas d'un maillage relâché près de la paroi (première maille englobant toute la zone visqueuse, i.e. $y^+ > 30$), des lois de paroi sont généralement utilisées.

Le modèle k- ω a été développé à peu près de la même manière par Wilcox . Il présente la particularité de ne pas nécessiter de fonction d'amortissement au voisinage de la paroi. Ce modèle reproduit très bien les résultats expérimentaux en dehors des cas dans lequel les constantes du modèle ont été ajustées : gradients de pression longitudinaux, écoulements compressibles, faibles nombres de Reynolds.

Le tableau B.1 donne un aperçu des qualités et défauts de ces deux modèles :

Région	Critère	Modèle k- ω	Modèle k- ϵ
Sous-couche visqueuse	Précision	suffisante	excellente
	Comportement	simple et robuste	compliqué et peu robuste
Région logarithmique	$\frac{dP}{dx} < 0$	Médiocre	Bon
	$\frac{dP}{dx} < 0$	Bon	Médiocre
Frontière libre	Dépendance à l'écoulement extérieur	Sensible	Insensible

Tableau B.1 — *Comportement comparé des modèles k- ϵ et k- ω en couche limite de paroi. [24]*

Pour conjuguer les avantages de ces deux modèles tout en paliant à leurs défauts, Menter a proposé de combiner ces deux modèles. Dans la région interne, le modèle devient équivalent au modèle k- ω , alors qu'en région externe, il devient équivalent au modèle k- ϵ . Ce modèle, souvent appelé modèle k- ω SST, est aujourd'hui très utilisé et bien validé.

B.3 La résolution des équations

Précédemment, les équations et problèmes de fermeture régissant le comportement du fluide ont été décrits. Ces équations n'ont pas de solutions analytiques et doivent donc être résolues de manière approchée. Pour cela, la méthode des volumes finis est appliquée. Le principe de la méthode repose sur l'intégration des équations de Navier-Stokes sur l'ensemble du domaine Ω_{CV} de frontière A_{CV} étudié. Ce domaine est ensuite découpé en un ensemble de domaine de plus petites dimension Ω_J ayant pour frontière un ensemble de surface A_i (voir figure B.1). Alors, de manière très générale, les équations de Navier-

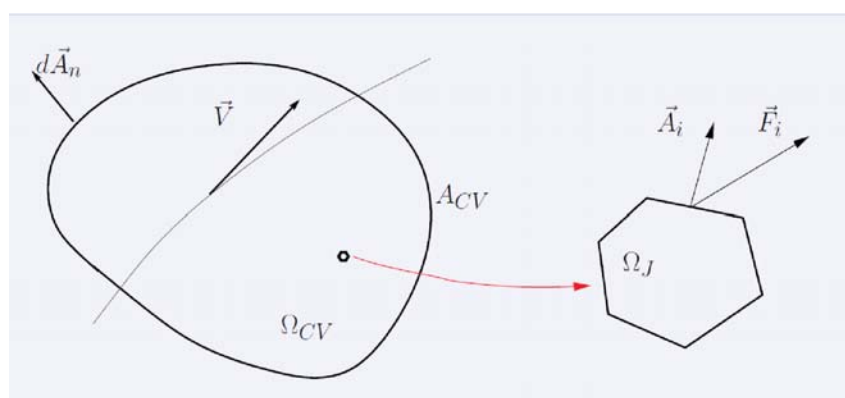


Figure B.1 — *Découpage d'un domaine Ω_{CV} en un ensemble de domaines Ω_J .*

Stokes deviennent pour chaque volume Ω_J :

$$\frac{\partial}{\partial t} (q_J \Omega_J) + \sum_{faces} (\vec{F}_i \vec{A}_i)_J = (S_q)_J$$

où q_J est la valeur moyenne de la grandeur q sur le volume Ω_J , \vec{F}_i est le flux relatif à la grandeur q sur la face A_i et $(S_q)_J$ est la valeur moyenne du terme source S_q sur le volume Ω_J . Le problème analytique devient ainsi un modèle numérique. Une fois le problème posé, de nombreuses méthodes et schémas numériques différents doivent être utilisés pour pouvoir le résoudre.

Annexe

C

Modèle CEDRE du JSP

La plateforme de calcul CEDRE (Calcul d'Écoulement Diphasique Reactif pour l'Énergétique) est utilisée pour résoudre le problème URANS. Ce code de calcul est particulièrement adapté à la modélisation de l'actionneur JSP car il permet d'utiliser aisément des termes sources d'énergie. De plus des études sont en cours pour ajouter des modèles plasma à ce code.

L'actionneur JSP met en jeu des vitesses et des températures importantes. Les équations de Navier-Stokes compressibles sont donc utilisées. Le gaz choisi est de l'air. En considérant les températures mises en jeu sur la figure II.1, l'air se comporte à ces températures comme un gaz parfait. La viscosité de l'air, est modélisée par une loi de Sutherland. Cette loi est bien adaptée aux températures envisagées.

C.1 Choix du modèle de turbulence et des schémas numériques

Le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est utilisé. Une valeur initiale doit être donnée pour les paramètres de la turbulence. Les conditions initiales choisies correspondent à des conditions de faible turbulence, c'est à dire qu'elles correspondent à un écoulement initialement au repos. Le nombre de Reynolds turbulent initial est égale à 10 et l'énergie cinétique de turbulence est égale à $0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Les valeurs d'initialisation des paramètres de turbulence du modèle $k-\omega$ SST sont donc $k = 0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ et $\omega = 48.65 \text{ s}^{-1}$.

Pour la modélisation du JSP, le schéma numérique utilisé pour le calcul des flux entre deux interfaces (entre deux cellules du maillage) est un modèle de Roe. L'intégration temporelle est réalisée à l'aide d'un schéma implicite du premier ordre. Différents schémas numériques ont été testés pendant la mise en place de cette modélisation. Les schémas numériques choisis correspondent à un optimum entre précision du calcul et temps de calcul.

C.2 Dépôt d'énergie

Le dépôt d'énergie est réalisé à l'aide d'un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\rho e + p) \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot (\vec{q}) + r$$

où $\vec{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, \vec{f} désigne la résultante des forces massiques s'exerçant sur le fluide (gravité par exemple), e est l'énergie totale par unité de masse, \vec{q} est le flux de chaleur par conduction thermique et r représente le terme source ajouté

Cette source, assimilée à un dépôt d'énergie est constante pendant une durée proche de la durée d'une décharge électrique mise en jeu dans le JSP (10 μ s). Le dépôt d'énergie est uniforme dans toute la cavité de l'actionneur. Des calculs en utilisant des dépôts d'énergie non uniformes (l'énergie est déposée seulement dans une partie de la cavité) ont mis en évidence qu'il n'était pas possible de réaliser des dépôts d'énergie aussi important sur un domaine trop petit. En effet, du fait du dépôt q , la quantité ρe augmente. Cependant l'augmentation de l'énergie interne entraîne l'augmentation de la pression et de la température. Aussi le volume d'air augmente et ρ diminue dans les cellules du maillage concernées par le terme source. Aussi lorsque le volume du dépôt est trop faible, la température ($e = C_v T$) augmente exagérément. C'est pourquoi le dépôt d'énergie est réalisé sur l'ensemble du volume de la cavité et non dans un volume représentant la décharge électrique. Ainsi, l'augmentation de l'énergie interne n'est pas trop importante.

C.3 Maillage

Afin d'obtenir un bon compromis entre précision du calcul et nombre de maille, différents maillages ont été étudiés. Il est important d'avoir un nombre de mailles le plus faible possible. Comme les simulations sont des calculs instationnaires, les simulations sont effectuées en séquentiel avec un nombre d'itérations important. Aussi, même un nombre de cellules de calcul relativement faible (plusieurs milliers) entraîne des temps de calcul importants. Par exemple une simulation sur 1 ms est effectuée en 100000 itérations.

Le maillage doit être raffiné en paroi de la cavité afin de calculer correctement les flux thermiques à travers la paroi de la cavité. Cela permet également de pouvoir se passer de modèle de paroi pour le modèle de turbulence. Tous les maillages présentent donc un y^+ en paroi proche de l'unité. Une attention particulière doit être apportée pour deux zones particulières du maillage : la cavité et la zone d'expansion du microjet. Le maillage doit tenir compte d'une zone à l'extérieur du microjet suffisamment grande pour pouvoir appliquer une condition de sortie subsonique, c'est à dire imposer une pression égale à la pression atmosphérique. Les maillages réalisés prennent donc en compte une zone allant jusqu'à 100 mm.

Le premier maillage est raffiné dans ces deux régions. Ce maillage est constitué uniquement de blocs ayant une topologie en "H". Le maillage obtenu comporte 56000 cellules. Un deuxième maillage a été réalisé en utilisant la même méthode que pour le premier maillage mais en utilisant moins de cellules dans la cavité et la région du microjet. Il comporte 17000 cellules. La différence de nombre de mailles entre ces deux premiers maillages s'expliquent car l'utilisation de blocs de type "H" qui entraînent un raffinement excessif de la zone extérieure pour le premier maillage. Or, cette zone n'est soumise à aucun écoulement. Il s'agit donc d'une perte en temps de calcul et espace mémoire. Aussi un troisième maillage a été réalisé. Il possède une topologie en "C" qui permet "d'encapsuler" la zone extérieure où se développe le microjet. Cela permet d'obtenir un maillage raffiné dans la zone du microjet et de la cavité et un maillage relâché ailleurs. Le maillage obtenu comporte 25000 cellules pour un raffinement équivalent dans la cavité et dans la zone de microjet par rapport au premier maillage.

La figure C.1 représente la topologie en "C" utilisée. Deux blocs de type "C" sont imbriqués, ce qui permet un bon raffinement de la zone du microjet et de la cavité. Pour

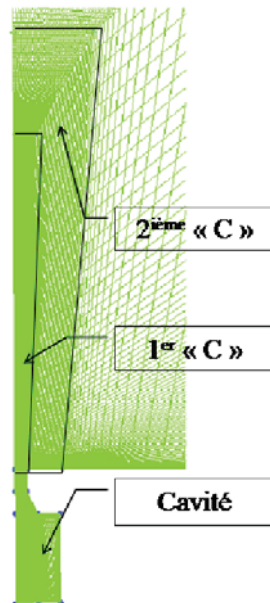


Figure C.1 — Image du maillage de la topologie du maillage en "C".

chacun de ces maillages, un premier calcul basé sur un nombre de CFL de 0.5 a été effectué afin d'obtenir la résolution temporelle à utiliser. Pour chacun des maillages, un pas de temps de $0.01 \mu\text{s}$ est nécessaire.

Pour comparer ces maillages, un dépôt d'énergie de 10 mJ dans la cavité a été effectué. Ce dépôt d'énergie correspond à la limite du cas supersonique comme vu précédemment. Sur les figures C.2.a et .b, sont représentées respectivement l'évolution de la température et de la vitesse verticale sur l'axe du jet au centre de l'orifice de sortie. Les courbes de température montrent des variations selon les maillages pour $t > 15 \mu\text{s}$. Cependant, en terme de température la différence est faible. Par contre, la vitesse sur l'axe semble à peu près identiques pour tous les maillages.

En regardant le niveau d'énergie cinétique turbulente maximum dans tout le domaine de calcul (figure C.2.c), il apparaît que le maillage relâché sous-estime ce niveau comparativement au maillage fin et au maillage en "C". Pour ces deux derniers maillages l'évolution de l'énergie cinétique turbulente est à peu près équivalente. La figure C.3 représente le champ d'énergie cinétique turbulente à $t = 20 \mu\text{s}$ pour les trois maillages. Le niveau maximum de turbulence est obtenu dans la zone de cisaillement du jet. L'allure de ce champ pour les maillages fin et en "C" est très semblable.

Les résultats obtenus avec le maillage possédant une topologie en "C" semblent donc satisfaisant par rapport aux résultats obtenus avec le maillage très raffiné. Ce maillage permet de diminuer de façon importante le nombre de cellules. Ce type de maillage est donc choisi pour la suite de l'étude.

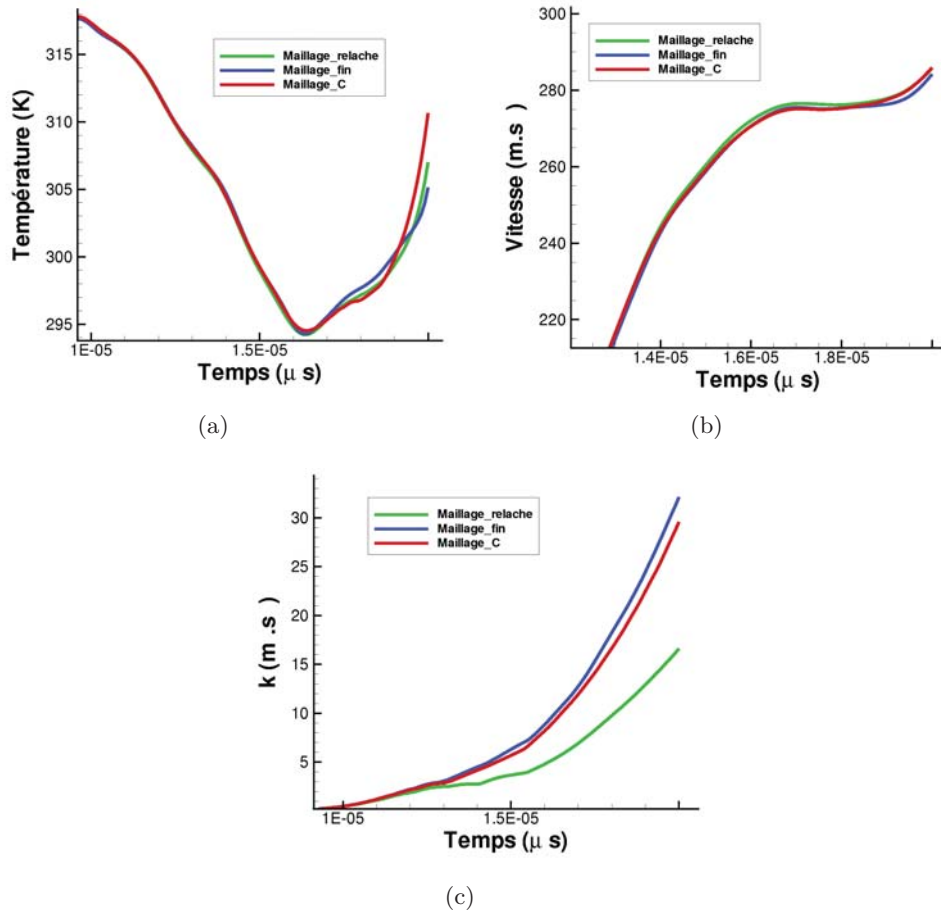


Figure C.2 — Comparaison pour chacun des maillages (maillage relâché en vert, fin en bleu et "C" en rouge) de la température a) et de la vitesse b) sur l'axe du jet au niveau de l'orifice et du niveau maximal de l'énergie cinétique turbulente dans le domaine de calcul c).

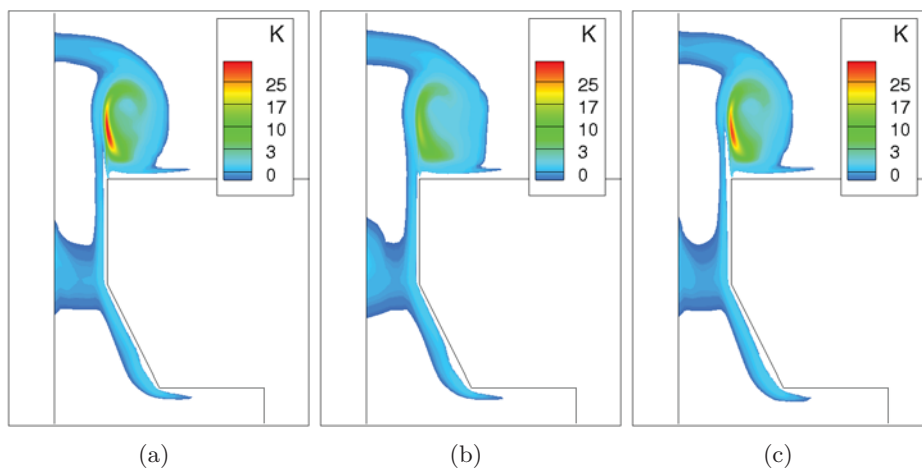


Figure C.3 — Champs d'énergie cinétique turbulente à $t = 20 \mu s$ pour le maillage fin a) le maillage relâché b) et le maillage fin avec topologie en "C" c).

Annexe

D

Bancs de qualification aérodynamique

D.1 Banc d'essai de mesure de pression d'arrêt

Le banc d'essai repose sur une sonde de pression d'arrêt instationnaire équipée d'un capteur de pression différentiel. La sonde doit posséder une bande passante élevée, une petite taille et une gamme de pression allant jusqu'à plusieurs bars et permettre des mesures instationnaires avec une résolution suffisante pour les fréquences de fonctionnement du JSP. Le capteur KULITE ± 10 psi XCQ-062 a été choisi pour répondre à ces caractéristiques. Un tube en vinyle est emmanché sur le capteur de pression. Cela permet de canaliser le jet vers l'élément sensible du capteur de pression. Le capteur piezoélectrique n'est pas placé trop près de l'orifice d'éjection du JSP afin d'éviter les perturbations électromagnétiques générées par le plasma. La sonde est supportée par une platine de translation micrométrique permettant son positionnement précis (figure D.1.a).

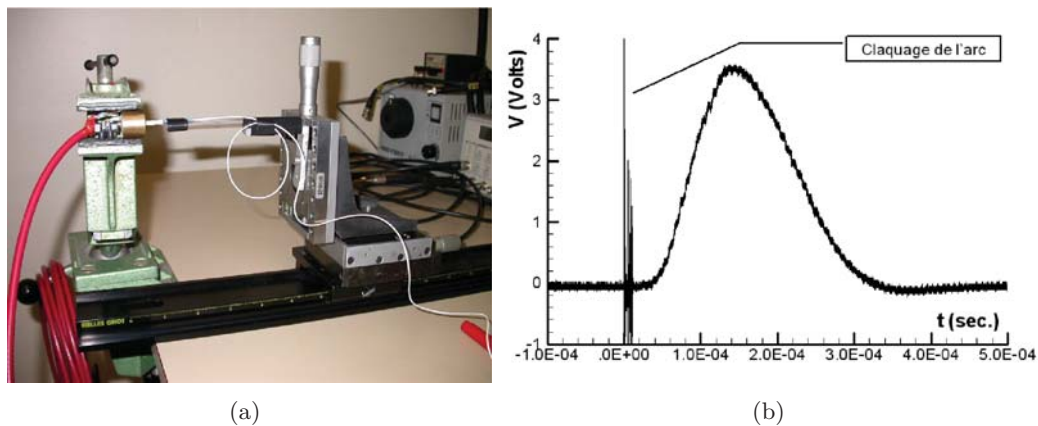


Figure D.1 — a) Banc de mesures de la pression totale. b) Signal délivré par le capteur de pression.

La figure D.1.b montre le type de signal obtenu par le capteur de pression. Le pic de surtension qui précède le signal associé à la variation de la pression totale en sortie de l'actionneur, résulte du claquage de l'arc électrique qui se produit à l'intérieur de la cavité du JSP. Même avec les précautions d'éloignement du capteur, cette perturbation ne peut être évitée. Ces courbes permettent d'estimer la valeur maximale de la pression totale atteinte durant la phase d'éjection en supposant l'écoulement comme isentropique à

l'intérieur du tube vinyle. La forme de gaussienne du signal est due à la chaîne de mesure qui possède sa propre fonction de transfert.

D.2 Principe de la mesure par strioscopie

La strioscopie est une technique de visualisation permettant de mettre en évidence les gradients d'indice des milieux traversés par une onde lumineuse plane. L'indice d'un milieu dépend de sa masse volumique. Pour de l'air, il dépendra donc de sa température et de sa pression. Une variation d'indice dans un milieu (et donc une variation de la masse volumique de l'air) entraîne une déviation des rayons lumineux le traversant.

L'indice de réfraction d'un milieu n est le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide sur la vitesse de la lumière dans le milieu : $n = \frac{c_0}{c}$. Dans les conditions normales de température et de pression, l'indice de l'air vaut $n_{air} = 1.0002926$. Pour un milieu et une longueur d'onde donnés, n est fonction de la masse volumique : $\frac{n^2-1}{n^2+2} = b\rho$. Pour les gaz ($n \simeq 1$), cette formule peut être approchée par : $n-1 = \beta \frac{\rho}{\rho_s}$, où β est fonction de la nature du gaz et de la longueur d'onde, ρ_s est la masse volumique dans les conditions standards. Les rayons lumineux traversant un milieu présentant une variation de masse volumique rencontreront donc un milieu d'indice inhomogène. On note ϵ l'angle de déviation des rayons lumineux traversant un milieu de taille l présentant une variation de densité (figure D.2). Alors :

$$\epsilon = \frac{l\beta}{\rho_s} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4-1)$$

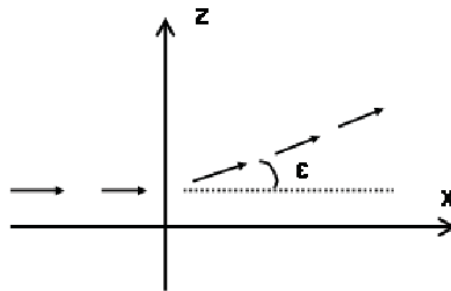


Figure D.2 — Schéma de la déviation angulaire dû au gradient de densité dans un milieu.

Un faisceau de lumière parallèle est créé par une source de lumière S et une lentille L_1 (figure D.3.a). Il traverse l'écoulement étudié dont l'image se forme dans le plan focal de la lentille L_2 . Une lentille L_3 crée alors l'image de l'objet sur le récepteur P . Un couteau de Foucault est placé dans le plan focal de L_2 . Celui-ci va occulter une partie des rayons lumineux ascendants. L'éclairement sur le capteur P est alors proportionnel à la hauteur a de la partie non masquée par le couteau.

Lorsque les rayons lumineux sont déviés par un gradient d'indice dans le milieu selon l'axe orthogonal au couteau, l'image de la source se déplace dans le plan focal de la quantité $n_{air}\epsilon f$, où f représente la distance de l'écran à la lentille. L'éclairement sur le récepteur aura donc varié localement car la largeur de la source occultée n'est plus a mais $a + n_{air}\epsilon f$ (figure D.3.b). La variation relative de l'éclairement est alors :

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{a + n_{air}\epsilon f - a}{a} = \frac{n_{air}\epsilon f}{a} = \frac{n_{air}}{a} \frac{l\beta}{\rho_s} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4-2)$$

L'éclairage observé est donc proportionnel au gradient de pression selon l'axe orthogonal au couteau.

Dans le montage utilisé pour cette étude, la source lumineuse est obtenue en projetant l'image d'une étincelle générée par une lampe sur un couteau ce qui forme avec le second couteau de Foucault une fente. Les lentilles sont remplacées par des miroirs paraboliques afin d'éviter les aberrations optiques propres aux lentilles (figure D.3.c).

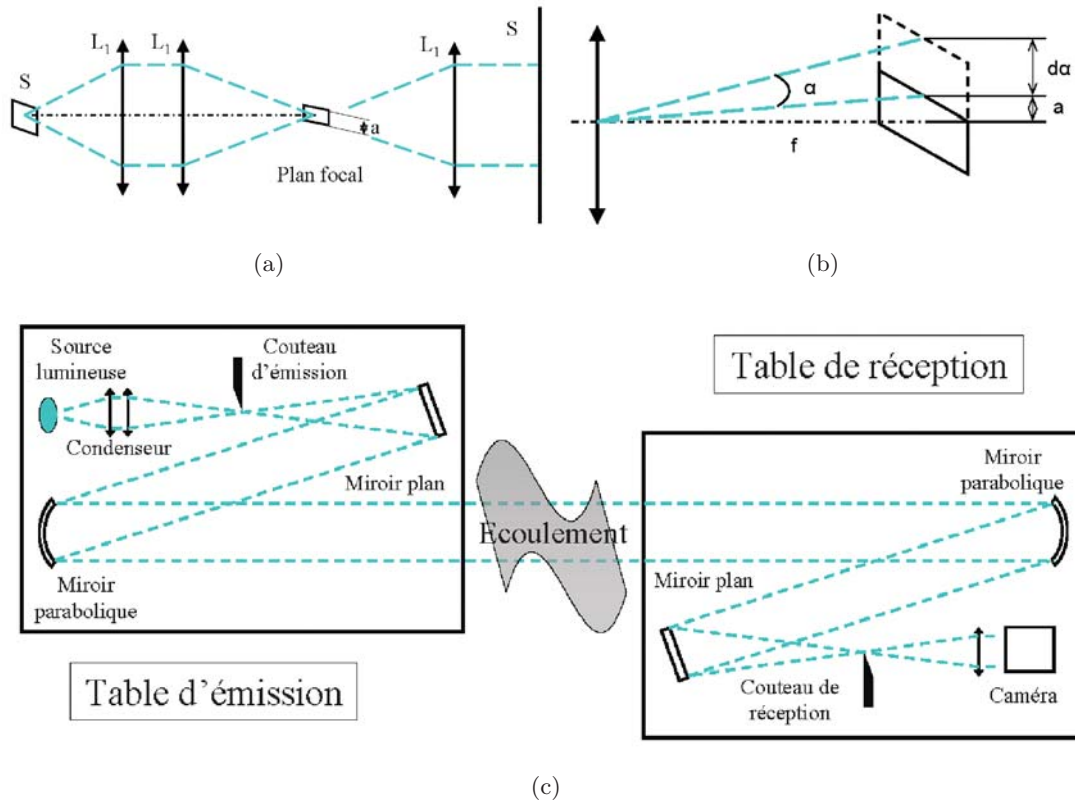


Figure D.3 — a) Montage strioscopie. b) Déviation d'un rayon lumineux. c) Montage strioscopie avec deux couteaux de foucault. d) Principe du banc utilisé.

D.3 Description du banc d'essai

Les mesures de vitesses sont donc effectuées par strioscopie. Le jet étant produit à partir d'une source de chaleur (arc électrique), les gradients de masse volumique (et donc d'indice) permettent de mesurer facilement la position du jet (figure D.4). Un flash lumineux produit par la lampe à étincelle permet d'obtenir une intégration temporelle faible (la durée du flash est d'environ 100 ns). Les visualisations sont acquises à l'aide d'une caméra PIV MotionPro X5. Son capteur CCD possède une définition de 2352x1728 pixels. La résolution est de 60.05 μm par pixel (obtenue en mesurant la taille d'une sphère de référence). En synchronisant la lampe à étincelle, le modulateur haute tension et la caméra, la position du jet en fonction du déphasage est déterminée.

Sur la figure D.5 est représenté le schéma de l'installation. Un signal TTL est généré par le générateur de délai DEI PDG-2520 qui permet de commander les alimentations électriques. Le primaire du transformateur est ainsi alimenté à la fréquence désirée et la durée du créneau est réglée pour éviter les multiclaquages (voir paragraphe III.1.2.1). En

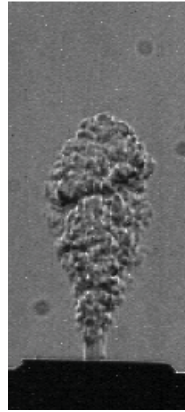


Figure D.4 — Exemple d'image obtenue par strioscopie

sortie de l'alimentation électrique une sonde de tension donne le signal de synchronisation. L'utilisation de cette sonde est très importante car une variation de la tension de claquage entraîne une variation du délai entre la commande de l'alimentation électrique et la création de la décharge électrique. La mesure de la position du jet est réalisée précisément de s'effectuer bien à partir de la date $t = 0$ où le claquage s'est effectué.

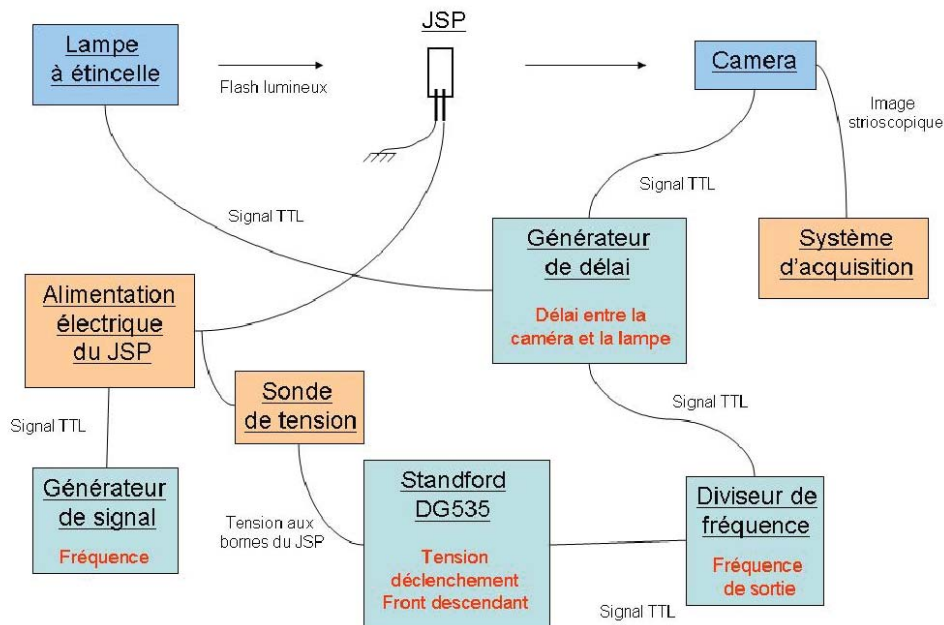


Figure D.5 — Schéma de l'installation de mesure par strioscopie.

Pour synchroniser l'installation avec le signal de tension, un générateur de délai Stanford Research Systems DG535 génère un signal TTL synchronisé avec le front montant de la tension (l'alimentation électrique fournit un potentiel négatif). Le générateur de délai permet de régler le délai entre le claquage électrique et l'acquisition de la caméra. Le signal de sortie est ensuite envoyé à un diviseur de fréquence. La division de fréquence est essentielle car la lampe à étincelle possède une fréquence limite de fonctionnement de

50 Hz. La sortie base-T de l'oscilloscope LECROY WaveSurfer est utilisée pour réaliser cette opération. La fréquence d'acquisition est réglée par ce moyen.

En définitive, un signal TTL synchronisé avec le claquage électrique, avec un délai souhaité et à une fréquence choisie est obtenu. Ce signal est ensuite envoyé à un générateur de délai permettant de gérer la synchronisation de la lampe à étincelle et de l'acquisition par la caméra. Le système ainsi obtenu permet d'obtenir des visualisations considérées comme instantanées du microjet. Un exemple est donné sur la figure D.4. Les couteaux de Foucault sont orientés de façon à visualiser les gradients verticaux (i.e. dans les sens du jet). L'image est directement envoyée sur le capteur CCD de la caméra.

La lampe à étincelle qui permet d'avoir une intégration temporelle suffisamment faible pour considérer les prises de vue comme instantanées est limitée par une fréquence de fonctionnement de 50 Hz. Aussi la position du front du jet à deux instants successifs lors d'un même cycle du JSP ne peut être obtenue. Comme les caractéristiques de l'actionneur (notamment la tension de claquage) varient entre différents cycles, un traitement statistique doit être effectué. Pour cela, 100 prises de vue du microjet sont effectuées pour chaque délai.

Annexe

E

Méthode de résolution du modèle de Braginskii

Le développement du modèle de Braginskii modifié est donné dans la partie IV.1.1. Cette annexe s'applique à décrire la méthode de résolution du système d'équations du modèle. Pour cela, les équations sont mises en forme et diverses notations sont adoptées. Puis, la méthode de résolution est exposée. Enfin, les équations sont adimensionnées pour des raisons numériques.

E.1 Mise en forme du problème

Le modèle de décharge donné par le système d'équations 4-9 en page 135 est développé avant de pouvoir être résolu. Pour cela, la troisième équation du système est développée :

$$\frac{d}{dt}(\mathcal{V}_d) = \frac{2\sqrt{\pi l}}{\sqrt{\rho_{ext}K}} \sqrt{p\mathcal{V}_d} = f_V(p, \mathcal{V}_d)$$

Ce résultat est injecté dans les deux premières équations du système :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\bar{M}(p, T)) &= \frac{\partial}{\partial p}(\bar{M}(p, T)) \frac{d}{dt}(p) + \frac{\partial}{\partial T}(\bar{M}(p, T)) \frac{d}{dt}(T) \\ \frac{d}{dt}(h(p, T)) &= \frac{\partial}{\partial p}(h(p, T)) \frac{d}{dt}(p) + \frac{\partial}{\partial T}(h(p, T)) \frac{d}{dt}(T) \end{aligned}$$

La première équation devient :

$$\begin{aligned} &\left[\bar{M}h - \mathcal{R}T + ph \frac{\partial \bar{M}}{\partial p} + p\bar{M} \frac{\partial h}{\partial p} \right] \frac{dp}{dt} \\ &+ \left[-\frac{p\bar{M}h}{T} + ph \frac{\partial \bar{M}}{\partial T} + p\bar{M} \frac{\partial h}{\partial T} \right] \frac{dT}{dt} \\ &= \frac{\mathcal{R}T}{\mathcal{V}_d} W_J - \bar{M}h \frac{p}{\mathcal{V}_d} \frac{d}{dt} \mathcal{V}_d \\ &= \frac{\mathcal{R}T}{\mathcal{V}_d} W_J - \frac{2}{\sqrt{\rho_{ext}K}} \bar{M}h p \sqrt{\frac{p}{\mathcal{V}_d}} \end{aligned}$$

Pour simplifier l'écriture, cette équation est écrite de la manière suivante :

$$C_{1p}(p, T) \frac{dp}{dt} + C_{1T}(p, T) \frac{dT}{dt} = f_1(p, T, \mathcal{V}_d, I)$$

La deuxième équation devient :

$$\begin{aligned} & \left[p \frac{\partial \bar{M}}{\partial p} + \bar{M} \right] \frac{dp}{dt} + \left[p \frac{\partial \bar{M}}{\partial T} - \frac{p \bar{M}}{T} \right] \frac{dT}{dt} \\ &= \frac{\mathcal{R}T}{h \mathcal{V}_d} W_R - p \bar{M} \frac{2}{\sqrt{\rho_{ext} K}} \sqrt{\frac{p}{\mathcal{V}_d}} \end{aligned}$$

Comme précédemment, cette deuxième équation est écrite plus simplement :

$$C_{2p}(p, T) \frac{dp}{dt} + C_{2T}(p, T) \frac{dT}{dt} = f_2(p, T, \mathcal{V}_d)$$

En notant par f_I f_U les termes de droites des quatrième et cinquième équation du système 4-9, le système s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{1p}(p, T) \frac{dp}{dt} + C_{1T}(p, T) \frac{dT}{dt} = f_1(p, T, \mathcal{V}_d, I) \\ C_{2p}(p, T) \frac{dp}{dt} + C_{2T}(p, T) \frac{dT}{dt} = f_2(p, T, \mathcal{V}_d) \\ \frac{d}{dt}(\mathcal{V}_d) = f_V(p, \mathcal{V}_d) \\ \frac{d}{dt}(I) = f_I(p, T, \mathcal{V}_d, I, V_C) \\ \frac{d}{dt}(V_C) = f_U(I) \end{array} \right.$$

Les notations suivantes sont adoptées :

$$X = \begin{pmatrix} p \\ T \\ \mathcal{V}_d \\ I \\ V_C \end{pmatrix}$$

$$Mat = \begin{pmatrix} C_{1p} & C_{1T} & 0 & 0 & 0 \\ C_{2p} & C_{2T} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$f_X = \begin{pmatrix} f_1(p, T, \mathcal{V}_d, I) \\ f_2(p, T, \mathcal{V}_d) \\ f_V(p, \mathcal{V}_d) \\ f_I(p, T, \mathcal{V}_d, I, V_C) \\ f_U(I) \end{pmatrix}$$

Au final, le système d'équations s'écrit :

$$Mat(X) \frac{d}{dt}(X) = f_X(X)$$

E.2 Méthode de résolution

Le système à résoudre est donc :

$$Mat(X) \frac{d}{dt}(X) = f_X(X)$$

Pour cela, la matrice $Mat(X)$ est supposée inversible. Alors :

$$\frac{d}{dt}(X) = Mat^{-1}(X) f_X(X)$$

La notation suivante est adoptée :

$$det_{12} = C_{1p}C_{2T} - C_{1T}C_{2p}$$

La matrice inverse de Mat est :

$$Mat^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{C_{2T}}{det_{12}} & \frac{-C_{1T}}{det_{12}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-C_{2p}}{det_{12}} & \frac{C_{1p}}{det_{12}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

La notation suivante est effectuée : $A = Mat^{-1}(X) f_X(X)$

$$A = \begin{pmatrix} \frac{C_{2T}f_1 - C_{1T}f_2}{det_{12}} \\ \frac{-C_{2p}f_1 + C_{1p}f_2}{det_{12}} \\ f_V \\ f_I \\ f_U \end{pmatrix}$$

Il faut donc résoudre le système suivant :

$$\frac{d}{dt}X = A(X)$$

Ce système est résolu numériquement. Pour cela le temps est discrétisé tel que $t = ndt$, où dt est le pas de temps. La notation suivante est effectuée : $X^n = X(ndt)$. La discrétisation du système donne :

$$\frac{d}{dt}X = \frac{X^{n+1} - X^n}{dt}$$

Deux schémas peuvent alors être utilisés pour résoudre numériquement ce problème. L'intégration temporelle peut être explicite (c'est à dire que $A(X) = A(X^n)$) ou l'intégration temporelle peut être implicite ($A(X) = A(X^{n+1})$).

– Schéma explicite :

$$X^{n+1} = X^n + dtA(X^n)$$

– Schéma implicite :

$$A(X^{n+1}) = A(X^n) + \frac{dA}{dX}(X^{n+1} - X^n)$$

$$X^{n+1} = X^n + dt \left[\mathbb{1} - dt \frac{dA}{dX} \right]^{-1} A(X^n)$$

L'intérêt du schéma implicite est une meilleure précision de l'intégration temporelle. Cependant, celle-ci s'effectue au détriment du coût du calcul. Cependant, la résolution de ce système ne demande pas une puissance de calcul très importante. Aussi, une intégration implicite est adoptée.

E.3 Adimensionnement des équations

Il s'avère que les valeurs mises en jeu dans le modèle peuvent avoir un grand nombre d'ordres de grandeurs d'écart. Comme un nombre est codé sur un nombre fini de bits, un tel écart d'ordre de grandeur ne permet pas d'exprimer numériquement toutes les valeurs du modèle. Pour palier à ce problème il faut adimensionner les équations. C'est à dire que les valeurs doivent être exprimées non pas dans leur dimension initiale mais comme un multiple d'une valeur de référence. Ainsi, les écarts d'ordre de grandeur entre les différentes valeurs sont drastiquement plus faibles. Les grandeurs de référence de base sont :

- la pression de référence : p_0
- la température de référence : T_0
- la longueur de référence : L_0
- la tension de référence : V_0

L'exposant * est utilisé pour une grandeur adimensionnée :

$$p = p^* p_0$$

$$T = T^* T_0$$

$$\mathcal{V}_d = \mathcal{V}_d^* L_0^3 = \mathcal{V}_d^* V_0$$

$$h = h^* \mathcal{R} T_0 = h^* h_0$$

$$t = t^* \frac{L_0}{\sqrt{\mathcal{R} T_0}} = t^* t_0$$

$$V_c = V_c^* V_0$$

$$R_{circ} = R_{circ}^* \frac{V_0^2 t_0}{p_0 V_0} = R_d^* R_0$$

$$I = I^* \frac{V_0 p_0}{t_0 V_0} = I^* I_0$$

$$W_J = W_J^* \frac{V_0 p_0}{t_0} = W_J^* Q_0 = R^* I^{*2} Q_0$$

$$L_{circ} = L_{circ}^* \frac{V_0 t_0}{I_0} = L_{circ}^* \frac{V_0^2 t_0^2}{V_0 p_0}$$

$$C_{circ} = C_{circ}^* \frac{I_0 t_0}{V_0} = C_{circ}^* \frac{V_0 p_0}{V_0^2}$$

$$\sigma_{elec} = \sigma_{elec}^* \frac{p_0 L_0^2}{V_0^2 t_0}$$

$$\sigma_s = \sigma_s^* \frac{p_0 \sqrt{\mathcal{R} T_0}}{T_0^4}$$

La puissance émise par rayonnement et la résistance de la décharge sont adimensionnées comme suit :

$$W_R = W_R^* Q_0$$

$$R_d = R_d^* R_0$$

avec :

$$W_R^* = 2\sqrt{\pi} \sigma_s^* \sqrt{\mathcal{V}_d^*} T^{*4}$$

$$R_d^* = \frac{1}{\sigma_{elec}^*} \frac{1}{\mathcal{V}_d^*}$$

Les grandeurs initiales dans le système d'équations du modèle de Braginskii modifié sont ensuite remplacées par leur grandeurs adimensionnées. En omettant l'exposant * pour

les grandeurs adimensionnées, le système d'équations du modèle devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \left(\left(\frac{\overline{M}h}{T} - 1 \right) p \mathcal{V}_d \right) + p \frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) = W_J \\ h \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{T} \overline{M} \mathcal{V}_d \right) = W_R \\ \frac{d}{dt} (\mathcal{V}_d) = C_{\rho K} \sqrt{p} \mathcal{V}_d \\ \frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I - \frac{1}{L} V_c \\ \frac{dV_c}{dt} = \frac{1}{C} I \end{array} \right.$$

avec :

$$C_{\rho K} = \frac{2\sqrt{\pi}}{\sqrt{\rho_{ext} K}}$$

Annexe

F

Banc de mesure acoustique

Afin d'effectuer les mesures de contrôle de bruit de jet à l'aide des JSP, des mesures acoustiques sont nécessaires. Comme l'installation Réchauffeur 113 décrite dans la partie V.1.1.2 n'est pas équipée pour effectuer des mesures acoustiques, la mise en place d'une chambre assourdie autour de la maquette est nécessaire. La mise en place de l'isolation acoustique est d'abord décrite, puis l'implantation et la position des microphones est mise en évidence. Enfin, la dernière partie décrit quel traitement de donnée est effectué pour les mesures acoustiques.

F.1 Isolation acoustique

Le but de l'isolation acoustique est de réaliser une pièce où les ondes sonores sont rapidement absorbées. Cela permet d'éviter toute interaction des ondes entre elles car les microphones doivent mesurer le bruit émis par l'écoulement. Pour cela, il ne doit pas y avoir d'éléments réfléchissant les ondes sonores. Celles-ci doivent être absorbées lorsqu'elles rencontrent une surface.

L'isolation acoustique est réalisée à l'aide d'un matériau absorbant les ondes acoustiques. Pour cela, la mousse de mélanine s'avère particulièrement performante. Des panneaux de 95 mm recouvrent le sol, le plafond et les différentes parois de la pièce. Des panneaux de bois sont fabriqués sur mesure et permettent de réaliser la chambre assourdie. La pièce ainsi obtenue a une hauteur de 2.1 m, une largeur de 4.7 m et une profondeur de 2.6 m. La tuyère est à peu près positionnée au milieu de la largeur. Une ouverture est laissée dans un coin de la pièce opposées à la position des microphones pour éviter toute dépression dans la pièce due à l'entraînement de l'air par le jet.

La mousse a également servie a recouvrir divers éléments proéminents de la pièce. Des rails métalliques portant les câbles d'alimentation électrique des JSP ainsi que les câbles des microphones n'ont pu être recouverts. Il s'en suit que certains éléments réfléchissant restent au niveau de plafond de la chambre assourdie.

Une photographie de l'installation est donnée sur la figure F.1. Pour les besoins de la photographie, les panneaux avant de l'installation sont retirés.

F.2 Implantation des microphones

L'implantation des microphones dans la pièce s'est inspirée de l'installation utilisée par Alkislar et al. [5] et Samimy et al. [97]. Ceux-ci utilisent deux rangées linéaires de



Figure F.1 — Photographie de l'installation acoustique du Réchauffeur 113.

microphones.

Le bruit de jet se caractérise par un contenu spectral différent selon l'angle d'écoute. L'angle d'écoute χ est défini dans cette étude comme l'angle entre l'axe du jet dirigé vers l'amont et la position du microphone. Le choix a été effectué d'avoir des microphones de $\chi = 90^\circ$ à $\chi = 160^\circ$ tous les 10° . Le choix de positionner un microphone à 160° peut être discutable. En effet, il risque de mesurer des fluctuations de pression dues à l'aérodynamique plutôt que dues au bruit. Cependant, dans la littérature un tel angle est parfois utilisé (par exemple par Greska [47] ou par Tam et al. [105]). Les mesures à cet angle sont à prendre avec précaution.

Afin de mesurer le bruit en champ lointain, les microphones doivent être placés le plus loin possible du jet. En effet, les microphones enregistrent des fluctuations de pression. Or, celles-ci peuvent être d'origine acoustique (les fluctuations se propagent de l'environnement ambiant) ou d'origine aérodynamique (les fluctuations de l'écoulement). Pour mesurer le bruit il faut donc se placer suffisamment loin de l'écoulement pour s'assurer que se sont bien les fluctuations d'origine acoustique qui sont mesurées (le champ lointain).

Les microphones doivent également être placés suffisamment loin des parois isolantes afin que le bruit mesuré ne soit pas perturbé par leur présence (la présence de paroi peut réfléchir les ondes sonores). Comme la chambre assourdie possède des dimensions plutôt modestes, un compromis doit être effectué. Le choix a donc été d'utiliser deux rangées de microphones parallèles à l'axe du jet. L'une se situe à 10 diamètres de l'axe du jet et l'autre à 25 diamètres. Les microphones sur la barre à 10 diamètres ne mesurent pas le bruit en champ lointain mais l'ensemble des angles d'écoute peuvent être installés. Sur la barre à 25 diamètres les microphones sont relativement loin du jet mais tous les microphones ne peuvent pas être installés du fait de la taille de la pièce.

Les microphones sont désignés par la barre sur laquelle ils se trouvent et leur angle d'écoute. Ainsi un microphone situé sur la barre à 25 diamètres et avec un angle d'écoute de 110° est désigné M25D110. L'implantation des microphones dans la chambre assourdie est donnée sur la figure F.2. Les barres de microphones peuvent également être vues sur la photo F.1.

Les barres de support des microphones sont des barres profilées en aluminium. Leur section est de 10x40 mm. Elles sont installées de façon à ce que la section la plus fine soit

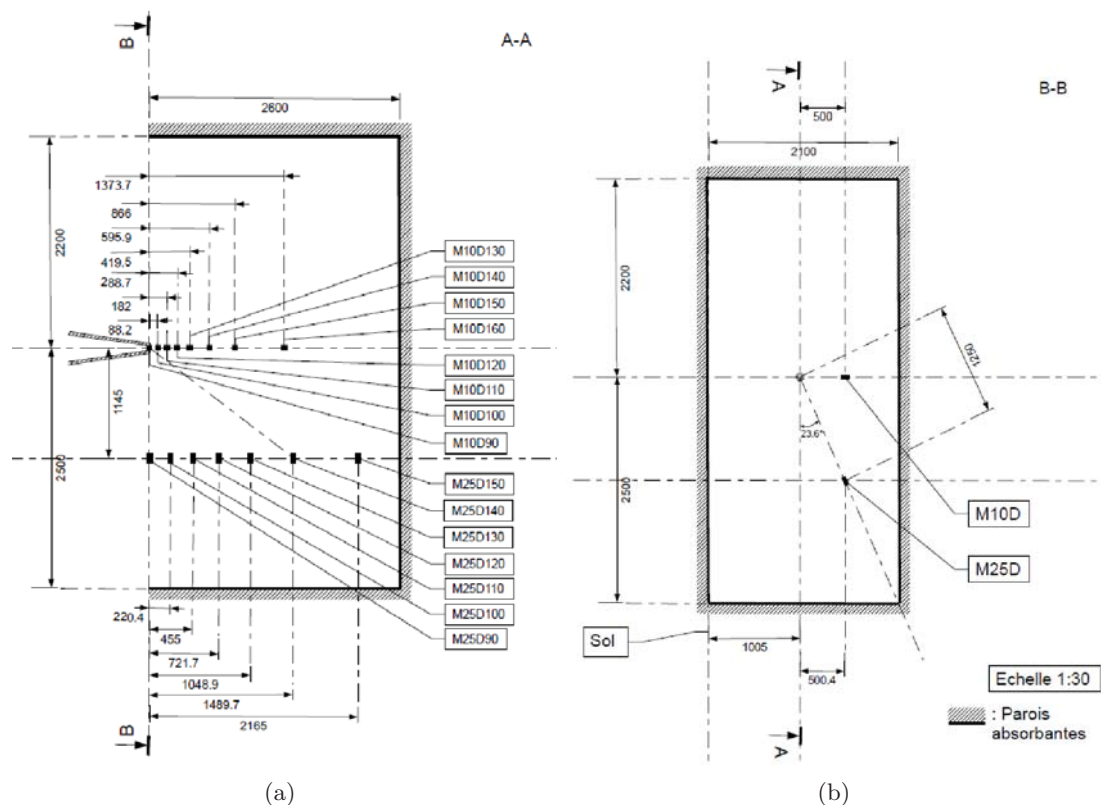


Figure F.2 — Schéma à l'échelle 1 :30 de l'implantation des microphones et dimensions de la pièce. a) Vue de dessus et b) vue de face.

orientée vers l'axe du jet. La barre à 10 diamètres est placée juste à la verticale du jet et la barre à 25 diamètres est placée sur le côté. De cette façon, les barres se situent le plus loin possible des différentes parois de la chambre assourdie.

F.3 Acquisitions des mesures

Les microphones utilisés sont des microphones Brüel et Kjaer BK4958. Ces microphones possèdent une grande précision jusqu'à une fréquence de 20000 Hz. La figure F.3 donne les caractéristiques de la réponse en champ libre de ces microphones.

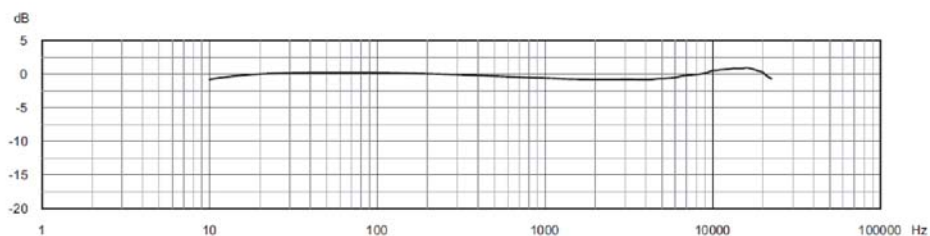


Figure F.3 — Réponse en champs libre des microphones BK4958.

Les acquisitions sont effectuées à l'aide d'une frontale Müller-BBM MKII. L'utilisation d'un conditionneur Brüel et Kjaer Deltatron s'avère nécessaire pour alimenter les

microphones. Avant chaque série de mesure, l'ensemble des 15 microphones sont étalonnés à l'aide d'un pistonphone ce qui permet de régler l'amplification de l'ensemble de la chaîne de mesure.

Afin d'analyser le bruit mesuré, des transformées de fourrier rapide (FFT) permettent d'obtenir les autospectres pour chaque microphone. Les spectres doivent être de bonne qualité jusqu'à une fréquence de 20000 Hz. Le signal temporel est divisé en 8192 blocs ayant chacun une durée de 0.16 s. cela permet d'obtenir une résolution fréquentiel de 6.25 Hz. Les mesures sont moyennées sur un échantillon de 1000 mesures (cette valeur est obtenue après plusieurs essais préliminaires de mesure de bruit de jet). Afin de limiter la durée des mesures, les blocs se recoupent à 90%. Au final la durée d'une acquisition est de 16.144 s. Comme pour toutes les mesures de signal réel, le signal temporel est fenêtré. La convolution de la transformée de fourrier du signal et de celle de la fonction de fenêtrage peut entraîner des modifications du spectre du signal réel. Afin de limiter ce problème, un fenêtrage adapté à la mesure de bruit est utilisé. Il s'agit du fenêtrage de Hanning. Celui-ci permet d'avoir une bonne résolution fréquentielle de la mesure.

Annexe

G

Alimentations électriques de plusieurs actionneurs et contrôle des délais

12 JSP doivent donc être alimentés tout en ayant une très bonne maîtrise du déclenchement de la décharge électrique pour chaque actionneur. 12 alimentations Flyback ont donc été fabriquées en collaboration avec le laboratoire LAPLACE. Le dimensionnement des alimentations peut être retrouvé dans le chapitre II. Une photo du montage des 12 alimentations électriques est donnée sur la figure G.1. Le circuit haute tension est enfermé dans une cage de Faraday pour éviter toute perturbation électromagnétique. Cependant, via le circuit de terre, des perturbations sont tout de même observées. Pour éviter ce phénomène, il faudrait utiliser un circuit électrique à masse flottante. Cependant ce type de circuit présente des risques d'électrocution important et cette solution n'est pas retenue. La solution retenue est d'utiliser un onduleur.

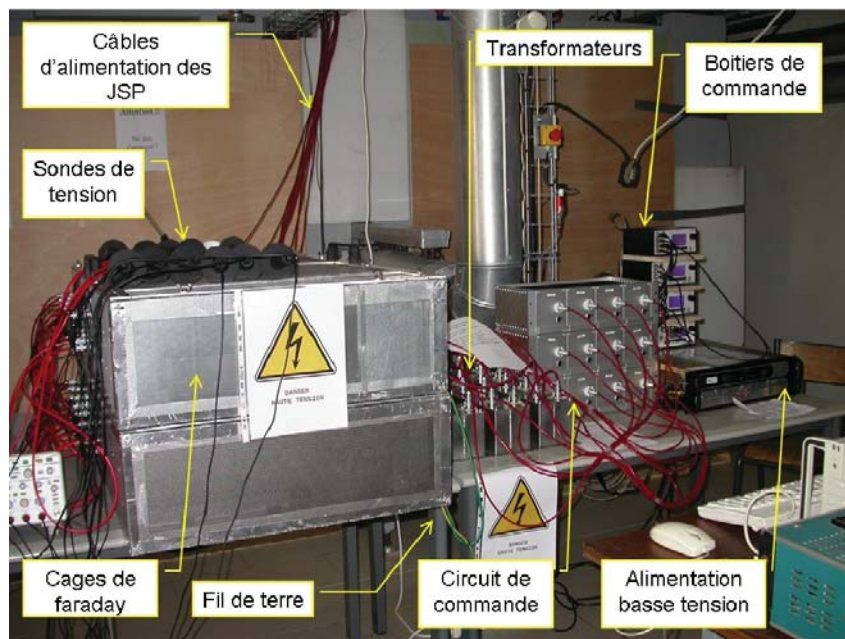


Figure G.1 — *Installation électrique de commande et d'alimentation des 12 actionneurs*

La partie du dispositif permettant la maîtrise de la phase entre les actionneurs consiste dans les boîtiers de commande DEI PDG-2520. Ceux-ci sont commandés via une liaison GPIB. Un logiciel de commande a été réalisé. Celui-ci cadence les alimentations électriques

à la fréquence voulue puis un délai configurable est donné pour chaque sortie. Un fichier de configuration peut être lu et permet de préparer à l'avance différents modes et fréquences de fonctionnement pour les actionneurs. Cela a permis de réaliser facilement un nombre important de cas d'étude. Pour rappel, en notant A_0 l'amplitude de la commande, ϕ_a la position angulaire de l'actionneur et f_{JSP} la fréquence de fonctionnement, le signal A_a d'un actionneur s'écrit :

$$A_a = A_0 \sin(2\pi f_F t - m\phi_a) \quad (7-1)$$

Comme 12 actionneurs sont utilisés, $\phi_a = n\frac{\pi}{6}$, où n est le numéro de l'actionneur (les JSP sont numérotés les uns après les autres sur la tuyère). Par exemple, pour le mode 0, tous les actionneurs sont en phase (délais fixés à 0). La figure G.2.a représente les signaux de commande pour le mode 1 et la figure G.2.b représente les signaux de commande pour le mode 2. La durée du créneau est également ajustée pour éviter les multilaquages comme expliqué dans la section III.1.2.1.

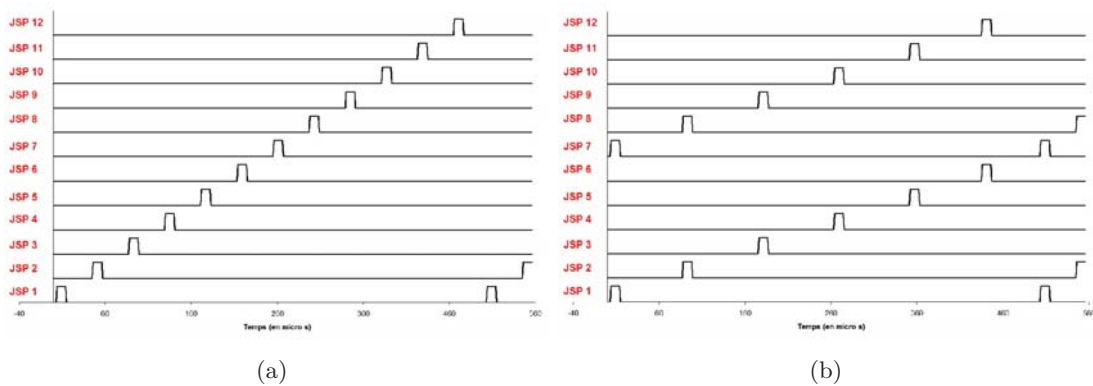


Figure G.2 — *Signal envoyé aux circuits de commande des actionneurs pour un fonctionnement à 2000 Hz (a) mode 1 (b) mode 2*

A l'aide de 12 sondes de tension, il a été vérifié que les claquages électriques des actionneurs suivaient correctement les signaux de commande. Des fluctuations de la tension de claquage des actionneurs entraînent des temps de charge des condensateurs variables. Aussi, des fluctuations d'environ $5 \mu\text{s}$ du délai entre les actionneurs ont été observées. Ces fluctuations sont de l'ordre du pourcent lorsque les actionneurs fonctionnent à 2000 Hz. Elles sont considérées comme suffisamment faibles pour considérer que tous les actionneur fonctionnent bien aux modes désirés.

Bibliographie

- [1] <http://cedre.onera.fr>.
- [2] H. G. ADELMAN : A time dependent theory of spark ignition. *Eighteenth Symposium (International) on Combustion*, 1981.
- [3] A. AHMED et Z.A. BANGASH : Experimental investigation of axisymmetric coaxial synthetic jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33:1142–1148, 2009.
- [4] M. B. ALKISLAR : Flow characteristics of a jet controlled with chevron-microjet combination for noise reduction. *47th AIAA Aerospace Science Meetings Conference*, (2009-851), 2009.
- [5] M. B. ALKISLAR, A. KROTHAPALLI et G. W. BUTLER : The effect of streamwise vortices on the aeroacoustics of a Mach 0.9 jet. *J. Fluid Mech.*, 578:139–169, 2007.
- [6] F.S. ALVI, H. LOU, C. SHIH et R. KUMAR : Experimental study of physical mechanisms in the control of supersonic impinging jets using microjets. *J. Fluid Mech.*, 613:55–83, 2008.
- [7] M. AMITAY et A. GLEZER : Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Journal*, 40(2), 2002.
- [8] M. AMITAY et A. GLEZER : Aspects of low and high frequency actuation for aerodynamics flow control. *AIAA Journal*, 43(7), 2005.
- [9] V. H. ARAKERI, A. KROTHAPALLI, V. SIDDAVARAM, M. B. ALKISLAR et L. M. LOURENCO : On the use of microjets to suppress turbulence in a Mach 0.9 axisymmetric jet. *J. Fluid Mech.*, 490:75–98, 2003.
- [10] E. W. ASLAKSEN : A simple model for the fast transverse discharges used in pumping high-pressure gas lasers. *ZAMP*, 22, 1971.
- [11] A. BABUCKE, M. KLOKER et U. RIST : DNS of a plane mixing layer for the investigation of sound generation mechanisms. *Computers and Fluids*, 37:360–368, 2008.
- [12] E. M. BAZELYAN et Yu. P. RAIZER : Spark discharge. *CRC Press*, 1998.
- [13] E. V. BONIN, G. BRÜGGEMANN et H. G. THIEL : Quenching processes of axially inhomogeneous arcs in sf6 circuit breakers. *Trans. on Plasma Science*, 8(4), 1980.
- [14] P. BRADSHAW : The effect of initial conditions on the development of a free shear layer. *J. Fluid Mech.*, 26:225–236, 1966.
- [15] P. BRADSHAW : Turbulent secondary flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 19:53–74, 1987.
- [16] S. I. BRAGINSKII : Theory of the development of a spark channel. *Soviet Physics JETP*, 34(7), 1958.

- [17] A. BRIDGES et R. SMITH : The influence of orifice orientation on the interaction of a synthetic jet with a turbulent boundary layer. *31th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, (AIAA 2001-2774).
- [18] F. M. BRUCE : *J. Instn. Elect. Engrs.*, 94, 1947.
- [19] D. CARUANA, M. CORREGE et A. Le POURHIET : Contrôle des instabilités aérodynamiques à l'origine du tremblement. *Colloque de Synthèse GDR2502 contrôle des décollements*, 2005.
- [20] A. M. CASSIE : Arc rupture and circuit severity : a new theory. *CIGRE report*, (102), 1939.
- [21] T. CASTELAIN, M. SUNYACH et D. JUVE : Effect of microjets on a high-subsonic jet. parametric study of far-field noise reduction. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (2006-2705), 2006.
- [22] T. CASTELAIN, M. SUNYACH et D. JUVE : Jet noise reduction by impinging microjets : an aerodynamic investigation testing microjet parameters. *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (2007-3419), 2007.
- [23] T. CASTELAIN, M. SUNYACH, D. JUVE et J.-C. BÉRA : Jet-noise reduction by impinging microjets : an acoustic investigation testing microjet parameters. *AIAA Journal*, 46:1081–1087, 2008.
- [24] P. CHASSAING : Turbulence en mécanique des fluides. *Cépaduès-Editions*, 2000.
- [25] D. J. COE, M. G. ALLEN, C. S. RINEHART et Ari GLEZER : Pneumatically actuated microMachined synthetic jet modulators. *Sensors and Actuators A*, 132:689–700, 2006.
- [26] J. COHEN et I. WYGNANSKI : The evolution of instabilities in the axisymmetric jet, part 1 : The linear growth of disturbances near the nozzle. *J. Fluid Mech.*, 176:191–219, 1987.
- [27] T. C. CORKE, F. SHAKIB et H. M. NAGIB : Mode selection and resonant phase locking in unstable axisymmetric jets. *J. Fluid Mech.*, 223:253–311, 1991.
- [28] B. Z. CYBYK, K. R. GROSSMAN, J. T. WILKERSON, J. CHEN et J. KATZ : Single-pulse performance of the sparkjet flow control actuator. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 2005-401.
- [29] B. Z. CYBYK, D. H. SIMON, H. B. LAND, J. CHEN et J. KATZ : Experimental characterization of a supersonic flow control actuator. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 2006-478.
- [30] B. Z. CYBYK, J. T. WILKERSON et K. R. GROSSMAN : Performance characteristics of the sparkjet flow control actuator. *2nd AIAA Flow Control Conference*, AIAA 2004-2131.
- [31] B. Z. CYBYK, J. T. WILKERSON, K. R. GROSSMAN et D. M. Van WIE : Computational assessment of the sparkjet flow control actuator. *33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA 2003-3711.
- [32] A. D'ANGOLA, G. COLONNA, C. GORSE et M. CAPITELLI : Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasmas in a wide pressure and temperature range. *ZAMP*, 22, 1971.
- [33] K. EISAZADEH-FAR, F. PARSINEJAD, H. METGHALCHI et J. C. KECK : A thermodynamic model for argon plasma kernel formation. *Int. J. of Thermodynamics*, 13(4), 2010.

- [34] T. G. ENGEL, A. L. DONALDSON et M. KRISTIANSEN : The pulsed discharge arc resistance and its behaviour. *Trans. on Plasma Science*, 17(2), 1989.
- [35] T. G. ENGEL, M. KRISTIANSEN et H. KROMPHOLZ : Expansion of hydrogen arcs driven by oscillating currents. *Trans. on Plasma Science*, 19(5), 1991.
- [36] J. FAVIER et A. KOURTA : Piv et décomposition pod pour le contrôle du décollement sur un profil d'aile. *Colloque de Synthèse GDR2502 contrôle des décollements*, 2005.
- [37] B. FAYARD : Etude et contrôle du bruit de jet par simulation numérique. *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie*, 2010.
- [38] L. H. FENG, J. J. WANG et C. PAN : Effect of novel synthetic jet on wake vortex shedding modes of a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 26:900–917, 2010.
- [39] J. E. FLOWERS-WILLIAMS : The noise from turbulence convected at high speed. *Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A*, 255:469–503, 1963.
- [40] M. FISHER, P. LUSH et M. BOURNE : Jet noise. *J. Sound Vib.* 28, 3:563–585, 1973.
- [41] Advisory Council for AERONAUTICS RESEARCH : European aeronautics : a vision for 2020. [http://www.acare4europe.org/docs/Vision 2020.pdf](http://www.acare4europe.org/docs/Vision%2020.pdf), 2001.
- [42] M. FORTE : Contrôle d'écoulement par actionneur plasma de type décharge à barrière diélectrique - application à l'amélioration de la pulvérisation dans les injecteurs de turboréacteurs. *Thèse de l'université de Poitiers*, 2007.
- [43] A. GLEIZES, J. J. GONZALEZ et P. FRETON : Thermal plasma modelling. *Eur. Phys. J. D*, 46, 2008.
- [44] M. GOHLKE et F. HARAMBAT : Drag reduction by flow control at PSA Peugeot-Citroën. *KATnet II Separation Control Workshop*, 2008.
- [45] L. D. GOMES, W. J. CROWTHER et N. J. WOOD : Towards a practical piezoceramic diaphragm based synthetic jet actuator for high subsonic applications - effect of chamber and orifice depth on actuator peak velocity. *3rd AIAA Flow Control Conference*, AIAA 2006-2859, 2006.
- [46] W. D. GREASON, Z. KUCEROVSKY, S. BULACH et M. W. FLATLEY : Investigation of the optical and electrical characteristics of a spark gap. *Transaction on industry applications*, 33(6), 1997.
- [47] B. GRESKA, A. KROTHAPALLI, N. BURNSIDE et W. C. HORNE : High-speed jet noise reduction using microjets on a jet engine. *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (2004-2969), 2004.
- [48] K. R. GROSSMAN, B. Z. CYBYK, M. C. RIGLING et D. M. Van WIE : Characterization of sparkjet actuators for flow control. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 2004-89.
- [49] K. R. GROSSMAN, B. Z. CYBYK et D. M. Van WIE : Sparkjet actuators for flow control. *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 2003-57.
- [50] S. J. HAACK, H. B. LAND, B. Z. CYBYK, H. S. KO et J. KATZ : Characterization of a high-speed flow control actuator using digital speckle tomography and piv. *4th AIAA Flow Control Conference*, AIAA 2008-3759.
- [51] S. J. HAACK, T. M. TAYLOR, J. EMHOFF et B. Z. CYBYK : Development of an analytical sparkjet model. *5th AIAA Flow Control Conference*, AIAA 20010-4979.
- [52] L. HANSEN et J. BONS : Flow measurements of vortex generator jets in separating boundary layer. *J. of Propulsion and Power*, 22(3), 2006.

- [53] W. HOLZER : *ibid.*, 26, 1932.
- [54] G. HONG : Effectiveness of micro synthetic jet actuator enhanced by flow instability in controlling laminar separation caused by adverse pressure gradient. *Sensors and Actuators A*, 132:607–615, 2006.
- [55] M. HUET, B. FAYARD, G. RAHIER et F. VUILLOT : Numerical investigation of the micro-jets efficiency for jet noise reduction. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (2009-3127), 2009.
- [56] A. K. M. F. HUSSAIN et K. B. M Q. ZAMAN : The "preferred" mode of the axisymmetric jet. *J. Fluid Mech.*, 110:39–71, 1981.
- [57] T.W. HUSSEY, K. J. DAVIS, J. M. LEHR, N.F. RODERICK, R.C. PATE et E. KUNHARDT : Dynamics of nanosecond spark-gap channels. *Proc. IEEE-PPC*, 1999.
- [58] M. K. IBRAHIM, R. KUNIMURA et Y. NAKAMURA : Spreading enhancement of axisymmetric supersonic jet by the use of microjets. *AIAA Conference*, (2001-3048), 2001.
- [59] J.LITTLE, K. TAKASHIMA, M. NISHIHARA, I. ADAMOVICH et Mo. SAMIMY : High lift airfoil leading edge separation control with nanosecond pulse driven DBD plasma actuators. *5th Flow Control Conference*, AIAA 2010-4256, 2010.
- [60] J. P. JOHNSTON : Pitched and skewed vortex generator jets for control of turbulent boundary layer separation. *3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, 1999.
- [61] A. KARVINEN et H. AHLSTEDT : Comparison of turbulence models in case of jet in crossflow using commercial cfd code. *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, 6, 2005.
- [62] J. KASTNER, J.-H. KIM et M. SAMIMY : Toward better understanding of far-field radiated noise mechanisms in a high number Mach 0.9 axisymmetric jet. *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Conference*, (2007-7), 2008.
- [63] R. J. KLUEPPEL et J. P. WALTERS : Observations on the formation of spark discharge and its influence by an external magnetic field. *Spectrochimica Acta*, 35B, 1980.
- [64] H. S. KO, S. J. HAACK, H. B. LAND, B. Z. CYBYK, J. KATZ et H. J. KIM : Analysis of flow distribution from high-speed flow actuator using particle image velocimetry and digital speckle tomography. *Flow Measurements and Instrumentation*, 2010.
- [65] J. KUDELICK : The resistance of plasma channel in transformer oil. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 50(11002), 2010.
- [66] Advanced Aero Propulsion LABORATORY : <http://aapl.fsu.edu/current/actuator.html>.
- [67] S. LAN, J. YANG, A. SAMEE, J. JIANG et Z. ZHOU : Numerical simulation of properties of charged particles initiated by underwater pulsed discharge. *Plasma Science and Technology*, 11(4), 2009.
- [68] E. LAURENDEAU, J. P. BONNET, P. JORDAN et J. DELVILLE : Impact of fluidic chevrons on the turbulence structure of a subsonic jet. *3rd Flow Control Conference*, (2006-3510), 2006.
- [69] C. LEE, G. HONG, Q.P. HA et S.G. MALLINSON : A piezoelectrically actuated micro synthetic jet for active flow control. *Sensors and Actuators A*, 108:168–174, 2003.
- [70] D. LEGG : Chap. 12 : Insulation applied to circuit breakers. *Power Circuit Breaker Theory and Design*, 1975.

- [71] M. J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically : I. general theory. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 211:564–581, 1952.
- [72] M. J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically : II. turbulence as a source of sound. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 222:1–32, 1954.
- [73] G. M. LILLEY : On the noise from jets. noise mechanisms. *AGARD-CP-131*, pages 13.1–13.12, 1974.
- [74] D. MADUGUNDI, H. NAGIN et J. KIEDAISCH. : Evaluation of turbulence models through prediction of separated flows with and without flow control and circulations effects. *AIAA Proceedings*, (2008-567), 2008.
- [75] T. H. MARTIN, J. F. SEAMEN et D. O. JOBE : Energy losses in switches. *Proc. 9th Int. Pulsed Power Conf.*, 1993.
- [76] O. MAYR : *Arch. Elektrotech.*, (37), 1943.
- [77] J. M. MEEK et J. D. CRAGGS : Electrical breakdown of gases. *Oxford University Press*, 1953.
- [78] A. MICHALKE : Instability of compressible circular free jet with consideration of the influence of the jet boundary layer thickness. *NASA TM*, (75190), 1977.
- [79] C. J. MOORE : The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise. *J. Fluid Mech.*, 80(321-367), 1977.
- [80] P. J. MORRIS et K. VISWANATHAN : Jet noise. *Cours du Von Karman Institute*, 2010.
- [81] A. NADUNGADI et T. J. BARBER : The effects of pulsed blowing on jet mixing and noise generation. *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (2001-0665), 2001.
- [82] M. NAGULAPALLY, G. V. CANDLER, C. O. LAUX, D. PACKAN, C. H. KRUGER, R. STARK et K. H. SCHOENBACH : Experiments and simulations of dc and pulsed discharges in air plasmas. *31st Plasmadynamics and Lasers Conference*, (AIAA 2000-2417).
- [83] V. NARAYANASWAMY, L. RAJA et N. CLEMENS : Characterization of a high-frequency pulsed-plasma jet actuator for supersonic flow control. *AIAA Journal*, 48(2), 2010.
- [84] V. NARAYANASWAMY, J. SHIN, N. CLEMENS et L. RAJA : Investigation of plasma-generated jets for supersonic flow control. *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 2008-285.
- [85] Z. C. OWENS et R. K. HANSON : Single-cycle unsteady nozzle phenomena in pulse detonation engines. *Journal of Propulsion and Power*, 23, 2007.
- [86] F. PASCHEN : Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d’arc électrique dans de l’air, de l’hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions (trad. Über die zum funkenübergang in luft, wasserstoff and kohlendäure bei verschiedenen drücken erforderliche potentialdifferenz). *Wied. Annales de physique pp69-96*, 37, 1889.
- [87] P. PERSEPHONIS, V. GIANNETAS, C. GEORGIADIS, J. PARTHENIOS et A. IOANNOU : The inductance and resistance of the laser discharge in a pulsed gas laser. *Journal of quantum electronics*, 31(3), 1995.
- [88] G. PETIT, A. KOURTA, J.-C. COURTY et J.-P. ROSENBLUM : Contrôle de décollement par fente pulsée et générateurs de vortex. *Colloque de Synthèse GDR2502 contrôle des décollements*, 2005.

- [89] L. PIQUERAS : Modélisation tridimensionnelle de l'amorçage de l'arc électrique dans un disjoncteur basse-tension. *Thèse Ecole Central Lyon*, 2006.
- [90] M. N. PLOOSTER : Numerical simulation os spark discharges in air. *Physics of Fluid*, 14(10), 1971.
- [91] J. POGGIE : High-order numerical methods for electrical discharge modeling. *41st Plasmadynamics and Lasers Conference*, (AIAA 2010-4632).
- [92] D. Q. POSIN : *Phys. Rev.*, 50, 1936.
- [93] A. QAYOUM, V. GUPTA, P.K. PANIGRAHI et K. MURALIDHAR : Influence of amplitude and frequency modulation on flow created by a synthetic jet actuator. *Sensors and Actuators A*, 162:36–50, 2010.
- [94] K. B. M. Q.ZAMAN : Jet noise reduction by microjets, a parametric study. *30th AIAA Aeroacoustics Conference*, (AIAA 2009-3129), 2009.
- [95] E. RANDEBERG, W. OLSEN et R. K. ECKHOFF : A new method for generation of synchronised capacitive sparks of low energy. *Journal of electrostatics*, 34, 2006.
- [96] H. RITZ : *Arch. Elektrotech*, 26, 1932.
- [97] M. SAMIMY, J.-H. KIM, J. KASTNER, I. ADAMOVICH et Y. UTKIN : Active control of a Mach 0.9 jet for noise mitigation using plasma actuators. *AIAA Journal*, 45(4), 2007.
- [98] A. SANTHANAKRISHNAN et J. D. JACOB : Flow control with plasma synthetic jet actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40:637–651, 2007.
- [99] B. SENDYKA, W. MITIANIEC, M. NOGA et W. WACHULEC : Determination of thermal efficiency of the spark ignition systems. *Journal of KONES Powertrain and Transport*, 17(1), 2010.
- [100] J. SHIN : Characteristics of high speed electro-thermal jet activated by pulsed dc discharge. *Chinese Journal of Aeronautics*, 23:518–522, 2010.
- [101] W.L. SIAUW, J.-P. BONNET, J. TENSI, L. CORDIER, B.R. NOACK et L. CATTAFESTA : Transient dynamics of the flow around a naca 0015 airfoil using fluidic vortex generators. *5th Flow Control Conference*, AIAA 2010-4256, 2010.
- [102] T. SUGIMOTO, Y. YUMITA et Y. HIGASHIYAMA : Multiple-spark discharge occuring between a charged conductive plate and a grounded electrode. *Transaction on industry applications*, 40(3), 2004.
- [103] T. SUZUKI et T. COLONIUS : Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array. *J. Fluid Mech.*, 565:197–226, 2006.
- [104] C. K. W. TAM : Supersonic jet noise. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 27:17–43, 1995.
- [105] C. K. W. TAM, K. K. AHUJA, K. VISMANATHAN et J. PANDA : The sources of jet noise : Experimental evidence. *J. Fluid Mech.*, 615:253–292, 2008.
- [106] C. K. W. TAM, P. CHEN et J. M. SEINER : Relationship between instability waves and noise of high-speed jets. *AIAA Journal*, 30(7), 1992.
- [107] C. K. W. TAM, M. GOLEBIOWSKI et J. M. SEINER : On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets. *AIAA Proceedings*, (96-1716), 1996.
- [108] C. K. W. TAM et P. J. MORRIS : The radiation of sound by the instability waves of a compressible plane turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.*, 98:349–381, 1980.
- [109] H. TANNA, P. DEAN et M. FISHER : The influence of the temperature on shock-free supersonic jet noise. *J. Sound Vib.*, 39(4):429–460, 1975.

- [110] T. M. TAYLOR et B. Z. CYBYK : High-fidelity modeling of micro-scale flow control devices with applications to the macro-scale environment. *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, AIAA 2008-2608.
- [111] J. TENSI, S. BOURGOIS, J.-P. BONNET, J. M. BREUX et W. L. SIAUW : Airfoil performance enhancement using fluidic actuators. *Proceedings of the 2nd European Conference for Aero-Space Sciences*, 2007.
- [112] V. TESAR et J. KORDÍK : Time-mean structure of axisymmetric synthetic jets. *Sensors and Actuators A*, 161:217–224, 2010.
- [113] I. V. TIMOSHKIN, R. A. FOURACRE, M. J. GIVEN et S. J. MACGREGOR : Hydrodynamic modelling of transient cavities in fluids generated by high voltage spark discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 39, 2006.
- [114] Z. TRAVNICEK et V. TESAR : Annular synthetic jet used for impinging flow mass-transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:3291–3297, 2003.
- [115] T. UMFER : *Méthode asynchrone pour la modélisation d'actuateurs plasma destinés au contrôle d'écoulement*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008.
- [116] K. VISWANATHAN : Aeroacoustic of hot jets. *J. Fluid Mech.*, 516:39–82, 2004.
- [117] K. VISWANATHAN : Scaling laws and a method for identifying components of jet noise. *AIAA JOURNAL*, 44(10):2274–2285, 2006.
- [118] K. VISWANATHAN : Improved method for prediction of noise from signe jets. *AIAA Journal*, 45(1):151–161, 2007.
- [119] K. VISWANATHAN : Best practices for accurate measurement of pure jet noise. *International journal of aeroacoustics*, 9(1-2):145–206, 2010.
- [120] Y. YOKOMIZU, T. MATSUMURA, R HENMI et Y. KITO : Total voltage drops in electrode fall regions of sf6, argon and air arcs in current range from 10 to 20000 a. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 29, 1996.
- [121] C. ZAEPFFEL, D. HONG et J.-M. BAUCHIRE : Experimental study of an electrical discharge used in reactive media ignition. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40:1052–1058, 2007.
- [122] S. ZHANG et S. ZHONG : An experimental investigation of flow separation control using an array of synthetic jets. *39th AIAA Fluid Dynamics Conference*, AIAA 2009-4185, 2009.

Étude et qualification aérodynamique et électrique d'un actionneur plasma de type jet

L'amélioration des performances aérodynamiques et environnementales est un enjeu majeur dans le domaine des transports terrestres et aériens. Pour pouvoir répondre à des exigences de plus en plus sévères, une des solutions envisagées est de contrôler les écoulements. Pour effectuer ces modifications des écoulements, des actionneurs performants sont nécessaires. Une technique innovante, le jet synthétique par plasma (JSP), consiste à appliquer une décharge haute tension par impulsion dans une micro cavité. Un plasma est ainsi créé dans la chambre augmentant en quelques microsecondes la température et la pression du gaz générant un micro-jet par l'orifice de l'actionneur. Le but de la thèse est de développer cet actionneur, d'en comprendre son fonctionnement et de le mettre en œuvre pour contrôler le bruit d'un jet subsonique à grand nombre de Mach de type réacteur. Pour cela, la première partie de l'étude s'applique à définir les besoins pour le contrôle d'écoulement et d'en déduire les dimensions et l'énergie nécessaires au fonctionnement du JSP en se basant sur des modélisations simples. L'actionneur est ensuite caractérisé expérimentalement par des mesures de la décharge électrique (courant, tension) et de l'aérodynamique du micro-jet (pression d'arrêt, visualisation par striescopie). Ces caractérisations mettent en évidence la nécessité de développer une modélisation plus fine. En s'inspirant du modèle de Braginskii, un modèle simple de la décharge électrique est réalisé et appliqué au JSP. Le rendement de l'actionneur en est déduit. Ce calcul montre que des phénomènes complexes ayant lieu dans les gaines doivent être pris en compte. Le modèle de Braginskii modifié est ensuite couplé à une modélisation URANS ce qui permet de simuler le fonctionnement en fréquence de l'actionneur. Ces résultats sont ensuite comparés avec les mesures de l'aérodynamique du micro-jet et montrent un excellent accord. La nécessité de mieux représenter les flux thermiques en paroi de la cavité du JSP est également mise en évidence. Les caractéristiques de l'actionneur répondant aux attentes, celui-ci est mis en application pour contrôler le bruit de jet. En premier lieu, des visualisations par striescopie montrent que l'interaction des micro-jets produits par les JSP avec le jet principal est adaptée au contrôle de ce type d'écoulement. Des mesures acoustiques sont ensuite réalisées et mettent en évidence que les JSP sont de bons candidats au contrôle des grosses structures tourbillonnaires du jet responsables de la production du bruit dominant. En conclusion, en s'appuyant sur une démarche amenant à la caractérisation des JSP, il est mis en évidence que ces actionneurs sont de bons candidats au contrôle d'écoulements aéronautiques.

Mots-clés: Contrôle d'écoulement, contrôle de bruit de jet, jet synthétique, actionneur, plasma, décharge électrique

Aerothermodynamic and electrical study of a Plasma Synthetic Jet actuator for flow control.

Improvement of aerodynamics and environmental performances is a major issue for terrestrial and aeronautical industry. For fulfilling increasing demand, one of the answers is flow control. To achieve flow control, high performance actuators are needed. An innovative technique called Plasma Synthetic Jet actuator consists on applying an electrical discharge in a small cavity. Plasma is created and increases gas temperature and pressure which results on the creation of a micro-jet through cavity opening.

The PhD objectives are to develop the PSJ actuator, to describe actuator mechanisms and to apply it for controlling noise of a high subsonic jet.

The first part of the study consists on defining flow control needs and on developing a PSJ actuator prototype. Then, actuator performances are characterised using electrical measurements of the discharge and using aerodynamic measurements. These measurements show that an electrical model of the discharge is needed. Based on the Braginskii model, a simple model is carried out and is applied to the actuator. Efficiency of the PSJ is deduced.

The modified Braginskii model is then coupled with an URANS model to achieve frequency modelling of the actuator. Results match aerodynamics measurements. PSJ actuators are applied for controlling jet noise in a second part of the study. Schlieren visualisations are used to show micro-jet interaction with the main jet. Acoustic measurements are then performed and show that the PSJ is a good actuator to control high subsonic jet noise.

Keywords: Flow control, jet noise control, synthetic jet actuator, plasma, electrical discharge