



HAL
open science

Analyse expérimentale et modélisation numérique d'un actionneur plasma de type jet synthétique

François Laurendeau

► **To cite this version:**

François Laurendeau. Analyse expérimentale et modélisation numérique d'un actionneur plasma de type jet synthétique. Modélisation et simulation. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE-SUPAERO), 2016. Français. NNT: . tel-01454989

HAL Id: tel-01454989

<https://hal.science/tel-01454989>

Submitted on 3 Feb 2017

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

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



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 (ISAE-SUPAERO)

Présentée et soutenue le 18/10/2016 par :

François LAURENDEAU

**Analyse expérimentale et modélisation numérique d'un
actionneur plasma de type jet synthétique**

JURY

JEAN-PASCAL CAMBRONNE
GRÉGOIRE CASALIS
FRANÇOIS CHEDEVERGNE
YANN DOUTRELEAU
RÉMI MANCEAU
MARC MASSOT
ÉRIC MOREAU

Président du Jury
Directeur de Thèse
Co-Directeur de Thèse
Examinateur
Rapporteur
Examinateur
Rapporteur

École doctorale et spécialité :

MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

ONERA

Directeur et co-directeur de thèse :

Grégoire CASALIS et François CHEDEVERGNE

Rapporteurs :

Rémi MANCEAU et Éric MOREAU

Analyse expérimentale et modélisation numérique d'un actionneur plasma de type jet synthétique

Résumé

De nombreuses recherches sont actuellement menées afin de réduire les émissions polluantes des avions. Le contrôle actif des écoulements aérodynamiques est une piste envisagée pour répondre à ces enjeux. Parmi les technologies de contrôle en développement, les technologies plasma offrent plusieurs avantages, dont la compacité, la simplicité de mise en œuvre et la réactivité. Ce travail de thèse a été consacré à l'étude d'un actionneur plasma de type jet synthétique. Il se présente sous la forme d'une petite cavité insérée en paroi et reliée à l'extérieur par une tuyère. Un arc électrique est généré dans la cavité, ce qui entraîne une augmentation de la pression de l'air dans celle-ci. Par conséquent, un jet est produit à la sortie de la tuyère, et celui-ci peut interagir avec l'écoulement extérieur. À la suite de cette phase d'éjection, de l'air extérieur est naturellement aspiré par la cavité, ce qui permet au processus d'être répété à des fréquences pouvant atteindre plusieurs kilohertz. L'objectif de ce travail de thèse est de construire un modèle numérique capable de reproduire ces phénomènes physiques. Pour cela, un calcul aérodynamique de type Large Eddy Simulation est mis en œuvre. L'action du plasma d'arc est prise en compte au travers de termes sources dans l'équation de l'énergie. Ces derniers sont notamment calculés grâce à l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local dans le plasma. De plus, l'augmentation de la température dans la partie solide de l'actionneur est simulée lorsque celui-ci est opéré à haute-fréquence. Les résultats du modèle numérique sont comparés à des mesures de vitesse effectuées lorsque l'actionneur fonctionne dans un environnement extérieur au repos et lorsque celui-ci interagit avec une couche limite.

Mots-clés : Plasma, jet synthétique, contrôle actif d'écoulement, LES, PIV, Cedre

Experimental analysis and numerical modeling of a plasma synthetic jet actuator

Abstract

Nowadays, many studies are conducted in order to decrease greenhouse gases and noise emissions from aircrafts. Active aerodynamic flow control is a way considered to meet these challenges. Among developed technologies of control, plasma actuators offer several advantages, including compactness, easy implementation and fast response. This thesis is devoted to the study of a plasma synthetic jet actuator which comes in the form of a small cavity inserted in wall and connected to the environment through a nozzle. An electrical arc is generated in the cavity, resulting in an increase of the cavity air pressure. Consequently, a jet is produced at the nozzle exhaust that can interact with the external flow. After this ejection phase, an aspiration phase naturally occurs, allowing the process to be repeated at a frequency that can reach several kilohertz. This thesis aims at building a numerical model able to reproduce these physical phenomena. To do so, a Large Eddy Simulation is performed. The action of the plasma arc is taken into account through source terms in the energy equation. In particular, these source terms are calculated using the assumption of local thermodynamic equilibrium in the plasma. In addition, the heating of the actuator materials is simulated when it is operated at high frequency. The results from the numerical model are compared with velocity measurements, carried out when the actuator works in a quiescent environment and when it interacts with a boundary layer.

Keywords : Plasma, synthetic jet, active flow control, LES, PIV, Cedre

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier les rapporteurs et les membres du jury pour leurs remarques à propos de ce travail, et pour la discussion enrichissante que nous avons eu lors de la soutenance.

Je tiens ensuite à remercier mon encadrement. Il est difficile de coucher sur quelques lignes tout le bien que je pense de Grégoire Casalis et François Chedevergne. J'irai donc à l'essentiel : je souhaite à tout doctorant de bénéficier d'une paire d'encadrants avec de telles qualités scientifiques et humaines.

Merci également à Olivier Léon sans qui la partie expérimentale de ce travail n'aurait jamais existé, tout simplement. Ce fût un plaisir de s'acharner sur la PIV et sur l'actionneur JSP avec lui. De même, merci à Jean-Mathieu Senoner pour son coup de main concernant la parte diphasique.

Je remercie ensuite l'ensemble du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique (DMAE) de l'ONERA, et en particulier son directeur Pierre Millan. Ces trois années furent extrêmement agréables en votre compagnie. À la longue, le département devient une seconde maison, où il fait bon vivre. On y passe même certains week-ends, c'est dire. Merci notamment à Nicolas Fasano, Maxime Forte et Gillian Leplat pour leur aide au cours de mes expériences.

Je remercie aussi plus généralement l'ONERA, ainsi que la Direction Générale de l'Armement, pour leur soutien financier.

Les doctorants du DMAE méritent évidemment de très chaleureux remerciements. La bonne humeur, l'entre-aide et l'auto-dérision règnent dans nos couloirs, et la réussite d'une thèse tient aussi à ça. Merci donc à tous ceux que j'ai croisés. Dans l'ordre d'ancienneté : Bertrand, Baptiste, Cécile, David, Ghislain, Gianluca, Henri, Jean-Michel, Lokman, Shedia, Valentin, Jonathan, Maxime I., Maxime V., Rémi C., Vincent, Alexandre, Gustavo, François, Jérôme, Natacha, Oleguer, Pierre G., Charlotte, Guillaume, Isabelle, Jérémie, Loïc H., Maxime B., Stéphanie, Florian, Julien, Loïc J., Pierre D., Rémi R., Sylvain, Swann et Thibault. Je fais une dédicace spéciale aux rois du ballon rond (dos cassé, Mc Donald et Bouygues en tête), ils se reconnaîtront, avec qui nous avons partagé tant de mardi, mercredi ou jeudi midis. L'histoire retiendra que le département a remporté une des compétitions les plus relevées et les plus prestigieuses au monde : le tournoi inter-départements ONERA-ISAIE ! Que la tradition perdure. Sont associés à ces remerciements "doctorants", Hugues, Ludivine et Maxime F, puisque nous avons partagés de nombreux et agréables repas au RU, et bien plus encore (*Sunday Bloody Sunday*, n'est-ce pas Hugues)...

Je n'oublie pas les petites attentions du poste de garde pendant certains week-ends de travail intense, merci à vous.

Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement ma famille pour son soutien inconditionnel.

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	iii
Liste des tableaux	viii
I INTRODUCTION	1
1 Introduction	3
2 État de l’art	11
2.1 Les actionneurs de type <i>Sparkjet</i>	12
2.2 Caractérisations expérimentales des actionneurs de type <i>Sparkjet</i>	14
2.3 Modélisation des actionneurs de type <i>Sparkjet</i>	25
II MODÈLE BASSE-FRÉQUENCE	31
3 Développement d’un modèle basse-fréquence	33
3.1 Introduction	34
3.2 Experiments	35
3.3 Modeling	39
3.4 Simulations	44
3.5 Conclusion	52
4 Validation du modèle basse-fréquence : configuration d’environnement au repos	59
4.1 Particle Image Velocimetry experiment analysis using Large Eddy Simulation	61
4.2 Validation du modèle basse-fréquence avec les mesures PIV	75
4.3 Mesure de topologie du jet par micro-strioscopie	80
4.4 Validation du modèle basse-fréquence avec les strioscopies	82
4.5 Changement du schéma numérique temporel : de l’explicite à l’implicite	85

5	Validation du modèle basse-fréquence : configuration d'interaction avec une couche limite laminaire	91
5.1	Mesure du champ de vitesse induit par l'interaction entre le jet et une couche limite laminaire	92
5.2	Comparaison des champs de vitesse expérimentaux avec les champs de vitesse simulés avec le modèle basse-fréquence	101
III MODÈLE HAUTE-FRÉQUENCE		109
6	Développement d'un modèle haute-fréquence	111
6.1	Mesures électriques de la décharge à haute fréquence d'actionnement . . .	112
6.2	Identification des effets haute-fréquence	114
6.3	Construction du modèle haute-fréquence	128
6.4	Simulations en environnement extérieur au repos	131
6.5	Potentielles améliorations du modèle	134
IV CONCLUSION		141
7	Conclusion	143
Annexes		149
A	Mesures PIV de l'interaction du jet synthétique avec une couche limite laminaire : cas haute-fréquence	149
A.1	Synchronisation	149
A.2	Signaux électriques	150
A.3	Champs de vitesse	150
Bibliographie		153

Table des figures

1.1	Actionneurs plasma	6
2.1	Différents designs d'actionneur	13
2.2	Diagramme de l'actionneur JSP, inséré en paroi d'un écoulement, et de son alimentation électrique	14
2.3	Décharge avec trois électrodes	14
2.4	Signaux de tension et de courant aux bornes du condensateur	16
2.5	Images de l'émission de lumière pour deux capacités différentes	16
2.6	Images de strioscopie instantanées du jet à différents instants et pour différentes valeurs de capacité	17
2.7	Images de strioscopie instantanées du jet à différents instants, pour $C = 10$ nF	18
2.8	Images de strioscopie du jet en moyenne de phase à différents instants, pour $C = 10$ nF	18
2.9	Schéma du montage PIV utilisé par Reedy <i>et al.</i> ⁴¹	19
2.10	Exemple d'images de particules obtenues par Ko <i>et al.</i> ⁵⁷	19
2.11	Exemple d'images de particules obtenues par Reedy <i>et al.</i> ³⁶	20
2.12	Moyennes de phase des champs de norme de vitesse dans le jet synthétique, obtenues pour $C = 0,25$ μ F	20
2.13	Résultats des mesures de pression totale dans le jet	21
2.14	Champ de fluctuations de vitesse dans le cas d'un jet synthétique normal à un écoulement de plaque plane	21
2.15	Montage PIV en plaque plane, utilisé par Caruana <i>et al.</i> ³¹	22
2.16	Résultats de mesures PIV dans le cas d'un jet synthétique en incidence et en dérapage par rapport à un écoulement de plaque plane	22
2.17	Montage d'étude de l'interaction du jet généré par l'actionneur JSP avec un jet subsonique	23
2.18	Visualisations par strioscopie de l'interaction du jet synthétique avec un jet subsonique	23
2.19	Champs de fluctuation de vitesse longitudinale, générée par l'interaction entre un jet synthétique et un jet subsonique	23
2.20	Visualisations par strioscopie de l'interaction d'un jet généré par un actionneur de type <i>Sparkjet</i> avec un écoulement supersonique de plaque plane	24

2.21	Champs de moyenne de phase de vitesse longitudinale, dans le cas de l'interaction d'un jet généré par un actionneur de type <i>Sparkjet</i> avec un écoulement supersonique sur une rampe de compression	24
2.22	Notations pour les modèles de <i>Sparkjet</i> 0D	25
2.23	Comparaison entre la pression totale dans le jet mesurée et filtrée, avec les pressions totales obtenues par simulation 2D axisymétrique	28
2.24	Illustration du modèle de Braginskii	29
2.25	Domaine de calcul dans le modèle de Dufour <i>et al.</i> ³⁸	29
2.26	Exemple de résultats du modèle de Dufour <i>et al.</i> ³⁸ : champ de température et lignes de courant	30
3.1	Views of the actuator	36
3.2	Sketch of the PSJ actuator	36
3.3	Examples of Schlieren photography of the jet	37
3.4	Mean Schlieren picture at t_4	38
3.5	Evolution of the pressure wave radius	38
3.6	Histogram and Gaussian fit of the location of the jet front at two different delays	39
3.7	Evolution of the jet front from the Schlieren pictures	39
3.8	Comparison of voltage evolution at the capacitor between experiments and unsteady source terms model	41
3.9	Plasma resistance evolution in logarithmic scale	41
3.10	Evolution of the coefficients C_p and λ with the temperature, at the atmospheric pressure	42
3.11	Views of Mesh 2	43
3.12	Energy balance in the cavity	45
3.13	Temperature field and pressure field for two instants	46
3.14	Time evolution of the mass flow rate at the exit section of the cavity	46
3.15	Relative differences on ejected mass	47
3.16	Maximal temperature and pressure in the cavity evolution	47
3.17	Evolution of the mean pressure on the cavity exit section	48
3.18	Density along the revolution axis	49
3.19	Density and vertical density gradient along the revolution axis	49
3.20	Positions of the jet front from the experiments, and from calculations using unsteady source terms model and constants source terms model	50
3.21	Experimental and numerical Schlieren images	51
3.22	Views the vertical density gradient and of surfaces of Q iso-criteria	52
3.23	Diagramme de fonctionnement de la nouvelle version du modèle de dépôt d'énergie	57
4.1	Diagram of the PSJ actuator inserted into a wall, defining the boundary of a flow, and its electric power supply	63
4.2	Particle dynamics as a function of the Stokes number	64
4.3	Diagram illustrating the PIV setup and the flow visualization chamber	65
4.4	Histogram of the instant of PIV measurement in the jet development Δt_{jet}	65
4.5	Capacitor voltage U_c and current in the discharge circuit I measured during one actuation cycle	66

4.6	Current measurement during a spark discharge compared with a fit obtained using Eq. (4)	66
4.7	Particle image acquired at effective $\Delta\tilde{t}_{jet} = 115 \mu s$	66
4.8	Comparison of the vertical velocity fields between PIV, at $\Delta\tilde{t}_{jet} = 94,6 \mu s$, and LES, at $t_{LES} = 94 \mu s$	67
4.9	Comparison of the horizontal velocity fields between PIV, at $\Delta\tilde{t}_{jet} = 94,6 \mu s$, and LES, at $t_{LES} = 94 \mu s$	67
4.10	Gas phase vorticity and normalized concentration for each particle class	69
4.11	Comparison of the vertical velocity fields of the gas phase and the particles	70
4.12	Comparison of the numerical and experimental particle images	71
4.13	Error on vertical velocity	71
4.14	A particle image and the map of number of images used in the phase-averaging process	72
4.15	Overall uncertainty on the phase-averaged vertical velocity	72
4.16	Vue de la nouvelle géométrie de tuyère et incidence sur le montage	76
4.17	Champs de vitesse en $r = 0,25 \text{ mm}$ pour différentes hauteurs h	77
4.18	Contours de critère Q en $r = 0,25 \text{ mm}$ pour différentes hauteurs h	78
4.19	Différences entre les résultats de simulation et la mesure PIV, incertitudes expérimentales, erreurs expérimentales et incertitudes dues à la hauteur h . Instant $t = 94 \mu s$ et décharge $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$	78
4.20	Différences entre la simulation et la mesure PIV, et incertitudes globales. Instant $t = 94 \mu s$ et décharge $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$	79
4.21	Comparaison des champs de vitesses PIV et LES. Instant $t = 89 \mu s$ et décharge $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$	79
4.22	Comparaison des champs de vitesses PIV et LES. Cas de décharge $\{I_0 = 186 \text{ A}; f = 1,39 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$	80
4.23	Exemple d'images de stries instantanées	81
4.24	Exemple d'images de stries en moyenne de phase	81
4.25	Images de stries moyenne, et coupes axisymétriques de gradient vertical de masse volumique obtenu par simulation	83
4.26	Positions des vortex annulaires, détectées sur les LES, et sur les images de stries	85
4.27	Influence de la méthode d'intégration temporelle sur les grandeurs intégrales	86
4.28	Influence de la méthode d'intégration temporelle sur le champ de température, à $t = 5,8 \mu s$	87
4.29	Influence de la méthode d'intégration temporelle sur le jet, à $t = 79 \mu s$	88
5.1	Schéma de la soufflerie Eiffel utilisée	93
5.2	Taux de turbulence en entrée de la veine d'essai, en fonction de la vitesse	93
5.3	Photo de la maquette dans la veine d'essai	94
5.4	Schéma en coupe de la maquette de plaque plane	94
5.5	Coefficients de pression le long de l'extrados de la maquette	94
5.6	Fluctuations de la tension aux bornes du régulateur du film chaud, en fonction de la vitesse amont à la maquette, pour plusieurs positions du film chaud	95

5.7	Profil moyen de vitesse $\langle V_x/V_x^e \rangle$ mesuré par fil chaud à 50 mm en aval de l'actionneur pour une vitesse amont de $V_\infty = 18$ m/s, et profil théorique de Blasius.	96
5.8	Schéma du montage stéréo-PIV	97
5.9	Schéma de principe du système d'ensemencement placé devant le filtre anti-poussières	98
5.10	Exemple de champ de vitesse V_x	100
5.11	Profil de vitesse mesurée par PIV, au niveau des pointillés de la figure 5.10. Le profil de Blasius affiché est obtenu par méthode des moindres carrés.	100
5.12	Vue en coupe du maillage	101
5.13	Signaux d'intensité utilisés dans les simulations	103
5.14	Histogrammes des amplitudes et fréquences des signaux d'intensité mesurés pour le cas $\{I_0 = 349$ A ; $f = 0,86$ MHz ; $\xi = 0,11\}$, et des signaux utilisés dans la simulation	103
5.15	Comparaison des champs de vitesse obtenus avec les méthodes explicite et implicite	104
5.16	Effets de moyenne sur des champs de vitesse V_x , à $t = 235$ μ s	105
5.17	Comparaison des moyennes de phase des champs de vitesse longitudinale PIV et numériques après traitement PIV, dans le plan longitudinal	107
5.18	Comparaison des moyennes de phase de vitesse V_z , PIV et numériques après traitement PIV, dans le plan transversal $x = 9$ mm	108
6.1	Évolution des tensions de claquage mesurées	113
6.2	Schéma général des décharges en milieu gazeux	114
6.3	Évolution de l'intensité en fonction de la tension imposée entre les électrodes	115
6.4	Schéma d'une avalanche électronique	115
6.5	Loi de Paschen typique	117
6.6	Schéma de la création d'un streamer	117
6.7	Schéma d'un plasma d'arc	121
6.8	Vue en coupe du modèle géométrique de l'actionneur complet, avec les matériaux	124
6.9	Champs de température dans les parois solides de l'actionneur	125
6.10	Évolutions de la température moyenne sur les têtes d'électrodes, calculées avec et sans tuyère dans le modèle thermique	126
6.11	Comparaison des évolutions de la tension de claquage et de la température en tête d'électrodes en fin de cycle	127
6.12	Comparaison des évolutions de la température en tête d'électrodes en fin de cycle entre le modèle 3D et le modèle 1D	128
6.13	Évolution de la température moyenne dans la cavité au cours du temps	132
6.14	Champ de température dans la cavité, en moyenne de phase, en fin de cycle. Une moyenne azimutale a été appliquée sauf au voisinage des électrodes.	133
6.15	Évolution du débit en sortie de l'actionneur JSP	133
6.16	Évolution de la conductivité électrique de l'air en fonction de la température, à une pression de 1 bar	134
6.17	Champs de vitesse verticale dans le jet	135
6.18	Champ de température dans le jet, à $t_{cycle} = 200$ μ s	136

TABLE DES FIGURES

vii

6.19	Intensité électrique de décharge, température maximale de l'air dans la cavité, et température des têtes d'électrodes	137
6.20	Évolutions de la température en têtes d'électrodes, en fin de cycle, obtenues avec des valeurs de flux constante et variable	137
A.1	Champs de vitesse V_x/V_x^e mesurés pour une fréquence d'actionnement de 1 kHz	151

Liste des tableaux

2.1	Caractérisations expérimentales des actionneurs <i>Sparkjet</i> sans écoulement extérieur	15
2.2	Résultats expérimentaux et numériques tirés de Hardy <i>et al.</i> ³⁷	28
3.1	Acquisition delays for the Schlieren experiments	37
3.2	Meshes characteristics	43
3.3	Calculation plan	44
4.1	Particle classes characteristics	69
4.2	Maximal slip vertical velocity of particles relative to the maximal vertical velocity of the gas phase	69
6.1	Caractéristiques thermiques des matériaux dans l'actionneur JSP	124

Première partie
INTRODUCTION

Chapitre 1

Introduction

Le 12 décembre 2015, en clôture de la COP21, 195 pays ont adopté par consensus l'accord de Paris¹. La mesure phare de cet accord vise à contenir « l'élévation de la température moyenne de la planète nettement en dessous de 2 °C par rapport aux niveaux préindustriels » [...] et à poursuivre « l'action menée pour limiter l'élévation des températures à 1,5 °C par rapport aux niveaux préindustriels, étant entendu que cela réduirait sensiblement les risques et les effets des changements climatiques ». Cet accord, très ambitieux, implique une réduction drastique des émissions de gaz à effets de serre dans les prochaines années. En 2015, l'activité humaine a relâché 36 Gt de CO₂ dans l'atmosphère. Avec 770 Mt de CO₂ émis, le transport aérien représente 2,1 % des émissions totales.² Mais le dioxyde de carbone n'est pas le seul gaz à effet de serre. Les turbomachines produisent également des NO_x, de la vapeur d'eau, des oxydes de soufre et des suies, comme tout système basé sur la combustion d'énergie fossile. La particularité du transport aérien est qu'il relâche ces espèces chimiques à haute altitude, ce qui engendre un impact sur le réchauffement de la planète spécifique. Pour quantifier l'effet global de l'aviation, le concept de forçage radiatif est utilisé. Il s'agit d'une mesure du changement dans l'équilibre énergétique du système atmosphérique, depuis la période pré-industrielle, c'est-à-dire environ 1750.³ En 2005, le forçage radiatif de l'aviation a été estimé entre 3,5 % et 4,9 % du forçage radiatif global dû à l'activité humaine.⁴ L'aviation n'est donc pas un contributeur négligeable au réchauffement planétaire, d'autant que le trafic aérien va probablement doubler dans les 15 prochaines années.⁵ Par conséquent, le monde de l'aéronautique s'est doté de programmes environnementaux d'envergure depuis quelques années. En Europe, le dernier en date est « Flightpath 2050 », proposé par ACARE (Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe).⁶ Il vise une réduction de 75 % des émissions de CO₂, de 90 % des émissions de NO_x et de 65 % du bruit perçu en 2050 par rapport à l'an 2000.

Pour parvenir à ces objectifs, de nombreuses ruptures technologiques seront nécessaires. À titre d'exemple, le programme de recherche européen Clean Sky⁷ a pour but d'étudier le concept d'avion plus électrique, les architectures propulsives à grand taux de dilution, la combustion en régime pauvre – diminuant la production de NO_x, l'optimisation des trajec-

1. Ces numéros sont des renvois bibliographiques

toires des avions et l'amélioration de leurs performances aérodynamiques. Les recherches à propos de ce dernier point se focalisent actuellement sur deux aspects : la laminarité et le contrôle actif d'écoulement.

Le contrôle actif d'écoulement désigne toute action provoquant une modification dans un écoulement.⁸ Il agit, par exemple, sur la transition laminaire-turbulent, l'intensité de la turbulence, le décollement ou l'interaction choc - couche limite. Les objectifs visés sont, en général, la réduction de traînée, l'augmentation de la portance, la réduction de bruit ou l'augmentation du rendement de combustion. Le contrôle d'écoulement s'inscrit donc pleinement dans les démarches environnementales actuelles. Mais d'autres domaines peuvent également bénéficier du contrôle d'écoulement, comme l'aéronautique militaire. En effet, certains engins, soumis à des contraintes de furtivité, possèdent de médiocres performances aérodynamiques, nuisant à leur manœuvrabilité et leur sobriété énergétique. Le contrôle d'écoulement peut pallier ces problèmes.

Les stratégies de contrôle se distinguent par le type d'action utilisée. Elles se divisent en deux grandes familles : les actions *continues* et les actions *pulsées*. Les actions continues visent à introduire des perturbations permanentes dans un écoulement, comme un apport de quantité de mouvement, ou une modification des conditions aux limites. Les actions pulsées utilisent, quant à elles, le caractère potentiellement instable de l'écoulement. Elles ont pour but d'exciter les fréquences auxquelles l'écoulement est très réceptif.

Depuis Prandtl en 1904,⁹ de nombreuses expériences de contrôle actif d'écoulement ont été menées avec succès en laboratoire. Certaines technologies de contrôle ont même été testées en configurations réelles. En 1979, un Grumman A-6 Intruder a volé avec un système de soufflage sur un bord de fuite cylindrique. C'est un exemple d'action continue. L'effet Coanda ainsi créé a permis d'augmenter la portance et, donc, de diminuer la distance de décollage et d'atterrissage de cet avion embarqué sur porte-avions.¹⁰ En 1999, la température d'éjection d'un réacteur Pratt & Whitney JT8D, équipant notamment le Boeing 737, a été diminuée par augmentation du mélange turbulent. Pour cela, un système d'injection d'air pulsé a été placé dans la tuyère.¹¹ L'objectif était de simplifier le système d'inversion de poussée. En 2005, une expérience a permis de diminuer le bruit émis par un réacteur General Electric F404, propulsant le McDonnell Douglas F/A-18 Hornet et le Lockheed F-117 Nighthawk. Des micro-jets continus ont été utilisés pour le contrôle.¹² En 2006, le sillage créé par une nacelle aéroportée a été contrôlé, grâce à des jets synthétiques (donc pulsés), afin de réduire les charges acoustiques sur l'appareil porteur. L'expérience a été menée en vol sur le General Dynamics F-16 Fighting Falcon avec succès.¹³ Enfin, en 2015, un Boeing 757 a testé en vol une dérive équipée de jets synthétiques également, destinés à augmenter l'efficacité de la gouverne de direction.¹⁴⁻¹⁷ Bien que toutes ces technologies aient démontré des capacités certaines à contrôler les écoulements, très peu d'entre elles n'ont, jusqu'à présent, été installées sur des aéronefs de série. En effet, les systèmes de contrôle utilisés sont en général gourmands en énergie, peu adaptés aux conditions opérationnelles, lourds, encombrants, peu réactifs ou manquent d'efficacité sur l'écoulement à contrôler.^{8,18}

Depuis le milieu des années 1990, les technologies de contrôle basées sur des plasmas ont connu un fort développement. En effet, elles semblent ne pas souffrir des défauts des technologies classiques. Elles ne font intervenir aucune pièce mobile, ce qui les rend simples, légères et compactes. Aussi, elles sont très réactives et peuvent être opérées à haute fréquence, tout en consommant une énergie réduite.^{19,20} Ces technologies sont principalement destinées à deux types d'applications : l'amélioration des propriétés de combustion et l'aug-

mentation des performances aérodynamiques des véhicules. Concernant la combustion, les technologies à base de plasma parviennent notamment à stabiliser les flammes, et à diminuer très significativement la durée d'allumage.²¹ Ces deux points permettent d'augmenter le rendement de combustion, de réduire la formation de NO_x , d'augmenter la fréquence d'utilisation des systèmes à combustion cyclée (comme les moteurs à détonation pulsée), de préserver les pièces mécaniques et de favoriser les démarrages à froids, en régime pauvre ou avec des gaz d'échappement recyclés (EGR). Pour l'amélioration des performances aérodynamiques des véhicules, de nombreuses technologies de type plasma sont étudiées. Cinq d'entre elles, parmi les plus prometteuses, sont décrites ici. La première est basée sur une décharge de type corona créée entre deux électrodes. Un schéma de principe de cet actionneur est donné en figure 1.1a. Une électrode est reliée à la masse, et l'autre à une source haute-tension continue. Le plasma généré n'est pas à l'équilibre : les électrons, les ions (très majoritairement positifs), et les espèces neutres ont des énergies cinétiques différentes. La densité des espèces chargées est très faible devant la densité des espèces neutres. Les ions positifs sont accélérés, dans le sens de l'écoulement, par le champ électrique. Ils transfèrent une partie de leur quantité de mouvement aux espèces neutres du gaz, par collision. Le supplément de vitesse ainsi créé dans le gaz est nommé *vent ionique*. Malheureusement, la décharge peut passer en régime d'arc électrique si la valeur du champ électrique est trop importante. Dans ce cas, la décharge devient difficile à contrôler. En pratique, ce phénomène limite la vitesse du vent ionique qu'il est possible d'atteindre avec cette technologie.^{18,20} Pour éviter la transition vers l'arc électrique, une autre technologie a été développée : la Décharge à Barrière Diélectrique, ou *DBD*. Dans celle-ci, un matériau diélectrique est placé entre les deux électrodes. La présence du matériau diélectrique stoppe le courant, ce qui empêche l'établissement d'un arc électrique. Mais une alimentation continue ne peut plus être employée. Elle peut être remplacée soit par une alimentation sinusoïdale, soit par une alimentation pulsée. Lorsqu'elle est remplacée par une alimentation sinusoïdale, l'actionneur est appelé *AC-DBD*. Un exemple de montage typique est donné en figure 1.1b. Selon le choix de la fréquence de fonctionnement, l'actionneur AC-DBD peut agir soit de manière continue soit de manière instationnaire sur les écoulements. Les applications visées par l'actionneur corona ou AC-DBD sont identiques : il s'agit du recul de décollement,²⁰ la manipulation de sillage²⁰ et le recul de la transition laminaire-turbulent.²² Concernant ce dernier point, une démonstration en vol a été effectuée sur un motoplaneur volant à 38 m/s. La position de la transition laminaire-turbulent a été reculée de 3 % de corde, avec des actionneurs AC-DBD.²³ La vitesse du vent ionique maximale atteinte à ce jour est d'environ 7 m/s.²⁴ Ceci restreint le champ d'action de ces technologies aux écoulements basse-vitesse, sauf dans le cas du contrôle des ondes d'instabilité transverse sur les ailes en flèche.²⁵ Ces ondes sont communément appelées *ondes crossflow*. Le contrôle de ces ondes, associé à la suppression des défauts de surface de l'aile et à la suppression de la contamination turbulente par le fuselage, permet d'envisager le maintien de la laminarité sur ce type d'aile, rencontré sur la plupart des avions de transport. Lorsque la DBD est alimentée par une source pulsée de fréquence supérieure à 10 MHz,²⁶ son fonctionnement est totalement différent, et l'actionneur est référencé *ns-DBD*. Dans ce cas, le vent ionique créé est très faible par rapport à l'alimentation sinusoïdale. Mais l'échauffement rapide de l'arc produit des ondes de compression qui vont générer de la vorticité. L'actionneur est schématisé en figure 1.1c. Il peut déclencher une transition laminaire-turbulent ou retarder un décollement en agissant sur les fréquences d'instabilité de l'écoulement.¹⁹ L'actionneur plasma à

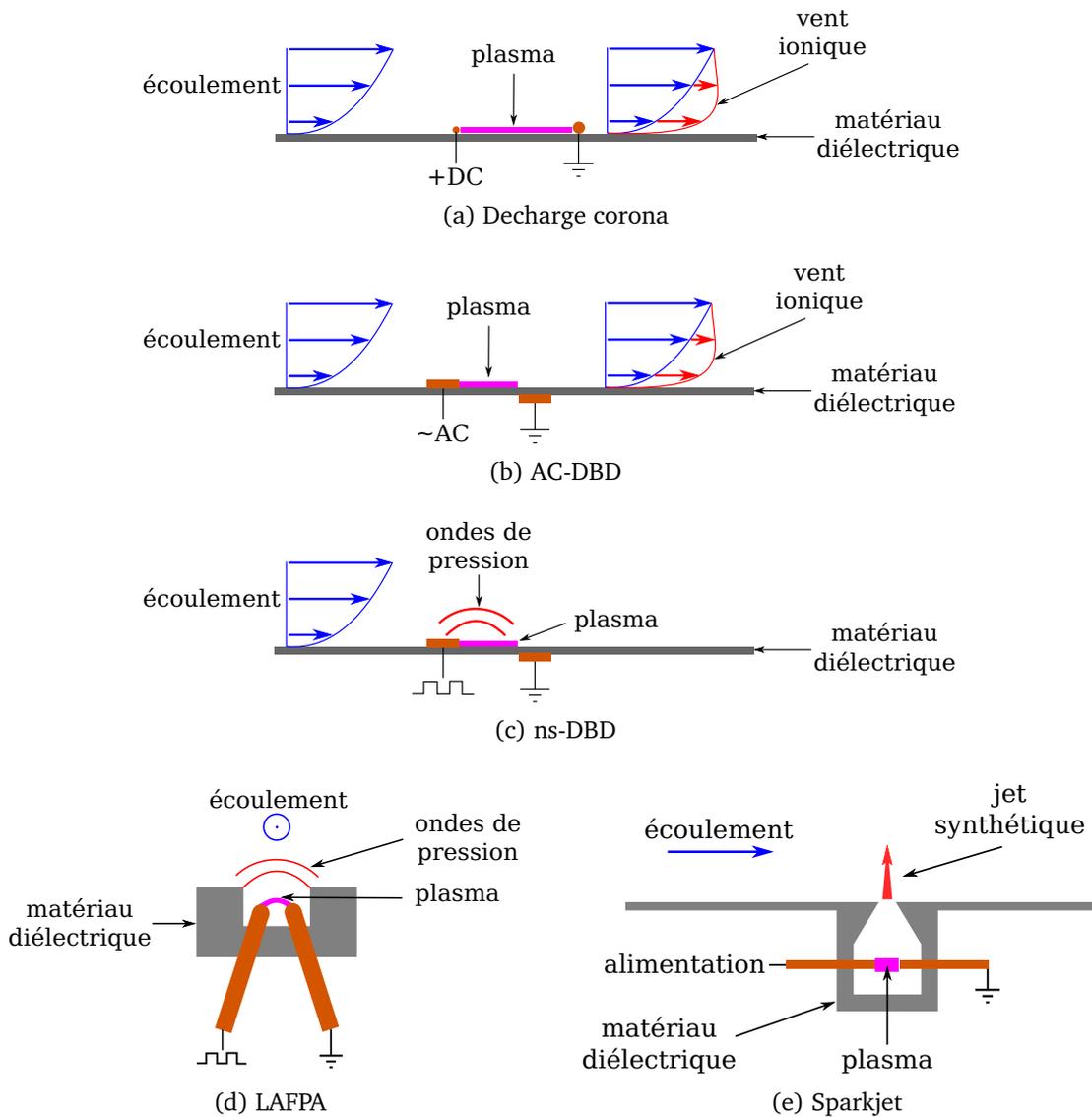


FIGURE 1.1 – Actionneurs plasma

arc filamentaire localisé, ou *LAFPA*, a un fonctionnement similaire à la ns-DBD. Il génère également des ondes de compression par échauffement du gaz. Sa configuration géométrique est donnée en figure 1.1d. Il permet de générer des actions brèves mais intenses à des fréquences égales aux fréquences d'instabilités de l'écoulement à contrôler. Il a été utilisé pour le contrôle de bruit de jet,^{27,28} le contrôle de l'interaction choc-couche limite²⁹ ou le contrôle des écoulements de cavité.¹⁹ Pour finir, le *Sparkjet* a pour but de générer un jet synthétique. Son fonctionnement est schématisé en figure 1.1e. Une décharge électrique génère un plasma, pendant un court instant, dans une cavité. L'air à l'intérieur est alors chauffé, et la pression y augmente. Par conséquent, un jet est produit à travers la tuyère qui équipe la cavité. Ce jet va interagir avec l'écoulement à contrôler. Après l'éjection, la cavité aspire de l'air frais, et un nouveau cycle peut être déclenché. Le jet généré peut atteindre des vitesses de l'ordre de 500 m/s. L'actionneur est donc destiné au contrôle des écoulements à haute-vitesse. Il a d'ores et déjà démontré sa capacité à diminuer la taille d'un décollement

derrière une rampe ou un profil d'aile,³⁰⁻³² à diminuer l'intensité des vortex marginaux,³³ à modifier le bruit émis par la couche de mélange dans un jet subsonique,³⁴ et à contrôler l'instationnarité d'une interaction choc - couche limite.³⁵

La suite de ce manuscrit se consacre exclusivement à l'actionneur *Sparkjet*. Les études actuelles visent à concevoir des systèmes de contrôle d'écoulement optimaux, constitués de ces actionneurs, mais également de leurs commandes. Ces études requièrent d'une part, une analyse de l'écoulement à contrôler afin de déterminer dans quelles zones et autour de quelles fréquences il est le plus réceptif. D'autre part, il faut connaître la perturbation engendrée par l'actionneur sur l'écoulement. En ce sens, plusieurs auteurs ont caractérisé expérimentalement le jet généré par les actionneurs de type *Sparkjet*, dans le cas d'un environnement extérieur au repos. Presque toutes les équipes de recherche développant ces actionneurs ont visualisé la topologie du jet par strioscopie. Elles ont notamment montré que le jet est composé d'un train de vortex annulaires. Chacun d'eux possède une vitesse d'advection différente des autres, témoignant ainsi du fort caractère transitoire de la dynamique du jet. Reedy *et al.*³⁶ ont également mesuré le champ de vitesse dans ces conditions, par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). En outre, des mesures de pression totale dans le jet ont été réalisées par Hardy *et al.*³⁷ Elles ont montré que le jet généré dépendait fortement de la fréquence d'actionnement. L'interaction entre le jet et un écoulement a également été mesurée. Par exemple, Caruana *et al.*³¹ ont mesuré par PIV le champ de vitesse induit par l'interaction entre une couche limite turbulente et le jet produit par l'actionneur. Enfin, des équipes de recherche ont développé des modèles numériques de l'actionneur. Ces derniers ont permis d'étudier l'influence des paramètres géométriques et énergétiques sur le fonctionnement de l'actionneur. Cependant, ils ne sont pas capables de reproduire les principales caractéristiques du jet synthétique observées expérimentalement, telles que la topologie ou la vitesse.

Pour résumer, les études précédentes ont démontré la capacité des actionneurs plasma de type *Sparkjet* à agir sur les écoulements. Elles ont mesuré la topologie du jet synthétique par strioscopie, dans le cas où celui-ci se développe dans un environnement au repos. Elles semblent également indiquer que la technique de mesure PIV donne accès au champ de vitesse dans l'écoulement généré par l'actionneur. De plus, elles ont mis en évidence que la fréquence d'actionnement modifie la réponse de ce dernier. En revanche, il n'existe aucun modèle capable de prédire son fonctionnement que ce soit dans un environnement au repos, ou dans un écoulement de type couche limite.

Ce travail de thèse consiste à développer un modèle numérique du *Sparkjet* étudié à l'ONERA, capable de reproduire son fonctionnement en configuration sans écoulement et en configuration de couche limite pour des basses et hautes fréquences d'actionnement. L'actionneur développé à l'ONERA est appelé actionneur Jet Synthétique par Plasma, ou JSP.

Après une analyse de l'état de l'art [[CHAPITRE 2](#)], le plan du présent manuscrit reprend la démarche adoptée tout au long du doctorat. Celle-ci a consisté, dans un premier temps, à développer un modèle basse-fréquence de l'actionneur JSP, capable de reproduire la topologie du jet visualisée par P. Hardy. Ce dernier a réalisé une expérience de strioscopie, dans le cas où le jet synthétique se développe dans un environnement extérieur au repos.³⁴ Pour cela, cette expérience a d'abord été analysée. Comme les signaux électriques n'ont pas été mesurés, les images ne sont pas datées par rapport au début de la décharge. Pour pal-

lier ce problème, une référence temporelle a été établie grâce à la propagation des ondes de pression, bien visibles sur les images de strioscopie. En outre, la position du front de jet a été détectée afin de disposer d'un critère de comparaison avec les résultats du modèle en construction. Ensuite, la simulation numérique instationnaire de la phase de dépôt d'énergie et d'éjection a été mise en place, afin de construire un modèle basse fréquence de l'actionneur. Le domaine de calcul comprend l'actionneur lui-même et l'environnement dans lequel le jet se développe. Les équations résolues sont les équations de Navier-Stokes, filtrées de manière à ne résoudre que les plus grandes échelles de turbulence. Il s'agit de l'approche *LES* (*Large Eddy Simulation*). Elle a été choisie car elle permet de traiter l'instationnarité des phénomènes, et de décrire finement le jet généré^a. Le dépôt d'énergie réalisé par le plasma est modélisé par l'introduction de termes sources dans l'équation d'énergie. Ils sont calculés grâce au modèle de Dufour *et al.*,³⁸ basé sur l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local au niveau du plasma. Cette hypothèse permet de modéliser le plasma d'air par un gaz unique. Compte tenu des hautes valeurs de température atteintes, un modèle de gaz thermiquement parfait a été adopté. Les résultats de la simulation ont par la suite été traités afin d'en extraire les positions du front de jet et de construire des images de strioscopie numérique. Enfin, une comparaison des positions de fronts de jet expérimentaux et numériques, et une comparaison directe des images de strioscopie ont été effectuées, afin de vérifier si le modèle reproduit correctement la topologie du jet. L'ensemble de cette étude a fait l'objet d'une publication dans le journal *Physics of Fluids*. [CHAPITRE 3]

L'étape suivante a consisté à poursuivre la validation du modèle basse-fréquence dans la même configuration, c'est-à-dire dans le cas où le jet se développe dans un environnement au repos. Cette fois, la capacité du modèle à reproduire le champ de vitesse dans le jet a été évaluée, car c'est une donnée essentielle pour les applications de contrôle d'écoulement. Pour cela, une expérience de PIV a été réalisée, dans laquelle les signaux électriques dans le circuit de décharge ont été mesurés simultanément à l'acquisition d'images de particules. De cette manière, par rapport à l'expérience de Hardy, la référence temporelle des mesures est connue. De plus, les entrées du modèle de dépôt d'énergie sont définies de façon beaucoup plus précise. Les champs de vitesse obtenus par cette expérience ont été complétés par une analyse d'incertitudes et une estimation des biais de mesure. Ensuite, le modèle basse-fréquence a été utilisé pour simuler la configuration de cette expérience. Il faut noter que la géométrie et le matériau de la tuyère ont changé entre l'expérience de Hardy et le début du présent travail de thèse. Le nouvel assemblage de l'actionneur JSP crée une gorge dans la cavité. Sa hauteur est incertaine – elle dépend de chaque montage réalisé, ce qui implique des incertitudes dans les résultats du modèle également. Les champs de vitesse mesurés et simulés ont ensuite été comparés, en tenant compte des incertitudes et erreurs. Afin de valider définitivement le modèle basse-fréquence, une expérience de micro-strioscopie réalisée à l'ONERA, a ensuite été exploitée. Par rapport à la strioscopie effectuée par Hardy,³⁴ la nouvelle géométrie de l'actionneur a été utilisée, la méthode de mesure et d'analyse des signaux électriques développée pour la PIV a été reprise, et, surtout, un banc de micro-strioscopie a été employé. Dans cette expérience, les vortex annulaires peuvent être beaucoup plus précisément repérés que dans le cas de Hardy. Il s'en suit un critère d'évaluation des simulations très précis, par rapport au front de jet ou au champ de vitesse, car les positions des vortex sont soumises à très peu d'incertitudes, et ils sont advectés à des vitesses différentes. Ils sont en outre caractéristiques de la dynamique du jet, qui constitue

a. L'approche DNS est discutée en conclusion du chapitre 4

un aspect fondamental de l'évaluation du modèle. Des simulations avec plusieurs hauteurs de gorge réalistes ont ensuite été effectuées. Les positions des vortex ont été extraites des résultats et comparées aux positions expérimentales, afin, d'une part, d'estimer la hauteur de la gorge, et d'autre part, d'évaluer la capacité du modèle basse-fréquence à reproduire la position de ces vortex. [CHAPITRE 4]

L'étape suivante a été consacrée à la validation du modèle basse-fréquence dans une configuration d'interaction du jet synthétique avec un écoulement de couche limite laminaire. Cette configuration a l'avantage d'être une étape intermédiaire vers une application de contrôle de décollement. Pour effectuer cette validation, une campagne expérimentale en soufflerie a d'abord été menée. Après avoir adapté la maquette et la vitesse de la soufflerie à la configuration souhaitée, des mesures du champ de vitesse dans la zone d'interaction ont été effectuées par PIV. La méthodologie développée pour l'expérience avec environnement au repos a été reprise. Ensuite, le modèle basse-fréquence a été utilisé pour simuler l'interaction. Par rapport aux calculs précédents, les conditions aux limites de l'environnement extérieur ont été modifiées afin de reproduire la couche limite expérimentale. Notamment, les profils de vitesse, mesurés par fil chaud lors de la campagne, sont imposés en entrée du domaine. Cette fois, l'effet de la dispersion des décharges électriques a été intégré aux simulations. Enfin, les résultats des simulations ont été comparés aux mesures, afin de conclure quant à la validité du modèle basse-fréquence. [CHAPITRE 5]

La dernière partie de ce travail de thèse a été dédiée au développement du modèle haute-fréquence de l'actionneur JSP. Dans un premier temps, l'évolution des signaux de décharge, en fonction des cycles, a été mesurée lorsque l'actionneur fonctionne dans un régime haute-fréquence. Comme la décharge électrique dépend fortement de l'état de l'air dans la cavité, ces mesures sont un indicateur de l'évolution de cet état. Et celui-ci est essentiel dans le fonctionnement de l'actionneur, car il influe directement sur le jet généré. Dans un second temps, les phénomènes qui permettent d'expliquer l'évolution des signaux électriques ont été identifiés. Il s'agit des *effets haute-fréquence*. Par suite, le modèle basse-fréquence a été modifié afin d'y incorporer la modélisation de ces effets. Le nouveau modèle ainsi construit est le modèle haute-fréquence. Dans un dernier temps, des simulations avec ce modèle ont été effectuées dans la configuration d'environnement extérieur au repos. Le jet obtenu a été comparé à celui obtenu avec le modèle basse-fréquence, afin d'estimer l'influence des effets haute-fréquence. [CHAPITRE 6]

Chapitre 2

État de l'art

Aperçu

2.1	Les actionneurs de type <i>Sparkjet</i>	12
2.1.1	Revue des actionneurs existants	12
2.1.2	Fonctionnement	12
2.2	Caractérisations expérimentales des actionneurs de type <i>Sparkjet</i>	14
2.2.1	Caractérisations sans écoulement extérieur	15
2.2.2	Caractérisations en écoulement	20
2.3	Modélisation des actionneurs de type <i>Sparkjet</i>	25
2.3.1	Modèles 0D	25
2.3.2	Modèles 2D ou 3D	27
2.3.3	Modèle de dépôt d'énergie	28

Ce chapitre présente succinctement les différents actionneurs de type *Sparkjet* existants dans le monde (dont l'auteur a connaissance). Il en décrit également le fonctionnement. Celui-ci est illustré par une revue des caractérisations expérimentales avec et sans écoulement extérieur. Enfin, les modélisations associées à ces actionneurs sont présentées et discutées.

2.1 Les actionneurs de type *Sparkjet*

2.1.1 Revue des actionneurs existants

En 2003, l'université John Hopkins, à Baltimore aux États-Unis a déposé un brevet concernant un actionneur appelé *Sparkjet*.³⁹ Il s'agit d'un générateur de jet synthétique dont l'énergie est apportée par un arc électrique, ce qui lui a valu ce nom. La première version de cet actionneur est donnée en figure 2.1a. Par la suite, le concept a été repris par plusieurs laboratoires et universités. L'université d'Austin au Texas a conçu l'actionneur illustré en figure 2.1b. Il a aussi été utilisé par l'université de Tallahassee en Floride. L'université Rutgers dans le New Jersey a développée l'actionneur de la figure 2.1c. Celui-ci a également été étudié par l'université d'Urbana-Champaign dans l'Illinois. En République de Chine, les universités de Xi'an Jiaotong et de Changsa ont respectivement proposé les designs des figures 2.1d et 2.1e. Enfin, l'ONERA a développé en collaboration avec le laboratoire LAPLACE du CNRS l'actionneur intitulé *Jet Synthétique par Plasma* ou *JSP*. Le schéma de l'actionneur conçu lors du travail de thèse de P. Hardy³⁴ est donné en figure 2.1f. Les diamètres des orifices de ces actionneurs sont compris entre 0,13 mm et 3 mm.

2.1.2 Fonctionnement

Qu'ils soient munies de deux ou trois électrodes, les fonctionnements de ces actionneurs sont similaires. En guise d'exemple, le fonctionnement de l'actionneur JSP est décrit ici. Le schéma de la dernière version de celui-ci, et de son alimentation électrique est donné en figure 2.2. L'actionneur est monté en paroi d'un écoulement. Il se compose d'une cavité en céramique dans laquelle deux électrodes en tungstène sont brasées. La cavité est reliée à l'écoulement par l'intermédiaire d'une tuyère convergente. Les deux électrodes sont connectées à un condensateur, qui est alimenté par une source haute-tension pulsée, représentée sur le schéma par un interrupteur et une source de tension.

D'un point de vue aérodynamique, un cycle de fonctionnement de l'actionneur se déroule en trois phases, de la manière suivante. La fermeture de l'interrupteur haute-tension déclenche le démarrage du cycle. Le circuit de charge est alors de type RC (Résistance-Condensateur) série. La tension aux bornes du condensateur, qui est aussi la tension aux bornes des électrodes, augmente progressivement. Lorsque cette tension atteint la tension de claquage de l'air au voisinage des électrodes, une décharge électrique se produit. Un canal ionisé, c'est-à-dire un plasma, se forme alors entre les deux électrodes. Le circuit de décharge est donc fermé puisqu'un courant peut traverser l'espace inter-électrodes. La décharge est maintenue par le condensateur tant que sa charge est suffisante. Elle transfère de l'énergie à l'air présent dans la cavité. Cette phase de fonctionnement est nommée *phase de dépôt d'énergie*. À la suite de ce dépôt d'énergie, la température et la pression dans la cavité augmentent. Ceci engendre la formation d'un jet à la sortie de la tuyère, ce qui constitue la *phase d'éjection*. Enfin, le retour à l'équilibre de la pression entraîne une aspiration. Cette phase est logiquement intitulée *phase d'aspiration*. Elle permet à l'actionneur d'enchaîner un nouveau cycle de fonctionnement. Avec ce fonctionnement cyclé, le débit moyen de l'actionneur est nul.

La fréquence de fonctionnement est imposée par le circuit d'alimentation électrique. La durée de la phase d'aspiration est donc égale à la période de fonctionnement moins

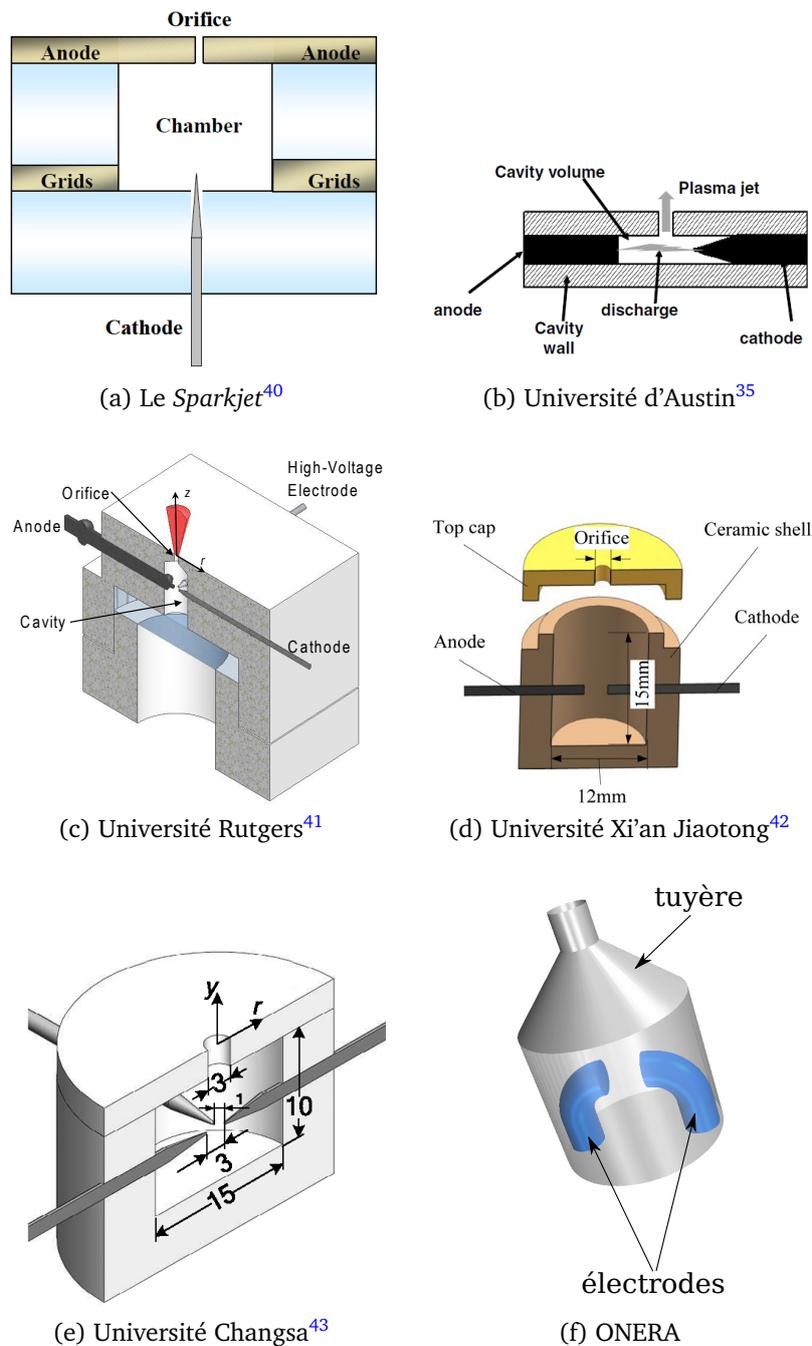


FIGURE 2.1 – Différents designs d'actionneur

les durées des phases de dépôt d'énergie et d'éjection. Lorsque la phase d'aspiration est suffisamment longue, l'air et les parois de la cavité ont le temps de revenir à l'état initial avant le prochain cycle. Dans ce cas, les cycles de fonctionnement sont indépendants les uns des autres. On parle alors de fonctionnement *basse fréquence*, puisqu'une phase d'aspiration longue correspond à une fréquence de fonctionnement basse. Lorsque la durée de la phase d'aspiration ne permet pas à l'air dans la cavité de revenir à l'état initial, alors chaque cycle influence le suivant. Dans ce cas, on parle de fonctionnement *haute fréquence*.

Les différents concepts d'actionneur de la figure 2.1 se distinguent essentiellement par

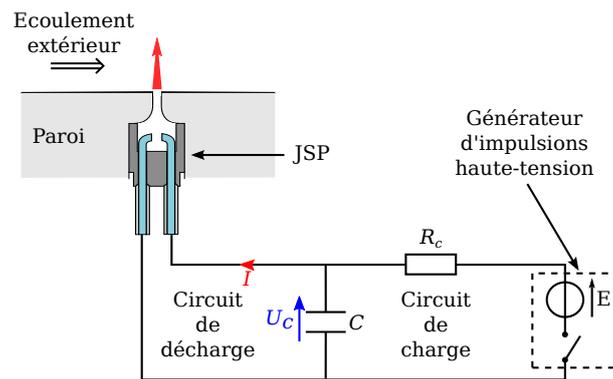


FIGURE 2.2 – Diagramme de l'actionneur JSP, inséré en paroi d'un écoulement, et de son alimentation électrique

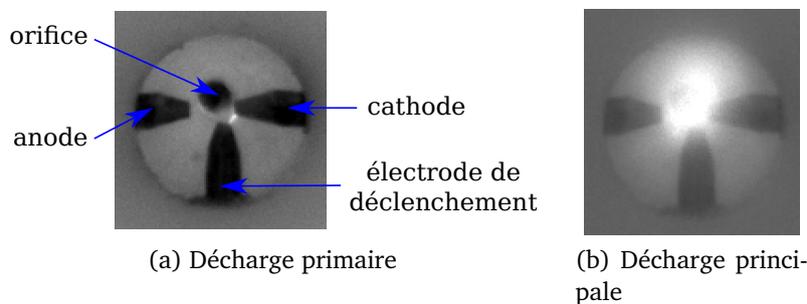


FIGURE 2.3 – Décharge avec trois électrodes. Images tirées de Reedy *et al.*⁴¹

leur mode d'alimentation électrique. Lorsque trois électrodes sont employées, deux électrodes, dites principales, sont toujours reliées à un condensateur et la troisième sert uniquement à déclencher la décharge électrique. Le condensateur est chargé comme précédemment, mais la tension atteinte est inférieure à la tension de claquage de l'air au voisinage des électrodes principales. La troisième électrode, souvent appelée *électrode de déclenchement*, est reliée directement à une source haute-tension. Lorsque la décharge doit être déclenchée, cette source impose une tension très supérieure à la tension de claquage de l'air entre l'électrode de déclenchement et l'électrode reliée à la masse (la cathode). Cette décharge primaire ne transfère presque pas d'énergie à l'air puisque qu'elle n'est pas entretenue par un condensateur. Mais l'ionisation induite provoque la décharge principale. Ce mécanisme a été visualisé par Reedy *et al.*⁴¹ et est reporté en figure 2.3. Ce mode de fonctionnement permet de déclencher la décharge à un instant très précis, et permet de diminuer l'énergie consommée par le condensateur.

2.2 Caractérisations expérimentales des actionneurs de type *Sparkjet*

Dans cette section, les caractérisations expérimentales des actionneurs de type *Sparkjet* sont présentées, d'abord avec un environnement extérieur au repos, puis en présence d'un écoulement. Elles permettent d'appréhender le fonctionnement de l'actionneur, et four-

Type de caractérisation	Auteurs
Mesures électriques	Belinger <i>et al.</i> ^{44,45} , Golbabaie-Asl <i>et al.</i> ⁴⁶ , Hardy <i>et al.</i> ³⁷ , Jin <i>et al.</i> ⁴⁷ , Narayanaswamy <i>et al.</i> ⁴⁸ , Shin <i>et al.</i> ⁴⁹ , Zong <i>et al.</i> ^{42,50} , Haack <i>et al.</i> ⁵¹
Photographie de la décharge	Belinger <i>et al.</i> ^{45,52} , Reedy <i>et al.</i> ⁴¹
Spectroscopie d'émission optique de la décharge	Belinger <i>et al.</i> ⁴⁵ , Narayanaswamy <i>et al.</i> ⁴⁸
Strioscopie et ombroscopie du jet	Belinger <i>et al.</i> ⁴⁴ , Haack <i>et al.</i> ⁵¹ , Hardy <i>et al.</i> ³⁷ , Jin <i>et al.</i> ⁴⁷ , Narayanaswamy <i>et al.</i> ⁴⁸ , Reedy <i>et al.</i> ³⁶ , Shin <i>et al.</i> ⁴⁹ , Emerick <i>et al.</i> ⁵³ , Grossman <i>et al.</i> ^{40,54} , Popkin <i>et al.</i> ⁵⁵ , Zong <i>et al.</i> ^{42,56}
Tomographie par speckle	Ko <i>et al.</i> ⁵⁷
PIV	Cybyk <i>et al.</i> ⁵⁸ , Reedy <i>et al.</i> ³⁶ , Ko <i>et al.</i> ⁵⁷
Pression totale dans le jet	Belinger <i>et al.</i> ⁴⁴ , Hardy <i>et al.</i> ³⁷ , Caruana <i>et al.</i> ⁵⁹ , Zong <i>et al.</i> ^{42,50}
Pression dans la cavité	Haack <i>et al.</i> ⁵¹ , Popkin <i>et al.</i> ⁵⁵
Force de poussée	Cybyk <i>et al.</i> ⁵⁸ , Golbabaie-Asl <i>et al.</i> ⁴⁶
Température dans le solide	Belinger <i>et al.</i> ⁴⁴ , Caruana <i>et al.</i> ⁵⁹ , Zong <i>et al.</i> ⁵⁰

TABLE 2.1 – Caractérisations expérimentales des actionneurs *Sparkjet* sans écoulement extérieur

nissent des méthodologies qui pourront être utilisées lors de la validation des modèles numériques.

2.2.1 Caractérisations sans écoulement extérieur

Les caractérisations sans écoulement permettent de détailler le fonctionnement de l'actionneur isolé. C'est une étape préliminaire avant d'installer cette technologie dans une configuration de contrôle d'écoulement. La littérature rapporte de nombreuses expériences de ce type. Elles sont récapitulées dans le tableau 2.1. Une sélection, essentiellement centrée sur l'actionneur JSP qui est l'objet de ce manuscrit de thèse, est présentée ci-dessous.

Mesures électriques Pour caractériser le fonctionnement électrique de l'actionneur, des mesures de tension et de courant ont été effectuées au niveau du circuit de décharge. La figure 2.4 illustre les mesures obtenues par Hardy *et al.*³⁷ Les signaux sont sinusoïdaux pseudo-périodiques amortis. Ce type de signal indique que la décharge est de type spark.⁴⁴ D'après Raizer,⁶⁰ cette décharge est très semblable à un arc électrique de courte durée. Dans la suite de ce manuscrit, les termes spark ou arc seront indifféremment utilisés.

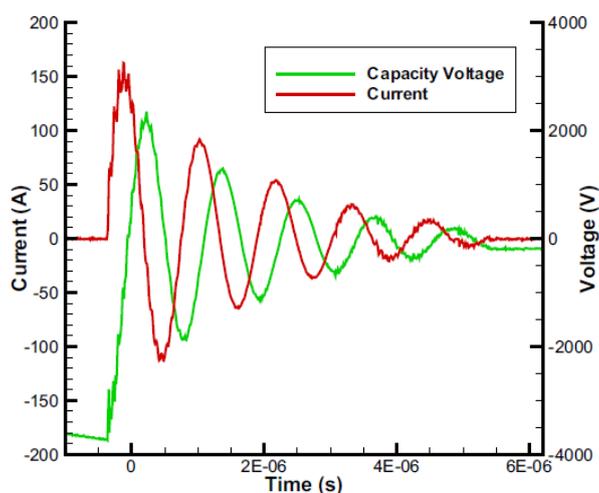


FIGURE 2.4 – Signaux de tension et de courant aux bornes du condensateur. Figure tirée de Hardy *et al.*³⁷

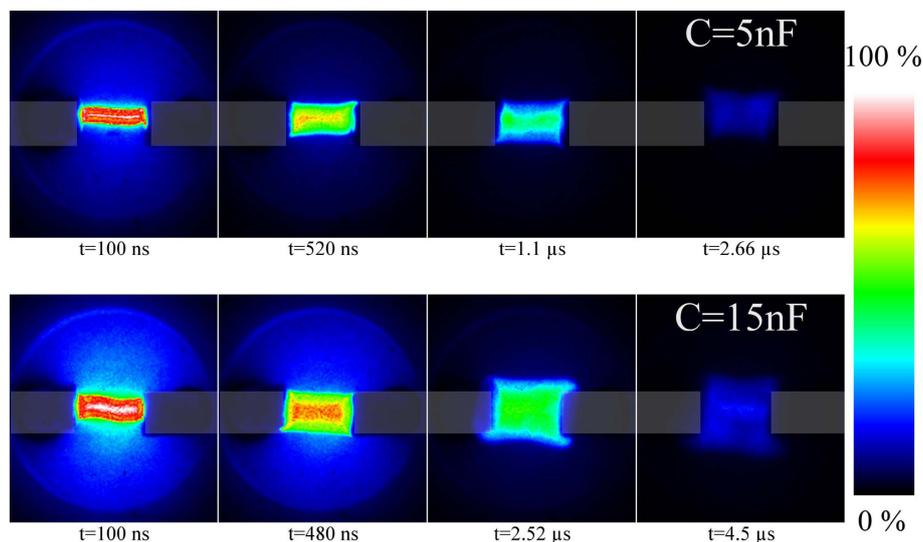


FIGURE 2.5 – Images de l'émission de lumière pour deux capacités différentes. D'après Belinger *et al.*⁵²

Photographie de la décharge Reedy *et al.*⁴¹ ont photographié la décharge afin de visualiser le déclenchement de la décharge principale par une décharge initiatrice, comme illustré en figure 2.3. Belinger *et al.*^{45,52} ont photographié la décharge afin de la caractériser spatialement. Ils ont montré que le plasma était toujours contenu dans un cylindre centrée sur l'axe inter-électrodes. Ils ont aussi déterminé l'évolution du diamètre de la décharge en fonction du temps. La figure 2.5 montre quelques unes de ces photographies. Deux décharges sont illustrées, avec deux valeurs de la capacité C du condensateur différentes.

Spectroscopie d'émission optique de la décharge Belinger *et al.*^{45,61} ont mesuré le spectre émis par la décharge de l'actionneur JSP dans le cas d'un fonctionnement à pression atmosphérique. Ils ont ainsi pu vérifier l'hypothèse d'Équilibre Thermodynamique Lo-

cal (ETL). D'après Raizer,⁶⁰ c'est souvent le cas pour les arcs électriques atmosphériques. Les auteurs ont également pu mesurer la température dans le plasma. Narayanaswamy *et al.*⁴⁸ ont effectué le même type de mesure avec l'actionneur de l'université d'Austin. L'actionneur était placé dans une chambre à une pression d'environ 0,05 atm. Ils ont montré que le plasma n'est pas à l'ETL dans ce cas.

Strioscopie et ombroscopie du jet De très nombreuses publications traitent de strioscopies ou d'ombroscopies du jet généré par les actionneurs de type *Sparkjet*. La figure 2.6 montre des images instantannées de strioscopie acquises par Reedy *et al.*⁴¹ pour trois valeurs de capacité différentes. Ces mesures montrent que le jet est composé d'un train de vortex annulaires. D'après ces visualisations, il semble que le jet soit laminaire pour les ca-

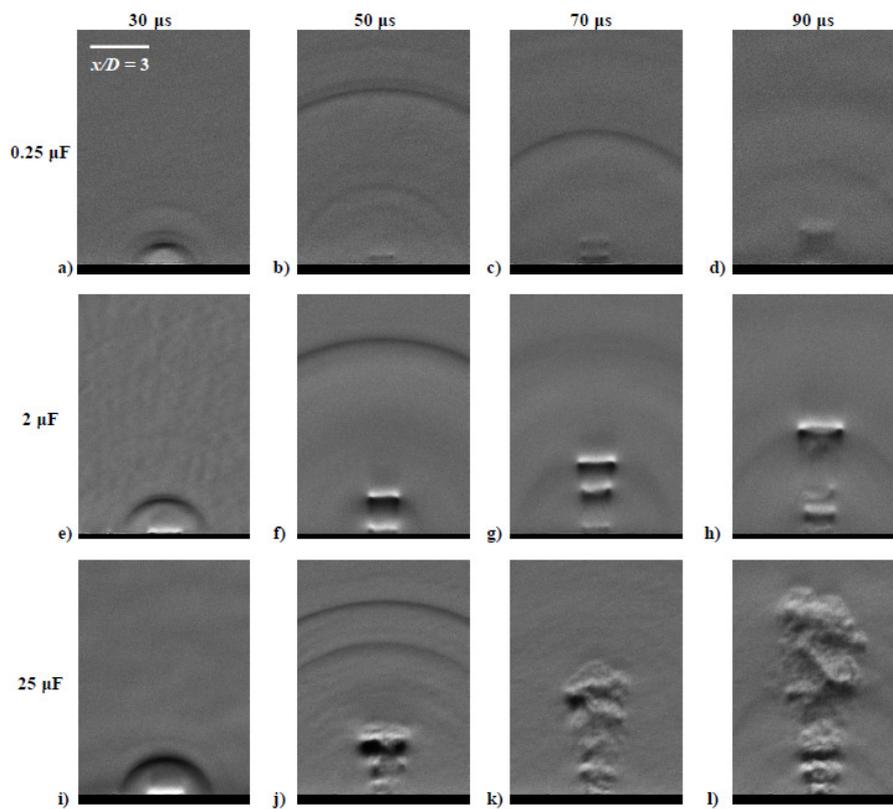


FIGURE 2.6 – Images de strioscopie instantannées du jet à différents instants et pour différentes valeurs de capacité (indiquées à gauche). Tirées de Reedy *et al.*⁴¹

pacités d'une valeur de $C = 0,25 \mu\text{F}$ et $C = 2 \mu\text{F}$. Lorsque la capacité est de $C = 25 \mu\text{F}$, le jet produit devient moins cohérent, et contient des structures de plus petites échelles. Même s'il n'est pas possible de statuer sur la turbulence du jet avec ces simples visualisations, il peut être supposé qu'à partir d'une certaine valeur de capacité, l'énergie déposée est telle que le cisaillement devienne suffisant pour déclencher une transition vers la turbulence. Selon les cas, cette transition peut se produire très près de l'orifice de sortie, ou seulement à partir d'une certaine longueur de développement. Elle peut aussi naître de l'interaction entre plusieurs vortex annulaires. Dans certain cas, la transition peut même se produire dans la tuyère, notamment si elle contient une partie purement cylindrique (voir figure 2.1).

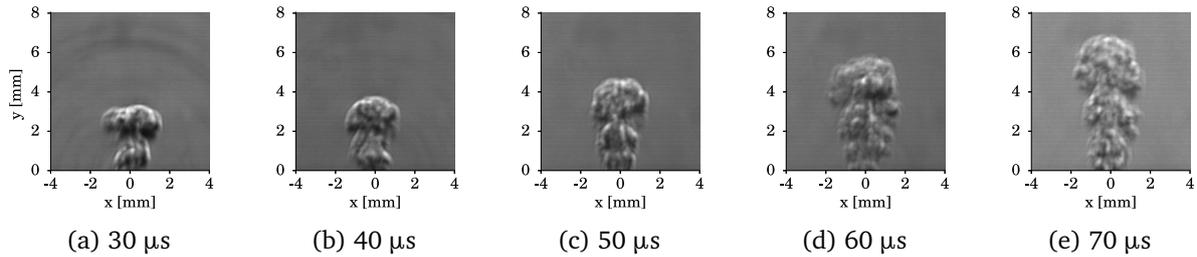


FIGURE 2.7 – Images de strioscopie instantanées du jet à différents instants, pour $C = 10$ nF. D'après Hardy³⁴

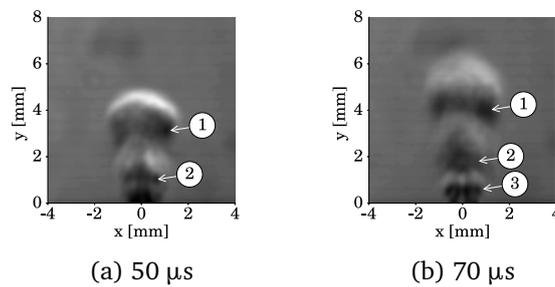


FIGURE 2.8 – Images de strioscopie du jet en moyenne de phase à différents instants, pour $C = 10$ nF. Déduites des mesures de Hardy³⁴

Une expérience de strioscopie a également été réalisée sur le jet généré par l'actionneur JSP de l'ONERA, par Hardy.³⁴ L'actionneur fonctionnait à une fréquence de 50 Hz. La figure 2.7 montre des exemples d'images instantanées acquises. Les images instantanées apparaissent assez différentes de celles obtenues par Reedy *et al.* Ici, l'ensemble de jet se détache du fond, et les vortex annulaires se démarquent peu du reste du jet. Ces différences seront discutées en section 4.3.

Dans cette expérience, Hardy a photographié une seule image de strioscopie par cycle de fonctionnement de l'actionneur. Il a répété 99 fois cette mesure à un instant du développement du jet particulier, qui correspond donc à une *phase* du cycle de fonctionnement. Afin de caractériser l'ensemble du développement du jet, il a réitéré ce processus pour différentes phases. Par phase, les images de strioscopie peuvent être moyennées. Les résultats sont alors intitulés résultats en *moyenne de phase*. Cette notion importante sera utilisée à de nombreuses reprises dans ce manuscrit. Un exemple d'images de strioscopie en moyenne de phase est donné en figure 2.8. Sur celles-ci les vortex annulaires sont un peu plus apparents que sur les images instantanées. Ils sont repérés par des numéros.

PIV du jet Trois publications concernent des mesures par Imagerie par Vélocimétrie de Particules (PIV). Il semble que l'article de Ko *et al.*⁵⁷ soit la continuité du travail de Cybyk *et al.*⁵⁸ La troisième étude est l'œuvre de Reedy *et al.*^{36,41} Dans tous les cas, la technique d'ensemencement utilisée est similaire. Comme l'actionneur est très compact, la cavité ne peut pas être ensemencée en particules. L'actionneur est donc placé dans une enceinte fermée, laquelle est ensemencée en particules. Un schéma du montage est donné en fi-

gure 2.9. Lorsque le jet se développe dans l'enceinte, celui-ci va entraîner des particules.

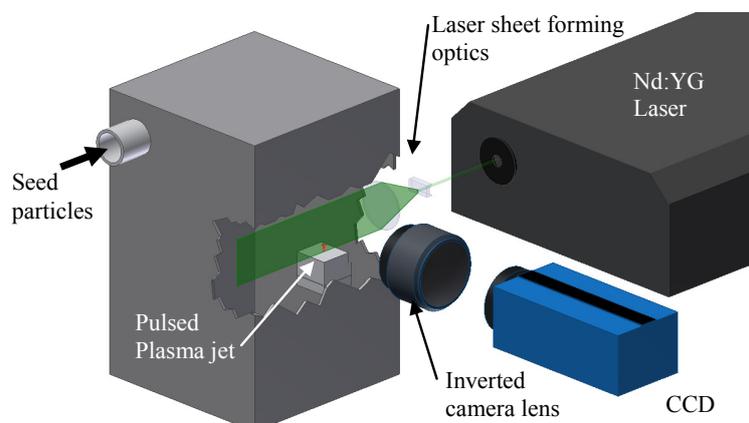


FIGURE 2.9 – Schéma du montage PIV utilisé par Reedy *et al.*⁴¹

La figure 2.10 reprend deux images typiques de particules obtenues dans le papier de Ko *et al.* À cause de réflexions parasites à la paroi, un masque a été appliqué pour enlever cette zone. La densité de particules est assez faible, et le jet est peu ensemené. La figure 2.11 re-

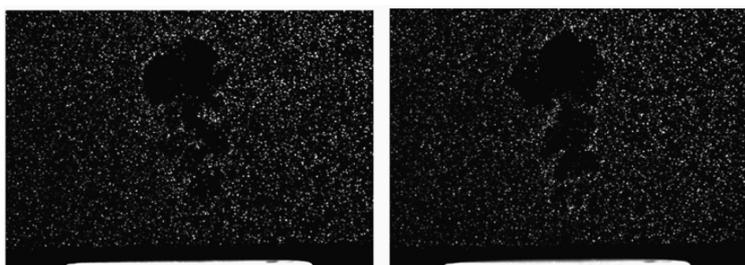


FIGURE 2.10 – Exemple d'images de particules obtenues par Ko *et al.*⁵⁷

présente des images de particules typiques obtenues par Reedy *et al.*³⁶ De légères réflexions parasites sont visibles en paroi. La concentration en particules semble bien supérieure à celle obtenue par Ko *et al.* Lorsque le jet est laminaire, la concentration de particules est faible au niveau des vortex annulaires. La figure 2.12 illustre les champs de norme de vitesse, en moyenne de phase, obtenus pour le plus petit condensateur ($C = 0,25 \mu\text{F}$). On y retrouve la structure en train de vortex annulaires. La vitesse atteint ses valeurs maximales au centre du jet, au niveau de ces vortex.

Pression totale du jet La pression totale dans le jet généré par les actionneurs de type *Sparkjet* a été mesurée en plaçant un capteur de pression juste au-dessus de l'orifice de sortie.^{37,42,44,50,59} Un exemple de résultat, obtenus par Hardy *et al.*,³⁷ est donnée en figure 2.13. Elle représente les maxima de pression totale mesurés par le capteur. Comme attendu, la pression totale du jet augmente avec la valeur de la capacité, puisque le dépôt d'énergie est plus grand. Aussi, l'influence de la fréquence est clairement visible. Lorsqu'elle augmente la pression totale diminue. C'est une mise en évidence des effets haute-fréquence, qui semblent modifier le jet dès 100 Hz, par exemple, pour des valeurs de capacité entre 10 nF et 20 nF.

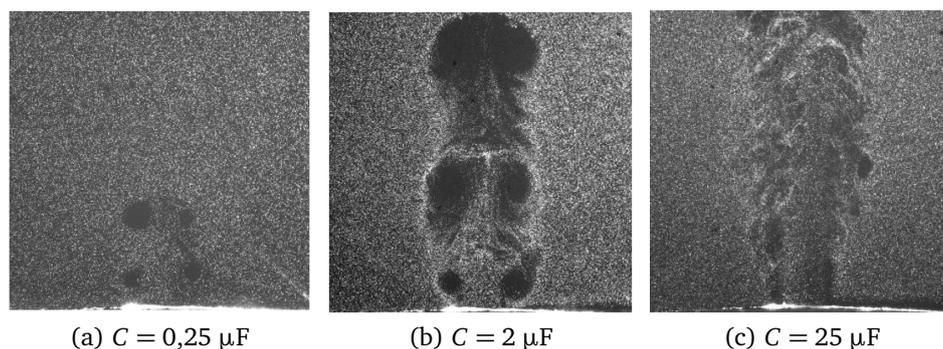


FIGURE 2.11 – Exemple d'images de particules obtenues par Reedy *et al.*³⁶

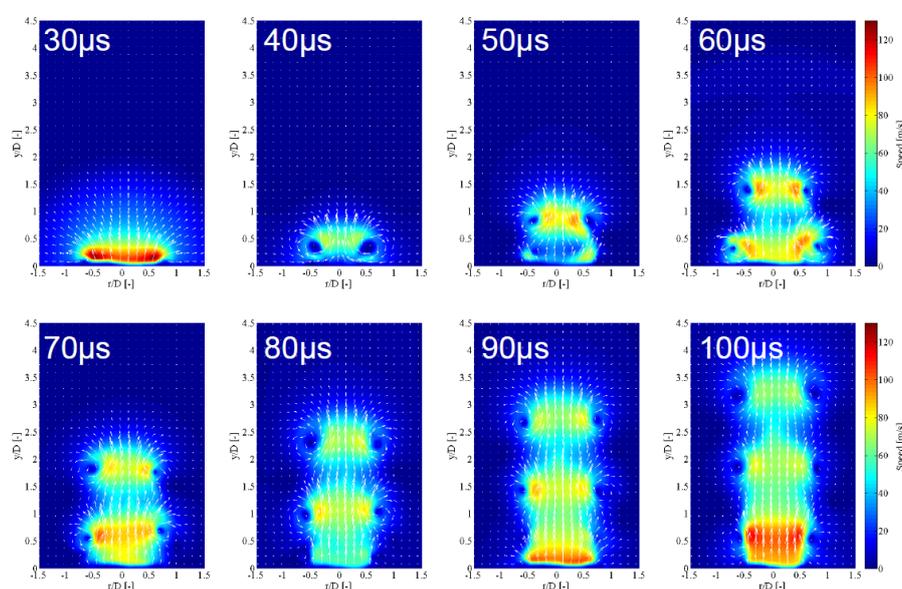


FIGURE 2.12 – Moyennes de phase des champs de norme de vitesse dans le jet synthétique, obtenues pour $C = 0,25 \mu\text{F}$. D'après Reedy *et al.*³⁶

Température dans le solide La température atteinte au niveau de la face supérieure de la pièce qui forme la tuyère a été mesurée par Belinger *et al.*⁴⁴ et Caruana *et al.*⁵⁹, avec une caméra infrarouge. Les mesures ont montré que la température était stabilisée au bout de quelques minutes de fonctionnement, lorsque la fréquence d'actionnement est de 100 Hz. L'élévation de température est comprise entre 50 K et 100 K pour cette face. Zong *et al.*⁵⁰ ont pour leur part placé un thermocouple dans la partie solide de la cavité. Dans leur cas, lorsque la fréquence d'actionnement est de 1 kHz, le régime permanent semble atteint avant 30 s. Ils ont mesuré des élévations de température de l'ordre de 100 K à cet endroit.

2.2.2 Caractérisations en écoulement

Cette partie identifie les expériences visant à caractériser l'interaction entre le jet généré par un actionneur de type *Sparkjet* et un écoulement. Elles sont classées selon le type d'écoulement extérieur.

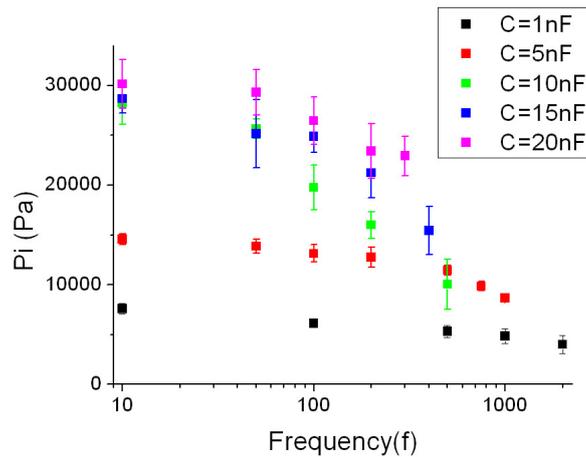


FIGURE 2.13 – Résultats des mesures de pression totale dans le jet. D'après Hardy *et al.*³⁷

Plaque plane subsonique Caruana *et al.*⁵⁹ ont analysé l'interaction du jet généré par l'actionneur JSP et un écoulement de plaque plane. Dans ce papier, l'actionneur était orienté selon un axe normal à la paroi. La couche limite était turbulente, la transition étant déclenchée par un fil situé peu après le bord d'attaque. Une mesure de vitesse dans un plan parallèle à la paroi a été effectuée par PIV. La fréquence d'acquisition était de 10 Hz, alors que la fréquence d'actionnement a été fixée à 250 Hz. Les mesures n'ont pas été synchronisée en phase. La figure 2.14 représente un champ moyen de fluctuations de vitesse. L'origine

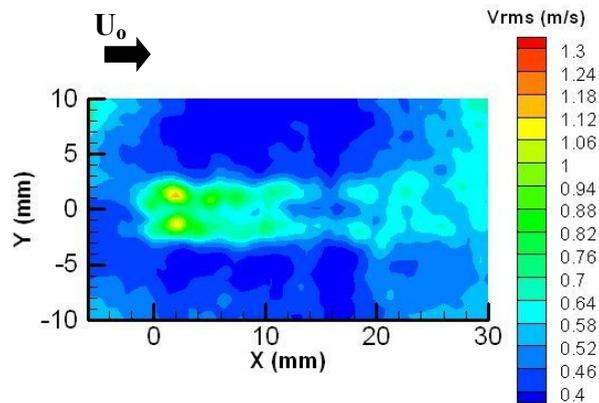


FIGURE 2.14 – Champ de fluctuations de vitesse dans le cas d'un jet synthétique normal à un écoulement de plaque plane. D'après Caruana *et al.*⁵⁹

du repère est placé au centre de l'orifice de l'actionneur. La vitesse de l'écoulement est de 21,5 m/s. Malgré l'absence de synchronisation, on devine que l'interaction génère un tourbillon en forme de fer à cheval.

Caruana *et al.*^{30,31} et Hardy *et al.*³⁷ ont également étudié une interaction avec un écoulement de plaque plane, avec l'actionneur orienté selon un angle d'incidence de 30° par rapport à l'horizontale, et un angle de dérapage de 60°. Cette configuration est destinée au contrôle de décollement. Dans ce cas, l'actionneur agit comme un générateur de tourbillons. Des simulations avec un jet continu ont montré que ces angles maximisaient l'effet de ce tourbillon sur la couche limite. L'objectif de l'expérience était justement de caracté-

riser le tourbillon généré. Pour cela, une PIV a été mise en place, selon le schéma de la figure 2.15. Le plan laser est perpendiculaire à l'écoulement et à la plaque. Il est situé à une

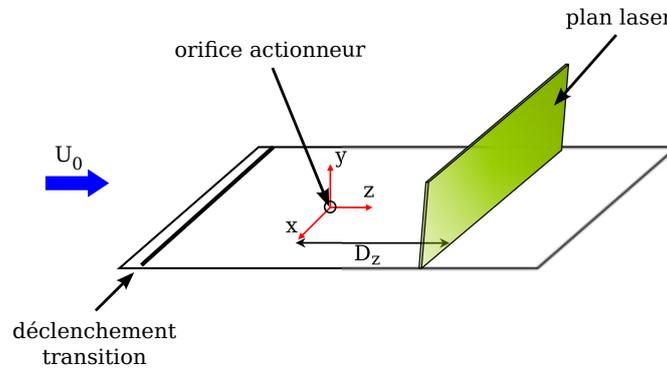


FIGURE 2.15 – Montage PIV en plaque plane, utilisé par Caruana *et al.*³¹

distance D_z de l'actionneur. Cette fois, l'acquisition et le fonctionnement de l'actionneur ont été synchronisés en phase. Comme précédemment, la transition laminaire-turbulente a été déclenchée après le bord d'attaque. La figure 2.16 illustre les résultats obtenus 40 mm en aval de l'actionneur, pour une vitesse de l'écoulement de 40 m/s. L'épaisseur de la couche limite est de l'ordre de 7,5 mm, et le tourbillon provoqué par l'interaction s'y développe. Il engendre une modification importante du profil de vitesse dans la couche limite.

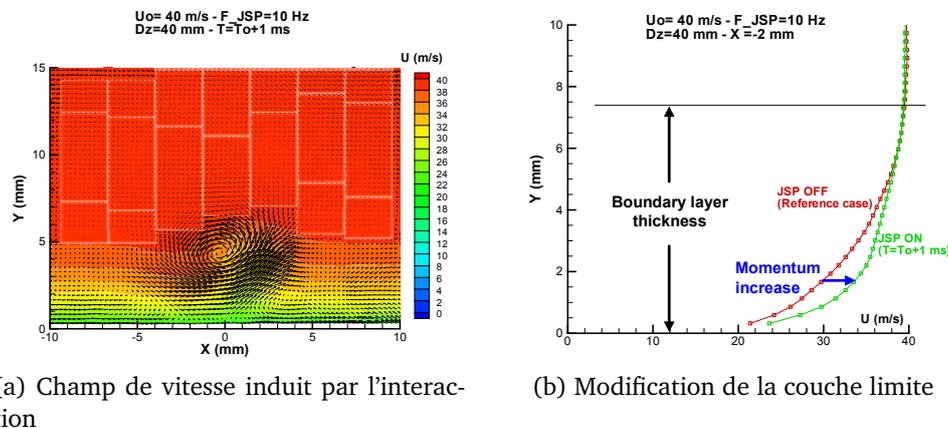


FIGURE 2.16 – Résultats de mesures PIV dans le cas d'un jet synthétique en incidence et en dérapage par rapport à un écoulement de plaque plane. D'après Caruana *et al.*³¹

Jet subsonique L'interaction du jet synthétique, généré par les actionneurs de type *Spark-jet*, avec un jet subsonique a également été étudiée. Dans ce cas, le contrôle vise à réduire le bruit émis par le jet subsonique. Hardy *et al.*³⁷ ont étudié un jet avec un nombre de Mach $M = 0,6$ et $M = 0,9$, et un nombre de Reynolds de l'ordre de $Re_D = 7 \cdot 10^5$, respectivement $Re_D = 1 \cdot 10^6$. Ils ont mis en évidence l'effet de l'actionneur par strioscopie. Chedevergne *et al.*⁶² ont analysé la même configuration, mais ils ont étudié l'interaction avec une mesure du champ de vitesse par PIV. Un schéma du montage est donné en figure 2.17. La figure 2.18

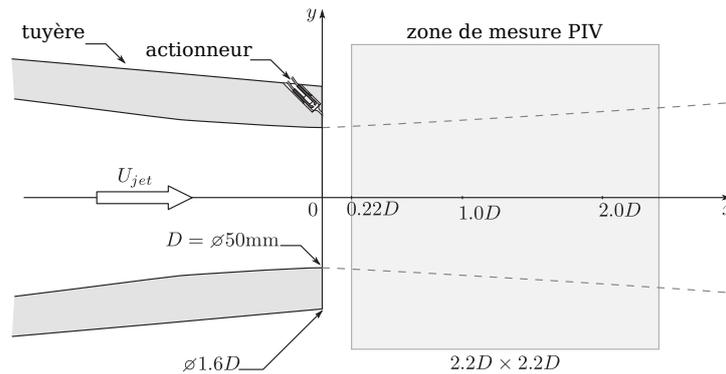


FIGURE 2.17 – Montage d'étude de l'interaction du jet généré par l'actionneur JSP avec un jet subsonique. D'après Chedevergne *et al.*⁶²

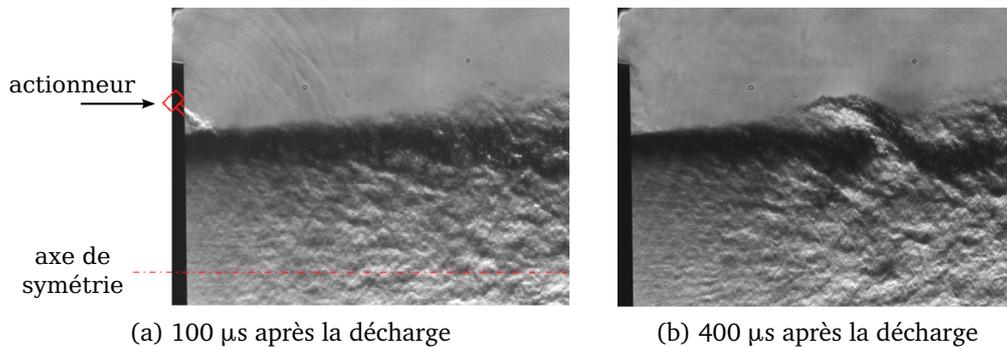


FIGURE 2.18 – Visualisations par strioscopie de l'interaction du jet synthétique avec un jet subsonique. Tirées de Hardy *et al.*³⁷

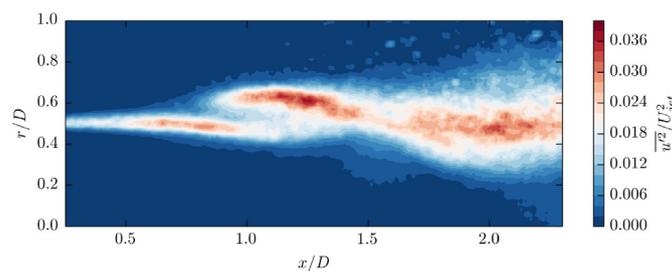


FIGURE 2.19 – Champs de fluctuation de vitesse longitudinale, générée par l'interaction entre un jet synthétique et un jet subsonique. D'après Chedevergne *et al.*⁶²

illustre l'interaction mesurée par Hardy *et al.* À $t = 100 \mu\text{s}$ après la décharge, le jet généré par l'actionneur est visible. À $t = 400 \mu\text{s}$ après la décharge, une modification de la couche de mélange apparaît. La mesure de fluctuation de vitesse par PIV montre le même genre de structure, comme l'illustre la figure 2.19.

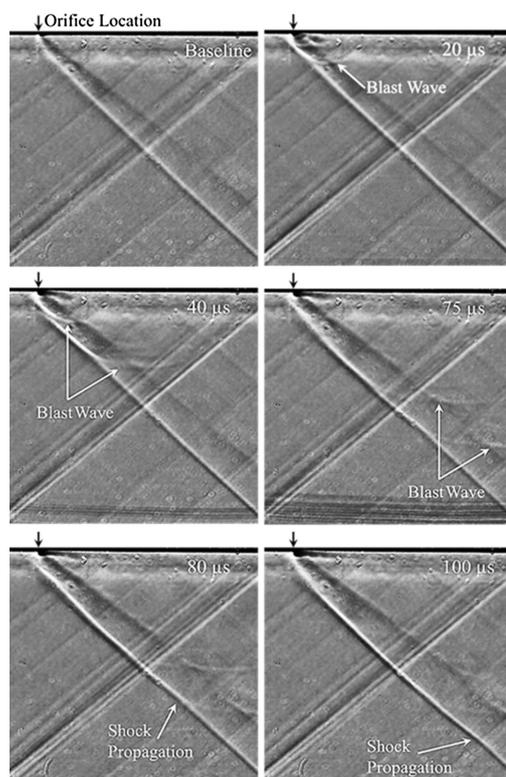


FIGURE 2.20 – Visualisations par strioscopie de l'interaction d'un jet généré par un actionneur de type *Sparkjet* avec un écoulement supersonique de plaque plane. D'après Emerick *et al.*⁵³

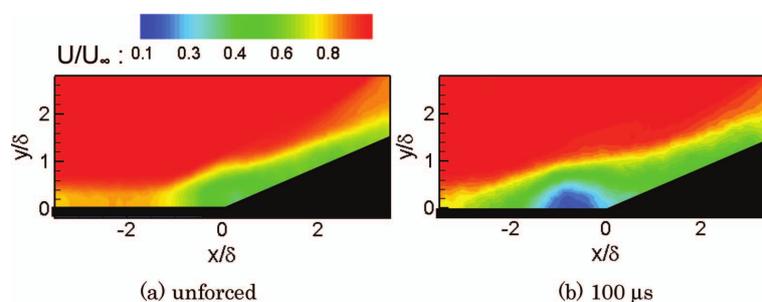


FIGURE 2.21 – Champs de moyenne de phase de vitesse longitudinale, dans le cas de l'interaction d'un jet généré par un actionneur de type *Sparkjet* avec un écoulement supersonique sur une rampe de compression. D'après Narayanaswamy *et al.*³⁵

Écoulement supersonique Le dernier cas étudié est l'interaction du micro-jet avec un écoulement supersonique. L'objectif sous-jacent est le contrôle de position de choc. L'écoulement de plaque plane a été étudié par Emerick *et al.*⁵³ La figure 2.20 montre l'influence du micro-jet, visualisée par strioscopie.

Narayanaswamy *et al.*^{35,48,63,64} ont pour leur part étudié un écoulement avec une rampe de compression. Ils ont mesuré l'interaction par strioscopie et PIV. La figure 2.21 illustre le changement de champ de vitesse induit par le micro-jet.

2.3 Modélisation des actionneurs de type Sparkjet

Avant le début de ce travail de doctorat, deux types de modèles avaient été développés. Les premiers sont des *modèles 0D* (zéro dimension) de l'actionneur, dans lesquels le dépôt d'énergie est considéré instantané. Il définit ainsi les conditions initiales. Cette modélisation très simple fournit des données comme la quantité de mouvement éjectée, l'évolution de la vitesse à la sortie de la cavité, ou la durée de la phase d'éjection. Ces données sont généralement utilisées pour le dimensionnement des actionneurs. Ces modèles sont décrits en section 2.3.1. Les modèles basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes constituent la deuxième catégorie. Ils sont intitulés dans la suite de ce chapitre *modèles 2D ou 3D*. La phase de dépôt d'énergie est généralement modélisée de la même manière que dans les modèles 0D. Elle est parfois décrite en temps à travers des termes sources sur l'équation d'énergie dont les valeurs sont simplement déduites d'un bilan d'énergie. Ces modèles ont d'abord été employés pour valider les modèles de type 0D. Mais par rapport à ces derniers, les modèles 2D ou 3D ont l'avantage de fournir une description du jet, et donc de pouvoir simuler une interaction entre ce jet et un écoulement. Ils sont décrits en section 2.3.2. Néanmoins, très peu de comparaisons ont été effectuées entre les résultats de ces modèles et les mesures, pourtant nombreuses. Les seules comparaisons menées concernent la pression totale. Elles ont mis en évidence le besoin d'un modèle spécifique qui permette de décrire le dépôt d'énergie directement à partir des données électriques du circuit de décharge. Les modèles de dépôt d'énergie disponibles au début du travail de thèse sont exposés en section 2.3.3.

2.3.1 Modèles 0D

Ce type de modèle a été développé par Anderson et Knight,^{65,66} Haack *et al.*,⁶⁷ Zong *et al.*⁵⁰ et Hardy.³⁴ Il repose sur une modélisation de type "tuyère". Les grandeurs physiques sont supposées constantes dans la partie chambre de la cavité, où la vitesse est supposée nulle. Les valeurs de pression, température et masse volumique sont donc égales aux conditions génératrices, respectivement notées p_i , T_i et ρ_i . L'écoulement dans la tuyère est supposé isentropique, et les grandeurs physiques, moyennées sur la sortie de tuyère, sont indicés s . Enfin, les grandeurs physiques de l'environnement extérieur sont indicées a . La notation est illustrée en figure 2.22, avec la pression. L'air est assimilé à un gaz parfait.

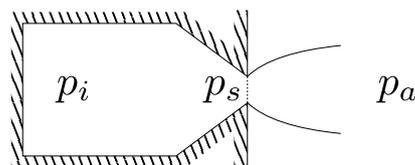


FIGURE 2.22 – Notations pour les modèles de Sparkjet 0D

Les conditions initiales de ce modèle correspondent à la fin du dépôt d'énergie. Les

grandeurs génératrices initiales sont données par les équations

$$\begin{cases} \rho_{i0} = \rho_a \\ T_{i0} = T_a + \frac{\varepsilon Q}{\rho_a V C_v} \\ p_{i0} = \rho_a r T_{i0} \end{cases} \quad (2.1)$$

où Q est l'énergie contenue dans le condensateur au moment du claquage et εQ l'énergie déposée dans la cavité par la décharge. Ainsi, ε est appelé *efficacité*. V est le volume total de la cavité. Implicitement, le volume contenu dans la tuyère est supposé négligeable par rapport au volume dans la chambre. C_v est la capacité calorifique de l'air à volume constant. Aussi, $r = R/M$ avec R la constante des gaz parfaits et M la masse molaire de l'air. Ces équations indiquent que la densité est supposée constante au cours de la décharge, et que toute l'énergie est transmise à l'air sous forme thermique.

La loi d'éjection est régie par la loi de la conservation de la masse dans la cavité

$$\frac{dm}{dt} = -\rho_s A_s v_s \quad (2.2)$$

où m est la masse totale contenue dans la cavité, t le temps, A_s la section de sortie et v_s la vitesse moyenne en sortie de la tuyère. Le premier terme de cette équation s'exprime simplement en fonction de la pression totale

$$\frac{dm}{dt} = V \frac{\rho_{i0}}{p_{i0}^{1/\gamma}} p_i^{1-\gamma} \frac{dp_i}{dt} \quad (2.3)$$

avec γ le rapport des capacités calorifiques. Pour calculer le second terme, il faut déterminer si la tuyère est amorcée. Lorsqu'elle est tout juste amorcée, $p_s = p_a$ et $M_s = 1$. Dans ce cas,

$$\frac{p_i}{p_a} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.4)$$

Si $p_i/p_a < \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$, alors la tuyère n'est pas amorcée. Dans ce cas, $p_s = p_a$ et il vient

$$\begin{cases} v_s = \sqrt{2C_p T_{i0} \left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left[\left(\frac{p_i}{p_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \\ \rho_s = \rho_{i0} \left(\frac{p_a}{p_{i0}} \right)^{1/\gamma} \end{cases} \quad (2.5)$$

Si $p_i/p_a \geq \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$, alors la tuyère est amorcée. Le débit est bloqué et est donné par

$$\rho_s A_s v_s = A_s p_i \sqrt{\frac{\gamma}{r T_{i0}} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}} \left(\frac{p_{i0}}{p_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (2.6)$$

L'équation (2.2) est donc une équation aux dérivées ordinaires en p_i . Sa résolution décrit la phase d'éjection. La phase d'aspiration se dérive exactement de la même manière.

Zong *et al.* et Hardy ont quelque peu modifié ce modèle afin d'incorporer des échanges thermiques avec le solide. Dans le cas de Zong *et al.*, la valeur des échanges thermiques a été calculée avec un calcul de conduction dans le solide, en régime permanent.

Ce genre de modèle a essentiellement été développé pour dimensionner les actionneurs. Ils ont souvent été validés par comparaison à des simulations numériques résolvant les équations de Navier-Stokes, dont les conditions initiales sont similaires. Ils ont montré de bonnes capacités à évaluer des performances intégrales, comme la quantité de mouvement produite, ou la durée de la phase d'éjection.

2.3.2 Modèles 2D ou 3D

En 2003 et 2004, l'université John Hopkins a présenté l'actionneur *Sparkjet*. Dans les actes de congrès écrits par Grossman *et al.*,^{40,54} et par Cybyk *et al.*,⁶⁸ des calculs numériques de l'actionneur ont été exposés. Les équations résolues sont les équations *URANS*, pour Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes. Le domaine de calcul contient l'actionneur et la région dans laquelle le jet se développe. Des calculs 2D et 3D ont été effectués. Le dépôt d'énergie est considéré instantané et fournit les conditions initiales : dans un domaine correspondant à 40 % de la cavité, la pression et la température sont augmentées tandis que la densité de l'air est prise égale à la densité ambiante. La température des parois est prise constante. L'air est modélisé par un gaz parfait.

Haack *et al.*,⁶⁷ Anderson et Knight,⁶⁵ Hardy *et al.*,^{34,37} Zong *et al.*⁵⁰ et Dufour *et al.*³⁸ ont mené des calculs très semblables. Dans le cas de Hardy *et al.* et Zong *et al.*, la phase de dépôt d'énergie est simulée en ajoutant un terme source dans l'équation de l'énergie. Ce terme est supposé constant en temps pendant la décharge et uniforme dans la cavité entière. Dufour *et al.* ont pour leur part modélisé le dépôt par des conditions initiales, mais dans une zone très restreinte au niveau de l'arc électrique. La température atteinte dans cette zone est très grande, de l'ordre de 8000 K, ce qui ne permet pas de modéliser le gaz par un gaz parfait. Les auteurs ont donc choisi une modélisation de type gaz thermiquement parfait. Dans ce cas, la loi des gaz parfaits est toujours utilisée, mais la masse molaire, les autres propriétés thermodynamiques (enthalpie, entropie), et les propriétés de transport (viscosité, conductivité thermique, conductivité électrique) sont variables en fonction de la pression et de la température. Dans le modèle retenu par Dufour *et al.*, ces grandeurs sont tabulées. Les valeurs ont été tirées de l'article de D'Angola *et al.*⁶⁹

Toutes ces simulations ont été réalisées dans le cas d'un environnement extérieur au repos. Anderson et Knight ont également utilisé leur modélisation dans le cas d'un écoulement de plaque plane avec un nombre de Mach égal à 3.

L'ensemble de ces simulations a été essentiellement utilisé pour des études paramétriques. Haack *et al.* ont tout de même comparé leurs résultats à des mesures de pression totale au niveau du jet (voir section 2.2). La figure 2.23 illustre les résultats. Trois calculs sont reportés, avec des efficacités différentes. La pression totale calculée montre une forte dépendance à l'efficacité, c'est-à-dire à l'énergie déposée dans l'air par la décharge. Le modèle numérique semble néanmoins capable de retrouver une évolution proche de celle mesurée. Hardy *et al.* ont également comparé leurs résultats aux expériences, en terme de vitesse maximale et de pression totale dans le jet. Le tableau 2.2 reprend cette comparaison. Ils ont testé deux valeurs d'énergie déposée. Les deux simulations semblent encadrer les valeurs mesurées. Ces deux comparaisons mettent en évidence le fait que le dépôt d'énergie

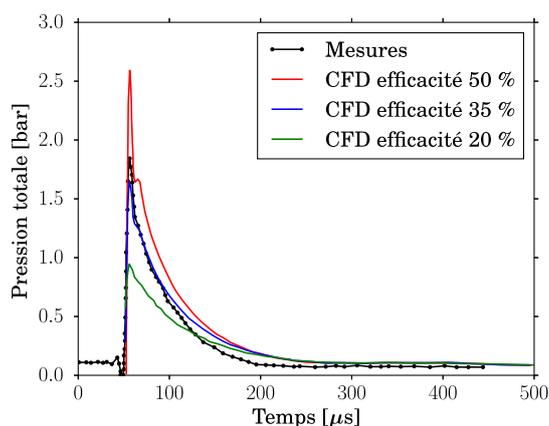


FIGURE 2.23 – Comparaison entre la pression totale dans le jet mesurée et filtrée, avec les pressions totales obtenues par simulation 2D axisymétrique. D’après Haack *et al.*⁶⁷

	V_{max} [m/s]	P_i [Pa]
Mesures	201	113000
Résultats numériques $\epsilon Q = 3$ mJ	174	112600
Résultats numériques $\epsilon Q = 6$ mJ	251	128000

TABLE 2.2 – Résultats expérimentaux et numériques tirés de Hardy *et al.*³⁷

joue un rôle significatif dans la simulation, alors que c’est une donnée d’entrée des modèles 2D ou 3D.

2.3.3 Modèle de dépôt d’énergie

Comme la section précédente l’a montré, les modèles existants au début de ce travail de doctorat sont très dépendants de la valeur d’énergie déposée dans la cavité par la décharge. Pour palier ce problème, deux modèles de dépôt d’énergie ont été élaborés. Ils ont pour objectif de calculer l’énergie déposée dans la cavité, directement à partir des caractéristiques électriques du circuit de décharge. Ils font tout deux intervenir l’hypothèse centrale d’équilibre thermodynamique local dans le plasma. Comme expliqué dans la section 2.2, cette hypothèse est vérifiée dans le cas de l’actionneur JSP fonctionnant à pression atmosphérique. Elle permet de considérer le plasma comme un gaz unique, où les espèces lourdes (ions et espèces neutres) et les électrons ont la même température. Pour représenter l’air, les deux modèles utilisent un gaz thermiquement parfait. Comme expliqué précédemment, la loi des gaz parfaits est toujours utilisée, mais les propriétés thermodynamiques (masse molaire, enthalpie, entropie) et de transport (viscosité, conductivité thermique, conductivité électrique) sont tabulées. Dans les deux cas, les valeurs ont été tirées de l’article de D’Angola *et al.*⁶⁹

Le premier modèle a été développé par Hardy.³⁴ Il s’agit du modèle de Braginskii,⁷⁰ modifié pour le cas de l’actionneur de type *Sparkjet*. Le modèle de Braginskii permet de

modéliser la croissance du canal de décharge. Il se base sur une modélisation 1D du canal de décharge, représentée en figure 2.24. Le canal de décharge est cylindrique, et sa limite

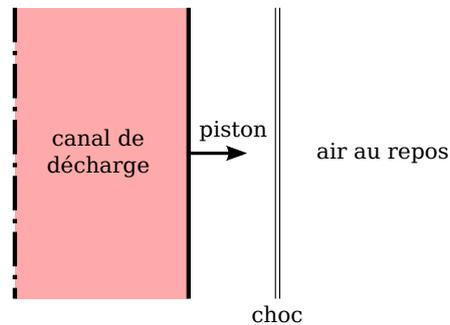


FIGURE 2.24 – Illustration du modèle de Braginskii. D'après Hardy³⁴

extérieure est assimilée à une discontinuité. L'analogie avec un piston peut être faite au niveau de cette discontinuité. La croissance du canal de décharge va engendrer un choc se propageant vers l'extérieur. Les grandeurs physiques sont supposées constantes au sein du canal de décharge et à l'extérieur. Le modèle est en fait un problème de Riemann classique, en cylindrique, auquel sont ajoutés les termes de transferts thermiques par effet Joule et par conduction. Hardy a repris ce modèle en incluant les effets de gaz réel. Il a aussi ajouté la puissance émise par rayonnement par le canal de décharge, assimilé à un corps noir. Enfin, il a couplé ce modèle à un modèle électrique du circuit de décharge (voir figure 2.2).

Le second modèle a été développé par Dufour *et al.*³⁸ Cette fois, un calcul numérique 2D axisymétrique est réalisé. Le domaine de calcul est représenté en figure 2.25. Les équations

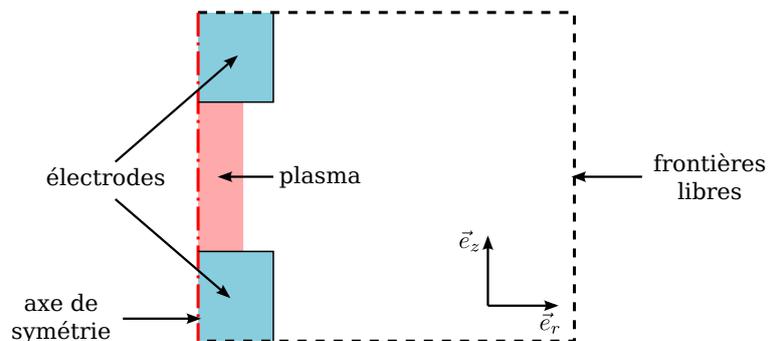


FIGURE 2.25 – Domaine de calcul dans le modèle de Dufour *et al.*³⁸

résolues sont les équations d'Euler auxquelles les termes de chauffage par effet Joule, et de transfert thermique par conduction, sont ajoutés. Ce modèle est également couplé à un modèle électrique du circuit de décharge. Une illustration des résultats de ce modèle est donnée en figure 2.26.

Il peut être noté que Sary *et al.*⁷¹ ont publié un article au cours de ce présent travail dans lequel ce dernier modèle de dépôt d'énergie est utilisé. L'article traite d'un calcul URANS axisymétrique de l'actionneur JSP. Comme dans le cas de Hardy *et al.*^{34,37} et de Zong *et al.*,⁵⁰ la phase de dépôt d'énergie est résolue en ajoutant des termes sources dans l'équation de

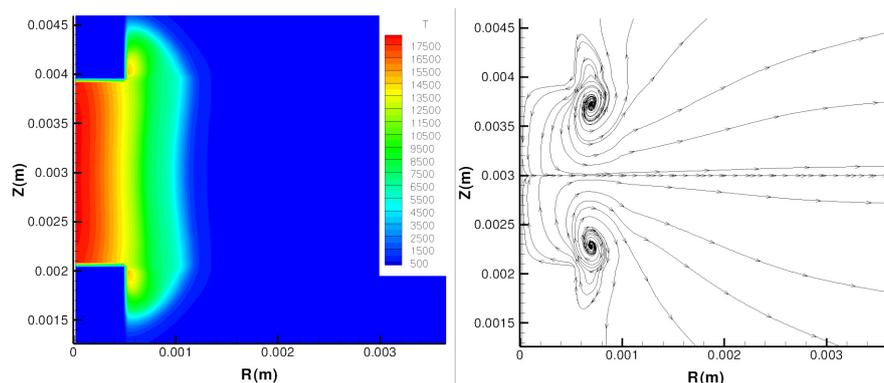


FIGURE 2.26 – Exemple de résultats du modèle de Dufour *et al.*³⁸ : champ de température (droite) et lignes de courant (gauche)

l'énergie. Cette fois, les termes sources dépendent de l'espace et du temps. Ils sont calculés par une simulation préliminaire avec ce dernier modèle de dépôt d'énergie. Le lecteur pourra noter certaines similitudes avec ce travail de thèse (voir Chapitre 3), puisque les deux études ont été menées par des équipes conjointes de l'ONERA. De la même manière, Chedeveigne *et al.*⁶² ont simulé l'interaction entre le jet issu de l'actionneur JSP et une couche de mélange d'un jet subsonique. L'objectif était de reproduire des mesures PIV (voir figure 2.19). Ces travaux sont une conséquence directe du présent travail de doctorat.

Bilan

Dans ce chapitre, le fonctionnement des actionneurs de type *Sparkjet* a été exposé. Les caractérisations expérimentales ont également été présentées, dans le cas où l'actionneur est placé dans un environnement au repos, et dans le cas d'interaction avec un écoulement extérieur de type plaque plane subsonique, jet subsonique, et écoulement supersonique. Celles-ci ont permis de détailler le fonctionnement de l'actionneur. Elles fournissent également de précieuses informations pour la validation des modèles de l'actionneur.

Les modèles existants au début de ce travail de doctorat ont ensuite été décrits. Ces modèles ont essentiellement été développés dans le but de pré-dimensionner les actionneurs, et non pour reproduire fidèlement leur action sur un écoulement. D'ailleurs, très peu de comparaisons ont été effectuées entre les résultats de ces modèles et les mesures. Les rares qui ont été menées ont mis en évidence la dépendance des modèles à la valeur de l'énergie déposée dans la cavité. Cette quantité est inconnue, bien qu'elle soit une donnée d'entrée des modèles existants. Pour pallier ce problème, des modèles de dépôt d'énergie ont été développés. Deux d'entre eux ont été répertoriés dans la littérature. Ils permettent de calculer l'énergie déposée dans la cavité à partir des données électriques.

Ceci conclut la revue bibliographique générale de ce travail de thèse. Selon les besoins, une bibliographie spécifique pourra être présentée au début des chapitres suivants.

Deuxième partie

MODÈLE BASSE-FRÉQUENCE

Chapitre 3

Développement d'un modèle basse-fréquence

Aperçu

3.1	Introduction	34
3.2	Experiments	35
3.2.1	Actuator	35
3.2.2	Schlieren photography and analysis	37
3.3	Modeling	39
3.3.1	Energy deposition	40
3.3.2	Gas model	42
3.3.3	Generation of the jet	43
3.4	Simulations	44
3.4.1	Computations	44
3.4.2	Energy Balance	45
3.4.3	Global and integral values	46
3.4.4	Analysis of the jet	48
3.5	Conclusion	52

Ce chapitre a pour objectif de construire un modèle de l'actionneur JSP capable de reproduire la topologie du jet observé par strioscopie par Hardy.³⁴ Dans cette expérience, le jet se développe dans un environnement au repos, et le régime de fonctionnement de l'actionneur est supposé de type basse-fréquence. Ce chapitre se présente sous la forme d'un article paru dans la revue *Physics of Fluids*.

PHYSICS OF FLUIDS 26, 125101 (2014)

Transient ejection phase modeling of a Plasma Synthetic Jet actuator

F. Laurendeau,^{a)} F. Chedevergne,^{b)} and G. Casalis*Aerodynamics and Energetics Modeling Department, ONERA, 2 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse Cedex 4, France*

(Received 16 April 2014; accepted 5 November 2014; published online 1 December 2014)

For several years, a promising Plasma Synthetic Jet actuator for high-speed flow control has been under development at ONERA. So far, its confined geometry and small space-time scales at play have prevented its full experimental characterization. Complementary accurate numerical simulations are then considered in this study in order to provide a complete aerothermodynamic description of the actuator. Two major obstacles have to be overcome with this approach: the modeling of the energy deposited by the electric arc and the accurate computation of the transient response of the cavity generating the pulsed jet. To solve the first problem, an Euler solver coupled with an electric circuit model was used to evaluate the energy deposition in the cavity. Such a coupling is performed by considering the electric field between the two electrodes. The second issue was then addressed by injecting these source terms in large Eddy simulations of the entire actuator. Aerodynamic results were finally compared with Schlieren visualizations. Using the proposed methodology, the temporal evolution of the jet front is remarkably well predicted. © 2014 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4902394>]

I. INTRODUCTION

Aerodynamic active flow control has been a major concern for researchers in the aeronautic community for a long time. Many experiments were successfully conducted in laboratories, but practical implementation of actuators on aircraft often remains challenging. From this perspective, recent developments on plasma actuators are very promising, since they are very compact. For several years, ONERA,^{1,2} with the collaboration of the CNRS LAPLACE laboratory,^{3,4} has developed a Plasma Synthetic Jet (PSJ) actuator. It consists of a cylindrical cavity which dimensions do not exceed a few millimeters. A convergent nozzle is added to produce a directional jet for interaction with the external flow. Two electrodes are located inside the cavity and are connected to an electronic circuit. When the actuator operates, the electronic circuit triggers an electric discharge between the electrodes. Due to the Joule effect, the resulting plasma arc transfers energy to the surrounding air in the cavity. A jet is then generated through the nozzle. Afterwards, a natural aspiration phase occurs, and another cycle—air expulsion then natural aspiration—can be performed. The PSJ has a zero net mass flux. To date, successful applications concern jet noise control,⁵ separation flow control,⁶ and wing tip vortex attenuation.⁷ Other laboratories have developed similar actuators. The John Hopkins University Applied Physics Laboratory initially proposed the “sparkjet,”⁸ from which the ONERA PSJ is derived. The Center of Aeromechanics Research in the University of Texas at Austin has studied another actuator able to control the unsteadiness of shock-induced turbulent separation.^{9,10}

So far, in order to characterize the PSJ without external flow, several experimental techniques were used: total pressure measurements,¹ Schlieren visualization,^{1,11–13} voltage-current measurements,^{1,12} digital speckle tomography of the jet plume,¹⁴ optical emission spectroscopy of the discharge,^{12,15}

^{a)}Electronic mail: francois.laurendeau@onera.fr

^{b)}Electronic mail: francois.chedevergne@onera.fr

short-exposure-time photographs of the discharge,⁴ and particle image velocimetry.^{14,16} Because of the intrinsic characteristics of the PSJ, experiments were not able to provide an exhaustive characterization of the actuator. Indeed, considering the small time and space scales at play, the induced flow is hardly measurable. Beyond the spatial resolutions and frequencies to be reached, some difficulties are specific to this type of actuator. In case of particles imagery techniques, it is quite tricky to seed particles in the cavity. Also, the strong electromagnetic field may be problematic for the particles seeding. In addition, important electromagnetic interference can be encountered by all the sensors and the measurement chain. To complete the existing experiments, numerical simulations are performed. Up to now, only Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes (URANS) simulations were conducted, both in 2D or 3D configurations. For Cybyk *et al.*,¹⁷ Grossman *et al.*,¹¹ and Anderson and Knight,¹⁸ the energy deposition realized by the discharge was considered instantaneous and was converted into initial conditions through a delimited zone where the temperature and density are imposed uniformly. Hardy *et al.*¹ proposed to solve the energy deposition phase by adding a source term in the energy equation. This term is assumed constant in time during the discharge and uniform in the whole cavity. In all cases, the value of the energy deposited by the arc is a fixed parameter and plays a significant role in the computations. These simulations were essentially used to observe the influence of some parameters, as the geometry of the cavity, the amount of deposited energy, or the location of the deposition. Only Hardy *et al.* have compared their results with experiences, in terms of maximal velocity and stagnation pressure of the jet.

The current paper presents numerical simulations aiming at faithfully describing the PSJ behavior during the electric discharge and the ejection phases. First, Schlieren experiments are analyzed in order to define a reference for the simulations. Thus, in Sec. II, the evolution of the jet front is extracted from the Schlieren images. Regarding numerical simulations of the PSJ, the energy deposition is a key point. In the present article, the model recently proposed by Dufour *et al.*¹⁹ is used to address this major issue. This model is based on the resolution of the Euler equations coupled with an electric circuit model. The coupling is realized through the electric field in the inter-electrodes space. The energy source terms calculated are then injected in the computations considering the complete geometry of the actuator. To capture the transient development of the jet, Large Eddy Simulations (LES) are retained. The modeling will be exposed in Sec. III. To evaluate the influence of the source terms modeling, simulations based on a similar overall energy deposition but with constant source terms in space and time are realized. The aerodynamic response of the PSJ highlights the differences induced by the two models. Finally, Sec. IV is devoted to the post-processing and the analysis of the simulations. The comparison of the positions of the numerical jet front with the experimental ones provides an evaluation of the relevance and accuracy of the proposed PSJ numerical model.

II. EXPERIMENTS

To characterize the PSJ actuator, experiments from Belinger *et al.*³ and Hardy *et al.*¹ are explored. The actuator was tested in quiescent atmosphere for several frequencies and levels of energy deposition. Only electric measurements and Schlieren images are available.

A. Actuator

The PSJ actuator studied at ONERA is represented in Figure 1. It is composed of a cavity in which two electrodes take place. The corresponding dimensions are given in Figure 1(a). The electrodes are connected to an electric circuit, which aims at imposing the breakdown voltage that will lead to the formation of a plasma arc. The circuit is made of three parts. The first one comprises a low voltage supply, an IGBT (Insulated-Gate Bipolar Transistor) and the primary part of a high voltage transformer. The second one is composed of a simple serial RC (Resistor-Capacitor) circuit and the secondary part of the transformer. The electrodes are mounted in parallel with the capacitor, constituting the last part of the circuit. The PSJ, visible in Figure 1(b), is usually screwed in a wall containing an integrated nozzle. Figure 2 gives a synoptic representation of the final assembling.

TABLE I. Acquisition delays for the Schlieren experiments.

Instants	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6	t_7	t_8	t_9	t_{10}	t_{11}	t_{12}
Delays (μs)	05	10	15	20	25	30	35	40	45	50	60	70

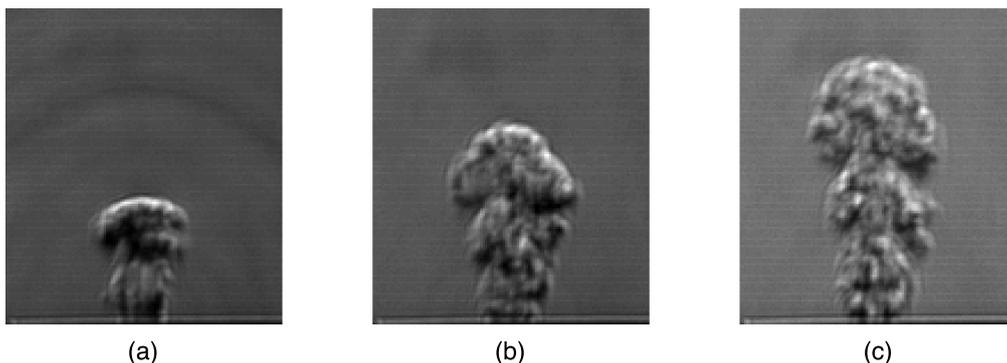
play a significant role. Indeed, the walls, the electrodes, and the fluid in the cavity receive heat coming from the discharges at each cycle. The air temperature is modified, changing the breakdown voltage, and consequently the amount of deposited energy. The induced effects of cycles obviously decline when the actuation frequency decreases. In this article, only one pulse is simulated from quiescent conditions, avoiding the considerations of the cycle effects. Therefore, experiments with a reduced actuation frequency are chosen. Finally, the retained configuration has a frequency $f = 50$ Hz, a capacitor $C = 10$ nF, and the nozzle exit diameter is $D = 1$ mm. The duration of energy deposition is found to be about $10 \mu\text{s}$ and the ejection phase lasts around $100 \mu\text{s}$. This value is deduced from the simulations presented in this article. The end of the ejection is arbitrary defined as the time when the mass flow rate is below 30% of its maximum value. In the present case, for $t > 100 \mu\text{s}$, the flow rate at the nozzle exit starts oscillating at low amplitudes and the cavity slowly returns to its initial state.

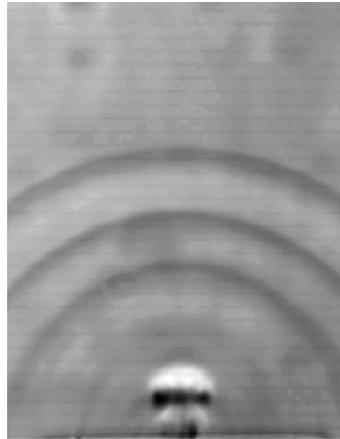
B. Schlieren photography and analysis

The actuator is inserted in a flat plate and tested without any external flow. The jet then develops into a quiescent atmosphere. The Schlieren technique is used to capture the jet dynamics, with the apparatus described by Dufour *et al.*¹⁹ The resolution is $60.05 \mu\text{m}$ by pixel. The acquisition system is synchronized with the breakdown using the trigger signal that controls the PSJ pulses. Only one Schlieren photography is taken per pulse. To visualize the jet at different instants, delays provided in Table I are added. A series of 99 pictures was taken for each delay. The streamwise gradient of density was observed. Figure 3 shows three instantaneous pictures obtained for three different delays.

1. Time calibration

The delay between the breakdown and the instant of the shot is actually affected by an additional delay, specific to the apparatus. It is referred as the installation delay. However, to compare computations and experiments, a common reference time is required. Considering the mean Schlieren images, deduced for each delay as illustrated in Figure 4 for $t = t_4$, a reference time t_0 can be defined. Indeed, the positions of the first three pressure waves, clearly visible in Figure 4, can be detected and followed, as reported in Figure 5. As expected, they travel at the speed of sound. The reference time t_0 is chosen so that it corresponds to the time when the first pressure wave exits from the nozzle. Extending the corresponding line down to the horizontal axis leads to $t_0 = -9.8 \mu\text{s}$,

FIG. 3. Examples of Schlieren photography of the jet. (a) Instant t_6 , (b) instant t_{10} , and (c) instant t_{12} .

FIG. 4. Mean Schlieren picture at t_4 .

as drawn in Figure 5. The detection of the pressure waves on the instantaneous images provides a standard deviation of the position of the waves. An uncertainty of about $1 \mu\text{s}$ for the installation delay is then obtained.

The three pressure waves observed result from the energy deposition. At the beginning, a blast wave is created and propagates from the inter-electrodes space. A part of this wave passes directly through the nozzle orifice. This is the first pressure wave that can be seen in the mean Schlieren pictures, as in Figure 4. An other part of the initial wave is reflected on the conic part of the nozzle, and then passes through the orifice to the exterior. This creates the second pressure wave. The rest of the initial wave—the major part—is reflected on the side and the bottom of the cavity (nearly the same distances from the inter-electrodes space). These reflections generate the third pressure wave. The distances observed between these waves in the mean Schlieren pictures are in agreement with such propagation and reflections. Also, the simulations presented in the article corroborate this scenario and indicate that the third pressure wave is the most intense one at the cavity exit, as shown in Figure 17.

2. Jet front detection

The jet front is extracted from each instantaneous image. A Sobel^{20,21} filter, classically used in edge detection, is applied to improve the contrast. Then, the front is detected on the centerline of

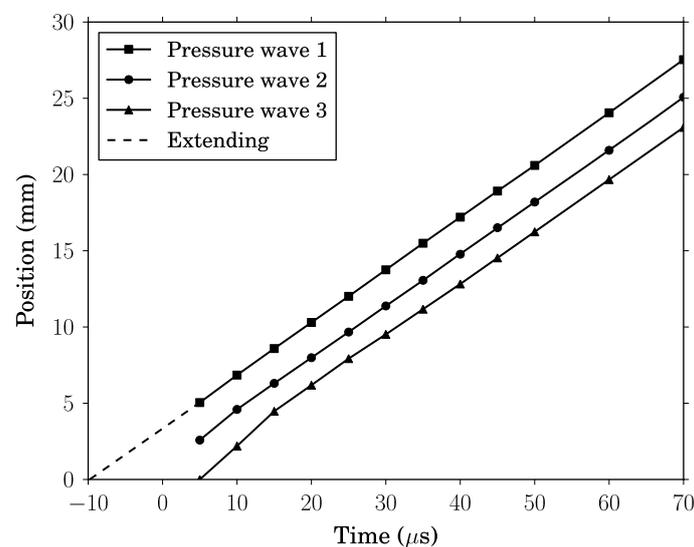


FIG. 5. Evolution of the pressure wave radius.

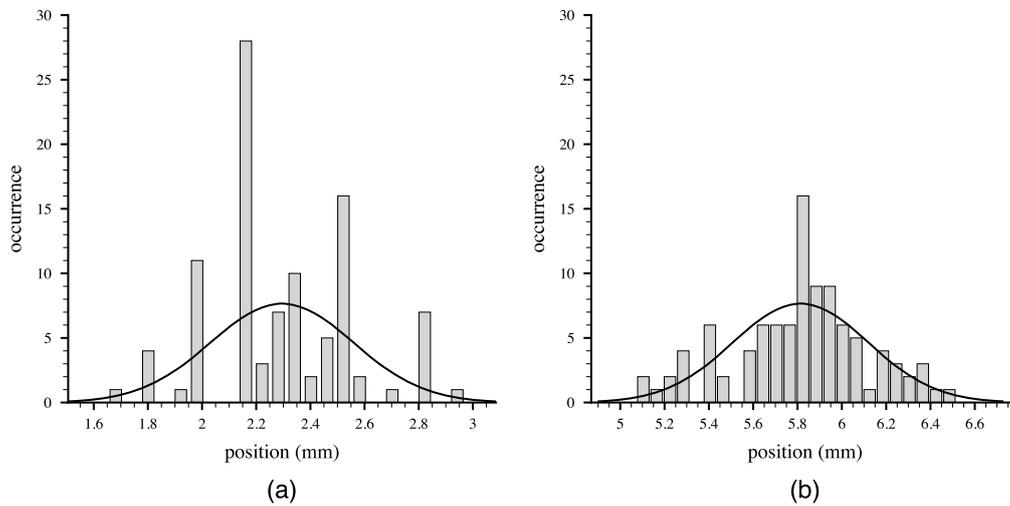


FIG. 6. Histogram and Gaussian fit of the location of the jet front at two different delays. (a) Instant t_3 and (b) instant t_{11} .

the jet as the location where the light intensity suddenly drops. Since the pressure waves produce similar light intensity variations, the detection windows and detection levels have to be carefully calibrated.

For each time delay, a normal distribution is fitted to the histogram of the positions found for the 99 images. Figure 6 illustrates the method. The width of the bars correspond to the resolution of the Schlieren pictures. As expected, the distributions of the positions are more Gaussian for the last instants than for the first ones. The Gaussian distribution provides the mean position of the front and the standard deviation. The results are reported in Figure 7, where dots stand for the mean values whereas error bars represent the standard deviations. The velocity of the jet front, after $30 \mu\text{s}$ from the reference time, is about 75 m s^{-1} .

III. MODELING

The aim of the present simulations is to reproduce the jet generated by the PSJ actuator in quiescent air. Only one ejection phase is calculated. The simulation is realized in two steps. First,

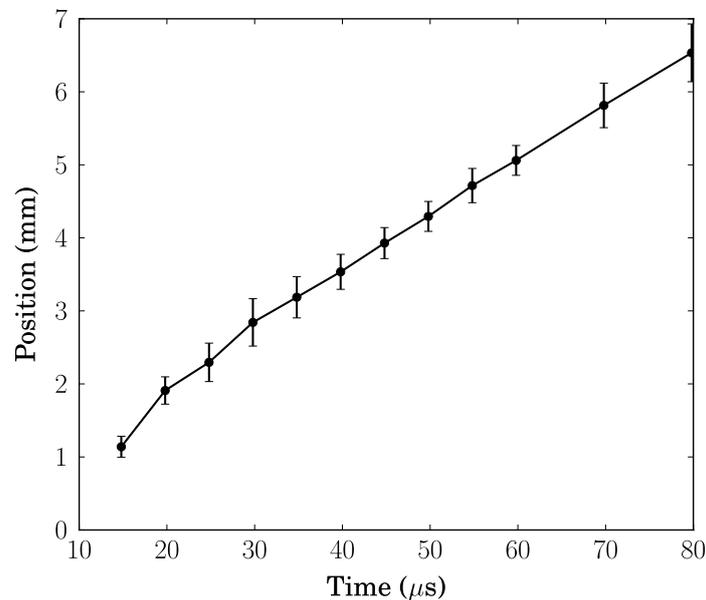


FIG. 7. Evolution of the jet front from the Schlieren pictures. Error bars are given by standard deviations.

the energy deposition of the spark into the air in cavity is evaluated. Then, using the energy source terms obtained, the evolution of the jet is calculated. For both steps, a specific gas model for the air is necessary. The first part of this section is devoted to the energy deposition model, the second to the gas model, and the last one to the jet simulations.

A. Energy deposition

Two deposition models were tested, referred to as unsteady and constant source terms.

1. Unsteady source term

The first model aims at reproducing the energy transfer that operates in the spark, from the electronic circuit to the air, via the electromagnetic field. It thus models the aerodynamic, electromagnetic, and electric phenomena and their coupling.

First of all, local thermodynamic equilibrium is assumed for the plasma. This assumption allows to consider a unique temperature for ions and electrons. Therefore, the most accurate way to calculate the energy deposition is to solve Navier-Stokes and Maxwell equations in the cavity, with the electric potentials at the electrodes given by the electric circuit. However, as there is no need for such a complexity in the present case, and also for computational cost reasons, simpler models are used. They were developed by Dufour *et al.*¹⁹ and are based on studies of the plasma realized by Belinger *et al.*^{3,4,15} These models are briefly recalled hereinafter.

The geometry is simplified and an unconfined 2D axisymmetric region surrounding the electrodes axis is considered. The electrodes are assimilated to semi-infinite cylinders and the walls are removed. This assumption may seem arguable, since, in reality, when the spark occurs, a first pressure wave is generated, and part of it is reflected at the walls of the cavity, propagating back to the arc zone. The moment when this first perturbation reaches this zone defines the instant when the walls start influencing the physics in the arc zone. This instant comes 10 μs after the breakdown, according to the simulations exposed below in Sec. IV. But, at this moment, the energy deposition is finished. Therefore, the walls can be assumed to have no influence on the energy deposition. The flow is considered inviscid, and the pinch effect is neglected. As a consequence, the only electromagnetic term in the Euler equations is the Joule heating term $q = \sigma E^2$ where σ is the electric conductivity of air and E the electric field. The radiative losses are also considered in the model.

The electromagnetic part is extremely simplified, since the electric field is considered axial and constant on a slice: $\vec{E} = E(z)\vec{e}_z$, with z being the inter-electrodes direction.

In order to calculate E , the electronic circuit that supplies the energy to the electrodes has to be modeled. It has been referred in Sec. II A as the third part of the circuit. It is composed of a capacitor, an inductance due to the wire, a wire resistance, and a variable resistance R_{plasma} . The last one reproduces the effects of the spark on the circuit. Therefore, the coupling between the plasma and the circuit is provided by R_{plasma} and E . The resistance of the discharge arc is taken as the sum of elementary resistances connected in series

$$R_{plasma}(t) = \int_0^l \frac{dz}{\int_0^{r_{arc}} 2\pi r \sigma(r, z, t) dr}, \quad (1)$$

where r is the radial direction of the 2D axisymmetric problem, l the length of the plasma, i.e., the inter-electrodes distance, and r_{arc} the radius of the discharge, defined as the zone where the temperature is superior to a threshold value. Some tests have shown that this value has no significant influence on the results. In the computations exposed in this article, the threshold value is 2000 K. Current and voltage measurements of the discharge indicate that the damping of the pseudo-periodic signals is highly underestimated by the electric circuit model. Actually, R_{plasma} is not responsible for the whole loss in such energy deposition process. The periphery of the arc plasma, called sheath, induces supplementary losses included in a sheath resistance. In the electric circuit model, this additional resistance is placed in series with the resistance of the discharge arc and is estimated based on the damping evaluated from the measurements. The sheath dissipates the majority of the energy and is considered proportional to R_{plasma} .

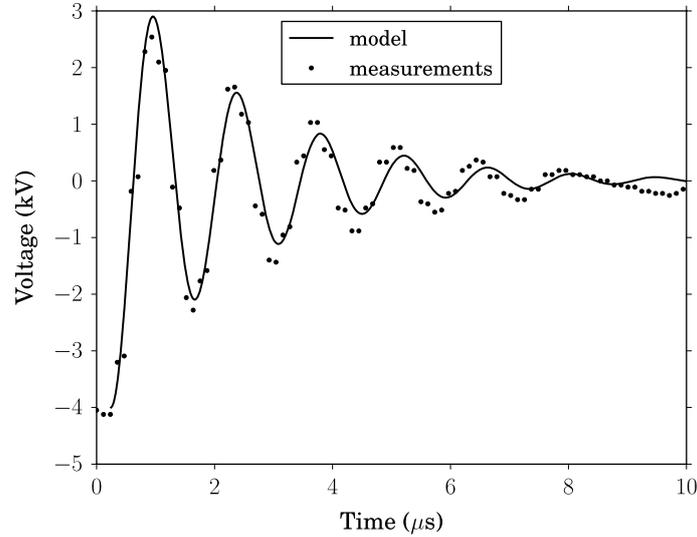


FIG. 8. Comparison of voltage evolution at the capacitor between experiments and unsteady source terms model.

The resulting expression of the electric field is deduced from the definition of the conductivity, yielding

$$E(z,t) = \frac{i(t)}{\int_0^{r_{arc}} 2\pi r \sigma(r,z,t) dr}, \quad (2)$$

where i is the current in the RLC circuit. The calculation starts at the time when the arc is established, that is to say, when a current start crossing the inter-electrodes space. The arc is represented as a high temperature cylinder between the electrodes. A radially decreasing temperature profile is imposed. The core temperature is fixed at $T = 7500$ K but this value has no significant impact on the results. The breakdown voltage between the electrodes is also imposed. The pressure is initialized at the atmospheric value.

A dedicated code has been developed using finite differences. Figure 8 shows the evolution of the capacitor voltage during the discharge obtained with this model in comparison with measurements. The damping is not exactly identical. This is due to the value of the sheath resistance, which is estimated from experiments with several values of breakdown voltage. Figure 9 illustrates the

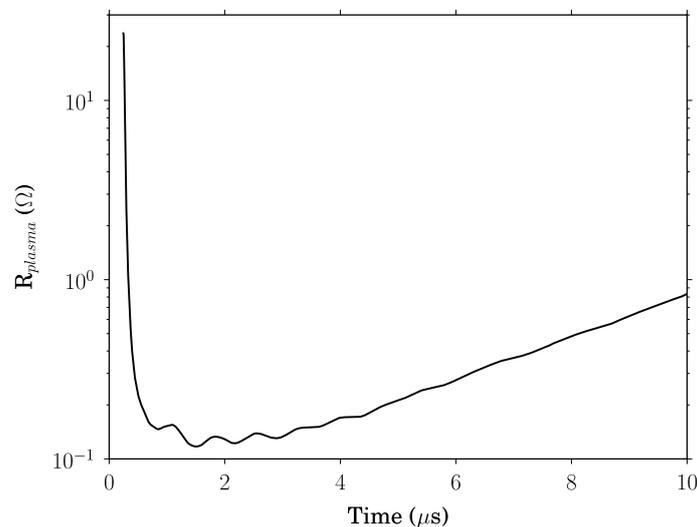


FIG. 9. Plasma resistance evolution in logarithmic scale.

evolution of R_{plasma} . It rapidly drops after the breakdown, due to the dramatic temperature increase in the plasma. After a few microseconds, R_{plasma} slightly increases due to the thermal diffusion.

Finally, the code provides the source terms at each time step, with the following expression:

$$P_v(r, z, t) = \sigma(r, z, t)E(z, t)^2 - U_{rad}, \quad (3)$$

where P_v is the energy density source term and U_{rad} the radiative loss. This model gives the amount of total energy deposited, $Q = 3.11$ mJ for a deposition duration of $\Delta t = 10$ μ s. The energy deposition is considered over when the current in the circuit is below 1 A.

2. Constant source term

The second model retained for the computations is very simple. It is based on the assumption that the energy deposition is constant in time and space during the discharge. The duration of this phase is assumed to be identical to the one calculated with the previous model. In addition, assuming that the deposition zone corresponds to the inter-electrodes space, the source term reads

$$P_v = \frac{Q}{V\Delta t} = 3.18 \times 10^{11} \text{ W m}^{-3} \quad (4)$$

where V is the volume between the electrodes, considering that the amount of total energy deposited is $Q = 3$ mJ.

B. Gas model

Because of high temperatures and pressures reached during the discharge, it is necessary to have suitable state relations and thermo-physical properties for the air. The latter is composed of many chemical species which interact through a highly complex reaction mechanism. With the assumption of chemical equilibrium, the fluid can be modeled by a single ideal gas. It follows the perfect gas law, but with the thermodynamic and transport coefficients depending on temperature and pressure, taking into account the chemical equilibrium displacement. D'Angola *et al.*²² provide tabulations of the coefficients that cover a large range of pressure values (0.01–100 atm) and temperature values (50–60 000 K). Figure 10 gives an example of the variations of thermal capacity C_p and conductivity λ . Three peaks can be observed at 3500 K, 7000 K, and 14 800 K. They correspond to the dissociations and the ionizations of the different species.

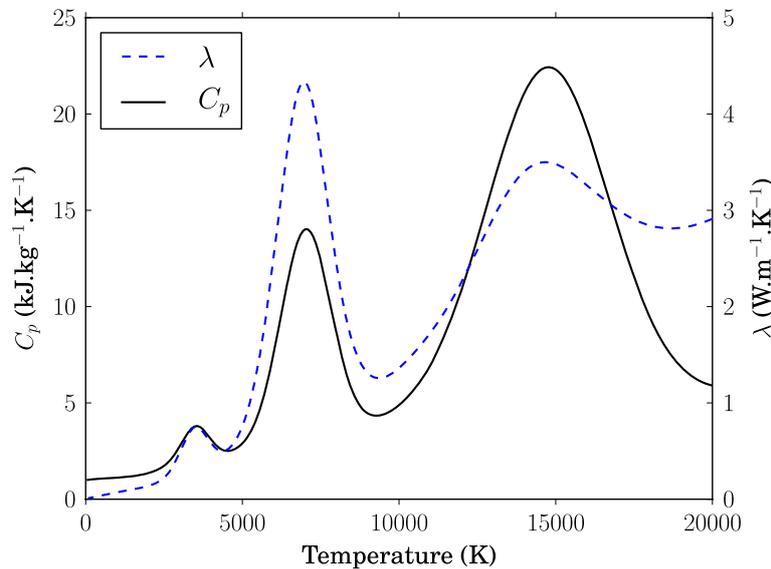


FIG. 10. Evolution of the coefficients C_p and λ with the temperature, at the atmospheric pressure.

TABLE II. Meshes characteristics.

	Mesh 1		Mesh 2		Mesh 3	
	Cavity	Hemisphere	Cavity	Hemisphere	Cavity	Hemisphere
Faces	1 122 077	12 484 624	2 334 296	10 858 373	3 227 387	22 578 857
Cells	554 308	6 235 728	1 077 598	5 425 052	1 443 176	11 279 412

C. Generation of the jet

Using the modeling described in Sec. III A for the source terms of Navier-Stokes computations, the jet dynamics is explored using LES. The objective is to reproduce the transient phase of the development of the jet. Calculations are conducted using ONERA in-house Computational Fluid Dynamics (CFD) code CEDRE. This is a multi-physic platform, designed originally to simulate energetic and propulsive applications. The Navier-Stokes CEDRE solver is designed for highly parallel computations and uses a finite volume formulation on unstructured mesh. A second order MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws) reconstruction with the Van Leer limiter constitutes the core of the spatial scheme. Second order implicit and up to third order explicit time schemes are available. Turbulence modeling ranges from Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) methods to LES models, through hybrid RANS/LES methods. Recently, the CEDRE code has been used for unsteady applications that demonstrate its ability to capture flow dynamics in a complex thermodynamic context.^{23,24}

1. Mesh

The computational domain is composed of the PSJ cavity and an external volume formed by a hemisphere of radius $R_h = 40D = 4$ cm.

Three different meshes were tested, built on the same basis but with different levels of refinement. The three grids are made of tetrahedrons and two of them include prism layers. Details are given in Table II. In addition to a relaxation of the pressure outlet condition, the meshes are coarsened at the periphery of the hemisphere to facilitate the dissipation of outgoing pressure waves, and consequently limit their reflection. Therefore, this domain stands for a semi-infinite space for the jet outside the PSJ cavity and is important to ensure that reflective waves do not perturb the development of the jet. Refinements of the meshes are adapted to capture the transient pressure and temperature rises in the cavity and in the jet region. Figure 11 provides views of Mesh 2 in the plane $z = 0$ in the two zones of interest. In the cavity, the space between the electrodes is particularly

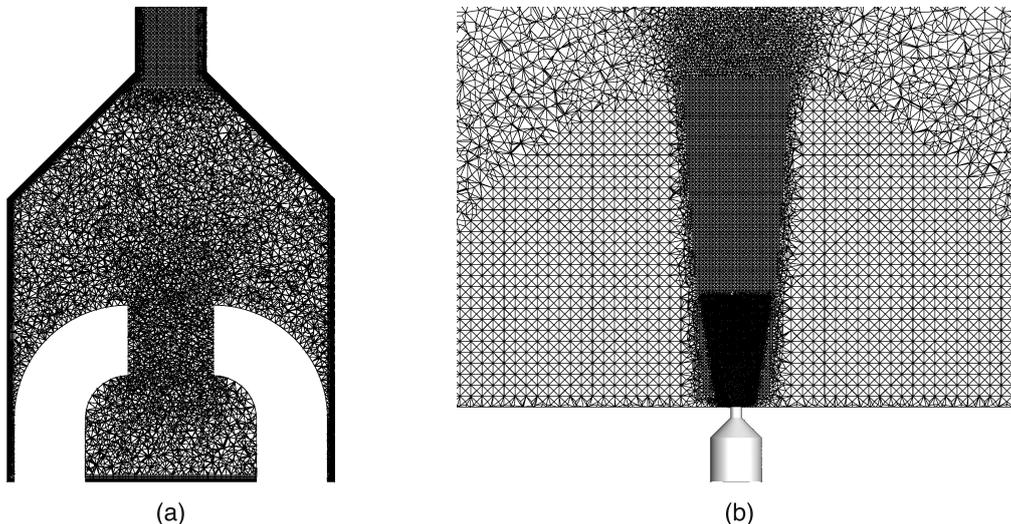


FIG. 11. Views of Mesh 2. (a) PSJ cavity and (b) jet region.

refined in order to correctly reproduce the effect of the energy deposition. This is a key point of the mesh definition that will be presented in Sec. IV. For Mesh 2 and Mesh 3, prisms layers are placed at the wall in the cavity. For Mesh 3, 20 layers of cells compose the near wall region over a distance equals to 0.5 mm, following a geometric progression of ratio 1.1. It should be noticed that prismatic cells do not ensure a wall-resolved LES, even if the dimensionless wall distance $y^+ < 1$ is obtained everywhere. The cells aspect ratio has to be limited for this purpose. However, at the wall for Mesh 3, which exhibits the thinner prism layers, a maximum aspect ratio of about 30 can be reached. In the jet region, the mesh refinement progressively decreases after the cavity exit.

2. LES parameters

Two time integration methods were tested, namely second and third orders explicit Runge-Kutta methods, respectively, referred to as RK2 and RK3 in the following. The time step is $\delta t = 1 \times 10^{-9}$ s. The flux scheme is a Roe scheme. The HLLC (Harten-Lax-van Leer-Contact) scheme was tested in order to quantify the influence of the flux scheme on the results. No significant variation was observed. The Smagorinsky subgrid model was employed, and two different constant values were tested $C_s = 0.1$ and $C_s = 0.2$. Again, the gas model described in Sec. III B is retained.

3. Initial and boundary conditions

The external flat plate is treated as an adiabatic wall. The same assumption is used for the walls of the cavity and the electrodes. This hypothesis is questionable, since, actually, thermal transfers occur at these walls. The wall temperature varies during the energy deposition phase and the ejection phase, and is certainly non-uniform. This evolution being so far unknown, a wall temperature boundary condition cannot be used. However, the present simulations using the adiabatic walls will serve as reference case for further studies including thermal effects.

An outlet pressure condition is imposed at the hemisphere periphery using a time relaxation. Combined with the coarse mesh, it ensures a weak reflection of the acoustic waves. The initial state corresponds to quiescent air at atmospheric conditions.

The source terms require an interpolation step. Indeed, they are calculated on a structured 2D axisymmetric grid, but they have to be imposed on a 3D unstructured mesh. Moreover, to restrict the memory space allocation, the source terms are not stored for all time steps. A non-uniform temporal grid with 150 points is used to represent the first 10 μ s during which the source terms are activated.

IV. SIMULATIONS

A. Computations

Different parameters have been tested, in terms of mesh, temporal integration, subgrid models, and source terms modeling. A summary is given in Table III. The terminology $txmy$ (t for Type, m for Mesh) will be used in the following to designate the corresponding calculations.

Results are examined with the help of three different criteria. First of all, an energy balance is post-processed, allowing to verify the relevance of the energy deposition. As explained further down, this is a crucial point for the unsteady source term modeling. Second, the integral values at the exit of the cavity permit to highlight differences between computations. Finally, the comparison

TABLE III. Calculation plan. An empty cell means that the calculation was not realized.

	Mesh 1	Mesh 2	Mesh 3
Type 1: RK2, $C_s = 0.1$, constant source terms	t1m1	t1m2	
Type 2: RK2, $C_s = 0.1$, unsteady source terms	t2m1	t2m2	t2m3
Type 3: RK3, $C_s = 0.1$, unsteady source terms			t3m3
Type 4: RK2, $C_s = 0.2$, unsteady source terms			t4m3

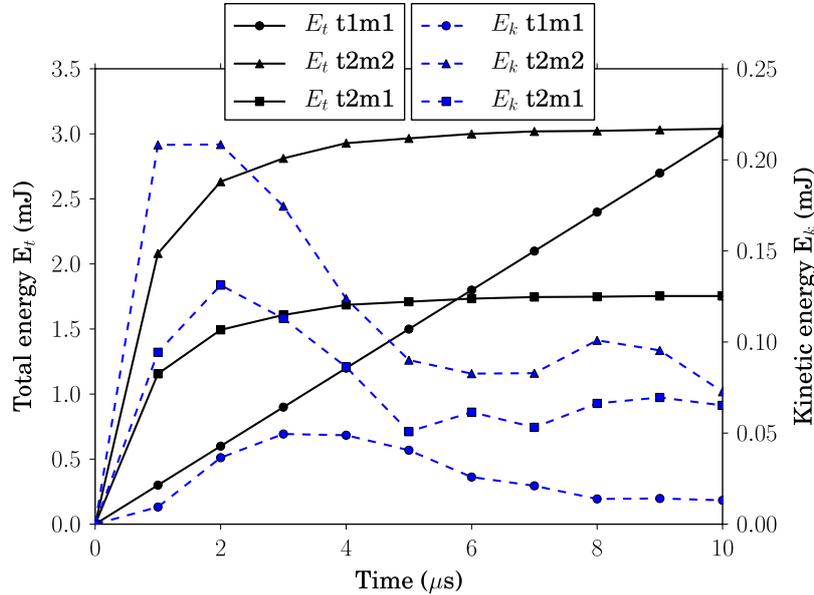


FIG. 12. Energy balance in the cavity; t2m3, t3m3, and t4m3 results are superimposed on the t2m2 results; t1m1 and t1m2 results are identical.

of the jet front positions with experiments provides an evaluation of the accuracy of the simulations. These analyses will be detailed in Secs. IV B–IV D.

The computations were realized on 480 Intel Nehalem processors. As an example, the t2m2 computation requires around 6500 CPU hours.

B. Energy balance

To ensure the suitability of the source terms modeling regarding the amount of energy deposited, an energy balance is realized for the deposition phase. A mass-weighted integration is performed in the cavity for the total energy E_t and kinetic energy E_k . The initial values are subtracted from the values found every microseconds, as shown in Figure 12, to access to the evolution of the deposited energy. Several important results can be underlined. For the constant source terms modeling (t1), the total energy follows a linear evolution. The expected 3 mJ deposition is reached at $t = 10 \mu\text{s}$. There is little energy transfer to kinetic energy. The results are identical for Mesh 1 and Mesh 2. Concerning the unsteady source terms, results are depending on the mesh. Using Mesh 1, more than 1.25 mJ is missing at the end of the deposition phase. This energy dissipation is due to the use of a coarse mesh in the inter-electrodes region, where strong gradients are generated by the source terms modeling. For meshes 2 and 3, the mesh density in the inter-electrodes space is increased. Thus, the correct amount of energy is obtained after $10 \mu\text{s}$, since its value is 3.04 mJ which is close to the value 3.11 mJ provided by the external code dedicated to this model. The t2m3 results are not represented, since they are almost identical to those given by t2m2 calculation. The remaining errors may be caused by the numerical dissipation, the source terms interpolation step, or the integral calculation during the post-processing which combines several interpolations. However, the losses remain very low: about 2.25%. Moreover, it has to be noted that the amount of energy deposited using both source terms models are almost the same in the computations, the difference being equal to 1.3% which makes the comparison relevant. In addition, Figure 12 highlights the difference between the two models of energy deposition. Indeed, in the unsteady model, the initial rise is much higher than with the use of a constant source term modeling. Moreover, the transfer to the kinetic energy is increased. These observations have a direct impact on the dynamics of the actuator, as detailed in Sec. IV C. Results from t3m3 and t4m3 simulations are not displayed in Figure 12 since they are almost identical to those illustrated for t2m2. To conclude, the energy balance in the cavity is strongly depending on the energy deposition modeling. Besides, the unsteady

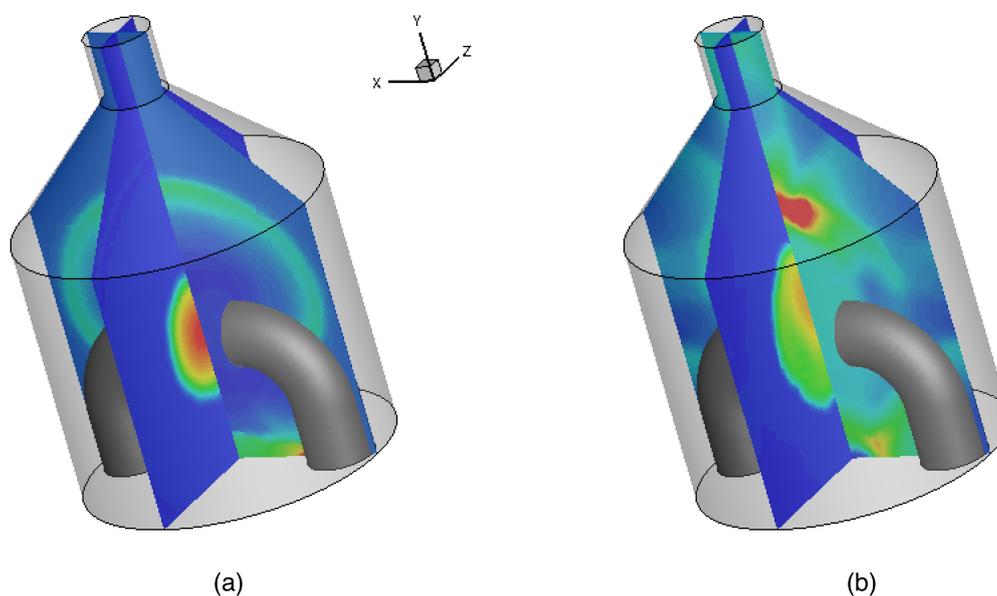


FIG. 13. Temperature field ($x = 0$ plane) and pressure field ($z = 0$ plane) for two instants. (a) $t = 4 \mu\text{s}$ and (b) $t = 10 \mu\text{s}$.

source terms model requires a fine mesh in the inter-electrodes region. The other parameters have no significant influence on the energy balance.

Figure 13 shows the temperature and the pressure fields in the cavity at two instants, for the unsteady modeling. At $t = 4 \mu\text{s}$, the high temperature zone corresponds to the location of the energy deposition. This zone diffuses very slightly compared to the evolution of the pressure. The initial pressure wave is visible at $t = 4 \mu\text{s}$. After its reflection on the upper cavity wall, it is focused above the electrodes at $t = 10 \mu\text{s}$. As explained below, this corresponds to the appearance of a positive mass flow rate in the nozzle exit section.

C. Global and integral values

In the following, the t2m1 calculation is no longer discussed, since the energy deposition is not correct. To characterize the ejection phase of the PSJ, a focus is made on integral and global values. The source terms modeling has a substantial influence on the mass flow rate at the exit of the cavity. Figure 14 gives the evolution of this value for t1m2 and t2m2 calculations, in which only the energy

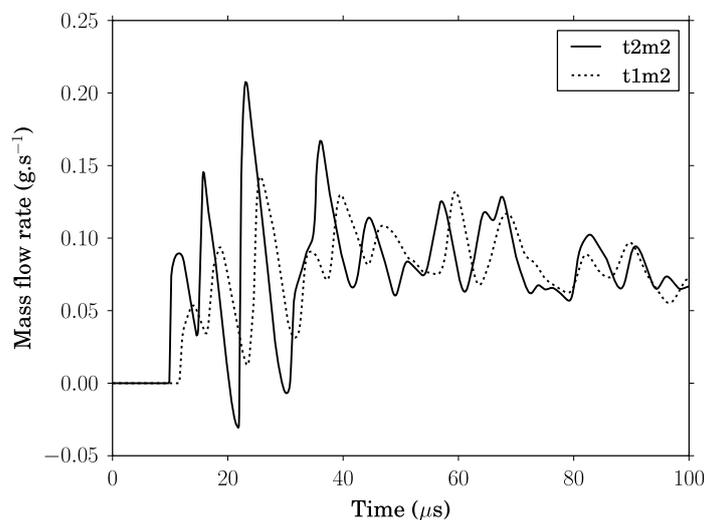


FIG. 14. Time evolution of the mass flow rate at the exit section of the cavity.

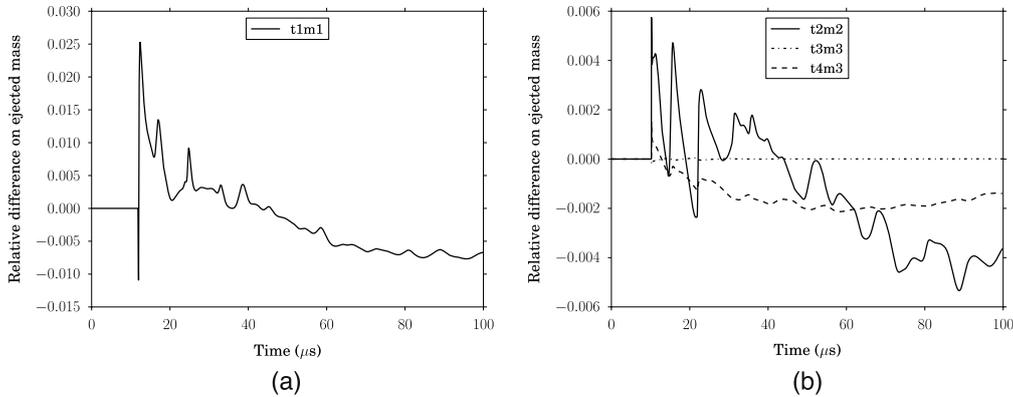


FIG. 15. Relative differences on ejected mass. (a) (the reference is t1m2 calculation) and (b) unsteady source terms (the reference is t2m3 calculation).

deposition model is different. When using the unsteady source terms modeling, i.e., for the t2m2 calculation, the ejection phase starts at $t = 10 \mu\text{s}$. For the computation t1m2, using constant energy source terms, there is a supplementary delay of $2 \mu\text{s}$. The total ejected mass after $100 \mu\text{s}$ for the t1m2 simulation is 7.15 g whereas it is 7.52 g , for the t2m2 simulation. This will induce differences on the jet front propagation, as explained in Sec. IV D. As it might be expected, the calculations with the same modeling for the source terms exhibit very similar results. Reference calculations are defined for each of the two deposition models, respectively, the calculation t1m2 for constant source terms and t2m3 for unsteady source terms. Relative differences to these references are plotted in Figure 15 for the ejected mass as a function of time. For the constant source terms modeling, there is a small difference between computations t1m1 and t1m2 concerning the time when the ejection starts. It appears $0.03 \mu\text{s}$ earlier in the reference calculation than in the t1m1 calculation. This explains the negative relative difference on the ejected mass at the beginning. Then, the time difference is caught up. A positive relative difference is found just after, since the first mass flow rate peak is higher in the t1m1 calculation than in the t1m2 case. As the differences remain less than 3% all along the ejection phase, the calculations indicate a small mesh dependence regarding the ejected mass flow rate. For the unsteady source terms modeling, the relative differences between computations are very low. There is no significant variations induced by the meshes, the change of the constant C_s of the Smagorinsky subgrid model or the order of the Runge-Kutta time integration method.

To complete the analysis made with the energy balance, the temperature and pressure maxima in the cavity are reported in Figure 16. The curves correspond to t2m2 and t1m2 calculations. Only the first $20 \mu\text{s}$ are depicted, since the differences induced by the deposition model are the most significant during this period. The maximal temperatures are located in the inter-electrodes region,

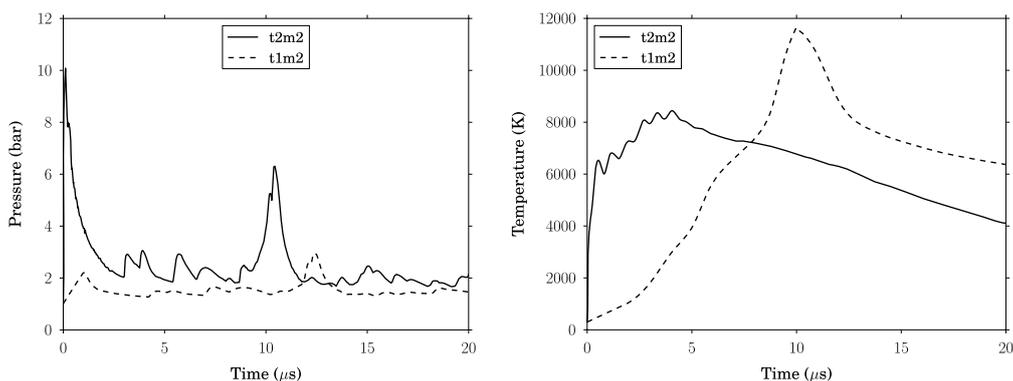


FIG. 16. Maximal temperature and pressure in the cavity evolution. (a) Pressure and (b) temperature.

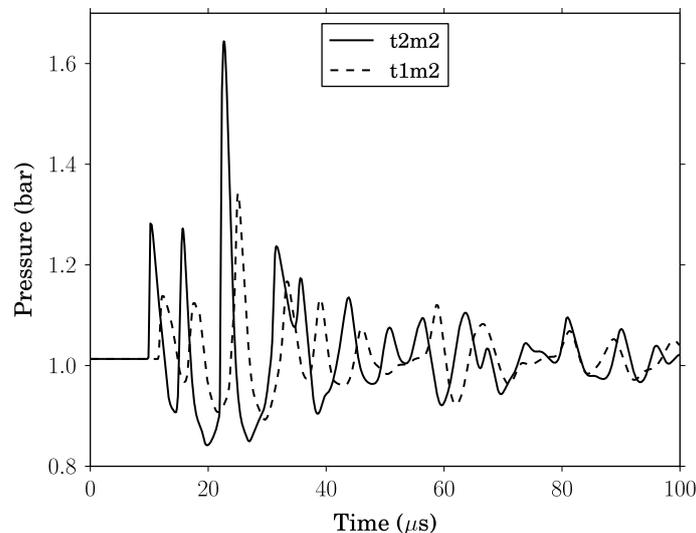


FIG. 17. Evolution of the mean pressure on the cavity exit section.

whereas this is not always the case for the pressure, since the maxima are linked to waves propagation, as illustrated in Figure 13. After the rapid initial rise in the spark core, a second pressure peak is observed at $t = 10 \mu\text{s}$ and $t = 12 \mu\text{s}$, respectively, for the unsteady source terms and the constant source terms. It corresponds to the focusing of the initial pressure wave in the cavity. These instants coincide with the exit of the first pressure wave, in the two cases, as it can be seen in Figure 17. Therefore, a high pressure zone is created in the upper part of the cavity which initiates the jet. This is confirmed by Figure 14, which indicates that these instants correspond to the beginning of the ejection. Actually, the two simulations have a similar behavior at the cavity exit with a $2 \mu\text{s}$ time shift. The mean velocity and mean temperature evolutions on the nozzle exit section support this idea. Likewise, the pressure time evolutions shown in Figure 17 are relatively similar in both cases, although the unsteady source terms imply variations with higher amplitudes, which can cause, for example, a negative mass flow rate around $t = 20 \mu\text{s}$. It can be observed in Figure 16(b), that the higher transfer to kinetic energy in the unsteady source terms case, visible on Figure 12, implies a lower rise of temperature than with the use of constant source terms.

D. Analysis of the jet

As explained in Sec. II, the reference time t_0 is chosen as the moment when the first pressure wave exits the nozzle. Results give $t_0 = 10 \mu\text{s}$ and $t_0 = 12 \mu\text{s}$, respectively, for the unsteady source terms and the constant source terms calculations. Thus, for comparisons, the time $\tilde{t} = t - t_0$ will now be used. Jet front positions were extracted from the experiments, as illustrated in Figure 7. The same process was applied to the simulation. However, the post-processing of the numerical density gradient field is quite difficult. Indeed, strong pressure waves appear in the simulations, substantially perturbing the density fields. In such conditions, the jet front does not appear clearly, and an appropriate treatment is necessary.

As the jet is almost axisymmetric, one can conclude that the presence of the electrodes has no significant effect on the symmetry. The variables are thus analyzed along the revolution axis. The detection of the jet front is realized in two phases. First, the structure which corresponds to the jet must be differentiated from the pressure waves. For that purpose, the density is plotted along the revolution axis every $5 \mu\text{s}$, allowing to conveniently identify structures moving at the speed of sound. By deduction, the flow structure which corresponds to the jet appears. Figure 18 shows an example of the method applied to the t2m3 calculation, at four instants: $\tilde{t} = 5 \mu\text{s}$, $\tilde{t} = 10 \mu\text{s}$, $\tilde{t} = 15 \mu\text{s}$, and $\tilde{t} = 20 \mu\text{s}$. Vertical lines illustrate the propagation of the first two pressure waves. They are 1.8 mm spaced. Dividing by the speed of sound, a time delay of $5.3 \mu\text{s}$ is found. This

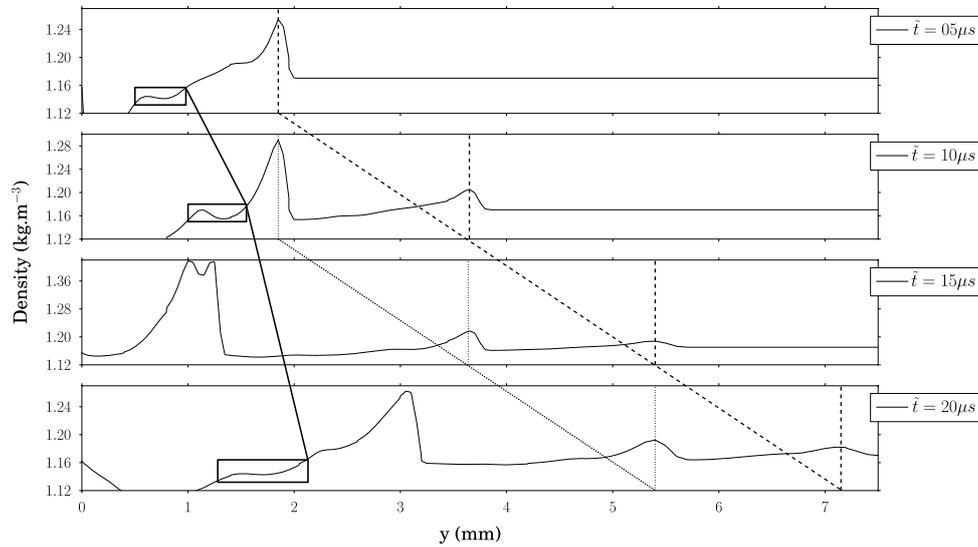


FIG. 18. Density along the revolution axis at $\bar{t} = 5 \mu\text{s}$, $\bar{t} = 10 \mu\text{s}$, $\bar{t} = 15 \mu\text{s}$, and $\bar{t} = 20 \mu\text{s}$, for the t2m3 calculation. Dashed and dotted lines correspond to pressure waves. The box identifies the pattern containing the jet front.

value nearly corresponds to the time delay between the emissions of the first two pressure waves, as shown in Figure 17. The box drawn in Figure 18 frames a particular pattern in the density curve which moves at a lower velocity than sound. By cross-checking with 2D slices of the density field at the same instants, this pattern is revealed to contain the jet front. It is easily identifiable and can be followed on most of the instants on the density curve as illustrated on Figure 18. At some instants, for example, $\bar{t} = 15 \mu\text{s}$, a pressure wave passes through the jet front zone. This induces a strong deformation of the pattern, making it hardly detectable. At this particular instant, two density peaks are visible. The first one corresponds to the traveling pressure wave. The second one seems to result from the superposition of the pressure wave tail and the beginning of the pattern containing the jet front. Actually, the end of the pattern is not perturbed, and is usable for the next stage of the method.

A second stage is necessary to detect the jet front position. It consists in analyzing the density derivative along the revolution axis. Figure 19 illustrates the situation for the t2m3 calculation at $\bar{t} = 20 \mu\text{s}$. The jet front can be assimilated to a particular point of the followed structure. Its location is estimated as the maximum of the vertical density gradient at the end of the pattern. It is marked

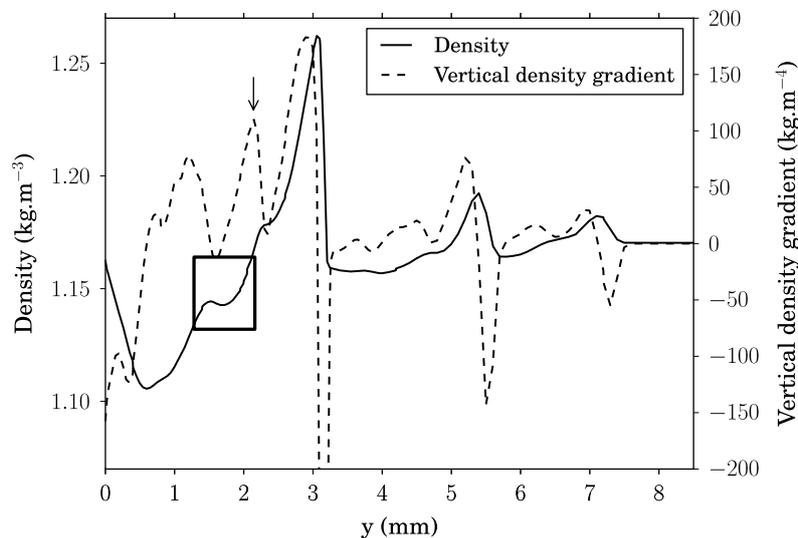


FIG. 19. Density and vertical density gradient along the revolution axis at $\bar{t} = 20 \mu\text{s}$ for the t2m3 calculation. The box identifies the pattern containing the jet front, the arrow shows the jet front.

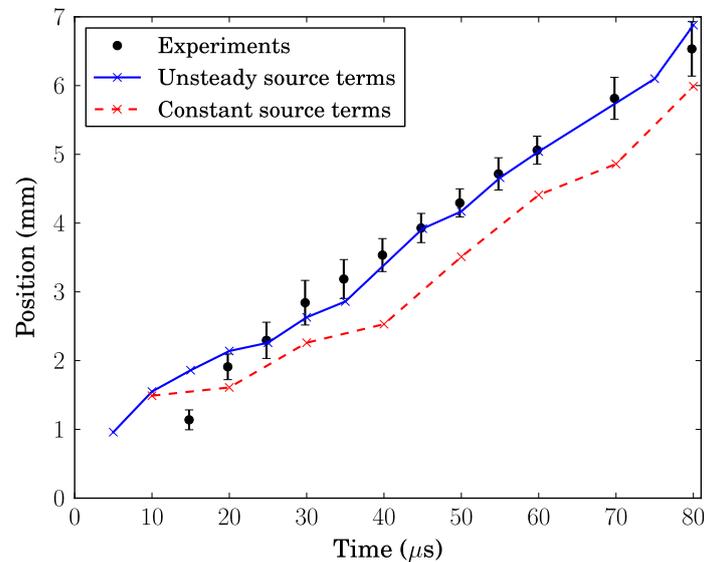


FIG. 20. Positions of the jet front from the experiments, and from calculations using unsteady source terms model and constants source terms model.

with the thin arrow on the figure. As the jet develops, the pattern stretches, indicating the spreading of the jet.

From now, only the two reference calculations t1m2 and t2m3 will be considered, since the influence of the meshes and models parameters remains very weak. They will be designated only using their modeling of energy deposition, i.e., constant source terms or unsteady source terms. Figure 20 shows the jet front positions found in the computations and compared with the experiments. It proves that the modeling of source terms plays a significant role in the jet simulation. The unsteady source terms provide simulations that are in good agreement with experiments, whereas the use of constant source terms leads to a less predictive jet development. However, in both cases, the first two points deduced from the experiments are quite far from the computational results. Two reasons can be given to explain this discrepancy. First, when the jet starts forming, the front is very difficult to identify in the experimental images. Only the first vortex ring is clearly visible in each image. This may be due to the lack of resolution in the area of interest or to the weak intensity of the density gradients. The method used to extract the positions of the jet front from the measurements, explained in Sec. II, is therefore potentially inaccurate at these instants. A second source of discrepancy may be found in the installation delay, which value is evaluated at $1 \mu\text{s}$, as detailed in Sec. II B 1.

Figure 21 directly compares numerical and experimental Schlieren pictures. For both types of picture, the density gradient is vertical. Although the frequency of the experiments is low (50 Hz), initial conditions are never at rest. The instantaneous images (on the far left) clearly show jets which are influenced by these initial conditions. On the mean pictures (on the center left), the effect of the initial conditions is reduced. In this article, the computations presented simulate a unique ejection starting from conditions at rest. Consequently, numerical Schlieren pictures do not strictly correspond either to an experimental instantaneous image or to a mean image, but to an intermediate situation that can be considered closer to the mean images. The instantaneous images chosen in Figure 21 are representative of the whole set of 99 images for each instant, the exhibited jets being similar to those obtained on the mean images. The calculation used for comparison is t2m3 in which the energy source terms are unsteady. The post-processing must be done with caution. Indeed, due to the fine resolution of the mesh, the range of density gradient available is much larger than in Schlieren experience. The contours (on the center right) are plotted on a sufficiently large range to display most of the density gradient levels. However, the position of some structures, particularly the jet front, is not easily detectable on such an image. The range of density gradient used to plot the iso-lines figures (on the far right) is more restrictive. The boundaries of the structures described

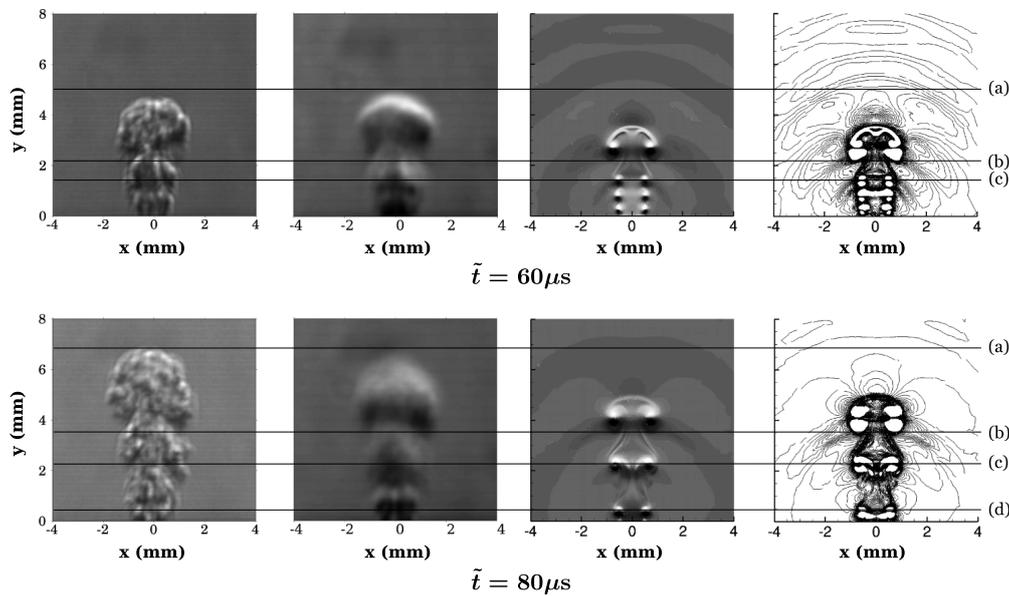


FIG. 21. Experimental and numerical (t2m3 calculation) Schlieren images, at $\tilde{t} = 60 \mu\text{s}$ and $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$. From left to right: an instantaneous experimental Schlieren shot, the mean experimental Schlieren image, contours, and iso-lines of numerical vertical density gradient. All positions identified by the letters are deduced from the simulations with: jet front (a), lower limit of the first vortex ring (b), end of the tail of the first vortex ring (c), and center of the last vortex ring (d).

in the following, appear more clearly. At $\tilde{t} = 60 \mu\text{s}$, the jet front (a) identified on the simulations fits well to the jet front of the mean experimental picture. This is in agreement with the experimental jet front detection, as illustrated in Figure 20. The position of the jet front on the selected instantaneous picture is about 0.2 mm lower. At $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$, the images feature the same differences between simulations and experiments as in Figure 20. On the mean picture, the front is more spread out than in the previous case. This explains why the standard deviation of the jet front position is more elevated at $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$. At this instant, the instantaneous image selected has a jet front 0.3 mm higher than the jet front given by the experimental post-processing. Concerning the lower limit of the first vortex ring (b), the simulation indicates a lower position than those visible on the experimental picture, at $\tilde{t} = 60 \mu\text{s}$. The difference between the numerical case and the mean experimental case is around 0.3 mm. At $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$, the position identified on the numerical results is very close to the position given by the experimental Schlieren images. The end of the tail of the first vortex ring (c), which is quite easy to detect, seems to be well reproduced by the computations. Finally, the center of the last vortex ring position (d), is correctly simulated at $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$.

To conclude, Figure 22 illustrates the jet topology obtained from the t2m3 calculation between $\tilde{t} = 60 \mu\text{s}$ and $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$. At these instants, the pressure waves are less disturbing for the jet front detection than for the first instants, since they have weaker intensity. One of these pressure waves can be identified on the last two pictures. Indeed, the spherical white trace in the vertical density gradient field corresponds to a spherical depression which is produced downstream of a pressure wave. This trace is located close to the second vortex ring at $\tilde{t} = 75 \mu\text{s}$, and is close to the first vortex ring when $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$. The jet front location is slightly above the black line which identifies a strong vertical density gradient above the first vortex ring. The jet contains several vortex rings which are formed at the exit of the nozzle, and are convected. It is interesting to observe the breaking of the secondary vortex rings, due to their intrinsic instabilities.

Turbulence thus plays an important role in the jet dynamics. The same is true for the residual movement in the cavity at the breakdown instant. With the assumption that the air in the cavity is at rest, the calculations presented in this article can only simulate the ejection phase produced by an actuator working at low frequency, i.e., a frequency such that the cycle effects have no significant influence on the physics of the PSJ. To take into account the remaining agitation in the cavity when the breakdown voltage is reached, calculations over several successive cycles are necessary. The

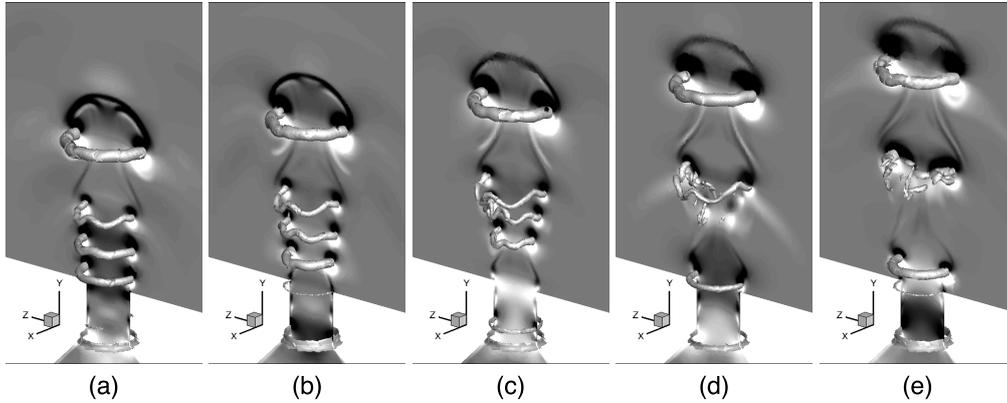


FIG. 22. Views the vertical density gradient (vertical plan) and of surfaces of Q iso-criteria (3D) from the t2m3 calculation. (a) $\tilde{t} = 60 \mu\text{s}$, (b) $\tilde{t} = 65 \mu\text{s}$, (c) $\tilde{t} = 70 \mu\text{s}$, (d) $\tilde{t} = 75 \mu\text{s}$, and (e) $\tilde{t} = 80 \mu\text{s}$.

aspiration phase has to be simulated and the cycles repeated. But the cycles effects are not limited to aerodynamics. Thermal effects also appear. Indeed, the walls and the electrodes are heated by radiative and convective transfers during the energy depositions and the ejection phases. These elements heat the cold air aspirated, which modifies the value of the breakdown voltage. Consequently, the breakdown instant and the deposited energy are changed. Finally, the generated jet evolves with cycles, until reaching a limit cycle, i.e., when the temperature evolution remains identical from one cycle to another.

V. CONCLUSION

For more than ten years, plasma synthetic jet actuators have been under development in several laboratories in the world. Up to now, number of studies were devoted to the characterization of the actuator working in quiescent atmosphere, especially, using Schlieren technique to visualize the generated jet. However, there were no numerical models able to accurately reproduce the jets observed in the experiments. The present paper provides an original approach based on a specific energy deposition model that permits to describe the ejection phase of a PSJ actuator developed at ONERA. In particular, the main structure of the induced jet is well recovered as well as the jet front evolution.

The simulations are realized in two steps. In previous works, the energy deposition was modeled by specific initial conditions, or by constant widespread energy source terms to avoid accounting for high temperature effects on gas properties. In the present study, the energy deposition is calculated using a model developed by Dufour *et al.*¹⁹ associated with specific thermodynamic tables for air developed by D'Angola *et al.*²² Based on the resulting source terms, a LES approach is chosen to correctly catch the transient development of the generated jet. In order to evaluate the contribution of the discharge modeling, simulations with constant energy source terms were realized. The high levels of the unsteady energy source terms at the beginning of the energy deposition imply a very different fluid dynamics in the cavity. The maximal pressure is much more elevated and the rise of temperature is much faster than with the use of constant source terms. Moreover, the ejection phase starts $2 \mu\text{s}$ earlier with the unsteady source terms. However, leaving aside this time shift, the shape of the mass flow rate at the nozzle exit is similar for both models. Nevertheless, the unsteady modeling induces variations with higher amplitudes and leads to a higher value of the ejected mass. The jet front positions extracted from the simulations have been compared to those provided by the experiments. The unsteady modeling shows an excellent agreement, whereas the positions calculated with the use of constant source terms are less predictive. In addition, numerical Schlieren visualizations have been realized with the unsteady modeling. The visual comparison with the experiments indicates that the jet topology is well reproduced, since the position of some identifiable structures, as the first vortex rings and the end of its tail, is in very good agreement.

The methodology developed in this article, and based on the association of an energy deposition modeling and a LES approach, permits to accurately describe the jet development. The complementary information that can be extracted from these simulations help understanding the physics of such an actuator. In particular, they provide a description of the phenomena in the cavity, which cannot be measured. However, this model is only valid for low working frequencies so far. Multiphysics simulations including radiation and conduction are required to account for cycle effects appearing at higher frequencies. These simulations realized over several successive cycles would be useful in order to improve the knowledge of the PSJ working.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the French General Directorate for Armament (DGA) and by ON-ERA. The authors are grateful to Guillaume Dufour and François Rogier for sharing their energy deposition model and code. The authors also thank Daniel Caruana and Pierrick Hardy for providing Schlieren pictures of their experiments.

- ¹ P. Hardy, P. Barricau, A. Belinger, D. Caruana, J. P. Cambonne, and C. Gleyzes, "Plasma synthetic jet for flow control," in *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA Paper No. 2010-5103, 2010.
- ² D. Caruana, F. Rogier, G. Dufour, and C. Gleyzes, "The plasma synthetic jet actuator, physics, modeling and flow control application on separation," *J. Aerosp. Lab* **6**, 10 (2013).
- ³ A. Belinger, P. Hardy, P. Barricau, J. P. Cambonne, and D. Caruana, "Influence of the energy dissipation rate in the discharge of a plasma synthetic jet actuator," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(36), 365201 (2011).
- ⁴ A. Belinger, P. Hardy, N. Gherardi, N. Naudé, J.-P. Cambonne, and D. Caruana, "Influence of the spark discharge size on a plasma synthetic jet actuator," *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 2334–2335 (2011).
- ⁵ D. Caruana, P. Barricau, P. Hardy, J.-P. Cambonne, and A. Belinger, "The "plasma synthetic jet" actuator. Aero-thermodynamic characterization and first flow control applications," in *47th AIAA Aerospace Science Meeting Including The New Horizon Forum and Aerospace Exposition*, AIAA Paper No. 2009-1307, 2009.
- ⁶ D. Caruana, P. Barricau, and C. Gleyzes, "Separation control with plasma synthetic jet actuators," *Int. J. Aerodyn.* **3**, 71–83 (2013).
- ⁷ P. Molton, A. Leroy-Chesneau, J. Pons, Y. Carpels, P. Barricau, C. Gleyzes, M. Forte, and D. Caruana, "Wing tip vortex control by plasma actuators," *Ercofac* **94**, 53–58 (2013).
- ⁸ K. R. Grossman, B. Z. Cybyk, and D. M. VanWie, "Sparkjet actuator for flow control," in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper No. 2003-57, 2003.
- ⁹ V. Narayanaswamy, L. L. Raja, and N. T. Clemens, "Control of unsteadiness of a shock wave/turbulent boundary layer interaction by using a pulsed-plasma-jet actuator," *Phys. Fluids* **24**, 076101 (2012).
- ¹⁰ V. Narayanaswamy, L. L. Raja, and N. T. Clemens, "Control of a shock/boundary-layer interaction by using a pulsed-plasma jet actuator," *AIAA J.* **50**(1), 246–249 (2012).
- ¹¹ K. R. Grossman, B. Z. Cybyk, M. C. Rigling, and D. M. Van Wie, "Characterization of sparkjet actuators for flow control," in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper No. 2004-89, 2004.
- ¹² V. Narayanaswamy, L. L. Raja, and N. T. Clemens, "Characterization of high-frequency pulsed-plasma jet actuator for supersonic flow control," *AIAA J.* **48**, 297–305 (2010).
- ¹³ J. Shin, V. Narayanaswamy, L. L. Raja, and N. T. Clemens, "Characterization of a direct-current glow discharge plasma actuator in low-pressure supersonic flow," *AIAA J.* **45**(7), 1596–1605 (2007).
- ¹⁴ H. S. Ko, S. J. Haack, H. B. Land, B. Cybyk, J. Katz, and H. J. Kim, "Analysis of flow distribution from high-speed flow actuator using particule image velocimetry and digital speckle tomography," *Flow Meas. Instrum.* **21**, 443–453 (2010).
- ¹⁵ A. Belinger, N. Naudé, J.-P. Cambonne, and D. Caruana, "Plasma synthetic jet actuator: Electrical and optical analysis of the discharge," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**, 345202 (2014).
- ¹⁶ T. M. Reedy, N. V. Kale, J. C. Dutton, and G. S. Elliot, "Experimental characterization of a pulsed plasma jet," *AIAA J.* **51**(8), 2027–2031 (2013).
- ¹⁷ B. Z. Cybyk, J. T. Wilkerson, K. R. Grossman, and D. M. Van Wie, "Computational assessment of the sparkjet flow control actuator," in *33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA Paper No. 2003-3711, 2003.
- ¹⁸ K. V. Anderson and D. D. Knight, "Plasma jet for flight control," *AIAA J.* **50**(9), 1855–1872 (2012).
- ¹⁹ G. Dufour, P. Hardy, G. Quint, and F. Rogier, "Physics and models for plasma synthetic jets," *Int. J. Aerodyn.* **3**, 47–70 (2013).
- ²⁰ R. Duda and P. Hart, *Pattern Classification and Scene Analysis* (John Wiley and Sons, 1973).
- ²¹ P. E. Danielsson and O. Seger, "Generalized and separable sobel operators," in *Machine Vision for Three-Dimensional Scenes*, edited by H. Freeman (Academic Press, 1990).
- ²² A. D'Angola, G. Colonna, C. Gorse, and M. Capitelli, "Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasma in a wide pressure and temperature range," *Eur. Phys. J. D* **46**, 129–150 (2007).
- ²³ J.-B. Dargaud, J. Troyes, J.-M. Lamet, L. Tessé, F. Vuillot, and C. Bailly, "Numerical study of solid-rocket motor ignition overpressure wave including infrared radiation," *J. Propul. Power* **30**, 164–174 (2014).
- ²⁴ B. Sainte-Rose, N. Bertier, S. Deck, and F. Dupoirieux, "Numerical simulations and physical analysis of an overexpanded reactive gas flow in a planar nozzle," *Combust. Flame* **159**, 2856–2871 (2012).

Bilan

Modèle basse-fréquence Le modèle basse-fréquence développé dans ce chapitre met en œuvre deux simulations. La première est une simulation du dépôt d'énergie. Elle calcule à la fois l'évolution des grandeurs électriques dans le circuit de décharge et le comportement aérodynamique de l'air au voisinage des électrodes. Le circuit de décharge est assimilé à un circuit RLC, dont une partie de la résistance est induite par plasma. En particulier, une partie importante de cette résistance provient des gaines (*sheats* en anglais) du plasma, et sont difficiles à estimer. Du côté aérodynamique, les équations résolues sont les équations d'Euler, auxquelles s'ajoute le terme de chauffage par effet Joule dû à la présence du plasma. Les pertes radiatives sont également modélisées. Le domaine simulé correspond au voisinage des électrodes (voir figure 2.25), un domaine considéré axisymétrique. Les équations sont résolues par différences finies sur un maillage structuré 2D axisymétrique. Les termes calculés de chauffage par effet Joule, corrigés par les pertes radiatives, sont extraits de ce calcul et imposés en tant que termes sources énergétiques dans la deuxième simulation. Celle-ci est une simulation LES de l'actionneur et de l'environnement extérieur. Le maillage est cette fois 3D non-structuré. Cette simulation est réalisée avec le solveur aérodynamique de la plateforme CEDRE. Dans les deux simulations aérodynamiques, le gaz est modélisé par un gaz thermiquement parfait, dont les propriétés sont tabulées en fonction de la température et de la pression.

Nouvelle version du modèle basse-fréquence En parallèle de ce travail de doctorat, ce modèle a été légèrement amélioré à l'ONERA. Les résultats obtenus sont quasiment identiques à ceux obtenus avec le modèle précédent. Mais la nouvelle version est un peu plus générale, car elle fait intervenir moins d'hypothèses. Elle est surtout plus souple d'utilisation. La différence majeure entre cette version et la précédente est que les termes sources sont calculés au cours de la simulation LES. Le modèle ne nécessite donc qu'une seule simulation, réalisée sur la plateforme CEDRE. Pour cela, un solveur de dépôt d'énergie a été développé pour cette plateforme, cette dernière assurant son couplage avec le solveur aérodynamique précédemment employé. Le fonctionnement du solveur de dépôt d'énergie est synthétisé sur le diagramme de la figure 3.23. Les données encadrées par des double traits correspondent aux conditions initiales, avant le claquage, définie par l'utilisateur. Les informations encadrées par des simples traits continus correspondent aux données disponibles ou calculées par le solveur de dépôt d'énergie. Les cadres en traits pointillés concernent le solveur aérodynamique. D'abord, à partir des conditions initiales, l'arc est initialisé (1). Cette initialisation est effectuée pour les deux solveurs (le diagramme se concentre uniquement sur le solveur de dépôt d'énergie). Comme dans la version précédente, cet instant correspond au moment où un courant peut commencer à traverser l'espace inter-électrodes. Il est traduit par un profil Gaussien de température autour de l'axe inter-électrodes. La pression est égale à sa valeur initiale, i.e. $p(t_0)$. Ce solveur utilise un maillage axisymétrique structuré 3D, dont les coordonnées sont notées (r, θ, z) . Ensuite, (2.1), le solveur de dépôt d'éner-

gie calcule la résistance du plasma, par tranche, $R_{tranche}(z, t)$. Pour cela, la conductivité électrique $\sigma(r, \theta, z, t)$ doit être déterminée dans chaque cellule. Elle est calculée grâce à la table thermodynamique, à partir de la pression et de la température. En parallèle, le solveur détermine l'intensité $i(t)$ traversant le circuit de décharge (2.2). Contrairement à la version précédente du modèle, le circuit RLC n'est plus modélisé. En effet, la résistance des gaines plasma, l'inductance et la résistance des fils sont difficiles à prédire ou à mesurer. Dans la version précédente, elles étaient en pratique déterminées afin de reproduire l'intensité mesurée. Dans la nouvelle version, il a donc été choisi de lire directement un fichier d'intensité. Dans l'étape suivante, le solveur calcule le champ électrique et le terme de chauffage par effet Joule (3), à partir de l'intensité électrique et la résistance par tranche. Cette fois, les termes radiatifs ont été supprimés. En effet, dans l'ancienne version, ces termes correspondaient à un plasma se produisant dans une atmosphère composée d'air à 99 % et de vapeur de cuivre à 1 %, en valeurs molaires.⁷² Dans l'actionneur JSP, les électrodes sont en tungstène. D'après Lowke,⁷³ le fait de ne pas tenir compte des pertes radiatives conduit à une surestimation de température au cœur de l'arc électrique. Les comparaisons entre les deux versions du modèle ont effectivement montré cette surestimation, mais elle reste marginale. Ensuite, ces termes sources sont interpolés sur le maillage non-structuré du solveur aérodynamique, dont les coordonnées sont notées (X, Y, Z) (4). La pression et la température sont ensuite calculées au pas de temps suivant par ce dernier solveur, avec l'approche LES (5). Ces nouvelles valeurs sont interpolées sur le maillage du solveur de dépôt d'énergie (1), qui, contrairement à l'ancienne version, peut tenir compte d'effets non-axisymétriques. Un nouveau cycle de calcul peut ensuite être réalisé.

Hypothèses du modèle basse-fréquence Dans ce paragraphe les hypothèses utilisées pour construire le modèle basse-fréquence, dans sa nouvelle version, sont récapitulées.

H1 Le régime de fonctionnement de l'actionneur est supposé du type basse-fréquence. De façon détaillée, dans la configuration d'environnement au repos, ceci se traduit par les hypothèses suivantes :

- À la fin de chaque cycle, la pression et la température de l'air dans la cavité tendent à revenir à leur état initial. Les différences résiduelles sont supposées avoir une influence négligeable sur le jet généré par le cycle suivant.
- Au début de chaque cycle, un mouvement résiduel peut exister dans la cavité, mais la moyenne de phase de vitesse à l'instant initial est supposée nulle.
- Les caractéristiques de la décharge (tension de claquage, localisation de l'arc, etc.) varient d'un cycle à l'autre. En effet, elles dépendent de phénomènes comme la densité des porteurs de charge avant le claquage, les irrégularités des surfaces des électrodes, etc. D'un point de vue macroscopique, cette variation est aléatoire d'un cycle à l'autre. Dans le cadre du régime basse-fréquence, ces grandeurs sont considérées *statistiquement stationnaires*, i.e. elles prennent leur valeur dans des distributions qui sont constantes d'un cycle à l'autre.

Dans ce chapitre, un seul cycle de fonctionnement est simulé avec le modèle. Le jet simulé se veut le plus représentatif possible des résultats en moyenne de phase. Donc les conditions utilisées pour la simulation sont les conditions en moyenne de phase. En accord avec les hypothèses précédentes :

- H1.1 La pression et la température de l'air dans la cavité sont considérées égales à leur valeur initiale.
- H1.2 La vitesse dans la cavité est considérée nulle.
- H1.3 Les caractéristiques de la décharge sont considérées égales à leur valeur moyenne.

- H2 L'air est considéré à l'équilibre thermodynamique local.
- H3 L'air est modélisé par un gaz thermiquement parfait. Son évolution est donnée par des tables tirées de l'article de D'Angola *et al.*⁶⁹
- H4 Le canal de décharge est délimité par une température seuil égale à 2000 K.
- H5 Le champ électrique est supposé avoir une forme simple, i.e. $\vec{E} = E(z, t)\vec{e}_z$ où \vec{e}_z est le vecteur unitaire dans la direction inter-électrodes.
- H6 Le seul terme introduit par le plasma dans les équations d'Euler est le terme de chauffage par effet Joule. Les pertes radiatives ne sont pas prises en compte.
- H7 L'initialisation du calcul de dépôt d'énergie correspond au moment où un courant peut commencer à traverser l'espace inter-électrodes. Il est traduit par un profil Gaussien de température autour de l'axe inter-électrodes, dont le maximum est imposé à 7500 K. La pression est supposée égale à la pression atmosphérique.
- H8 Toutes les parois sont considérées adiabatiques. Cette hypothèse semble discutable pour les parois internes à l'actionneur. En effet, des échanges thermiques importants existent, mais la température en paroi est difficilement prévisible sans une étude thermique approfondie. Le choix des parois adiabatiques a été fait ici afin de disposer d'une référence. Le comportement thermique sera étudié lors du chapitre 6, qui traite du comportement à haute-fréquence de l'actionneur.
- H9 Le jet est simulé par LES.

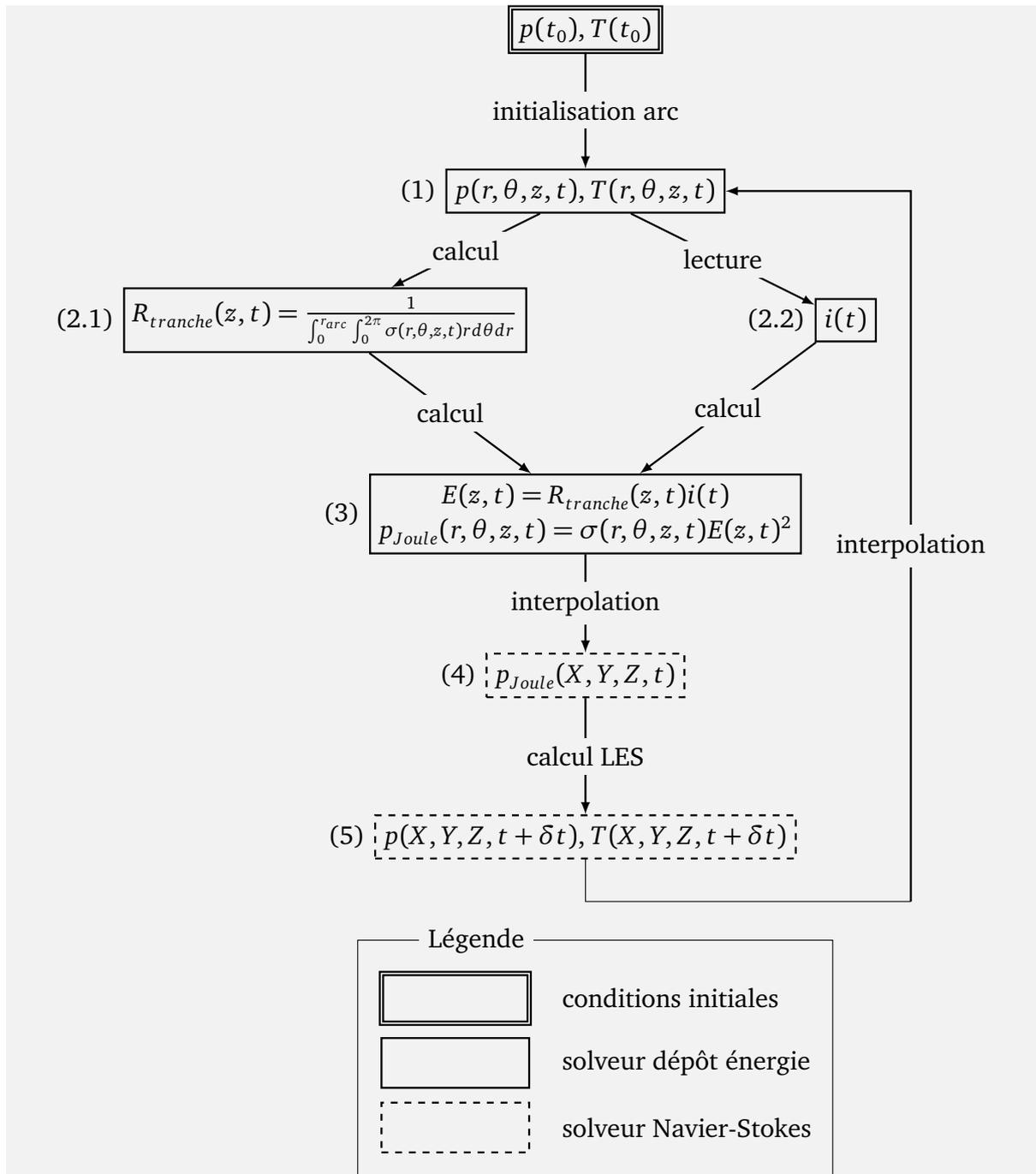


FIGURE 3.23 – Diagramme de fonctionnement de la nouvelle version du modèle de dépôt d'énergie

Résultats notables À ce stade, il est important de souligner les principales caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement à l'étude, qui seront discutées dans tout le document. La décharge électrique provoque un dépôt d'énergie très violent dans le canal inter-électrodes. La discontinuité d'énergie qui se forme rapidement entre le canal de décharge et le reste de la cavité s'apparente à un problème de Riemann. Une onde de choc est alors générée au niveau de cette discontinuité. Une partie de l'onde

s'échappe directement par l'orifice de l'actionneur et le reste se réfléchit sur les parois de la cavité. Durant tout le fonctionnement de l'actionneur, la dynamique de pression dans la cavité est essentiellement due à la propagation de cette onde dans la cavité. Cette dynamique de pression impose les principales caractéristiques du jet généré par l'actionneur, notamment les instants de lâché des vortex annulaires se formant à l'orifice. Le jet est axisymétrique durant la majeure partie de son développement, jusqu'à la perte de cohérence des vortex annulaires.

Enfin, il peut être rappelé que le modèle a été utilisé pour ne simuler qu'un seul cycle de fonctionnement, et que la délicate comparaison entre des résultats numériques instantanés et des résultats expérimentaux en moyenne de phase a été menée. Comme indiqué dans l'hypothèse $H1$, afin de simuler un jet proche du jet en moyenne de phase, les conditions initiales utilisées lors du calcul correspondent aux conditions initiales en moyenne de phase. Il en est de même pour les caractéristiques de la décharges électrique.

Simulation de référence Dans ce chapitre plusieurs simulations ont été présentées. La simulation qui fera référence dans la suite utilise les paramètres suivants :

- Schéma de flux : indifféremment schéma de Roe ou HLLC (Harten-Lax-van Leer-Contact).
- Modèle de sous-maille : modèle de Smagorinsky, avec une constante $C_s = 0,1$.
- Schéma d'intégration temporelle : Runge-Kutta d'ordre 2, noté RK2.
- Pas de temps : $\delta t = 1$ ns.

Chapitre 4

Validation du modèle basse-fréquence : configuration d'environnement au repos

Aperçu

4.1	Particle Image Velocimetry experiment analysis using Large Eddy Simulation	61
4.1.1	Introduction	63
4.1.2	PIV measurements of the jet generated by the PSJ actuator	64
4.1.3	LES model of the PSJ actuator	67
4.1.4	Particle dynamics study	68
4.1.5	Evaluation of the uncertainty of measurement	71
4.1.6	Conclusion	72
4.2	Validation du modèle basse-fréquence avec les mesures PIV	75
4.2.1	L'inconnue géométrique dans la cavité	76
4.2.2	Sensibilité du modèle à la hauteur de gorge	76
4.2.3	Validation du modèle	77
4.3	Mesure de topologie du jet par micro-strioscopie	80
4.4	Validation du modèle basse-fréquence avec les strioscopies	82
4.5	Changement du schéma numérique temporel : de l'explicite à l'implicite	85

Dans ce chapitre, la capacité du modèle basse-fréquence à reproduire le champ de vitesse dans le jet, et la position des vortex annulaires est évaluée, dans une configuration où l'environnement extérieur est au repos. Ces deux aspects sont essentiels pour le contrôle d'écoulement, puisque, d'une part, la vitesse caractérise l'intensité de l'action du jet synthétique, et d'autre part, les vortex annulaires témoignent de l'évolution dynamique de cette action.

Dans un premier temps, une expérience de mesure de vitesse par PIV est exposée. Les résultats sont accompagnés d'un calcul d'incertitude et d'une estimation des biais de mesure. Cette démarche est présentée en section 4.1. Dans un second temps, en section 4.2, les champs de vitesse issus des calculs sont comparés aux résultats de ces expériences, en tenant compte des incertitudes et erreurs, afin d'évaluer le modèle. Dans un troisième temps, la section 4.3 présente une expérience de micro-strioscopie, réalisée à l'ONERA par O. Léon et S. Costa en parallèle du présent travail de thèse. Les positions des vortex annulaires sont ensuite déduites de cette expérience, et sont comparées à celles fournies par le modèle basse-fréquence, en section 4.4. Enfin, en section 4.5, une évolution du modèle basse-fréquence est présentée afin de réduire le temps de calcul.

Il est important de noter qu'à partir de ce chapitre, et jusqu'à la fin de ce manuscrit, une géométrie de tuyère différente de celle étudiée au chapitre précédent est employée. Ce changement géométrique est également présenté dans ce chapitre, en section 4.2.1.

4.1 Particle Image Velocimetry experiment analysis using Large Eddy Simulation

Cette section se présente sous la forme d'un article soumis dans la revue AIAA Journal. Il expose une expérience de mesure de vitesse dans le jet généré par l'actionneur JSP, par PIV 2D-2C (deux dimensions - deux composantes), lorsque l'environnement extérieur est au repos.

La cavité de l'actionneur est trop compacte pour être directementensemencée en particules. Pour ensemen- cer le jet, une technique indirecte est utilisée : l'actionneur est monté dans une enceinte fermée, laquelle estensemencée en particules.^{36,57,58} De cette manière, lorsque le jet se développe dans l'enceinte, il entraîne des particules, ce qui permet d'effectuer des mesures PIV. Grâce à des mesures électriques au niveau du circuit de décharge, les mesures sont synchronisées en phase par rapport au fonctionnement de l'actionneur. Les images sont donc datées, et les champs de vitesse peuvent être calculés en moyenne de phase. Aussi, le signal d'intensité, qui est une entrée du modèle basse- fréquence, est précisément caractérisé.

Par ailleurs, les nombres de Stokes des particules, conjugués à la technique d'en- semencement particulière, ne permettent pas d'affirmer que toutes les particules sont capables de suivre l'écoulement avec une erreur de vitesse négligeable. Cette interro- gation est d'ailleurs renforcée par l'observation des images de particules, qui montrent que la concentration de particules dans les zones de forte vorticité est significativement plus faible que dans le reste du jet. Une étude numérique est donc menée afin d'esti- mer les biais de mesure provoqués par la différence de vitesse entre les particules et la phase gazeuse. Dans un premier temps, une simulation diphasique est réalisée. La phase gazeuse est simulée par le modèle basse-fréquence développé dans le chapitre 3, dont la capacité à reproduire un champ de vitesse représentatif de celui mesuré est au préalable vérifiée. La phase dispersée représente les particules de l'ensemencement. En particulier, la distribution de taille et la concentration de l'expérience sont repro- duites. Dans un second temps, à partir des trajectoires des particules calculées dans cette simulation, des images de particules numériques sont créées, en reproduisant les phénomènes optiques rencontrés en PIV. Les images obtenues sont, dans un troisième temps, post-traitées de la même manière que les images de particules expérimentales, afin d'en déduire des champs de vitesse. Enfin, ceux-ci sont comparés avec les champs de vitesse de la phase gazeuse, afin d'estimer l'erreur due à la dynamique des particules.

Une analyse d'incertitude est également menée. Trois sources d'incertitude princi- pales sont identifiées : l'incertitude de la position de la nappe laser, l'incertitude de la position de la paroi et l'incertitude statistique de la moyenne de phase. L'incertitude due aux deux dernières sources est déduite directement des mesures. Par contre, le plan la- ser étant fixé dans l'expérience, l'incertitude provoquée par l'incertitude de sa position nécessite un traitement particulier. Une estimation de celle-ci est évaluée numérique- ment, avec le modèle basse-fréquence : les champs de vitesse sont extraits dans deux nappes laser numériques positionnées de part et d'autre de la nappe réelle estimée. Les variations des champs de vitesse extraits permettent d'estimer l'incertitude provoquée

par l'incertitude de la position de la nappe laser, et ainsi d'estimer son importance par rapport aux deux autres sources.

Dans cet article, seuls les résultats correspondant à la capacité $C = 5,3$ nF sont présentés. Une autre valeur de capacité a toutefois été testée, et certains résultats seront présentés dans la suite de ce chapitre.

Particle Image Velocimetry experiment analysis using Large Eddy Simulation

F. Laurendeau*, O. Léon†, F. Chedevigne†, J.-M. Senoner†, G. Casalis†
ONERA, Toulouse, France

This article presents an analysis of a Particle Image Velocimetry (PIV) experiment aiming at measuring the velocity field of a synthetic jet generated by an actuator called Plasma Synthetic Jet actuator. Two particular aspects of the PIV measurement are explored in this article: the errors due to the particle dynamics and the measurement uncertainty associated with the experimental setup, two points that are shown to be of major importance for the present type of experiment. In order to tackle these problems, an original methodology based on a numerical model of the actuator is proposed. This model, based on a Large Eddy Simulation, is able to reproduce the main features of the jet as observed experimentally. In order to estimate the errors due to the particle dynamics, the following process is applied. First, a two-phase flow simulation is conducted, where the gaseous phase is solved using the actuator model and where the dispersed phase represents the seeding particles. Second, from the computed particle trajectories, synthetic PIV particle images are created using the diffraction theory. Third, the particle image pairs generated are then employed to calculate velocity fields, relying on the same PIV algorithm as the one used during the experiment. Finally, the velocity fields obtained are compared with the velocity fields of the gaseous phase. The difference between them provides an estimation of the measurement error due to the particle dynamics. To estimate the measurement uncertainty associated with the experimental setup, the actuator model is also used, with a particular focus on the uncertainty due to the laser sheet position. From the simulation, velocity fields extracted in several planes parallel to the actual laser sheet allow to estimate such a quantity. This methodology allows to conclude on the dominant sources of uncertainty in this type of experiment.

I. Introduction

In the past decades, synthetic jets have been studied both experimentally and numerically in order to efficiently control the dynamics of various wall-bounded and free shear flows. Compared to continuous or pulsed jets, a considerable advantage of this flow-control technology lies in a zero-net mass-flux (ZNMF) over an actuation cycle. As reviewed by Cattafesta and Sheplak [1], synthetic jets are commonly generated by actuators designed with a piezoelectric diaphragm, an electrodynamic diaphragm or a piston. These actuation systems have proved their efficiency in various aerodynamic configurations.

However, the velocity of the generated jets does usually not exceed $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ for such systems, which appears insufficient for the efficient control of high-speed cases as the velocity ratio of the jets to the upstream flow is a key parameter. Since 2003, the Applied Physics Laboratory at Johns Hopkins University has developed a device named *SparkJet* actuator [2], which is able to generate synthetic jets with velocities up to about $500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. In order to actively contribute to these research efforts, ONERA, in collaboration with the CNRS LAPLACE laboratory, has been working on a similar actuator concept referred to as the Plasma Synthetic Jet (PSJ) actuator.

A schematic of the PSJ actuator and its electric power supply is provided in Fig. 1. It is mounted into a wall, usually defining the boundary of an external flow. The design of the actuator comprises two electrodes located in a cavity connected to the environment through a convergent nozzle with an exit radius $R = 0.5 \text{ mm}$. The two electrodes are connected to a capacitor C . Energy is supplied to the capacitor by a high-voltage pulse generator, represented in the diagram by a switch and a voltage source.

The PSJ actuator operating cycle can be sequenced in three successive phases. At the beginning of a cycle, the high-voltage switch is closed and the capacitor charges. The voltage between the electrodes increases up to the breakdown voltage of air, initiating an electric arc. At this stage, a current is thus allowed to flow across the inter-electrode gap: the discharge circuit is closed and the arc discharge between the electrodes is sustained by the capacitor, as long as its charge remains

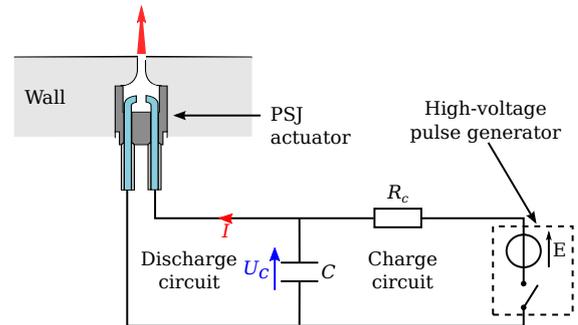


Fig. 1. Diagram of the PSJ actuator inserted into a wall, defining the boundary of a flow, and its electric power supply.

sufficient. Typically, the arc discharge lasts $5 \mu\text{s}$. From an aerodynamic point of view, this electrical process corresponds to the energy deposition phase. As a consequence of this energy deposition, temperature and pressure in the cavity increase respectively up to about several tens of thousands Kelvins and several bars. This leads to the generation of a jet at the exhaust orifice, yielding the ejection phase. The jet typically develops over a length of $10R$ in a quiescent environment, and lasts about $100 \mu\text{s}$. Its topology is composed of a train of successive vortex rings being advected with different velocities, potentially leading to vortex pairing. Finally, driven by simple pressure recovery in the cavity, a natural suction phase occurs, allowing the PSJ actuator to perform another cycle. Typically, this phase lasts several times the ejection duration.

This type of actuation device has already been employed for active control of various aerodynamic configurations in the literature [3–8]. Building up on these successful application cases, it is of paramount importance to precisely characterize and understand the generation and the development of the jet in order to efficiently leverage the PSJ actuator in future applications. Bearing this objective in mind, this paper presents a primary study which aims at measuring the velocity field of the jet generated by the actuator without any external flow using Particle Image Velocimetry (PIV). The employed experimental technique is

*PhD student, Aerodynamic and Energetics Modeling Department (DMAE), 2 av Edouard Belin, 31055 Toulouse Cedex 4, France. AIAA student member. francois.laurendeau@onera.fr

†Research engineer, Aerodynamic and Energetics Modeling Department (DMAE), 2 av Edouard Belin, 31055 Toulouse Cedex 4, France. AIAA member. olivier.leon@onera.fr

derived from the work of Reedy *et al.* [9], Ko *et al.* [10] and Cybyk *et al.* [11]. It consists in placing the actuator into a chamber seeded with tracer particles. The latter are assumed in suspension at the beginning of each actuation cycle and dragged as the jet is developing in the quiescent environment. The present focus lies on two fundamental aspects of PIV measurements: particle dynamics and uncertainty analysis.

A thorough characterization of particle dynamics is necessary to guarantee that the velocity field measured with PIV is sufficiently close to the actual gaseous flow field. Such evaluation is usually based on the Stokes number St , which corresponds to the ratio of the particle relaxation time expressed as

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{18 \mu_g}, \quad (1)$$

to the characteristic time scale of the flow to be measured τ_g . In Eq. (1), d_p is the particle diameter, ρ_p the particle density and μ_g the gas viscosity. Under the classical assumptions made for PIV experiments in gases [12, 13], i.e. sufficiently small particle diameter, high density ratio between particle and gas, and negligible slip velocity between gas and particle to use Stokes' analytical expression of the drag coefficient (eq. 1), the particle's equation of motion is given by

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = -\frac{1}{\tau_p} (\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g), \quad (2)$$

where \mathbf{V}_p is the particle velocity vector at instant t and \mathbf{V}_g the gas velocity vector at the particle location at instant t . A simple way to illustrate particle dynamics consists in calculating a particle's response to a sinusoidal oscillation of the free stream in a mono-dimensional framework [13, 14]. The transfer function reads

$$\frac{\hat{V}_p}{\hat{V}_g} = \frac{1}{1 + j\omega\tau_p} = \frac{1}{1 + jSt}, \quad (3)$$

where $V_p = \hat{V}_p e^{j\omega t}$, $V_g = \hat{V}_g e^{j\omega t}$ with j the imaginary unit and ω the oscillation frequency of the free stream. V_p and V_g are respectively the mono-dimensional particle and gas velocities at the particle location. The modulus and argument of this transfer function, represented in Fig. 2a and Fig. 2b, respectively correspond to the amplitude ratio and the phase lag of the particle velocity compared to the gas velocity, as a function of the Stokes number. In these figures, Stokes number bounds evaluated with the extremum diameters of the particle size distribution of the present experiment are indicated by dotted red lines, while the Stokes number based on the mean particle diameter is represented by a dashed blue line. These Stokes number values, ranging from 0.02 to 0.4, are comparable to those reported by Reedy *et al.* [9, 15] and they are, in all likelihood, lower than those encountered by Ko *et al.* [10] and Cybyk *et al.* [11]. In many reports of PIV experiments, evaluations of Stokes numbers are solely based on a mean particle diameter. In the present experiment, such a Stokes number provides an amplitude ratio greater than 99 % and a phase lag of about -3° , values that are fully appropriate for a PIV experiment. However, using a Stokes number based on the maximum diameter of the particle size distribution, the amplitude ratio approaches 0.9 and the phase lag is approximately -20° . The ability of the particles to perfectly follow the gas flow is thus not established if the overall particle diameter distribution is considered. In addition, as previously mentioned, an estimation of the characteristic time of the flow dynamics is required in order to evaluate a Stokes number. Here, this characteristic time is evaluated such that $\tau_g = R/V_{max}$ where $V_{max} \approx 200$ m/s is an over-estimation of the maximal velocity reached in the jet. There is no evidence that this characteristic time applies to the entire jet dynamics. Finally, the analysis of the transfer function as provided by Eq. (3) is only fully appropriate for a steady-state situation. In the current experiment, the particles are initially in suspension, with a velocity equal or very close to zero. When the jet reaches the particles, the latter experience a very sudden increase of the gas velocity. This transient phase may induce much higher velocity differences between particles and gas compared to the steady state case. These observations suggest that the largest particles of the distribution may not necessarily follow the gaseous flow field as tracers. Fig. 2c and Fig. 2d respectively depict the particle size distribution expected in the current experiment, and the normalized light

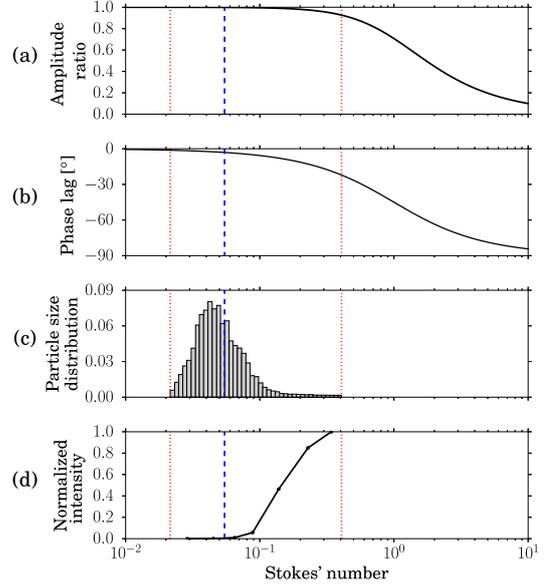


Fig. 2. As a function of the Stokes number: (a) amplitude ratio and (b) phase lag between free stream and particle velocities, (c) experimental particle size distribution and (d) normalized intensity scattered by particles to the camera. The dotted red lines represent the Stokes numbers calculated with the minimum and maximum particle diameters found in the experiment. The dashed blue line represents the Stokes number evaluated with the mean diameter.

intensity scattered by the seeding particles to the camera, as a function of the Stokes number. As observed in these figures, the concentration of large particles is much lower than the one of median particles, whereas the formers scatter much more light towards the camera. Yet, in PIV algorithms, velocity fields are evaluated through correlations between two consecutive image intensity functions. The high intensity scattered by the largest particles therefore tends to bias the correlation towards their velocities, whereas their low concentration plays the opposite role. Therefore, it appears necessary to determine whether the largest particles induce significant errors in the velocity reconstruction or not.

In the literature, several authors have already tackled such particle dynamics issues with a focus on PIV measurements. Samimy and Lele [16] conducted the Direct Numerical Simulation (DNS) of a two-dimensional compressible free shear layer with particles of different diameters to determine their respective trajectories. They showed that only particles with $St < 0.05$ were able to follow fluid particle trajectories in zones of high vorticity. This phenomenon became an intense research topic and is referred to as preferential concentration in literature [17–19]. Williams *et al.* [20] examined particle dynamics in a supersonic flow with an oblique shock. They calculated the relaxation times of particles, and compared their results to PIV measurements. Assuming monodisperse particles, the authors then estimated their diameter and density. Mitchell *et al.* [21] calculated the trajectories of particles passing through a normal shock. Here, the particles had various diameters, chosen from three given distributions, while preserving an identical geometric mean diameter. One distribution was monodisperse while the two others were log-Gaussian distributions with different geometric standard deviations. Providing some strong assumptions, these authors reformulated a PIV correlation function in order to make it only dependent on the particle diameters and positions. Thereby, they showed that the velocities evaluated using the simplified PIV algorithm differ for the three distributions. Finally, de Silva *et al.* [22] generated numerical particle images, assuming that these particles followed a channel flow simulated by DNS. With these images, they simulated

3

LAURENDEAU, LÉON, CHEDEVERGNE, SENONER, CASALIS

a tomographic PIV experiment, in order to investigate the influence of certain experimental parameters such as the camera position or the spatial resolution.

The present article combines these different approaches and proposes an estimation of the PIV measurement error induced by particle dynamics for synthetic jet flows as studied here. First, particle trajectories are computed with a Large Eddy Simulation (LES) accurately reproducing the main flow features observed in the experiment. The particle size distribution is approximated using experimental data. Numerical particle images are then generated based on these simulation results and are provided to the PIV algorithm used in the experiment. Comparisons of the obtained numerical PIV results with the velocity fields of the gaseous phase yielded by the simulation provide an estimation of the measurement error due to the particle dynamics.

A second key feature of the present work focuses on an uncertainty analysis of the PIV measurements, highlighting important technical points to keep in mind while analyzing PIV measurements obtained on such flows. Particularly, because of the millimetric size of the actuator and the width of the laser sheet, there exists an uncertainty of the laser sheet position relative to the actuator orifice center which can potentially entail significant uncertainties on the measured velocity fields. These uncertainties due to the laser sheet position are estimated using the Large Eddy Simulation previously mentioned.

This article is organized as follows. First, the PIV measurements of the jet generated by the PSJ actuator are presented in Sect. II. Section III presents a LES model intended to reproduce the jet generated by the actuator and compares its results with the PIV results. Then, this simulation is leveraged in Sect. IV in order to estimate the PIV measurements error due to the particle dynamics. It is also exploited in Sect. V to evaluate the uncertainty due to the laser sheet position. This last section also provides other uncertainty estimations.

II. PIV measurements of the jet generated by the PSJ actuator

A. Experimental setup

The PSJ actuator is tested in a quiescent environment, with the actuation frequency set to 1 Hz. Considering the previously given characteristic time scales of the PSJ actuator, it can be assumed as working in a single-pulse mode. Two types of measurements are performed. First, a planar two-components (2D-2C) PIV setup is employed to measure the jet velocity fields in a longitudinal plane. Because of the short duration of the jet development, only one PIV image pair can be acquired during an operating cycle of the actuator. This acquisition is repeated over 500 cycles for each selected instant covering the jet development, in order to perform phase-averaged measurements. Second, electrical signals are measured together with each acquisition of a PIV image pair. These signals provide a characterization of the discharge; they also allow to identify the key instants of the experiment: the breakdown instant and the instants when the laser pulses are generated. With these data, a very precise evaluation of the synchronization of the PIV acquisitions relative to the breakdown instants can be obtained for every set of 500 measurements.

1. PIV setup

The actuator compactness prevents a direct seeding of the cavity. Therefore, the ambient air in which the jet develops is seeded instead. This indirect seeding approach has been previously successfully employed for this type of actuator [9–11], and for other types of actuators generating synthetic jets [23–25]. The PSJ actuator is mounted normal to the floor of a closed airtight chamber, depicted in Fig. 3, where seeding particles are introduced. The size of the chamber appears sufficiently large to assume that the jet develops in a semi-infinite environment. Furthermore, particle images show that the seeding of the environment is homogeneous and that the particles have a negligible velocity at the beginning of each actuation. Thus, the environment can be considered quiescent and the particles at rest at the beginning of each cycle.

Seeding particles are obtained using a Topas ATM 210 atomizer supplied with Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS). The particle size dis-

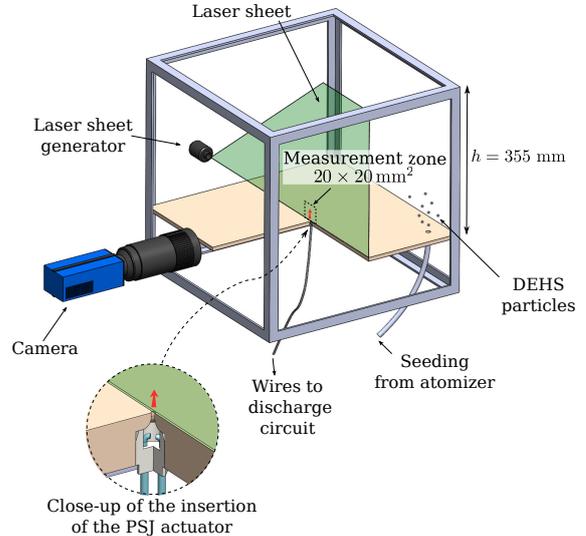


Fig. 3. Diagram illustrating the PIV setup and the flow visualization chamber; a quarter of the floor in which the PSJ actuator is inserted was removed for clarity.

tribution provided by the manufacturer is displayed in Fig. 2c. Although this distribution may have been modified through the piping and the chamber, there is no straightforward manner to estimate the resulting distribution. Therefore, the particle size distribution provided by the manufacturer is directly used to model the polydispersion of the seeding particles in the region where the jet develops. The mean diameter of this distribution is 0.22 μm .

A system from LaVision is employed for the PIV measurements. The laser light sheet is generated by a double-pulse Nd:YAG laser from Quantel (Twins BSL), delivering about 150 mJ per pulse at a wavelength of 532 nm. This laser sheet is oriented normal to the floor of the chamber, so as to intersect the actuator orifice, and defines the xy -plane of measurement, with the x -axis oriented along the floor and the y -axis normal to the floor. In order to limit laser light reflections to the camera, a coating of Rhodamine 6G is applied on a layer of black paint on the floor of the chamber, where the actuator is inserted. The position of the laser sheet is evaluated at the end of the experiment by simply looking at the mark left by the laser light sheet on the Rhodamine coating: the distance between the center of the actuator circular exhaust orifice and the center of the laser sheet is found to be $r = 0.25 \text{ mm} \pm 0.1 \text{ mm}$. The width of the laser light sheet at the measurement location is determined using a DataRay WinCamD laser beam analyzer, yielding an estimated value of 0.38 mm. PIV image pairs are acquired with a LaVision Imager Pro X camera, offering a resolution of 2048×2048 pixels, with a pixel size of $7 \mu\text{m} \times 7 \mu\text{m}$, on which a Sigma 180 mm macro lens is mounted. An optical calibration of the system is performed with a dedicated reference body and yields a maximum standard error of about 0.4 pixels. With this setup, the visualization zone has dimensions of about $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$.

Finally, it is assumed that the phase-averaged jet generated by the actuator is axisymmetric. This assumption might not seem straightforward owing to the presence of the two electrodes in the cavity (see Figs. 1 and 3). However, 3D simulations performed by Laurendeau *et al.* [26] showed that these electrodes had only a very limited influence on the symmetry of the jet. Consequently, the angular orientation of the laser light sheet relative to the plane containing the two electrodes is not considered in the present experiment. The symmetry of the jet in the measurement plane can be verified in Figs. 8 and 9 of Sect. III.

2. Electrical setup

The measured electrical signals are the voltage across the capacitor U_c , the current in the discharge circuit I and the Q-switch output signal of

the first laser head. A high-voltage probe Elditest GE.3830 presenting a limited bandwidth of 3 MHz is employed to measure U_c . The intensity I is measured using a Magnelab CT-D0.5 current probe, offering a higher bandwidth of 200 MHz. The signals are acquired using a Rigol DS 1064B oscilloscope, characterized by a bandwidth of 60 MHz and a sampling rate of 2 GSa/s. All these measurements are recorded on a computer at each actuation cycle.

B. Electrical analysis

1. PIV Images selection

Figure 4 shows a histogram of the duration between the electrical breakdown and the PIV measurement, noted Δt_{jet} , for a typical set of 500 measurements at a particular phase of the jet development. These data are deduced from the electrical measurements. The temporal dis-

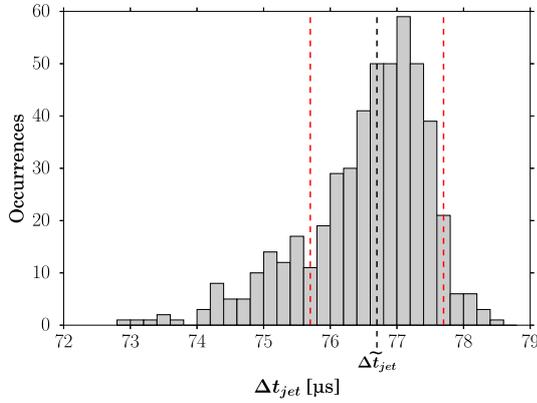


Fig. 4. Histogram of PIV measurement instants in the jet development Δt_{jet} relative to the breakdown instant. The result of the selection process is represented by vertical dashed lines.

persion of the measurements is due to the fact that the PIV system could not be directly synchronized with the breakdown voltage. In order to limit the statistical uncertainty on the velocity fields induced by this temporal dispersion, a selection is performed among the PIV images. A selection window with a width of 2 μ s is applied, see Fig. 4. It is centered so as to maximize the number of selected image pairs. The distribution of Δt_{jet} within the selection window is often close to a Gaussian distribution. The window center is then defined as the effective measurement instant and is denoted $\bar{\Delta t}_{jet}$. A similar selection process is applied to the breakdown voltage value to limit the dispersion of the velocity measurements due to its variation. The size of the selection window is 150 V.

2. Characterization of the discharge

Typical measurements of the voltage across the capacitor U_c and the discharge current I during one actuation cycle are plotted in Fig. 5. It is important to notice that these signals are acquired together with a PIV acquisition, thus with seeding particles inevitably present in the cavity of the actuator. Nonetheless, these measurements are very similar to the ones obtained without seeding, suggesting that the particles present in the cavity of the actuator do not interfere significantly with the electrical process. At the beginning of the actuation cycle, shortly after $t = 0 \mu$ s, the evolution of the voltage across the capacitor matches the expected charging of a RC (Resistor - Capacitor) series circuit previously described in Fig. 1. The discharge circuit being open, the current is null. At about $t = 11.5 \mu$ s, as the voltage across the capacitor U_c reaches the breakdown voltage value of air U_b and an electrical breakdown occurs. At this moment, the plasma generated between the electrodes closes the discharge circuit: U_c and I then describe underdamped oscillatory responses, which is characteristic of a spark-type discharge [27, 28].

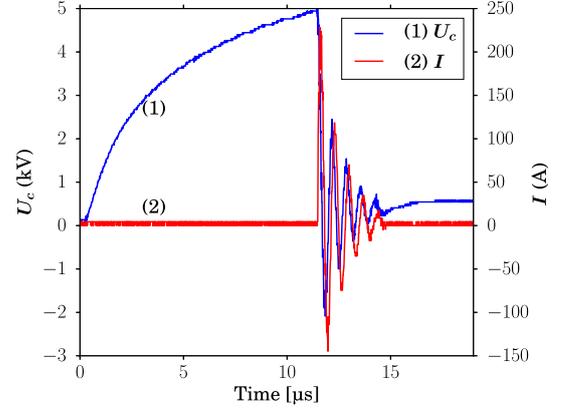


Fig. 5. Capacitor voltage U_c and current in the discharge circuit I measured during one actuation cycle

In order to use the LES model of the actuator, a current signal is required as input (see Sect. III) and the measured signals averaged over all the cycles are then employed. However, some features of the discharge randomly vary with the cycles, such as the breakdown voltage or the oscillation frequency. In order to calculate the average in a straightforward manner, obtain a fine resolution of the final signal and remove potential disturbances in the experimental signals, a model of the discharge circuit is used. Following Belinger *et al.* [29] and Greason [28], the discharge circuit is modeled as an insulated RLC (Resistor - Coil - Capacitor) series circuit, where both the wires constituting the discharge circuit and the arc discharge contribute to the total resistance R and inductance L of this circuit.

For such models, the current intensity during a discharge follows the theoretical expression

$$I_{th}(R, L, C, t) = \frac{CU_b\omega_0}{\sqrt{1-\xi^2}} e^{-\xi\omega_0 t} \sin \omega t, \quad (4)$$

where t is the time from the beginning of the discharge, $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, $\xi = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$ and $\omega = \omega_0 \sqrt{1-\xi^2}$. From the current signals measured, the values of the parameters R , L and C can be estimated using a least squares approach, the function to minimize being written as

$$f(R, L, C, t_b) = \sum_{k=1}^N \left[I_{mes}^k - I_{th}(R, L, C, t_{mes}^k - t_b) \right]^2, \quad (5)$$

where N is the number of measurement points, typically ranging from 100 to 300, I_{mes}^k is the current measured at the instant t_{mes}^k and t_b the breakdown instant.

An illustration of the resulting fit is presented in Fig. 6. The normalized correlation between the experimental signal and the reconstructed signal is superior to 95% for all instants. Considering the good quality of the reconstruction, the simple RLC model seems sufficient to represent the discharge. Thus, the time-dependency of the spark resistance [26, 28, 30] or the influence of the charge circuit need not be considered.

The values of R , L and C are calculated for each measurements retained in the selection process. The averaged values obtained are $\bar{C} = 5.3$ nF, $\bar{L} = 2.2$ μ H and $\bar{R} = 4.2$ Ω . The averaged value of the breakdown voltage is $\bar{U}_b = 5$ kV. A current intensity signal is evaluated with these averaged values and Eq. (4). It is representative of the average signal and it is used in the LES model, as described in the Sect. III.

C. Velocity fields

An example of particle image acquired during the experiment is provided in Fig. 7. On this image, the wall containing the actuator is located at the bottom, it is visible through reflections of the laser sheet.

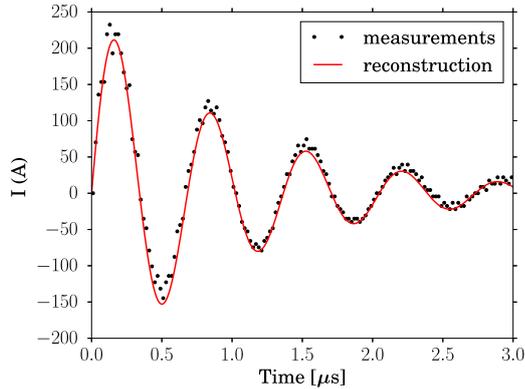


Fig. 6. Current measurement during a spark discharge compared with a fit obtained using Eq. (4).

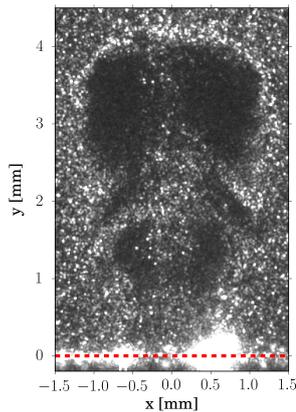


Fig. 7. Particle image acquired at effective $\Delta \tilde{t}_{jet} = 115 \mu s$. The brightness is artificially increased for the sake of clarity, but nonetheless the particles and the usable texture present in the vortex cores may not be distinguishable on a print. The red dashed line marks the wall.

The particle concentration appears very heterogeneous but allows to identify the key characteristics of the jet topology. The boundaries of the flow are well seeded with particles that are pushed by the forming jet. In contrast, the high-vorticity zones of the flow, i.e. the cores of the vortex rings generated by the jet, are poorly seeded and yield the darkest areas. Two phenomena could explain this situation. First, once formed, a vortex ring is a recirculation zone where particles having a low Stokes number, and thus accurately following the flow, cannot enter. Second, particles initially present inside a vortex ring may be ejected from the latter. Performing DNS's of two-dimensional shear layers with convective Mach numbers ranging from 0.2 to 0.6, Samimy and Lele [16] showed that only particles with a Stokes number lower than 0.05 could remain in the center of vortices for $t/t_p > 7$, where t measures the physical time after which the particles enter a vortex ring. The gaseous flow velocities simulated by Samimy and Lele [16] being comparable to the present experiment, similar particle dynamics are expected. Choosing the ejection phase as the temporal reference, the particle image of Fig. 7 is taken at about $t/t_p = 40$. Thus, few particles enter in a vortex ring after its formation, and few are able to stay in its core. On the other hand, the jet core appears sufficiently seeded. The particles may come from the surroundings of the jet and may have been dragged by vortex rings to the jet core. They may also come from the cavity since some particles may have been drawn in during the previous recovery phase. This point is discussed in Sect. IV.

From these observations, it appears that the instantaneous velocity fields cannot be relevantly calculated in some areas of such instantaneous PIV images due to insufficient local seeding. These areas are mainly located in a stochastic manner around the vortex cores. However, by combining a whole set of image pairs selected by the previous electrical analysis, complete phase-averaged fields can be obtained with a sufficient number of samples per window to provide relevant mean values.

All velocity fields were computed using the ONERA in-house software FOLKI-SPIV [31], based on an iterative Lucas-Kanade algorithm. This algorithm performs precise and fast computations of dense PIV vector fields through GPU implementation. As in more traditional PIV software, the algorithm acts on the velocity field as a moving average whose width is driven by the size of the interrogation windows. For the present experiment, interrogation windows with a size of $31px \times 31px$, representing a zone of $0.309mm \times 0.309mm$, were employed. Interrogation windows displaying insufficient seeding were discarded from the calculation by applying a minimum threshold of 1 % on the texture, defined as the standard deviation of the intensity. Furthermore, only interrogation windows presenting correlation scores greater than 30 % were used in the phase-averaging process. Finally, a background image and a mask applied near the floor were used to limit the impact of laser reflections on the calculation of vector fields.

In the following, the effective measurement instant $\Delta \tilde{t}_{jet} = 94.6 \mu s$ is analyzed in further detail as it appears representative of the entire measurement set. The measured phase-averaged velocity fields resulting from the process described in the present section are depicted and compared with the LES results in Sect. III.

III. LES model of the PSJ actuator

A model of the jet generated by the PSJ actuator is now required to evaluate errors and uncertainties of the PIV experiment. The model from Laurendeau *et al.* [26] is used, since it is able to accurately reproduce the features of the jet observed in a Schlieren experiment [26]. This model is based on a LES of the actuator and the environment where the jet develops. The energy deposited by the plasma into the cavity via Joule effect is taken into account through energy source terms. The calculation of these source terms is based on the following main assumptions.

Following the work of Belinger *et al.* [29], the plasma is assumed at local thermal equilibrium. The electrical field between the electrodes is supposed oriented in the inter-electrodes direction. It can vary in this direction only, and is time-dependent. In addition, the discharge channel boundaries are determined using a threshold on the temperature. The model was slightly improved with respect to the description given in Laurendeau *et al.* [26] Presently, the source term calculation is car-

ried out simultaneously with the LES, both computed with the ONERA in-house Computational Fluid Dynamics code CEDRE. To avoid modeling the electrical circuit, a signal of current intensity is directly used in the LES.

In the present simulation, the intensity signal is averaged over the actuation cycles of the measured signals, as described in Sect. II.B. Only one actuation cycle is simulated, with initial conditions at rest both in the cavity and the environment. In the experimental case, the intensity signal varies for each actuation. The maximal intensity amplitude has a standard deviation of about 2 %, and the oscillation frequency has a standard deviation of about 1 %. Moreover, the electrical breakdown can undergo a time shift up to 1 μ s, as explained in Sect. II.B.1. Also, the initial conditions are never exactly at rest, mainly because of the succession of cycles, even at low frequency (1 Hz), and, to a lesser extent, because of particle drawn into the chamber. Because the simulation is performed with an average of these different effects, the simulated jet may reasonably be assumed closer to a phase-averaged experimental jet than to an instantaneous one.

In order to compare the simulation results with experimental data, two post-processing steps are performed on the LES velocity fields. Their objective is to account for the laser sheet width and the PIV interrogation window size in the PIV measurement process, which respectively measure $0.76R$ and $0.62R$, R being the actuator orifice radius. Indeed, these values are clearly far from negligible with respect to the characteristic flow length scales. First, the data contained in a slice representative of the experimental laser sheet are extracted from the simulation results. These data are then averaged over the width of the slice, using weights following a Gaussian distribution similar to the light intensity distribution found over the laser sheet width. Afterwards, these two-dimensional data are interpolated on a grid equivalent to the one observed by the PIV camera sensor in the object plane. A moving average is then applied to these data, with a width equal to the PIV interrogation windows size. As performed by FOLKI-SPIV software, an interrogation window is computed around each pixel. This process will be referred to as the *PIV-like process* in the following.

Figures 8 and 9 show the phase-averaged velocity fields measured by PIV, and the velocity fields obtained with the model and processed as previously explained. The vertical velocity is referred to as V , and the horizontal one is written U .

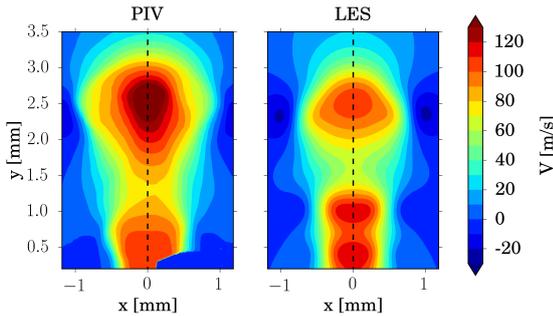


Fig. 8. Comparison of the vertical velocity fields between PIV, at $\Delta t_{jet} = 94.6 \mu$ s, and LES, at $t_{LES} = 94 \mu$ s.

The jet is composed of several vortex rings, as illustrated on Fig. 9. At the center of these vortex rings, the vertical velocity reaches its maximum value, between about 100 m/s and 120 m/s. The effective measurement instant, Δt_{jet} , is very close to the instant extracted from the simulation t_{LES} . Therefore, the differences induced by this slight time shift are assumed negligible compared to the differences arising from modeling and experimental uncertainties. The comparison of the two velocity fields shows that the model correctly reproduces the position of the leading vortex ring, at $y \simeq 2.3$ mm. The high velocity values are also satisfactorily reproduced, with a difference of about 20 % at most on the maximal vertical velocity. In the simulation, two secondary vortex rings following the leading one are observed. They are clearly visible on the horizontal velocity field, their centers being located approximately at $y \simeq 1$ mm and $y \simeq 0.4$ mm. Interestingly, only

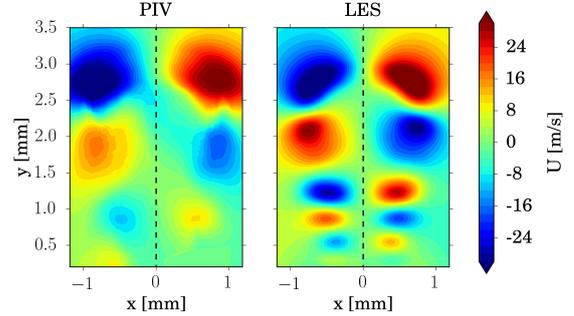


Fig. 9. Comparison of the horizontal velocity fields between PIV, at $\Delta t_{jet} = 94.6 \mu$ s, and LES, at $t_{LES} = 94 \mu$ s.

one secondary vortex ring can be identified on the PIV measurements, at $y \simeq 0.5$ mm. This is actually because of the merging of the other vortex ring with the leading one at this instant in the experiment, as revealed by the particle images (see Fig. 12a). After some tests, this slight jet dynamics difference observed between the simulation and the experiment is likely coming from a small difference in the actuator geometry between the model and the real actuator.

While comparing the measurement and the simulation results, it has to be kept in mind that PIV measurements certainly suffer from errors and uncertainties, as it will be detailed later, and that the LES model also has some limits. Consequently, the discrepancy observed between the different velocity fields has to be mitigated. Especially, because the LES model is clearly able to reproduce the main features of the jet, such as the development of the leading vortex and the generation of secondary vortices, it is considered as sufficiently representative of the jet dynamics to be used to evaluate the particle dynamics and the associated errors. Regarding the evaluation of the measurement uncertainties linked to the laser sheet position, the use of the LES model is more questionable, mainly because of the slight topology discrepancy observed on the secondary vortex rings. Nonetheless, it can serve as a first estimation, while keeping in mind that the uncertainties evaluated in these areas should be taken with care.

IV. Particle dynamics study

This section is devoted to the study of the tracer particle dynamics. Its purpose is to evaluate PIV measurement errors originating from slip velocities between these particles and the gaseous flow field.

First, particle trajectories are computed on the basis of the LES model presented in Sect. III using a Lagrangian dispersed phase solver. The particle's experimental size distribution is approximated using several distinct classes. Numerical particle images are then generated from the two-phase flow simulation, each image pair being computed with a different initial spatial particle distribution. Velocity fields are then calculated from these images using the PIV algorithm. The resulting averaged velocity field is intended to be practically independent of the initial spatial particle distribution. Finally, this field is compared to the gaseous reference velocity field to determine the influence of particle dynamics on the PIV results.

A. Two-phase flow simulation

The LES model of the PSJ actuator presented in Sect. III is coupled with a Lagrangian solver of the disperse phase. This solver is also integrated in the ONERA in-house CFD platform CEDRE. In the experiment, the particle concentration is roughly estimated as 3×10^{13} particles/m³, through the analysis of the particle images made in the next section. Accounting for the entire particle size distribution, see Fig. 2c, the volume fraction of particles in the gas is about 2×10^{-7} while the particles are separated by about 32 μ m on average. These values are sufficiently low to assume that the coupling between the gas phase and the particle phase is only one-way [32]: the gas phase

influences the particle trajectories, but the particles do not alter the gas phase in return. Moreover, the particles do not interact with each other due to the large innerparticle distance. Thus, the velocity field of the gas phase is unaltered by the particles' presence.

In the PIV experiment, the density ratio between the particle phase and the gas phase is about 760. In conjunction with the very small particle diameters encountered in the present experiment, such high density ratio implies that the drag force largely exceeds any other force applied to the particles [12, 13]. The particle Reynolds number, defined by

$$Re_p = \frac{\rho_g d_p \|\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g\|}{\mu_g}, \quad (6)$$

does not exceed 8, in the experiment. This maximum value is obtained using the largest particle diameter and assuming a slip velocity $\|\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g\| = V_{max}$. The drag coefficient may thus be computed with Schiller and Naumann's correlation [33], which remains valid until $Re_p < 800$ [34].

Seven particle classes are computed. This choice corresponds to a compromise between a fine description of the particle size distribution (Fig. 2c) and a limited computation cost. Each class represents a particular range of diameters in the particle size distribution. In the numerical simulation, the diameters attributed to each class correspond to the mean of each size interval, as reported in Table 1.

At the initial instant, all particles have zero velocity. They are initially placed inside a box above the actuator orifice, defined by a square cylinder with a base of $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ and a height of 8 mm. With these dimensions, the box contains all particles able to move in the region of interest, that is the laser sheet viewed by the camera. In addition, some particles are placed inside the nozzle part of the actuator cavity.

Since the coupling between particles and gas is only-one way, the particle trajectories of each class are independent and they may all be computed in a single simulation. The numerical initial particle concentration is set much higher than the experimental one. One particle of each class is placed in the center of each computational cell. Using an appropriate post-processing, trajectories of any initial spatial distribution, and any particle size distribution, can be extracted. This post-processing is detailed in the next sections.

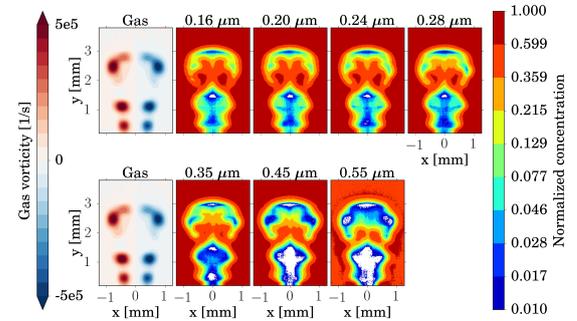
B. Results analysis

Before creating the particle images, the particle dynamics are characterized for each class separately. Here, the particle trajectories extracted through post-processing are yielded by an almost homogeneous and dense initial spatial distribution. In addition, the particles are located, at $t_{LES} = 94 \mu\text{s}$, in a slice representative of the experimental laser sheet.

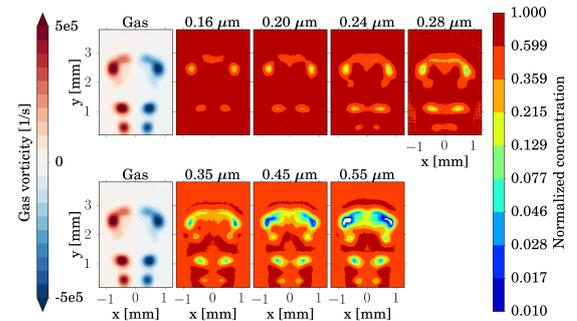
Figure 10 represents the concentration fields for each numerical particle class per interrogation window. The concentration is normalized by its maximum value for each class. As in the FOLKI-SPIV software, an interrogation window is computed around each pixel. For the sake of clarity, the PIV-like processed vorticity of the gas phase is also reported. In Fig. 10b, all the particle trajectories are considered, whereas in Fig. 10a the trajectories of particles originating from the cavity at the initial instant have been discarded. First, these figures demonstrate that if particles are initially absent from the cavity, the particle concentration remains very low in the lower part of the jet core. Observing the particle images in Fig. 7, it appears that the concentration in this zone is similar to the concentrations outside the jet. Given these results, it can be reasonably assumed that some particles are actually originating from the cavity. Consequently, the following analysis considers the results obtained in this case.

Despite the fact that some particles may have been exposed to a strong electrical field during the discharges, electrical forces are assumed negligible with respect to the drag force. The main reason is that the electrical field vanishes about $10 \mu\text{s}$ before the beginning of the ejection phase. The particle relaxation time τ_p introduced in Sect. 1 is estimated at a maximum value of $1 \mu\text{s}$. It is thus reasonable to assume that particles are at dynamical equilibrium with the gas, i.e. that they have vanishing velocities at the beginning of the ejection phase. Thus, electrical forces should have no influence on the velocity measurement.

Figure 10b shows that all particle classes display a significantly lower concentration in high vorticity areas. This confirms the interac-



a) No particle coming from the cavity (white areas correspond to normalized concentration inferior to 10^{-3})



b) All particles

Fig. 10. Gas phase vorticity (left) and normalized concentration for each particle class (diameters indicated on the top of the figures); $t_{LES} = 94 \mu\text{s}$

Table 1. Particle classes characteristics

Range of real diameters [μm]	Class diameter [μm]	Class Stokes number	Class normalized intensity	Class occurrence probability
[0.14; 0.18]	0.16	0.029	1.25×10^{-4}	0.2254
[0.18; 0.22]	0.20	0.045	1.27×10^{-3}	0.3713
[0.22; 0.26]	0.24	0.065	9.72×10^{-3}	0.2520
[0.26; 0.30]	0.28	0.088	5.74×10^{-2}	0.0921
[0.30; 0.40]	0.35	0.138	4.63×10^{-1}	0.0385
[0.40; 0.50]	0.45	0.228	8.49×10^{-1}	0.0125
[0.50; 0.60]	0.55	0.341	1.0	0.0083

tion dynamics between particles and vortex rings discussed in Sect. C, i.e. the low probability for particles to stay within vortex rings, even for those with a very low Stokes number of about 0.029. As expected, the particle concentration in high vorticity zones decreases as the class diameter increases.

The velocity field of each particle class is shown in Fig. 11a. To obtain these fields, a processing similar to the PIV-like process is performed (see Sect. III). Relying on the previous analysis, the particles located in each interrogation window are identified. For each interrogation window, the mean velocity is calculated through a weighted-average of these particles velocities. The weights follow the Gaussian distribution of the light intensity within the light sheet. In the following, the velocity fields obtained with this process will be referred to as the *velocity fields of particles*. With such a process, if particles perfectly follow the gas phase in each point, and if the particle concentration is infinite and homogeneous in each interrogation window, the velocity field of particles should be equal to the velocity field of the gas phase yielded by the PIV-like process – barring interpolation errors inherent to this one. Figure 11b illustrates the velocity differences between these two fields, relative to the maximal velocity of the gas phase, i.e. 125 m/s. As expected, these differences are closely linked to the vorticity value, and they increase with the particle diameter. The maximal differences are about 20 % for the $d = 0.16 \mu\text{m}$ class, and about 40 % for the $d = 0.55 \mu\text{m}$ class. Such high values are reached because of slip velocities, but also because of differences in particle concentrations between high vorticity zones and external zones. Indeed, when an interrogation window contains two such zones, the averaged particle velocity gets closer to the particle velocities found in the external zones, where the particle concentration is higher, than it would be in a perfectly homogeneous case. Table 2 gives the maximal value of the vertical slip velocity for each particle class, relative to the maximal vertical velocity of the gas phase. These values are computed in the vicinity of the median plane of the laser sheet. They indicate that the concentration ratio is the main reason of the differences observed in Fig. 11b.

This analysis does not yield an estimate of the error encountered in the experiment, but rather provides a first estimate of the impact of particle dynamics on differences between the particle velocity fields and the gas phase velocity fields. In order to estimate the error induced by the particle dynamics on the PIV measurement, the final step is to consider the effect of light diffusion. Indeed, particle classes are mixed in PIV experiments, resulting in a competition for the PIV results between light diffusion (higher for the largest particles) and particle concentration (higher for the smallest particles). The next sections tackle this aspect through the creation of particle images.

C. Particle image creation

In this section, the process leading the generation of realistic numerical particle image pairs is described. As explained earlier, the two-phase flow simulation computes the trajectories of many more particles than in the experimental case. Given an appropriate selection mechanism, many uncorrelated particle seeding fields with a concentration matching the experiment may thus be defined in the numerical simulation. These initial numerical particle fields each result in distinct particle image pairs for a given computational instant. The velocity fields deduced from them may then be averaged to obtain numerical results which are

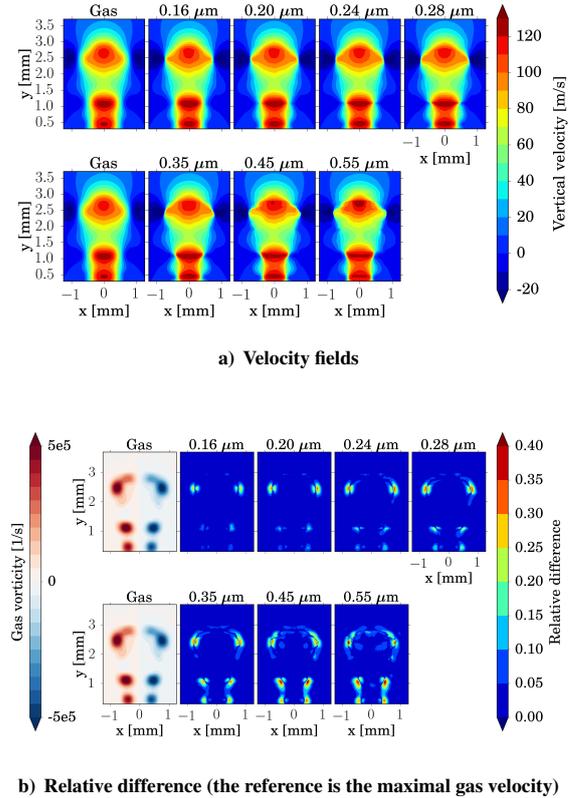


Fig. 11. Comparison of the vertical velocity fields of the gas phase and the particles

Table 2. Maximal slip vertical velocity of particles relative to the maximal vertical velocity of the gas phase

Class diameter [μm]	0.16	0.20	0.24	0.28	0.35	0.45	0.55
Slip velocity [%]	6.1	6.1	6.2	6.2	7.3	9.3	12

practically independent from the initial spatial distribution of particles.

The particle selection process implies the random generation of particle sets with a spatially homogeneous distribution. Furthermore, each set should approximately satisfy the experimental size distribution. Therefore, the probability of selecting a particle with a diameter d , and initially placed in a cell with a volume V_{cell} is written as

$$P = C V_{cell} F(d), \quad (7)$$

where C is the global concentration of particles at the initial instant and $F(d)$ is the occurrence probability of the class diameter d . Weighing the size distribution by the cell volume and the estimated particle concentration allows to compensate concentration inhomogeneities arising from the numerical seeding procedure, which consists in placing a constant number of particles in each computational cell. The values used for the discrete particle size distribution $F(d)$ are reported in Table 1. In this study, 100 different numerical initial seeding fields are generated with this procedure, allowing to compute as many particle image pairs for any desired computational timestep.

To create a particle image, the footprint of each selected particle on the synthetic image has to be calculated. Raffel *et al.* [35] express the particle image diameter as

$$d_r = \sqrt{(M d_p)^2 + d_d^2}, \quad (8)$$

where M is the magnification factor of the lens and d_d is the diffraction limited minimum image diameter. In the present PIV experiment, d_r covers about 4 pixels, that is 28 μm , whereas $M d_p$ is estimated at 0.7 μm . Thus, the particle image diameter is largely dominated by diffraction, which is the only phenomenon taken into account in the following. The intensity pattern created by a particle on an image, theoretically described by the Airy function, is approximated by a Gaussian function, as suggested by Raffel *et al.* [35]. The width is fixed to a constant value in order to reproduce the value of d_r observed in the experiment. To calculate the intensity amplitude, given by the light scattering of the particle, a strong assumption is made: every particle is considered isolated from the others. This considerably simplifies the calculation, since, with this hypothesis, the incident light on a given particle only originates from the laser sheet. The light scattered by the other particles in the laser sheet to this given particle is not taken into account. Yet, this effect is significant in PIV. As the light scattering globally increases with the particle diameter, this effect tends to decrease the ratio of the light scattered by small particles to the light scattered by large particles. In other words, with this hypothesis, the velocity fields calculated with the numerical particle images by the PIV algorithm will be more sensitive to the large particles than in the experimental case. The present study thus provides an upper bound of the error. The scattered light is evaluated for each particle class, with the Lorenz-Mie theory, considering the polarization of the laser sheet. The DELPI software [36, 37] is used for this calculation. The light intensity is integrated over the scattering angles seen by the camera lens, roughly between 89.1° and 90° , and over the range of diameters represented by each class. The normalized results are given in Table 1. The final intensity amplitudes used for the particle image creation are obtained multiplying these values by the normalized value of the laser sheet intensity, which has a Gaussian profile, at the particle position. Finally, the synthetic images are obtained by the superposition of the footprints of all particles. For each particle image pair, the second image is deduced from the first one, knowing the velocity of the particles and the time interval between the two laser pulses.

Figure 12 shows an example of numerical particle image resulting from the aforementioned processing steps. It is compared to an experimental particle image captured at the same instant of the jet development. Several calculations of numerical particle images were performed with different initial global concentration levels C . The value

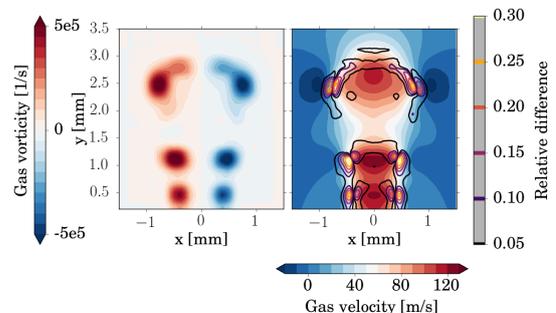
$C = 3 \times 10^{13}$ particles/ m^3 was used in the presented figure as it yielded the best agreement with experiments. The topology of the particle concentration in the jet is globally well reproduced in the numerical image. Nonetheless, some differences can be noticed. As discussed in Sect. III, the second vortex ring starts to merge earlier with the leading vortex ring in the experiment than in the simulation. This effect probably explains why the area of low particle concentration appears slightly larger in the experiments. Nevertheless, the particle concentration in the leading vortex ring appears slightly lower in the experimental image than in the numerical one. This could be explained by different particle concentrations in the cavity at the initial instant between experiment and numerical simulation. Indeed, due to lack of quantitative experimental data, the particle concentrations were assumed identical in the seeding box and the cavity for the numerical simulation. Finally, a background noise is visible on the experimental image, but it was not computed in the numerical images.

As the numerical particle images successfully reproduce the characteristic flow features visible in the experimental images, they may now be used to estimate experimental errors.

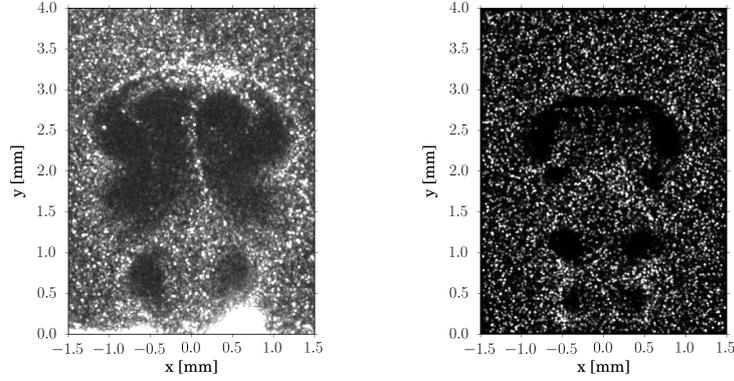
D. Estimation of the error due to the particle dynamics

The velocity fields are retrieved from the numerical particle images in the same manner as the experimental particle images. An average is then performed over the 100 velocity fields obtained. With this number, the averaged velocity field is statistically converged, and thus seems independent of the initial spatial distribution of particles.

Figure 13 illustrates the results obtained at the instant $t_{LES} = 94 \mu\text{s}$, which was previously identified as representative of the jet dynamics. The PIV-like processed vertical velocity of the gas phase is displayed on the right. Iso-lines of velocity differences relative to the maximal velocity of the gas phase are overlaid on the same figure. The left part of the figure illustrates the vorticity of the gas phase, calculated from the PIV-like processed velocity fields, highlighting the location of the centers of the vortex rings. In a large part of the jet, the differences lie below 5%. In the center of the vortex rings, the calculated error is higher than 10%, locally reaching value of about 25% for the leading vortex ring and 30% for the secondary one. In fact, the relative differences obtained from particle images are close to the ones obtained for the class $d = 0.35 \mu\text{m}$, see Fig. 11b. It thus seems that this class offers the best compromise between light diffusion and initial concentration.

**Fig. 13.** Error on vertical velocity

Two results of this section may be highlighted. First, the velocity measured with the PIV technique seems to be the velocity of particles that have a diameter higher than the mean diameter of the present particle size distribution. Second, velocity measurement errors particularly arise in the vortex ring vicinity. They are partly due to the velocity



a) An example of experimental particle image at $\Delta t_{jet} = 94.6 \mu s$; the brightness is artificially increased for the sake of clarity

b) An example of numerical particle image at $t_{LES} = 94 \mu s$.

Fig. 12. Comparison of the numerical and experimental particle images

slip, but mainly to the concentration differences between the vortex ring centers and the rest of the flow. The results obtained in such zones have then to be carefully considered.

V. Evaluation of the uncertainty of measurement

The experiment presented in the present article theoretically measures the phase-averaged velocity fields generated by a PSJ actuator in a longitudinal plane located at $r = 0.25$ mm from the actuator orifice axis. Section IV provides an estimation of the measurement error in this experiment. The current section aims at estimating the uncertainties encountered. Three main uncertainty sources may be identified for the present experiment: uncertainty of the laser sheet position r relative to the orifice center, the statistical uncertainty of the phase-averaging process and the uncertainty of the wall vertical position y_0 on the particle images. These uncertainties are assumed uncorrelated. Thus, they can be combined to obtain the overall uncertainty on the velocity at the pixel \mathbf{m} , through the uncertainty propagation formula [38]

$$u(\mathbf{m}) = k \sqrt{u_r(\mathbf{m})^2 + u_{ave}(\mathbf{m})^2 + u_{y_0}(\mathbf{m})^2}, \quad (9)$$

where $u(\mathbf{m})$ is the overall uncertainty of the phase-averaged velocity, $u_r(\mathbf{m})$ is the standard uncertainty of the phase-averaged velocity due to the uncertainty of the laser sheet position, $u_{ave}(\mathbf{m})$ is the standard uncertainty of the phase-averaged velocity due to the phase-averaging process, $u_{y_0}(\mathbf{m})$ is the standard uncertainty of the phase-averaged velocity due to the uncertainty of the wall vertical position and k is the coverage factor. This factor transforms a standard uncertainty to an uncertainty associated to a confidence level. Here, a coverage factor of 2 is employed, which corresponds to a coverage probability of approximately 95 % for a normal distribution. This formula can either be used for the vertical velocities or the horizontal velocities. In the following, the expressions are derived for the vertical velocity V .

The uncertainty related to the distance between the center of the actuator exhaust orifice and the laser sheet is the most relevant for the present study since it may only be estimated from the numerical model of the PSJ actuator presented in Sect. III because the laser sheet position is fixed in the experiment. It is estimated as $r = 0.25$ mm ± 0.1 mm (see Sect. 1). Considering a rectangular distribution, the standard uncertainty of the laser sheet position is $\frac{0.2}{2\sqrt{3}}$. Thereby, the standard measurement uncertainty due to the uncertainty of the laser sheet position

is given by

$$u_r(\mathbf{m}) = \frac{\partial \bar{V}(\mathbf{m})}{\partial r} \frac{0.2}{2\sqrt{3}}, \quad (10)$$

where $\frac{\partial \bar{V}(\mathbf{m})}{\partial r}$ is the partial derivative of the phase-averaged velocity with respect to the laser sheet position r . As previously, the results are obtained through the PIV-like process, but two numerical laser sheets were extracted, at $r = 0.15$ mm and $r = 0.35$ mm, in order to estimate $\frac{\partial \bar{V}(\mathbf{m})}{\partial r}$ using a second order central finite difference scheme.

Second, the velocity dispersion observed while averaging the instantaneous velocity fields measured by PIV is considered. This source of uncertainty intrinsically accounts for several distinct phenomena: the statistical dispersion of Δt_{jet} and current intensity I , the turbulence of the flow, the initial distribution of the seeding particles, the error induced by local transverse velocities, the inaccuracies of the PIV algorithm itself in the evaluation of instantaneous velocity fields [39], etc. For each interrogation window, the standard uncertainty of the vertical phase-averaged velocity resulting from the phase-averaging process may be expressed as

$$u_{ave}(\mathbf{m}) = \frac{\sigma_{\mathbf{m}}}{\sqrt{n_{\mathbf{m}}}}, \text{ with } \sigma_{\mathbf{m}} = \sqrt{\frac{1}{n_{\mathbf{m}} - 1} \sum_{i=1}^{n_{\mathbf{m}}} [V^i(\mathbf{m}) - \bar{V}(\mathbf{m})]^2}, \quad (11)$$

where $n_{\mathbf{m}}$ is the number of instantaneous images used in the averaging process at the pixel \mathbf{m} , $\sigma_{\mathbf{m}}$ is the experimental standard deviation of the velocity, $V^i(\mathbf{m})$ are the measured instantaneous velocities, and $\bar{V}(\mathbf{m})$ is the phase-averaged velocity. As indicated in Sect. C, interrogation windows displaying insufficient texture or correlation are discarded from the averaging process.

Figure 14 represents the number of instantaneous images used in the averaging process for the effective measurement instant $\Delta t_{jet} = 94.6 \mu s$. An example of particle image obtained at this instant is also given. It appears that zones with the lowest number of images correspond to areas of high vorticity, which result in poor particle seeding. The mask effect is also clearly visible at the bottom of fig. 14.

The last significant source of uncertainty is the vertical position of the wall. The standard uncertainty due to this source is

$$u_{y_0}(\mathbf{m}) = \frac{\partial \bar{V}(\mathbf{m})}{\partial y_0} u_h, \quad (12)$$

where $\frac{\partial \bar{V}(\mathbf{m})}{\partial y_0}$ is the partial derivative of the phase-averaged velocity with respect to the wall position y_0 , expressed in pixel. This term is

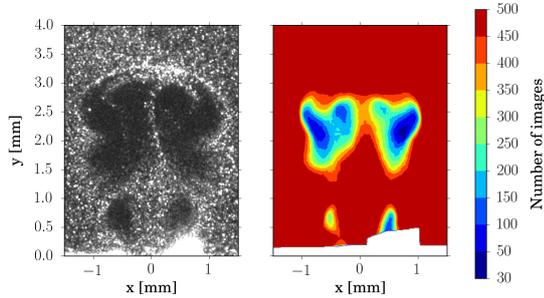


Fig. 14. A particle image (left) and the map of number of images used in the phase-averaging process (right)

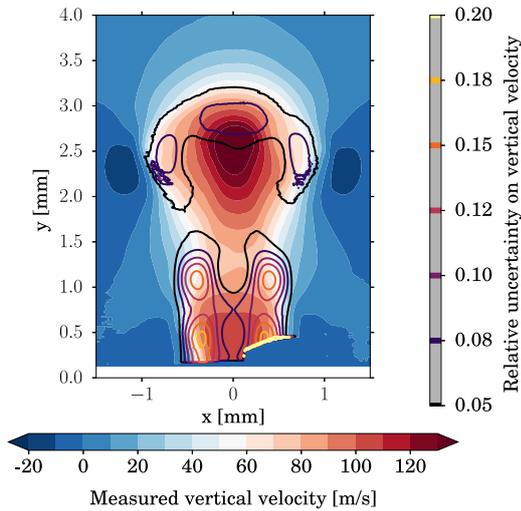


Fig. 15. Overall uncertainty on the phase-averaged vertical velocity

equal to the opposite of the partial derivative of the phase-averaged velocity in the vertical direction. It is estimated through second-order central finite differences of the measured phase-averaged velocity. u_h is the standard uncertainty of the wall position. The latter is evaluated from the laser reflections observed on the PIV images. The height of these reflections is lower than $h = 6$ px. The standard uncertainty is thus

$$u_h = \frac{h}{2\sqrt{3}}, \quad (13)$$

which is the standard deviation of a rectangular distribution with a width h .

The resulting overall uncertainty of the vertical phase-averaged velocity is displayed in fig. 15 through iso-lines. The uncertainty is expressed relatively to the maximum vertical velocity. The vertical phase-averaged velocity is also shown in the background. The uncertainty is lower than 8 % in a substantial part of the jet. In the leading vortex ring, it can reach values ranging from 8 % to 10 %. In the vicinity of the secondary vortex rings, the uncertainty is higher. Locally, it is about 15 % or 18 %. In fact, the diameter of the vortex rings in vicinity of the wall is comparable to that of the orifice. Thus, the associated velocity field is very sensitive to the radial location of the laser sheet. In this region, the uncertainty due to the laser sheet position dominates the other sources by far, whereas the contributions of the three sources are similar in the vicinity of the leading vortex ring.

VI. Conclusion

In this article, a PIV measurement of the jet generated by a PSJ actuator is analyzed with a particular focus on two points: the measurement error due to the particle dynamics and the measurement uncertainty associated with such experiment.

Particle dynamics is analyzed using a LES model that satisfactorily reproduces the jet dynamics. Seven particle classes are computed to represent the experimental particle size distribution. First, particle dynamics is analyzed for each class separately. As expected, high vorticity areas displays much lower particle concentrations than the other parts of the jet, even for particles with very low Stokes number, and the concentration ratio decreases as the Stokes number increases. Furthermore, when interrogation windows are considered in order to evaluate the velocity fields, significant differences appear between the particles and the gas phase in the high vorticity zones. It is concluded that the discrepancies observed are mainly due to the particle concentration differences between high and low vorticity areas. In a second step, the velocity measurement error encountered in the PIV experiment is estimated. The different particle classes are combined to generate realistic synthetic particle images to this purpose. The light intensity scattered by the particles is then computed according to the Lorenz-Mie theory. Each image pair corresponds to a different initial spatial particle distribution. The hundred generated image pairs are processed by the same PIV algorithm as the one employed with the experimental images. The resulting averaged velocity fields prove almost independent from the initial spatial particle distribution. It is observed that the particle class which yields the best agreement with experimental results was neither the most concentrated one, nor the one which scattered the highest light intensity, but a compromise between these two aspects. Finally, the averaged velocity field calculated from particle images is compared with the velocity of the gaseous phase processed in order to account for the interrogation window size and the laser sheet width. The velocity differences obtained provide an estimate for the experimental measurement errors, which are particularly significant in the vicinity of vortex ring cores. As a side conclusion, this also means that a simple analysis based on a mean, global Stokes number is not sufficient to ensure the validity of the PIV measurement on such transient, high-velocity flows.

The uncertainty analysis focuses on three main sources, that are observed as being predominant in this type of experiment: the statistic uncertainty of the phase-averaging process, the uncertainty of the wall position on the particle images, and the uncertainty of the laser sheet position. While the contribution of the two first sources is directly deduced from the experimental results, the contribution of the laser sheet position uncertainty is estimated using the LES model. The global uncertainty obtained from the three sources through the uncertainty propagation formula highlights that for such millimetric flows, particular care is required on the laser sheet position relative to the ejection orifice.

Finally, it can be emphasized that the methodology developed in this article, which is based on a numerical model able to reproduce the main features of the experimental flow, is not limited to the particular case studied here, but can be easily applied on other types PIV experiment in order to provide estimates of both the measurement errors due to seeding particle dynamics and particle concentrations, and some uncertainties associated with a PIV experiment.

VII. Acknowledgments

This work is supported by the Direction Générale de l'Armement (DGA) and by ONERA. The authors thank Yves Le-Sant for his assistance in the optical calibration and in the usage of FOLKI-SPIV.

References

- [1] Cattafesta, L. N. and Sheplak, M., "Actuators for Active Flow Control," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 43, 2011, pp. 247–272.
- [2] Grossman, K., Cybyk, B., and VanWie, D., "Sparkjet Actuator for Flow Control," *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, No. AIAA 2003-57, Reno, NV, 2003.

- [3] Hardy, P., Barricau, P., Belinger, A., Caruana, D., Cambronne, J., and Gleyzes, C., "Plasma Synthetic Jet for Flow Control," *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, No. AIAA 2010-5103, Chicago, IL, 2010.
- [4] Chedeveigne, F., Léon, O., Bodoc, V., and Caruana, D., "Experimental and numerical response of a high-Reynolds-number $M = 0.6$ jet to a Plasma Synthetic Jet actuator," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 56, 2015, pp. 1–15.
- [5] Caruana, D., Cambronne, J.-P., Barricau, P., and Belinger, A., "The plasma synthetic jet actuator for separation control," *Ercoftac Series*, Vol. 94, 2013, pp. 17–22.
- [6] Caruana, D., Barricau, P., and Gleyzes, C., "Separation control with plasma synthetic jet actuators," *International Journal of Aerodynamics*, Vol. 3, 2013, pp. 71–83.
- [7] Molton, P., Leroy-Chesneau, A., Pons, J., Carpels, Y., Barricau, P., Gleyzes, C., Forte, M., and Caruana, D., "Wing Tip Vortex Control By Plasma Actuators," *Ercoftac Series*, Vol. 94, 2013, pp. 53–58.
- [8] Narayanaswamy, V., Raja, L. L., and Clemens, N. T., "Control of unsteadiness of a shock wave/turbulent boundary layer interaction by using a pulsed-plasma-jet actuator," *Physics of Fluids*, Vol. 24, No. 076101, 2012.
- [9] Reedy, T. M., Kale, N. V., Dutton, J. C., and Elliot, G. S., "Experimental Characterization of a Pulsed Plasma Jet," *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 8, 2013, pp. 2027–2031.
- [10] Ko, H., Haack, S., Land, H., Cybyk, B., Katz, J., and Kim, H., "Analysis of flow distribution from high-speed flow actuator using particle image velocimetry and digital speckle tomography," *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 21, 2010, pp. 443–453.
- [11] Cybyk, B., Simon, D., Land III, H., Chen, J., and Katz, J., "Experimental Characterization of a Supersonic Flow Control Actuator," *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, No. AIAA 2006-478, Reno, NV, 2006.
- [12] Maxey, M. R. and Riley, J. J., "Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow," *Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 4, 1983, pp. 883–889.
- [13] Melling, A., "Tracer particles and seeding for particle image velocimetry," *Measurement Science and Technology*, Vol. 8, 1997, pp. 1406–1416.
- [14] Adrian, R. J. and Westerweel, J., *Particle Image Velocimetry*, Cambridge University Press, 2011.
- [15] Reedy, T. M., Kale, N. V., Dutton, J. C., and Elliot, G. S., "Experimental Characterization of a Pulsed Plasma Jet," *50th AIAA Aerospace Science Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, No. AIAA 2012-0904, Nashville, TN, 2012.
- [16] Samimy, M. and Lele, S. K., "Motion of particles with inertia in a compressible free shear layer," *Physics of Fluids*, Vol. A3, 1991, pp. 1915.
- [17] Longmire, E. K. and Eaton, J. K., "Structure of a particle-laden round jet," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 236, 1992, pp. 217–257.
- [18] Elghobashi, S. and Truesdell, G., "Direct simulation of particle dispersion in a decaying isotropic turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 242, 1992, pp. 655–700.
- [19] Squires, K. D. and Eaton, J. K., "Preferential concentration of particles by turbulence," *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, Vol. 3, No. 5, 1991, pp. 1169–1178.
- [20] Williams, O. J. H., Nguyen, T., Schreyer, A.-M., and Smits, A. J., "Particle response Analysis for particle image velocimetry in supersonic flows," *Physics of Fluids*, Vol. 27, 2015, pp. 076101.
- [21] Mitchell, D., Honnery, D., and Soria, J., "Particle relaxation and its influence on the particle image velocimetry cross-correlation function," *Experiments in Fluids*, Vol. 51, 2011, pp. 933–947.
- [22] de Silva, C. M., Baidya, R., Khashehchi, M., and Marusic, I., "Assessment of a tomographic PIV in wall-bounded turbulence using direct numerical simulation data," *Experiments in Fluids*, Vol. 52, 2012, pp. 425–440.
- [23] Bera, J. C., Michard, M., Grosjean, N., and Comte-Bellot, G., "Flow analysis of two-dimensional pulsed jets by particle image velocimetry," *Experiments in Fluids*, Vol. 31, 2001, pp. 519–532.
- [24] Lawson, J. and Dawson, J., "The formation of turbulent vortex rings by synthetic jets," *Physics of Fluids*, Vol. 25, 2013, pp. 105113.
- [25] Amitay, M. and Canelle, F., "Evolution of finite span synthetic jets," *Physics of Fluids*, Vol. 18, 2006, pp. 054101.
- [26] Laurendeau, F., Chedeveigne, F., and Casalis, G., "Transient ejection phase modeling of a Plasma Synthetic Jet," *Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 12, 2014, pp. 125101.
- [27] Belinger, A., Hardy, P., Barricau, P., Cambronne, J., and Caruana, D., "Influence of the energy dissipation rate in the discharge of a plasma synthetic jet actuator," *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 44, No. 365201, 2011.
- [28] Greason, W. D., "Methodology to Study the Resistance of a Spark Discharges," *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 35, No. 2, March/April 1999, pp. 359–365.
- [29] Belinger, A., Naudé, N., Cambronne, J.-P., and Caruana, D., "Plasma synthetic jet actuator: electrical and optical analysis of the discharge," *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 47, No. 345202, 2014.
- [30] Engel, T. G., Donaldson, A. L., and Kristionsen, M., "The Pulsed Discharge Arc Resistance and its Functional Behavior," *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 17, No. 2, 1989, pp. 323–329.
- [31] Champagnat, F., Plyer, A., Le Besnerais, G., Leclair, B., Davoust, S., and Le Sant, Y., "Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization," *Experiments in Fluids*, Vol. 50, 2011, pp. 1169–1182.
- [32] Alletto, M. and Breuer, M., "One-way, two-way and four-way coupled LES predictions of a particle-laden turbulent flow at high mass loading downstream of a confined bluff body," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 45, 2012, pp. 70–90.
- [33] Schiller, L. and Naumann, A., "A drag coefficient correlation," *Vdi Zeitung*, Vol. 77, No. 318, 1935, pp. 51.
- [34] Crowe, C. T., *Multiphase flow handbook*, CRC press, 2005.
- [35] Raffel, M., Willert, C. E., Wereley, S. T., and Kompenhans, J., *Particle Image Velocimetry*, Springer, 2nd ed., 1998.
- [36] Onofri, F., Gréhan, G., and Gouesbet, G., "Electromagnetic scattering from a multilayered sphere located in an arbitrary beam," *Applied Optics*, Vol. 34, No. 30, 1995, pp. 7113–7124.
- [37] Onofri, F., Lenoble, A., Radev, S., and Guering, P.-H., "High resolution monitoring of an unsteady glass fibre drawing process," *Experiments in Fluids*, Vol. 42, No. 4, 2007, pp. 601–610.
- [38] European co-operation for Accreditation, *EA-4/02 Expression of the Uncertainty of Measurement in Calibration*, 1999.
- [39] Sciacchitano, A., Neil, D. R., Smith, B. L., Warner, S. O., Vlachos, P. P., Wieneke, B., and Scarano, F., "Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: comparative assessment of methods," *Measurement Science and Technology*, Vol. 26, 2015, pp. 074004.

Notes complémentaires

D'un point de vue électrique, la décharge est essentiellement caractérisée par l'évolution de l'intensité traversant l'espace inter-électrodes. Cette évolution est décrite par l'équation

$$I(t) = I_0 e^{-\xi \omega_0 t} \sin \omega t, \quad (4.14)$$

Cette équation est similaire à l'équation (4) de ce chapitre. Ici, I_0 est la constante d'amplitude du signal. Les autres notations sont identiques à celles de l'article. Il apparaît donc que la valeur de la capacité C , très fréquemment donnée dans les études sur les actionneurs de type *Sparkjet*, n'est pas la grandeur la plus adéquate pour décrire le type de signal d'intensité. Dans la suite de ce document, les signaux seront plutôt identifiés par l'amplitude du signal I_0 , la fréquence du signal $f = \omega/2\pi$ et l'amortissement ξ . Le signal de décharge étudié dans la section précédente a les caractéristiques moyennes $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$. Pour information, celle étudiée au chapitre 3 a les caractéristiques moyennes $\{I_0 = 173 \text{ A}; f = 0,70 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$.

Dans l'article précédent le terme *PIV-like process* est employé pour désigner un processus de post-traitement des résultats LES, qui vise à les rendre comparables à des champs de vitesse mesurés par PIV. Dans la suite de ce manuscrit, un terme français sera préféré, celui de *traitement PIV*. Pour rappel, ce processus consiste d'abord à extraire les champs de vitesse situés dans l'épaisseur de la nappe laser, puis à appliquer une moyenne gaussienne dans la direction transversale à la nappe afin de prendre en compte le profil gaussien de l'intensité lumineuse dans la nappe. Ensuite, une moyenne glissante est appliquée, sur le champ 2D obtenu, dont la taille est celle des fenêtres d'interrogation utilisées dans le calcul des champs de vitesse à partir des images expérimentales de particules. Cette dernière opération a pour objectif de reproduire une caractéristique essentielle de l'algorithme de PIV utilisé, à savoir qu'avec un ensemencement idéal – i.e. homogène, très dense et dont les particules suivent parfaitement l'écoulement – il agit sur un champ de vitesse comme une moyenne glissante dont la taille est celle des fenêtres d'interrogation.

Enfin, les instants de mesure effectifs seront simplement notés t dans la suite de ce manuscrit, au lieu de $\Delta \tilde{t}_{jet}$, afin d'alléger les écritures.

4.2 Validation du modèle basse-fréquence avec les mesures PIV

Les incertitudes et les erreurs évaluées dans la section précédente ne permettent pas d'expliquer l'ensemble des différences observées entre la simulation et les résultats PIV. En fait, il existe une autre source d'incertitude. Cette fois, elle est liée au modèle géométrique de l'actionneur. Dans cette section, on présente cette inconnue et son influence sur les résultats de la simulation. L'incertitude due à cette inconnue est combinée aux incertitudes et erreurs trouvées précédemment. Les différences entre les résultats du modèle basse-fréquence et la mesure sont ensuite comparés à l'intervalle d'incertitude globale. Ce

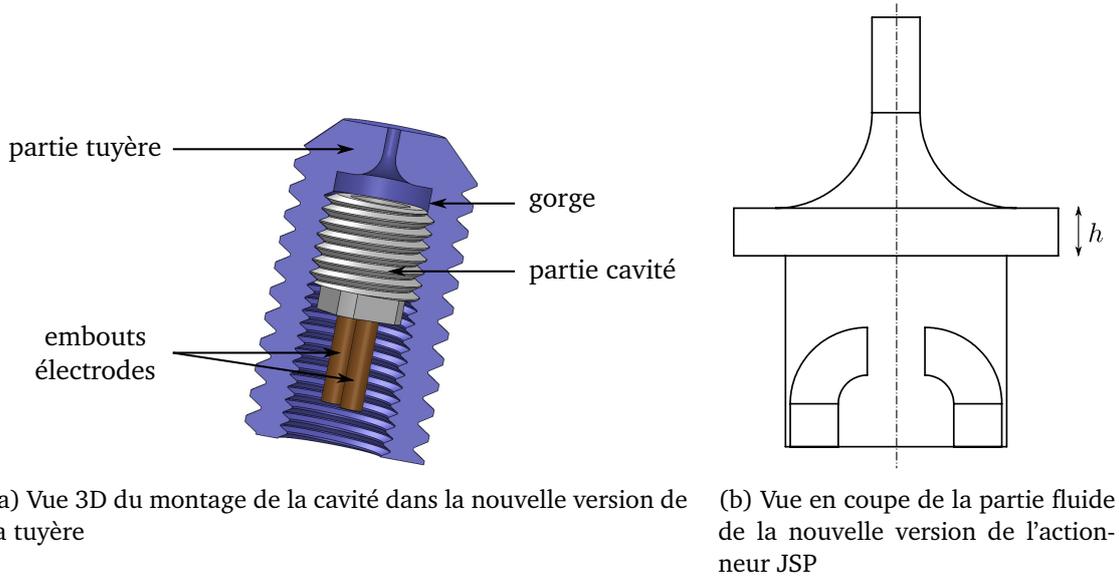


FIGURE 4.16 – Vue de la nouvelle géométrie de tuyère et incidence sur le montage

travail, nécessitant de nombreux calculs, est uniquement effectué pour le cas de décharge de la section précédente, et à un seul instant. D'autres comparaisons seront présentées pour d'autres instants et un autre type de décharge, mais sans l'évaluation d'incertitudes. Comme jusqu'à présent, des résultats instantanés de simulation seront comparés à des résultats expérimentaux en moyenne de phase.

4.2.1 L'inconnue géométrique dans la cavité

La géométrie de la nouvelle version d'actionneur est donnée en figure 4.16. La différence avec l'ancienne géométrie (voir figure 3.2 ou figure 3.11) réside dans la forme de la tuyère, et son matériau. Dans la nouvelle version, il s'agit du même matériau que la cavité, à savoir de l'alumine. Comme illustré en figure 4.16a, le taraudage dans la tuyère n'est jamais complet, et empêche de visser complètement la partie cavité dans la partie tuyère. Ceci implique donc l'existence d'une gorge entre la cavité et la tuyère, de hauteur h sur la figure 4.16b. Cette hauteur est très difficile à prévoir, et varie d'un assemblage à un autre. Ainsi, pour chaque montage expérimental effectué, la hauteur h est a priori différente et inconnue. Dans les caractérisations expérimentales par PIV avec écoulement au repos, un assemblage différent a été fait pour chaque valeur de capacité testée.

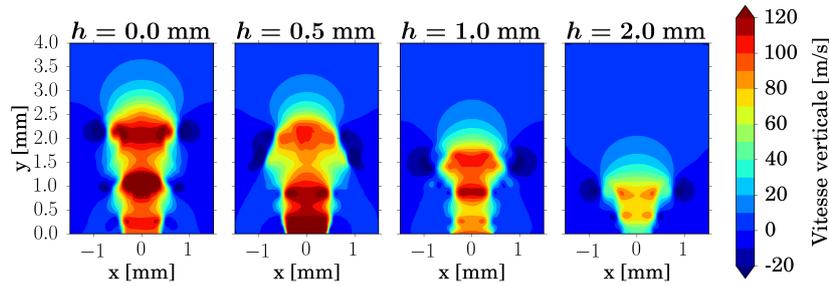
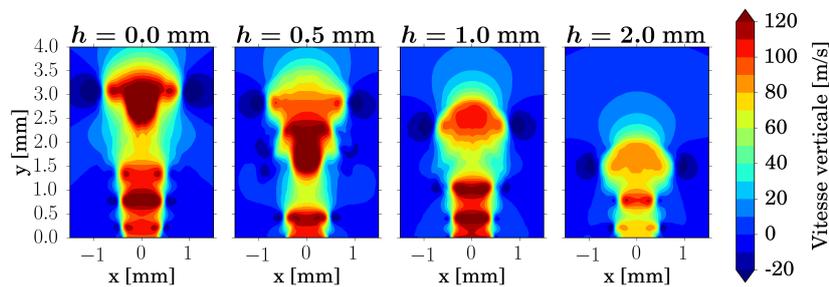
4.2.2 Sensibilité du modèle à la hauteur de gorge

Les figures 4.17 et 4.18 montrent des champs de vitesse et des contours de critère Q pour différentes hauteurs de gorge, à deux instants différents. Le critère Q est défini par⁷⁴

$$Q = \frac{1}{2} \left(\|\vec{\Omega}\|^2 - \|\vec{S}\|^2 \right), \quad (4.15)$$

avec

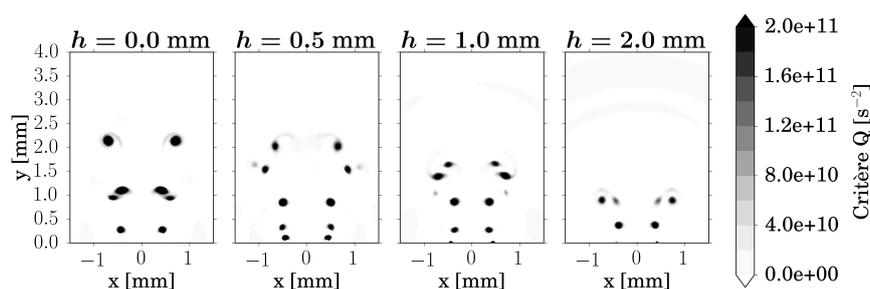
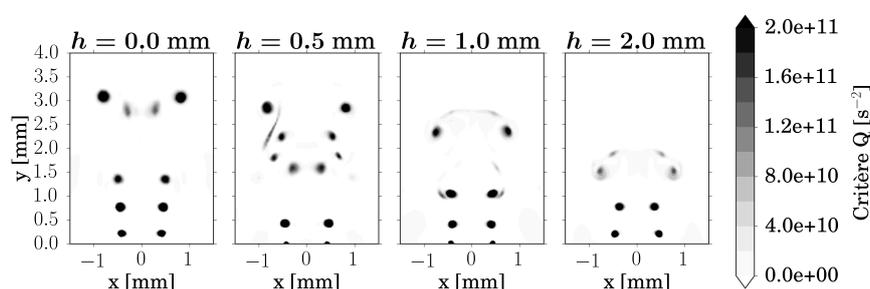
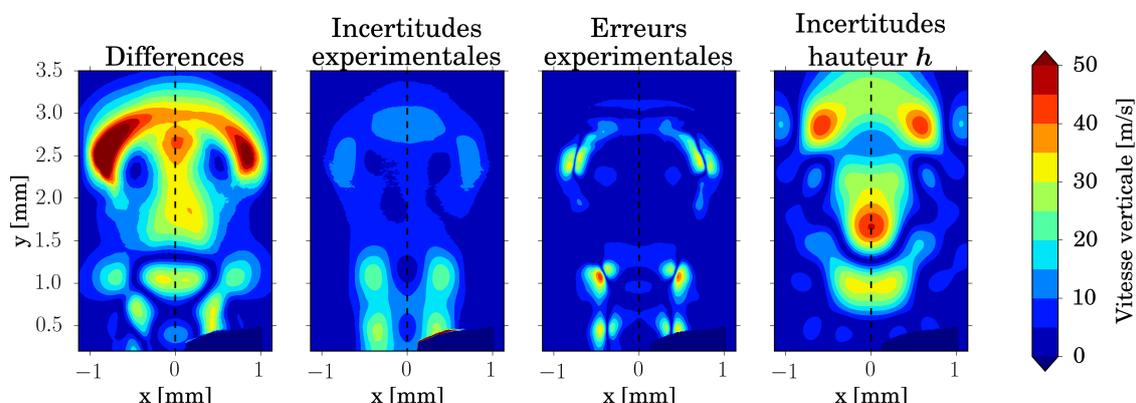
$$\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \left(\overrightarrow{\nabla V} - \overrightarrow{\nabla V}^T \right) \text{ et } \vec{S} = \frac{1}{2} \left(\overrightarrow{\nabla V} + \overrightarrow{\nabla V}^T \right), \quad (4.16)$$

(a) $t = 74 \mu\text{s}$ (b) $t = 94 \mu\text{s}$ FIGURE 4.17 – Champs de vitesse en $r = 0,25$ mm pour différentes hauteurs h

où \vec{V} est le vecteur vitesse, $\overline{\nabla \vec{V}}$ est le gradient du vecteur vitesse, $\overline{\Omega}$ est le tenseur de vorticité, \overline{S} est le tenseur des taux de déformation, et $\|\cdot\|$ est la norme euclidienne. Les résultats des figures 4.17 et 4.18 n'ont pas subi de traitement PIV. Comme attendu, la différence de hauteur de gorge se reporte sur la longueur de développement du jet. Mais, de surcroît, la topologie du jet, et son évolution dynamique, sont complètement différentes selon la hauteur de gorge. Ceci s'explique par la propagation des ondes de pression. Lorsque la géométrie change, les ondes de pression se réfléchissent à des instants différents et de manière différente. L'évolution dynamique de la pression dans la tuyère est alors complètement chang e. Comme la création des vortex annulaires est très liée à cette dynamique, il est cohérent de constater ces différences dans la topologie.

4.2.3 Validation du modèle

Lorsque le traitement PIV est appliqué aux simulations, les résultats les plus proches des mesures PIV, pour le cas $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$, correspondent à une hauteur de gorge $h = 1$ mm. Cette hauteur est tout à fait concordante avec des mesures de hauteur faites sur plusieurs assemblages quelconques, après l'expérience. Ces résultats ont été utilisés en section 4.1, et une illustration de ceux-ci est donnée en figures 4.8 et 4.9. Compte tenu des différentes simulations effectuées, cette hauteur est donnée avec une incertitude de 0,5 mm. La figure 4.19 montre, sur l'image de gauche, les différences entre la simulation et la mesure PIV pour la vitesse verticale, en valeur absolue. Les 3 images de droite représentent respectivement les incertitudes expérimentales, les erreurs exp riment-

(a) $t = 74 \mu\text{s}$ (b) $t = 94 \mu\text{s}$ FIGURE 4.18 – Contours de critère Q en $r = 0,25$ mm pour différentes hauteurs h FIGURE 4.19 – À gauche, différences absolues entre les résultats de simulation et la mesure PIV. Les trois images de droite correspondent respectivement aux incertitudes expérimentales, aux erreurs expérimentales et aux incertitudes dues à la hauteur h . Instant $t = 94 \mu\text{s}$ et décharge $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$.

tales et les incertitudes dues la hauteur h . Dans la majeure partie du jet, l'incertitude sur la hauteur h est l'incertitude dominante, sauf pour les vortex annulaires proches de la paroi où les incertitudes et erreurs expérimentales sont comparables voire supérieures.

La figure 4.20 reprend l'image représentant les différences entre les résultats issus de la simulation et la mesure PIV. Sur la partie droite, la somme des incertitudes expérimentales, des erreurs expérimentales et des incertitudes dues la hauteur h est affichée. Dans la

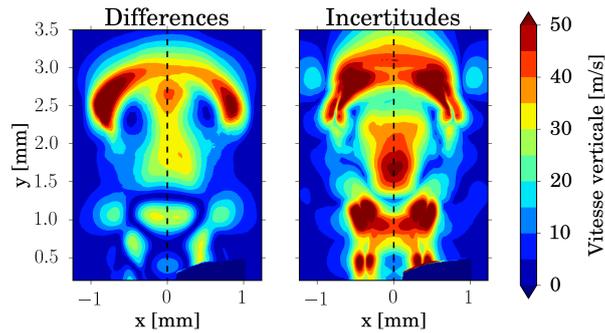


FIGURE 4.20 – Différences entre la simulation et la mesure PIV (gauche) et incertitudes globales (droite), à $t = 94 \mu\text{s}$, pour $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$

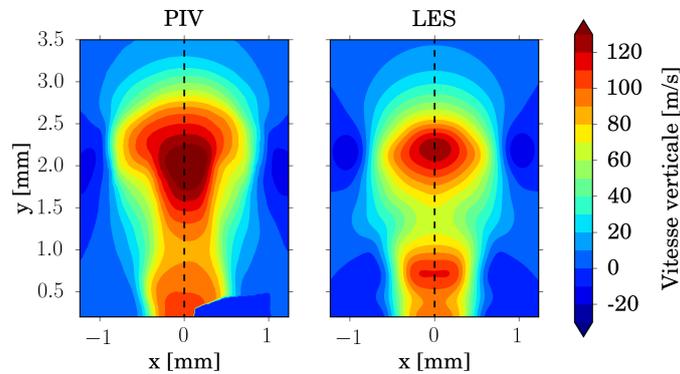


FIGURE 4.21 – Comparaison des champs de vitesses PIV et LES (avec traitement PIV), à $t = 89 \mu\text{s}$, pour $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$

suite, on nommera abusivement cette somme *incertitude globale*. Les résultats de la simulation sont bien compris dans l'intervalle d'incertitude globale, dont les principales sources semble être identifiées. Ainsi, le modèle basse-fréquence est validé pour la configuration environnement au repos, du point de vue de la vitesse.

La figure 4.21 représente la comparaison entre les simulations et les mesures à un autre instant, pour la même décharge, à savoir $\{I_0 = 246 \text{ A}; f = 1,47 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$, et pour $h = 1 \text{ mm}$. Une autre valeur de capacité, a été également été utilisée au cours de la campagne expérimentale, conduisant à une décharge du type $\{I_0 = 186 \text{ A}; f = 1,39 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$. La figure 4.22 illustre les résultats avec la meilleure hauteur de gorge trouvée, c'est-à-dire une nouvelle fois $h = 1 \text{ mm}$. Il faut cependant noter que, pour ce cas, moins de hauteurs ont été testées. Pour les deux types de décharge, des remarques similaires peuvent être faites. Le modèle reproduit bien la forme générale du jet, ainsi que les valeurs de vitesse. Mais, les zones de hautes vitesses s'étendent sur des régions de tailles différentes et à des hauteurs légèrement différentes. On peut supposer que cette situation provient d'une différence des positions des vortex annulaires.

Pour conclure, cette section a permis de valider le modèle basse-fréquence dans la configuration d'écoulement au repos, du point de vue de la vitesse. Par contre, compte tenu des incertitudes, il est difficile de valider la partie topologie du modèle, liée à la dynamique du jet. La suite de ce chapitre va s'attacher à répondre à cette question.

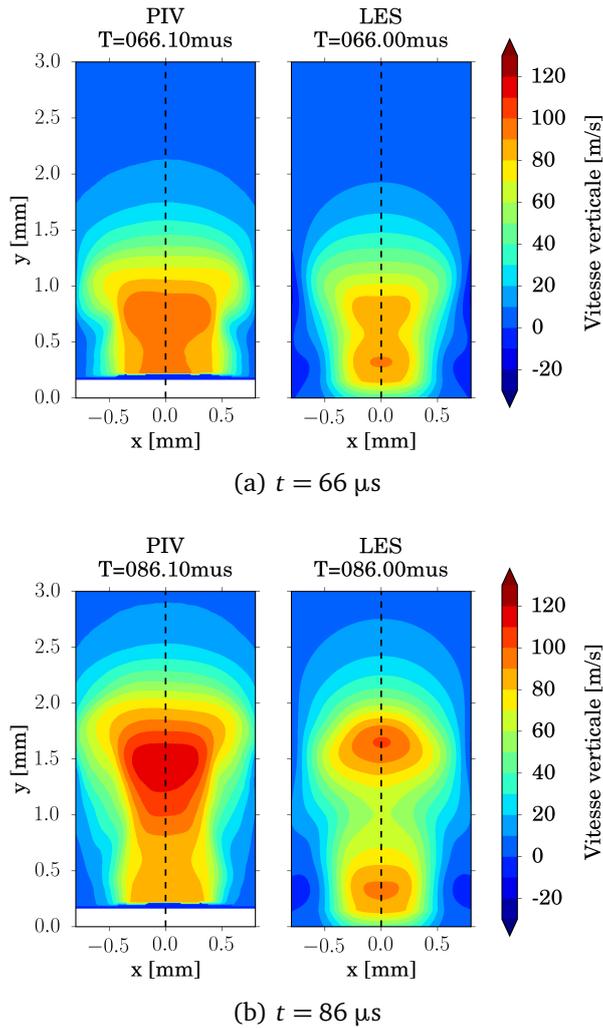


FIGURE 4.22 – Comparaison des champs de vitesses PIV et LES (avec traitement PIV), pour $\{I_0 = 186 \text{ A}; f = 1,39 \text{ MHz}; \xi = 0,10\}$

4.3 Mesure de topologie du jet par micro-strioscopie

Pour valider précisément la capacité du modèle basse-fréquence à reproduire la topologie du jet, une nouvelle expérience de strioscopie est utilisée. Elle a été réalisée à l'ONERA, sur un banc de micro-strioscopie. Contrairement au montage de Hardy, le banc utilisé a été conçu pour les petites dimensions de l'actionneur JSP. Le montage électrique, la méthode de traitement des signaux électriques et le processus de sélection d'images développés pour l'expérience de PIV, et exposés en section 4.1, ont été repris. La fréquence d'actionnement utilisée est également identique, c'est-à-dire 1 Hz. La décharge a les caractéristiques $\{I_0 = 355 \text{ A}; f = 0,89 \text{ MHz}; \xi = 0,17\}$. Par phase, 500 images ont été acquises. La figure 4.23 montre des exemples d'images instantanées obtenues. Des images en moyenne de phase sont données en figure 4.24, calculées après sélection d'images instantanées. Ces images sont semblables à celles obtenues par Reedy *et al.*⁴¹ pour les capacités $C = 0,25 \mu\text{F}$ et $C = 2 \mu\text{F}$ (voir figure 2.6). En fait, ils ont étudié un actionneur assez semblable à l'actionneur JSP. Le diamètre de l'orifice de sortie et le volume de la cavité valent

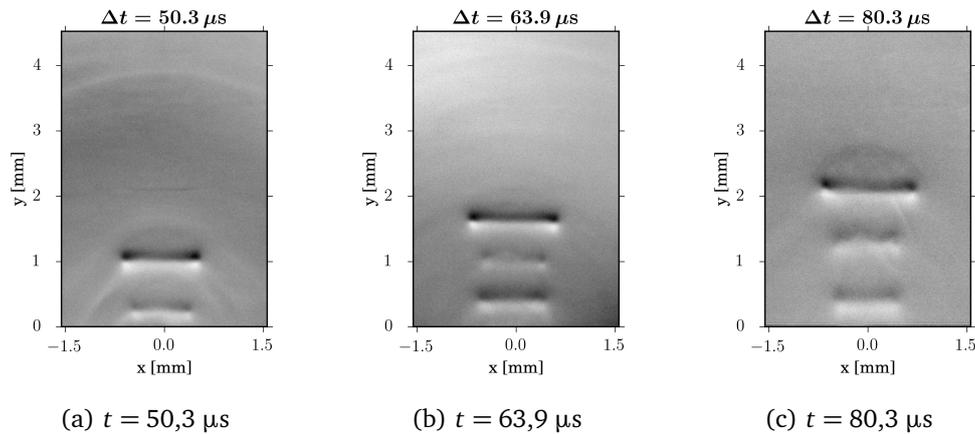


FIGURE 4.23 – Exemple d’images de strioscopie instantanées

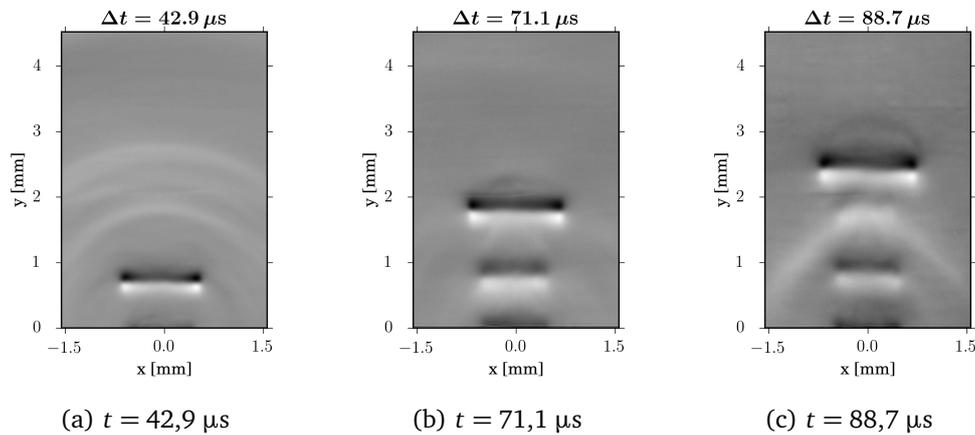


FIGURE 4.24 – Exemple d’images de strioscopie en moyenne de phase

respectivement, dans le cas de Reedy *et al.*, $0,83 \text{ mm}$ et 183 mm^3 , contre 1 mm et 106 mm^3 environ dans le cas de l’actionneur JSP. Dans le cas de Reedy *et al.*, les énergies initiales contenues dans les condensateurs d’une capacité $C = 0,25 \mu\text{F}$ et $C = 2 \mu\text{F}$, sont de 41 mJ et de 330 mJ . Dans l’expérience avec l’actionneur JSP, l’énergie dans le condensateur vaut 155 mJ . De plus, Reedy *et al.* ont également opéré leur actionneur à 1 Hz . Les deux expériences semblent donc tout à fait comparables. D’ailleurs la position du premier vortex annulaire repéré dans l’expérience avec l’actionneur JSP est située entre la position du premier vortex pour $C = 0,25 \mu\text{F}$ et celle pour $C = 2 \mu\text{F}$ dans l’expérience de Reedy *et al.* Par contre, les images de la figure 4.24 apparaissent très différentes de celles obtenues par Hardy, qui a pourtant caractérisé le même actionneur (voir figures 2.7 et 2.8). Ici, seuls les vortex annulaires sont apparents. Dans le cas de Hardy, l’ensemble du jet est contrasté, et aucune structure ne se distingue réellement du jet. Les principales différences entre ces expériences sont : la géométrie de la tuyère, la fréquence de fonctionnement de l’actionneur et le banc de strioscopie utilisé. La fréquence de fonctionnement utilisée par Hardy était de 50 Hz . Le mouvement résiduel dans la cavité et la température de l’air en fin de cycle sont donc plus importants dans le cas de Hardy, et peuvent avoir un effet sur le jet. De plus, le

changement de banc de strioscopie induit vraisemblablement des différences importantes dans les visualisations. Hardy a utilisé un banc avec des miroirs disposés en Z, adapté à des écoulements bien plus étendus que le jet synthétique de l'actionneur JSP. Dans son cas, la sensibilité est beaucoup plus élevée. L'expérience de Hardy rend donc visibles des gradients de densité beaucoup plus faibles que dans la micro-strioscopie.

4.4 Validation du modèle basse-fréquence avec les strioscopies

Comme dans le cas de la PIV, la hauteur h du montage cavité-tuyère est inconnue dans cette expérience. Des simulations avec plusieurs valeurs de h ont été réalisées, et la valeur optimale a été trouvée par une démarche dichotomique. Chronologiquement, les valeurs qui ont été testées sont $h = \{2; 1; 1,5; 1,3\}$ mm. L'information de topologie permet d'atteindre une valeur plus fine que le champ de vitesse obtenue par la PIV. La figure 4.25 illustre les résultats pour le meilleur individu, $h = 1,3$ mm.

Elle montre des comparaisons entre les images de strioscopie moyennes et des coupes axisymétriques de gradient vertical de densité obtenu par LES. Les deux champs ne sont pas directement comparables, puisque la strioscopie fait apparaître les angles de déviation des rayons lumineux qui ont traversé tout le jet,⁷⁵ que l'on suppose toujours axisymétrique. Ces figures permettent cependant une comparaison des positions des vortex annulaires, et des ondes de pression. Globalement, on observe une bonne concordance de ces positions. Les différences observées sont très réduites comparées aux différences induites par une variation de h de 0,5 mm (voir figure 4.18), ce qui indique que $h = 1,3$ mm est sûrement très proche de la réalité du montage. Encore une fois, cette hauteur est cohérente avec des mesures de hauteur faites a posteriori.

Sauf mention spéciale, les instants indiqués dans la suite de cette section correspondent aux instants de la simulation LES. Si besoin, les instants de strioscopie seront notés t_{strio} . Dans un premier temps, comparons de façon détaillée la position des ondes de pression. Pour rappel (voir chapitre 3), ces ondes résultent de la propagation de l'onde de choc produit par le dépôt d'énergie. Ces ondes se propagent à la vitesse du son. À $t = 30 \mu\text{s}$, on observe deux ondes de pression sur les images de strioscopie. Les positions données par la simulation sont très semblables. $10 \mu\text{s}$ plus tard, ces ondes ont parcouru environ $340 \times 10^{-2} = 3,4$ mm. Elles ont donc quitté la zone observée. Une troisième onde est nettement visible sur les images de strioscopie, entre $y = 1,5$ mm et $y = 2$ mm. Une nouvelle fois, la simulation reproduit la même position. L'image de strioscopie suivante montre l'onde $1,6 \mu\text{s}$ plus tard. Elle a théoriquement parcouru environ 0,5 mm, ce qui est compatible avec la visualisation. L'image issue de la LES montre l'onde à une altitude plus haute, avec une distance tout à fait cohérente avec la différence entre les instants de post-traitement LES et les instants de mesure. À partir de ces instants, les ondes de pression générées à la sortie de l'actionneur ne semblent plus assez intenses pour être visualisées par strioscopie.

Intéressons-nous maintenant à la position des vortex annulaires. Les trois premiers sont identifiés sur les images par des flèches et sont numérotés par ordre de génération. À $t = 30 \mu\text{s}$, les images de strioscopie montrent la formation du premier vortex annulaire. la simulation est en accord avec ce constat. Elle semble même montrer que ce premier vortex résulte de la coalescence de deux structures à ces instants. Jusqu'à $t = 80 \mu\text{s}$, la position

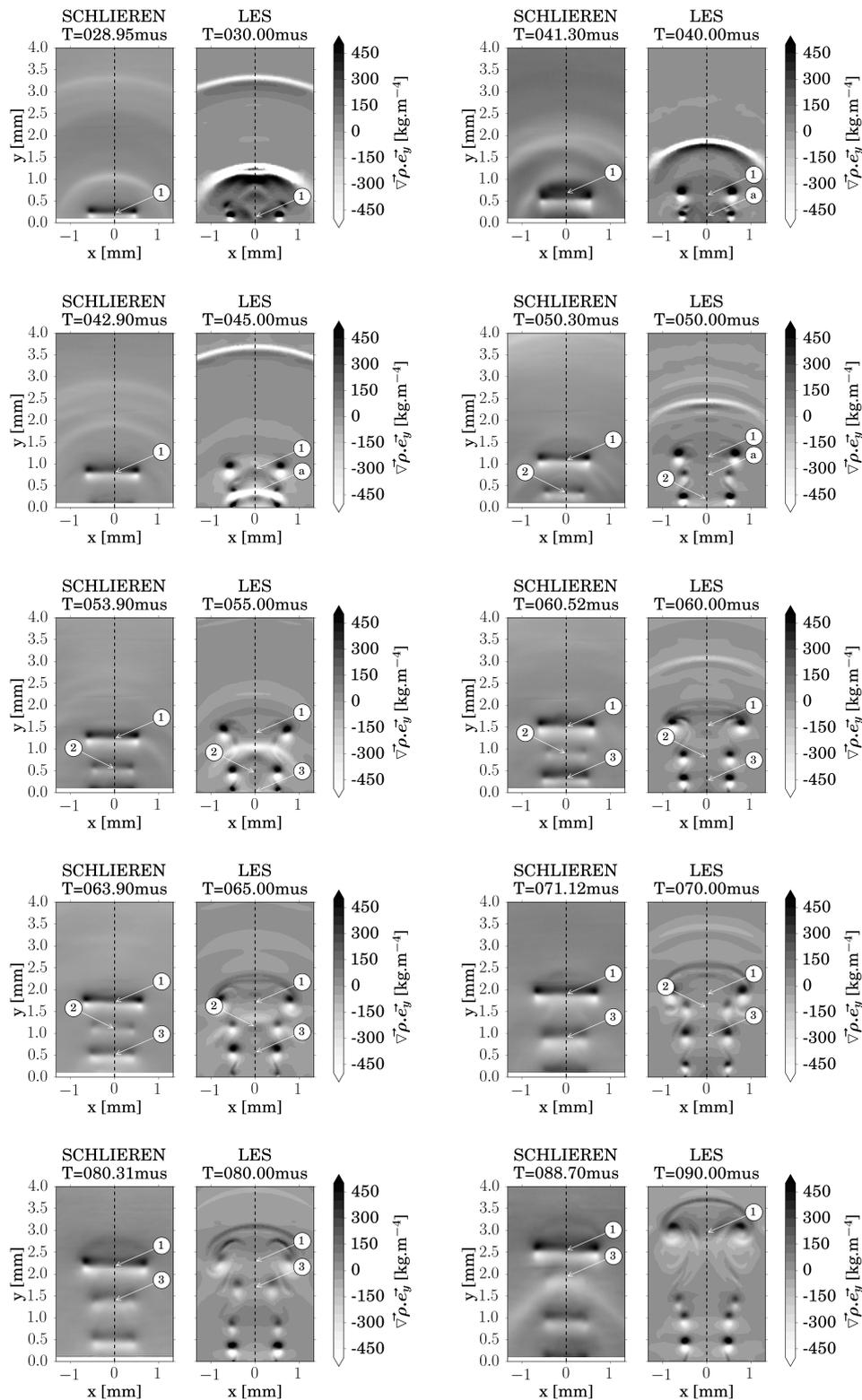


FIGURE 4.25 – Images de strioscopie moyenne, et coupes axisymétriques de gradient vertical de masse volumique obtenu par simulation. Les positions des trois premiers vortex sont repérées par des numéros. Les images de strioscopie sont coupées en bas pour cacher les aberrations optiques dues à la présence de la paroi.

du premier vortex annulaire est remarquablement bien reproduite par les simulations LES. À $t = 40 \mu\text{s}$, la simulation montre la formation d'un autre vortex, identifié (a). Il est encore trop proche de la paroi pour être visualisé par strioscopie. À $t = 45 \mu\text{s}$, la simulation montre une onde de pression proche de ce vortex. À $t = 50 \mu\text{s}$, ce vortex engendre des gradients de masse volumique, inférieurs à 300 kg/m^4 , beaucoup plus faibles que ceux engendrés par les autres vortex, supérieurs à 800 kg/m^4 . Ceci peut expliquer pourquoi le vortex (a) n'est pas apparent sur les images de strioscopie instantanées, et par conséquent sur l'image de strioscopie moyenne. Le second vortex annulaire identifié sur les images de strioscopie apparaît à $t = 50 \mu\text{s}$. Dans les résultats des simulations, le vortex correspondant est légèrement plus bas. Après cet instant, et jusqu'à $t = 65 \mu\text{s}$, la position de ce vortex (2) est très bien reproduite par les simulations. À $t = 70 \mu\text{s}$, la simulation montre le début de la coalescence de ce vortex avec le vortex (1). Le vortex (2) n'est pas visible sur l'image de strioscopie moyenne à $t_{\text{striio}} = 71,12 \mu\text{s}$, ou sur les images instantanées associées. La coalescence est peut-être complète à cet instant. Le vortex (3) est identifié sur les calculs à partir de $t = 55 \mu\text{s}$ et sur les strioscopies à partir de $t = 60 \mu\text{s}$. Sa position est bien reproduite par les simulations jusqu'à $t = 80 \mu\text{s}$. Entre $t = 80 \mu\text{s}$ et $t = 90 \mu\text{s}$, ce vortex coalesce avec le vortex (1). Sur les images de strioscopie, à $t_{\text{striio}} = 88,7 \mu\text{s}$, le vortex (3) est encore légèrement visible. Sur les résultats de simulation, à $t = 90 \mu\text{s}$, la trace du vortex peut être devinée, pratiquement au niveau du vortex (1). La position du vortex (1) est légèrement plus haute dans la simulation par rapport à ce qui est observé expérimentalement. Pour terminer, la strioscopie montre un nouveau vortex à $t = 80 \mu\text{s}$, en dessous de $y = 1 \text{ mm}$. La simulation en fait apparaître deux, mais ils engendrent des gradients de densité d'intensité sensiblement différente. Il est donc possible que les visualisations par strioscopie ne montrent qu'un seul des deux vortex. Il est aussi possible que ces deux vortex soient en réalité confondus. Si tel était le cas, cela démontrerait un légère erreur dans la simulation, au niveau de la dynamique de pression dans la cavité, cette erreur étant sûrement due à une imprécision sur la valeur de h . Quoi qu'il en soit, la position de ces vortex est tout à fait compatible avec celle du vortex visualisé en strioscopie à $t = 90 \mu\text{s}$. À cet instant, la simulation montre la génération d'un nouveau vortex, en dessous de $y = 0,5 \text{ mm}$. Sa partie haute est légèrement visible sur les images de strioscopie. la différence de hauteur peut provenir de la différence entre les instants de mesure et les instants d'extraction de la simulation.

Les positions des trois premiers vortex annulaires sont reportées en figure 4.26. Pour calculer précisément ces positions dans le cas de la strioscopie, un processus en trois étapes a été appliqué. D'abord, sur chacune des images instantanées, une moyenne sur chaque ligne de pixels a été calculée, fournissant une fonction monodimensionnelle de la variable y . Ensuite, les maxima du gradient de cette fonction ont été détectés, donnant la position des vortex annulaires pour chaque image instantanée. Enfin les moyennes et les écarts-types de ces positions ont été calculés pour l'ensemble des images correspondant au même instant de mesure. Ils sont respectivement représentés par les points et les barres d'erreur sur la figure 4.26. Pour les résultats issus de la LES, les positions des vortex ont été repérées de façon similaire. Les maxima de dérivée seconde, selon l'axe vertical, de masse volumique ont été recherchés dans des fenêtres autour des vortex. Jusqu'à $t = 80 \mu\text{s}$, les positions des vortex sont très bien reproduites par le modèle. Les instants de coalescence entre les vortex (1) et (2), à $t = 70 \mu\text{s}$, puis les vortex (1) et (3), à $t = 90 \mu\text{s}$, sont également bien simulés. Par contre, à partir de cette dernière coalescence, le vortex (1) calculé est légèrement plus haut que celui observé par strioscopie. Néanmoins, compte tenu de la sensibilité

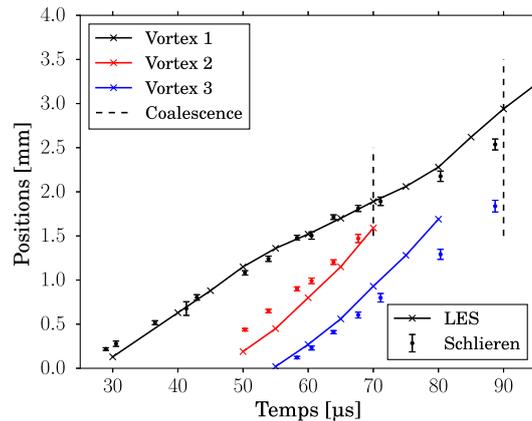


FIGURE 4.26 – Positions des vortex annulaires, détectées sur les LES, et sur les images de strioscopie. Les barres d’erreurs représentent les écarts-types des positions détectées dans les images de strioscopie. Les traits pointillés représentent les instants de coalescence des vortex (identiques pour les mesures et les calculs)

de la simulation à la hauteur de gorge h , les résultats obtenus ici sont extrêmement satisfaisants. Ils permettent de conclure définitivement à la validité du modèle basse-fréquence de l’actionneur JSP.

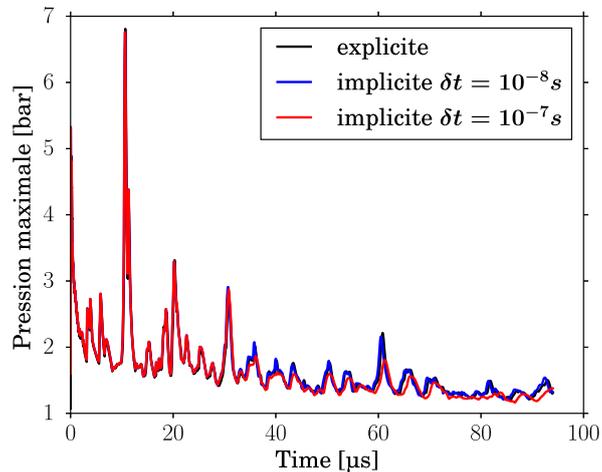
4.5 Changement du schéma numérique temporel : de l’explicite à l’implicite

Les calculs avec l’ancienne géométrie de l’actionneur, présentés au chapitre 3 mobilisent 6500 h CPU pour simuler environ 100 μs après le claquage. Pour rappel, le pas de temps utilisé était de $\delta t = 10^{-9}$ s. Avec la nouvelle géométrie, la taille du maillage a augmenté de plus de 20 %. De plus, selon la raideur temporelle du dépôt d’énergie, le pas de temps doit parfois être diminué dans cette phase jusqu’à $\delta t = 2 \cdot 10^{-10}$ s. Ces deux facteurs cumulés entraînent une augmentation du temps de calcul, qui peut atteindre 9500 h CPU dans certains cas, ce qui représente un peu moins de 20 h sur 480 processeurs. Cette section présente une méthode pour diminuer ce temps de calcul, dans la perspective des chapitres suivants qui nécessitent de nombreuses simulations.

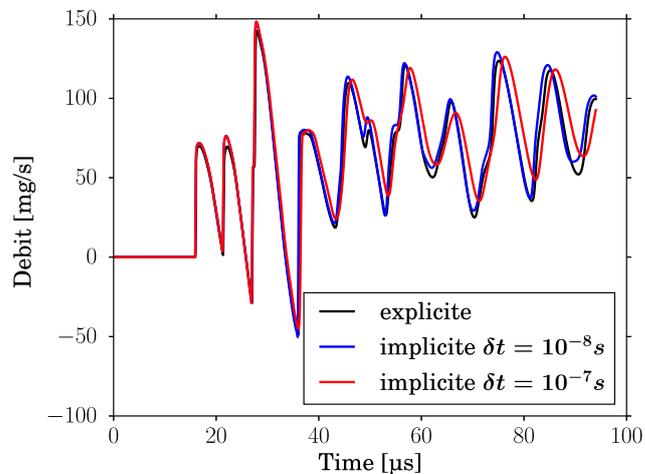
Avec les méthodes d’intégration temporelle explicites – plus précisément le schéma de Runge-Kutta d’ordre 2 pour la plupart des calculs, le pas de temps est imposé par la stabilité numérique du calcul, et non par la résolution des phénomènes physiques. Ce constat motive le test de méthodes implicites. L’ordre 2 est conservé, et donc la méthode de Runge-Kutta d’ordre 2 implicite (RKI2) a été testée. Le dépôt d’énergie crée, d’un point de vue numérique, un problème de Riemann particulièrement raide, entre le canal de décharge et le reste de la cavité. Une onde de choc intense est générée, et se réfléchit sur les parois de la cavité, créant des nœuds de pression à certains instants. Pour capturer correctement ces phénomènes dans les calculs implicites, un pas de temps de $\delta t = 5 \cdot 10^{-9}$ s est utilisé sur les premières 30 μs , durant lesquelles les principaux pics de pression apparaissent dans la cavité (voir figure 4.27a). Sur le reste du calcul, le pas de temps est accéléré. La suite de cette section

présente deux simulations tests, utilisant des pas de temps de $\delta t = 10^{-8}$ s et de $\delta t = 10^{-7}$ s. Les résultats sont comparés à une simulation utilisant le schéma temporel RK2. Le cas de décharge utilisé est $\{I_0 = 246$ A; $f = 1,47$ MHz; $\xi = 0,10\}$.

La figure 4.27a montre une comparaison de l'évolution de la pression maximale entre les différents calculs. Les calculs implicites sont nommés par leur pas de temps après 30 μ s. Sur les trente premières microsecondes, le calcul implicite reproduit remarquablement bien l'évolution de la pression calculée en explicite. Cette remarque tend à prouver que le pas de temps utilisé en explicite est effectivement petit devant les temps caractéristiques des phénomènes physiques liés au dépôt d'énergie. Après les premières 30 μ s, le pas de temps $\delta t = 10^{-8}$ s permet de reproduire l'évolution donnée par le calcul explicite, en très légère avance. Le pas de temps $\delta t = 10^{-7}$ s reproduit également une évolution similaire au calcul explicite, mais les différences sont plus significatives. Des remarques semblables peuvent être faites sur le débit à l'orifice de l'actionneur, reporté en figure 4.27b. La figure 4.28



(a) Pression maximale dans la cavité



(b) Débit à l'orifice

FIGURE 4.27 – Influence de la méthode d'intégration temporelle sur les grandeurs intégrales

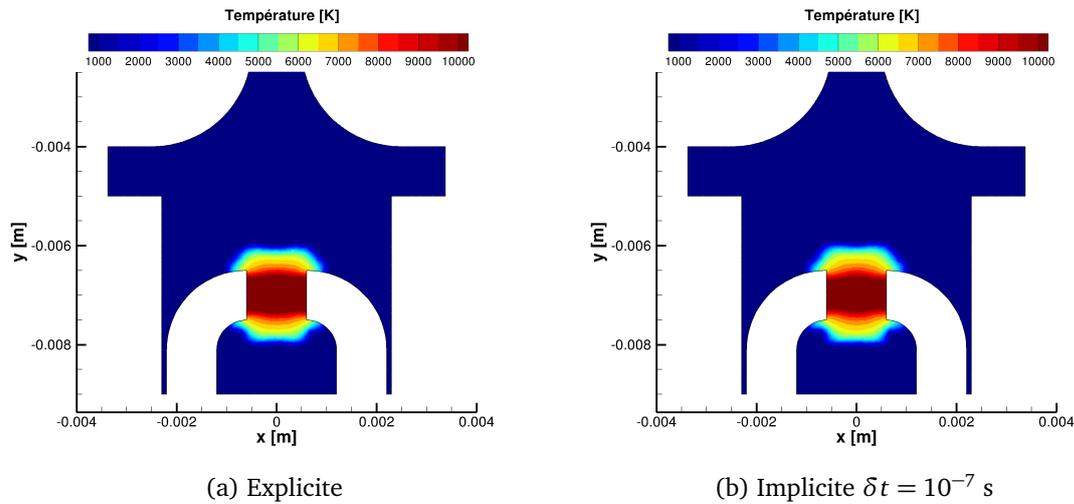
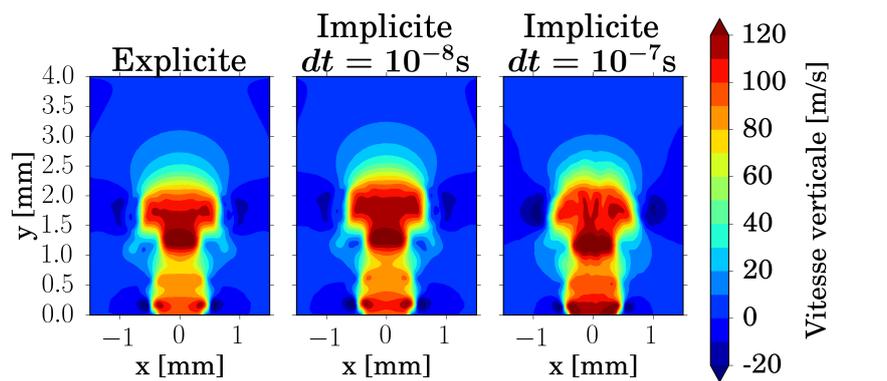


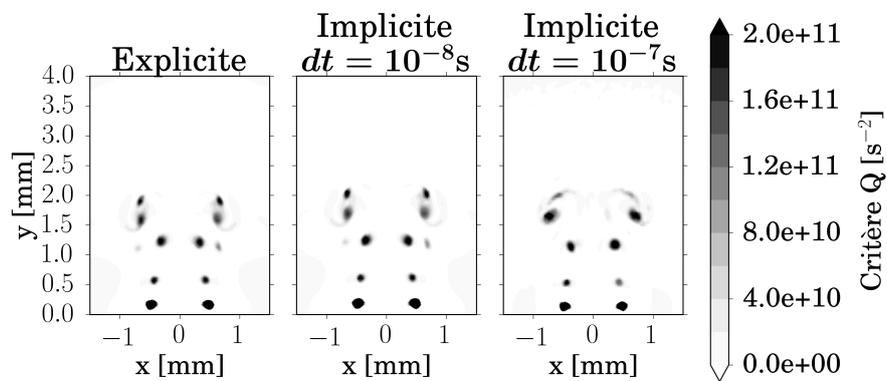
FIGURE 4.28 – Influence de la méthode d’intégration temporelle sur le champ de température, à $t = 5,8 \mu\text{s}$

compare les champs de température dans la cavité, à $t = 5,8 \mu\text{s}$, pour les méthodes explicite et implicite avec $\delta t = 10^{-7}$ s. Les différences sont très ténues.

La figure 4.29 permet de visualiser l’effet du schéma temporel et du pas de temps directement sur la finalité du calcul, à savoir le jet généré. Elle montre le champ de vitesse verticale et la topologie à $t = 79 \mu\text{s}$. Les différences sont assez faibles entre le calcul explicite et implicite avec $\delta t = 10^{-8}$ s. Le calcul implicite montre tout de même une légère avance, qui se traduit par une différence de hauteur d’environ 0,1 mm. Les différences sont un peu plus marquées avec le calcul implicite avec $\delta t = 10^{-7}$ s : la zone de haute vitesse au sommet du jet a une forme un peu différente, et le vortex annulaire de tête est plus dissipé. Néanmoins, les différences observées, quel que soit le pas de temps utilisé, sont très faibles devant les différences dues à une variation de la hauteur de gorge de 0,5 mm. Dans la suite de ce travail, les méthodes implicites pourront donc être utilisées, avec le pas de temps de $\delta t = 10^{-7}$ s après 30 μs .



(a) Champs de vitesse verticale



(b) Contours de critère Q

FIGURE 4.29 – Influence de la méthode d'intégration temporelle sur le jet, à $t = 79 \mu s$

Bilan

Dans ce chapitre, le modèle basse-fréquence a été validé, dans la configuration d'environnement extérieur au repos. Cette validation s'appuie sur deux aspects fondamentaux du jet synthétique : son intensité et sa dynamique, caractérisées respectivement par la vitesse et la topologie.

À l'issue des résultats expérimentaux et numériques donnés dans ce chapitre, une remarque sur l'approche DNS (Direct Numerical Simulation) peut être faite. En effet, cette approche aurait pu être retenue pour simuler l'écoulement, mais ce niveau de résolution ne semble pas nécessaire, au moins pour le cas basse-fréquence environnement extérieur au repos, présenté dans ce chapitre. En fait, il se pourrait que l'approche LES mise en place dans le modèle basse-fréquence permette déjà de résoudre toutes les échelles de turbulence rencontrées dans le jet. Deux constats vont dans le sens de cette délicate assertion. Premièrement, les caractérisations expérimentales montrées dans ce dernier chapitre tendent à montrer que le jet est laminaire au début de son développement, et sur une durée relativement longue. À partir d'un moment, l'interaction entre plusieurs vortex annulaires peut provoquer une perte de cohérence et l'apparition de structures de petites tailles permettant la dissipation d'énergie, comme indiqué en section 3.4.4. Avec les durées ou longueur de développement considérées dans ce travail de thèse, l'état du jet ne dépasse pas ce stade. Deuxièmement, des tests ont été menés au chapitre 3 avec deux valeurs différentes pour la constante de Smagorinsky. D'autres tests ont été menés par ailleurs en désactivant complètement le modèle sous-maille. Dans tous les cas, les résultats sont quasiment identiques, ce qui laisse penser que la part de turbulence non résolue par la LES est négligeable. Ces deux constats semblent indiquer que l'approche LES du modèle basse-fréquence puisse permettre de résoudre les différentes échelles de turbulence rencontrées dans le jet synthétique généré par l'actionneur JSP, au moins sur les durées de développement considérées. En fait, il est assez difficile de classer les simulations présentées dans ce travail de thèse du point de vue de la modélisation de la turbulence. En effet, les modèles de turbulence sont classiquement définis pour des écoulements en régime permanent. Ici, le caractère transitoire de l'écoulement généré par l'actionneur JSP rend difficile l'interprétation de ces concepts. Toutefois, il faut signaler que la simulation est très éloignée d'une véritable simulation DNS, dans sa construction. L'isotropie du maillage n'est pas garantie en proche parois, le schéma spatial est seulement d'ordre deux, et, dans certains cas, des méthodes d'intégration temporelles implicites sont employées. On préfère donc parler de simulation LES.

Chapitre 5

Validation du modèle basse-fréquence : configuration d'interaction avec une couche limite laminaire

Aperçu

5.1	Mesure du champ de vitesse induit par l'interaction entre le jet et une couche limite laminaire	92
5.1.1	Soufflerie et système d'acquisition	92
5.1.2	Maquette	93
5.1.3	Etude de la couche limite	95
5.1.4	Montage PIV	96
5.1.5	Résultats de mesures	99
5.2	Comparaison des champs de vitesse expérimentaux avec les champs de vitesse simulés avec le modèle basse-fréquence	101
5.2.1	Maillage et conditions aux limites	101
5.2.2	Simulations numériques avec dépôts d'énergie dispersés	102
5.2.3	Effet du schéma implicite RKI2	103
5.2.4	Comparaison des résultats numériques aux expériences	105

Ce chapitre a pour objectif d'évaluer la capacité du modèle basse-fréquence à reproduire le champ de vitesse induit par l'interaction entre le jet synthétique et une couche limite laminaire. Cette configuration a l'avantage d'être une progression vers une application concrète de contrôle d'écoulement : le contrôle de décollement de couche limite sur un profil d'aile. À priori, dans l'application réelle, la couche limite est turbulente, mais le test en laminaire est une étape intermédiaire essentielle.

Dans la première partie de ce chapitre, i.e. dans la section 5.1, l'expérience de PIV visant à mesurer le champ de vitesse dans la zone d'interaction est décrite. La section 5.2 est consacrée à la simulation numérique de cette interaction.

5.1 Mesure du champ de vitesse induit par l'interaction entre le jet et une couche limite laminaire

Dans cette section, la campagne expérimentale visant à caractériser l'interaction entre le jet synthétique et une couche limite laminaire est présentée. Les paragraphes 5.1.1 et 5.1.2 présentent la soufflerie et la maquette de plaque plane dans laquelle l'actionneur JSP est inséré. Cette maquette est réglée de manière à générer un écoulement sans gradient de pression. Ensuite, le paragraphe 5.1.3 présente une série de caractérisations de la couche limite. Elles permettent de choisir la vitesse de la soufflerie pour garantir la laminarité de la couche limite. Elles fournissent également des profils de vitesse qui définiront les conditions aux limites du calcul numérique. Le paragraphe 5.1.4 décrit le montage utilisé pour la mesure PIV. Enfin le post-traitement des mesures est explicité dans le paragraphe 5.1.5.

5.1.1 Soufflerie et système d'acquisition

Les expériences ont été réalisées dans une soufflerie de type Eiffel – c'est-à-dire sans circuit de retour, dont le schéma est donné en figure 5.1. La veine d'essai mesure 1,5 m de long, et la section de passage est un rectangle de 300 mm de hauteur par 400 mm de profondeur.

Pour l'ensemble des mesures décrites dans la suite, mises à part les mesures PIV, une carte d'acquisition NI 6052E a été utilisée. Elle permet de mesurer jusqu'à 16 voies analogiques multiplexées, à une cadence de 333 kHz.

La soufflerie est équipée d'une sonde Pitot placée en entrée de la veine d'essai. La différence entre la pression d'arrêt et la pression statique est mesurée par un capteur de pression différentielle MKS 20 torr. Cette mesure permet de déterminer la vitesse en entrée de la veine.

Le taux de turbulence de la soufflerie a été mesuré au moyen d'un fil chaud simple, placé à l'entrée de la veine, au milieu de la section. La sonde utilisée est une sonde Dantec 55P11. Pour maintenir le fil chaud à température constante, et mesurer la vitesse, un anémomètre DISA 55M10 a été employé. Le système a été calibré avec les mesures de vitesse données par la sonde Pitot. Pour déterminer le taux de turbulence, la partie moyenne et la partie fluctuante de la vitesse ont été mesurées. Un filtre passe-haut a été utilisé pour extraire la partie fluctuante, avec une basse passante à 30 Hz. Les deux signaux ont été filtrés à 50 kHz

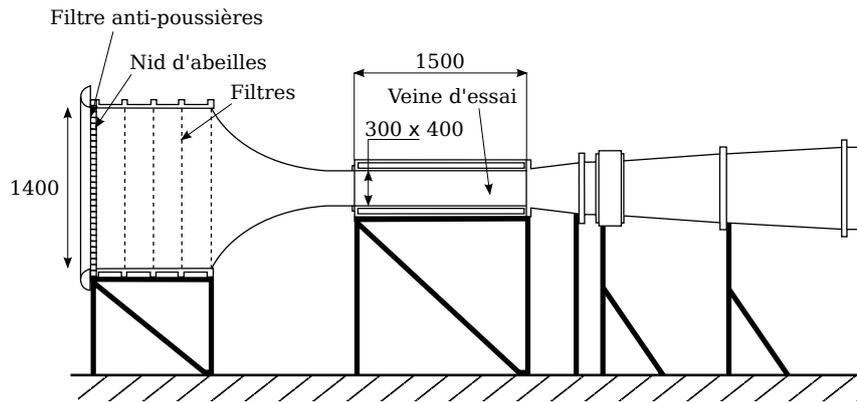


FIGURE 5.1 – Schéma de la soufflerie Eiffel utilisée

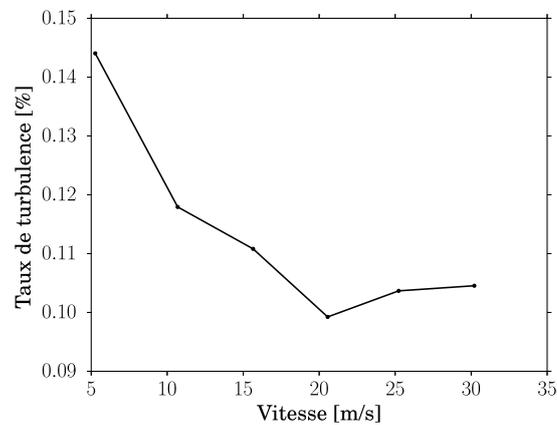


FIGURE 5.2 – Taux de turbulence en entrée de la veine d'essai, en fonction de la vitesse

par un filtre passe-bas. Le taux de turbulence ainsi mesuré ne concerne donc que la partie du spectre compris entre 30 Hz et 50 kHz. Il est donné en figure 5.2, en fonction de la vitesse de la soufflerie. Les valeurs obtenues sont tout à fait compatibles avec une expérience de couche limite laminaire sur plaque plane.

5.1.2 Maquette

La figure 5.3 montre une photographie la maquette utilisée dans la veine d'essai. Il s'agit d'une plaque plane à bord d'attaque elliptique. Les caractéristiques géométriques de celle-ci sont détaillées en figure 5.4. La définition des axes utilisés dans la suite de ce chapitre est également reportée. La vitesse amont est notée V_∞ . Les vitesses au niveau de la plaque plane sont notées V_x , V_y et V_z pour exprimer les vitesses selon, respectivement, l'axe x , y et z . L'actionneur JSP est inséré normalement à la paroi, à 250 mm en aval du bord d'attaque. La maquette est équipée d'un volet, et de prises de pression statique réparties sur la partie extrados. Le volet a été réglé grâce à des mesures de pression au niveau de ces prises, de manière à minimiser le gradient de pression dans la zone d'interaction visualisée par PIV. Cette zone ne s'étend pas au delà de 100 mm en aval de l'actionneur. La figure 5.5 montre

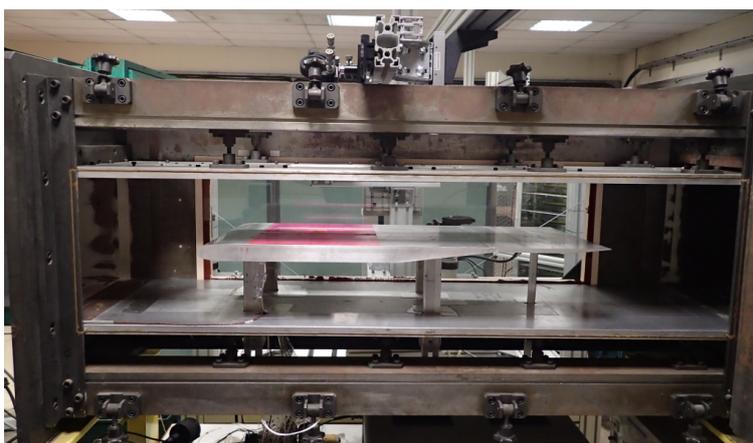


FIGURE 5.3 – Photo de la maquette dans la veine d'essai

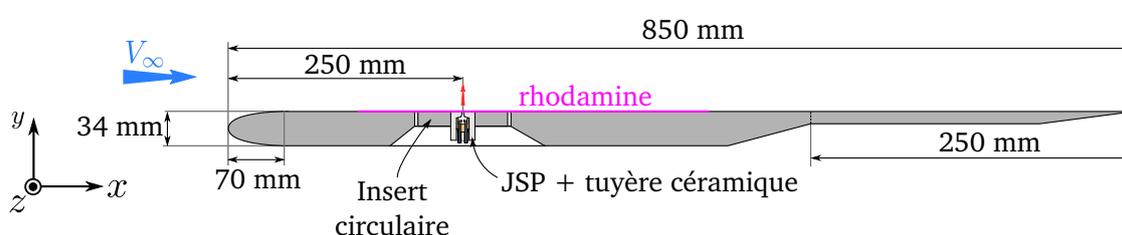


FIGURE 5.4 – Schéma en coupe de la maquette de plaque plane

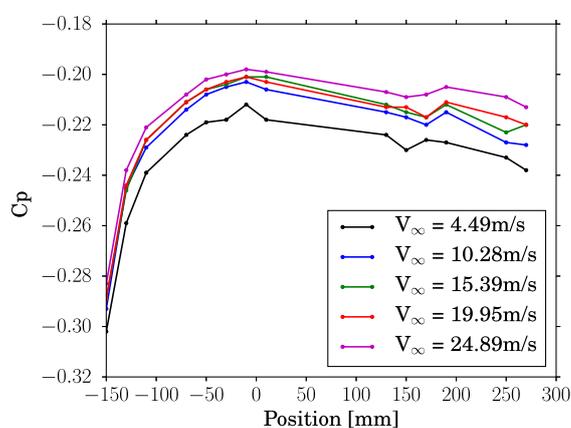


FIGURE 5.5 – Coefficients de pression le long de l'extrados de la maquette

les profils de coefficient de pression C_p , après réglage du volet, pour différentes vitesses amont. Les positions des prises de pressions sont exprimées relativement à la position de l'actionneur JSP. L'augmentation des valeurs de C_p avec la vitesse amont s'explique par la diminution de l'épaisseur de couche limite. Elle évolue théoriquement en $1/\sqrt{Re}$ pour une couche limite laminaire développée sur une plaque plane, où Re est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse extérieure à la couche limite. Le gradient de pression dans la zone d'interaction est très légèrement négatif, mais sera considéré nul pour les calculs numériques.

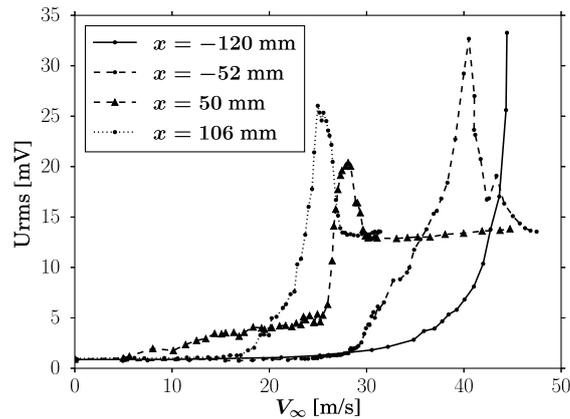


FIGURE 5.6 – Fluctuations de la tension aux bornes du régulateur du film chaud, en fonction de la vitesse amont à la maquette, pour plusieurs positions du film chaud

5.1.3 Etude de la couche limite

Choix de la vitesse amont

La vitesse en amont de la maquette doit être choisie de manière à ce que la couche limite soit laminaire, au moins jusqu'à l'aval de la zone d'interaction visualisée par la PIV. Cette vitesse doit également être la plus élevée possible, afin que les effets de l'interaction entre le jet et la couche limite soient significatifs par rapport au cas du développement dans une atmosphère au repos. Pour déterminer cette vitesse, l'état de la couche limite a été étudié par des mesures avec un film chaud. Après une calibration, la tension mesurée en sortie de l'anémomètre peut être convertie en coefficient de frottement pariétal. Ici, seule la position de la transition a été recherchée. Les fluctuations de tensions sont suffisantes dans ce cas. Elles sont tracées en figure 5.6, en fonction de la vitesse amont à la maquette, et pour plusieurs positions du film chaud. Ces positions sont notées x et sont exprimées relativement à la position de l'orifice de l'actionneur JSP. Les fluctuations augmentent brutalement aux vitesses qui provoquent la transition de la couche limite à la position du film. À 106 mm en aval de l'actionneur, la transition est déclenchée à partir d'environ $V_\infty = 20$ m/s. Aucune augmentation de fluctuation n'est observée à $V_\infty = 18$ m/s, pour toutes les positions. Cette vitesse amont a donc été choisie pour les mesures PIV.

Profils de couche limite

Les profils de vitesse dans la couche limite ont été mesurés par fil chaud. Cette fois, une sonde coudée Dantec 55P15, permettant de mesurer la vitesse en proche paroi, a été utilisée. Afin de sonder la couche limite, la sonde a été montée sur un système de déplacement vertical Micro-Contrôle muni d'un moteur pas-à-pas, contrôlé par un boîtier Micro-Contrôle IT6DCA2. La résolution du système est de 100 incréments par millimètres ± 7 incréments. Comme ce système est sujet à une incertitude sur le déplacement, la position de la sonde est également incertaine lors d'un sondage. Afin de réduire cette incertitude spatiale, les mesures des profils de couche limite à une station axiale donnée ont été réitérées 4 fois afin de réaliser des moyennes d'ensembles.

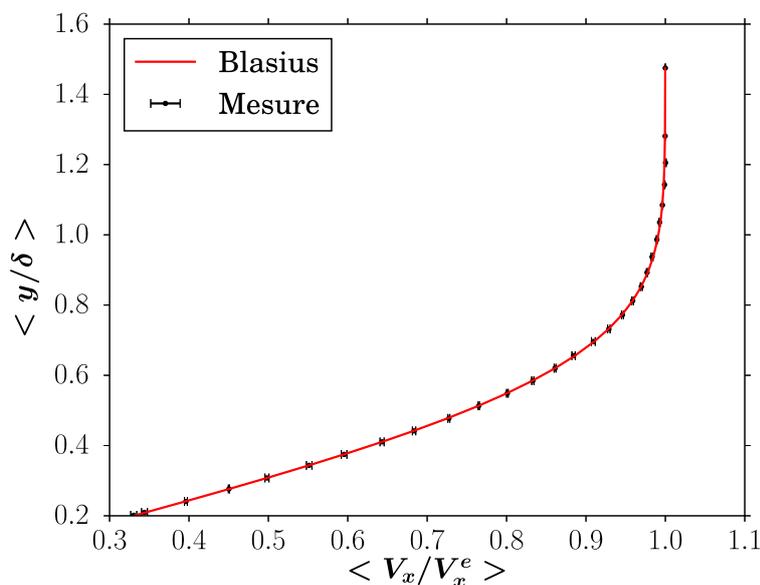


FIGURE 5.7 – Profil moyen de vitesse $\langle V_x/V_x^e \rangle$ mesuré par fil chaud à 50 mm en aval de l'actionneur pour une vitesse amont de $V_\infty = 18$ m/s, et profil théorique de Blasius.

Les profils de vitesses ainsi mesurés se comparent parfaitement au profil théorique de Blasius, comme illustré par la figure 5.7. Cette dernière montre un profil de vitesse mesuré à en $x = 50$ mm en aval de l'orifice de l'actionneur. V_{x_e} désigne la vitesse extérieure à la couche limite. Lorsque la vitesse amont à la plaque est de 18 m/s, cette vitesse vaut environ $V_{x_e} = 19,5$ m/s dans la zone d'interaction. Cette dernière vitesse sera utilisée comme référence dans la suite de ce chapitre. Les barres d'erreur représentent l'erreur type de la moyenne sur les 4 mesures. Le profil de Blasius le plus proche des mesures est déterminé par une méthode des moindres carrés, où l'épaisseur de couche limite et la position de la paroi sont les variables. Les positions axiales sondées sont, relativement à la position de l'actionneur, $x = \{-100, -50, 0, 50, 100\}$ mm.

Ces mesures ont également permis de vérifier que l'introduction des systèmes d'ensemencement en entrée de la soufflerie, en amont du filtre anti-poussières, ne modifiait pas l'état de la couche limite aux positions d'intérêt.

5.1.4 Montage PIV

Montage optique

Le montage PIV mis en place est illustré en figure 5.8. Elle représente la maquette dans la veine d'essai. Le plancher et le demi-plafond sont schématisés, ainsi que la vitre à droite de la veine, dans le repère maquette. Avec ce montage, la nappe laser est générée au dessus de la veine, et traverse le plafond par des hublots en verre. Le système optique permet de générer une nappe dans un plan longitudinal (x, y) ou dans un plan transverse (y, z). Deux caméras Imager SX d'une résolution de $2360 \text{ px} \times 1776 \text{ px}$ assurent un montage stéréoscopique. Elles sont équipées d'objectifs de 105 mm pour les plans longitudinaux et d'objectifs de 180 mm pour les plans transversaux, permettant d'obtenir une résolution d'environ

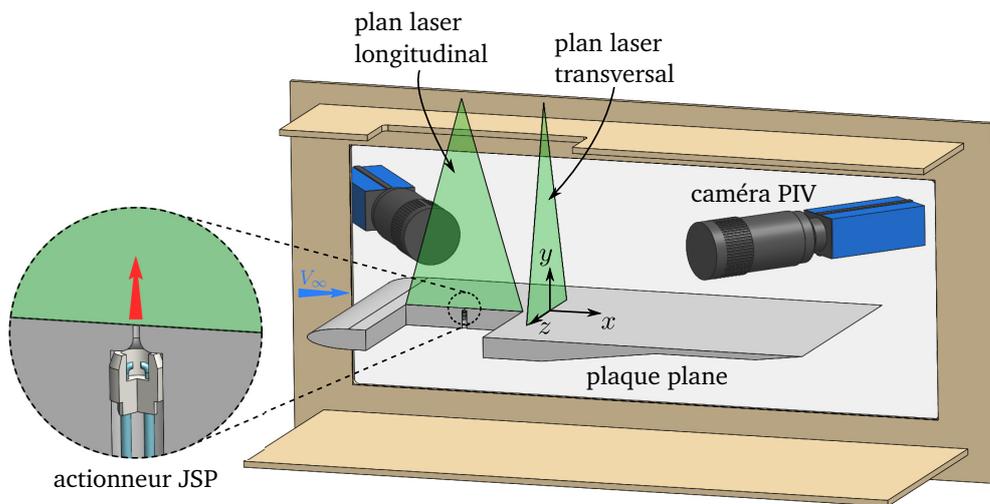


FIGURE 5.8 – Schéma du montage stéréo-PIV

24 $\mu\text{m}/\text{px}$, respectivement 14 $\mu\text{m}/\text{px}$. Pour le reste, le système PIV est identique à celui utilisé lors de l'expérience en enceinte (voir section 4.1). Les deux caméras, le laser et les éléments optiques sont fixés à un banc de déplacement 3 axes, situé à droite de la veine d'essai, toujours dans le repère maquette. De cette manière, tant que l'orientation du plan laser n'est pas modifiée, le plan de mesure peut être translaté sans nécessiter une nouvelle calibration optique du système PIV (en négligeant les éventuels défauts optiques des parois en verre, ou une éventuelle déformation du banc).

Comme dans le cas de l'expérience en enceinte, la maquette a été peinte de Rhodamine 6G. Cette peinture est fluorescente. Elle absorbe une partie de la lumière provenant de la nappe laser à une longueur d'onde de 532 nm, et restitue l'énergie sous forme d'une lumière à une longueur d'onde différente. En équipant les caméras de filtres interférentiels passe-bande à 532 nm et avec une largeur spectrale de 10 nm, cette technique permet de limiter la taille et l'intensité de la réflexion visible sur les images de particules. Comme l'impact de la nappe laser endommage progressivement la couche de Rhodamine, la maquette a été repeinte tous les 20000 impacts environ.

Les épaisseurs de nappe laser ont été mesurées à l'aide d'une caméra DataRay WinCamD. Dans le cas longitudinal, la nappe a une épaisseur de 1,5 mm. Dans la cas transversal, elle a une épaisseur de 0,7 mm.

Ensemencement

Les particules d'ensemencement sont des gouttes d'huile DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat) et ont été générées par un atomiseur Topas ATM210, comme dans le cas de l'expérience en enceinte.

Contrairement aux souffleries équipées de circuit de retour, les souffleries de type Eiffel ne permettent pas une homogénéisation naturelle de l'ensemencement dans toute la veine. L'injection de particules doit donc être spécifiquement réglée pour chaque type de mesure. Pour les mesures dans les plans longitudinaux, les particules ont été injectées par une fente, placée devant le filtre anti-poussières. Entre la fente et le filtre, un ventilateur a été placé

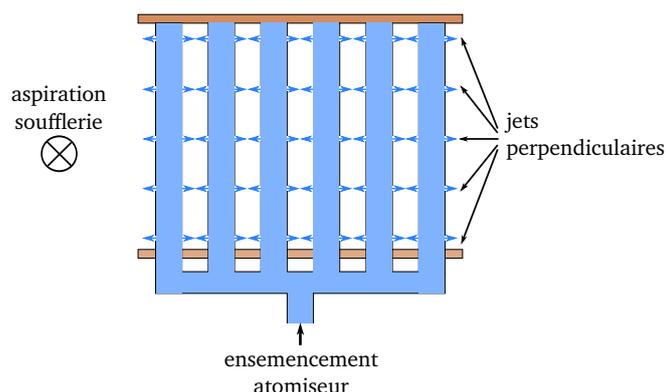


FIGURE 5.9 – Schéma de principe du système d'ensemencement placé devant le filtre anti-poussières

afin de diluer l'ensemencement. Pour les mesures dans les plans transversaux, la zone d'injection doit être plus étendue. Le diffuseur schématisé en figure 5.9 a été développé pour ce besoin. L'air chargé en particules provenant de l'atomiseur est distribué par un réseau de tubes en PVC. Ils sont percés de manière à produire des jets perpendiculaires à l'aspiration de la soufflerie. Un ventilateur a été une nouvelle fois utilisé, afin d'homogénéiser l'ensemencement. Il peut être noté que l'ensemencement obtenu dans le cas longitudinal est plus dense que dans le cas transversal.

Synchronisation et mesures électriques

L'alimentation électrique de l'actionneur, la synchronisation entre son fonctionnement et la mesure PIV, les mesures électriques et le processus de sélection d'images sont identiques au cas de l'expérience en enceinte (voir section 4.1).

Ici, 1000 paires d'images ont été enregistrées par phase, et par plan de mesure. Afin de réduire le temps d'acquisition, la fréquence de fonctionnement de l'actionneur a été augmentée à 3 Hz. À cette fréquence, l'actionneur fonctionne toujours dans un régime basse-fréquence. Deux types de décharge ont été étudiés en utilisant deux valeurs différentes de capacité. Les décharges mesurées ont les caractéristiques $\{I_0 = 218 \text{ A}; f = 1,15 \text{ MHz}; \xi = 0,11\}$ et $\{I_0 = 349 \text{ A}; f = 0,86 \text{ MHz}; \xi = 0,11\}$. Les résultats expérimentaux présentés dans la suite sont des moyennes de phase.

Mesures en régime haute-fréquence

Durant cette campagne de mesure, l'actionneur a également été opéré à haute-fréquence d'actionnement, plus précisément à 1 kHz. Cette mesure est très similaire au cas basse-fréquence. Deux particularités peuvent cependant être notées. Premièrement, il a été constaté que l'alimentation électrique de l'actionneur s'échauffait au cours du fonctionnement de celui-ci. Afin de la préserver, la durée des fonctionnements à 1 kHz a été limitée à 10 s par acquisition, et une durée de refroidissement de 3 minutes a été observée entre les fonctionnements. Deuxièmement, une érosion importante des électrodes a été constatée. Des acquisitions PIV réalisées avant le moindre ensemencement ont même montré que des particules étaient éjectées de la cavité. Il s'agit sûrement de particules de tungstène issues des

électrodes. Ce phénomène a l'air d'être lié à l'échauffement de l'actionneur, puisqu'il n'a pas été constaté dans le régime basse-fréquence. Il faut supposer que ces particules introduisent des erreurs dans les mesures de vitesses par PIV dans la zone au dessus de l'orifice de l'actionneur. Ces erreurs s'amenuisent sûrement dans le reste de l'écoulement, lorsque les particules issues de l'actionneur se sont dispersées.

Ces mesures n'ont pas été confrontées aux résultats des modèles numériques développés dans ce travail de thèse. Certains résultats expérimentaux sont néanmoins présentés en annexe A.

5.1.5 Résultats de mesures

Plans de mesures

Le développement de l'interaction a été mesuré dans un seul plan longitudinal et dans plusieurs plans transversaux.

Le plan longitudinal utilisé est centré sur l'orifice de l'actionneur. Le positionnement de ce plan laser a été effectué de manière très précise, puisque l'expérience en enceinte a montré qu'une incertitude de position pouvait engendrer des incertitudes importantes sur les résultats en proche paroi. Pour cela, des mesures PIV ont été effectuées en plusieurs plans d'équation $z = \text{constante}$. Elles ont été réalisées au même instant du développement du jet, i.e. $t \simeq 60 \mu\text{s}$. En cet instant, le jet est peu développé, et présente un seul vortex annulaire au cœur duquel la vitesse verticale V_y atteint un maximum. Cette valeur maximale a été déterminée pour chaque plan de mesure. Le plan qui la maximise définit le plan d'équation $z = 0 \text{ mm}$. D'après les positions des plans utilisés, le positionnement ainsi obtenu est précis à $\pm 0,032 \text{ mm}$.

Cette démarche n'a pas été appliquée pour les plans transversaux à cause de l'inclinaison du jet avec la vitesse d'entraînement.

Post-traitement

L'ensemble des post-traitements réalisés sur les mesures PIV a été effectué au moyen de l'outil FOLKI-SPIV, de l'ONERA. Une self calibration améliore la précision de la première calibration.

Dans le cas transversal, la taille des fenêtres utilisées est de 25 px par 25 px, ce qui représente une taille physique de $350 \mu\text{m}$ par $350 \mu\text{m}$. Dans le cas longitudinal, la densité de l'ensemencement a permis de réduire la taille des fenêtres à 9 px par 9 px, c'est-à-dire $218 \mu\text{m}$ par $218 \mu\text{m}$. Les résultats mesurés dans le plan longitudinal sont donc privilégiés pour la comparaison avec les résultats des simulations.

La figure 5.10 montre un exemple de champ de vitesse longitudinale V_x obtenue, en moyenne de phase, à $t = 136,7 \mu\text{s}$. La calibration optique réalisée dans cette expérience ne définit pas précisément la position de la paroi. En pratique, celle-ci est déduite des profils de vitesse dans la couche limite, obtenus par PIV. Pour l'image de la figure 5.10, ces profils sont extraits de la zone en pointillés et moyennés dans la direction longitudinale x . La moyenne permet de lisser le profil, mais ne doit pas être effectuée sur une zone trop grande, puisque la couche limite se développe. En prenant une zone de 2 mm de large, la variation de la hauteur de la couche limite se développant sur une plaque plane depuis 265 mm est théoriquement de l'ordre de 0,4 %, ce qui est très raisonnable. La figure 5.11 représente le

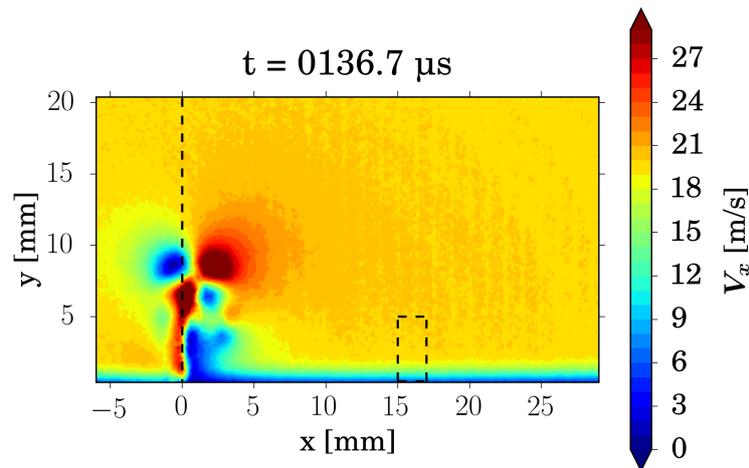
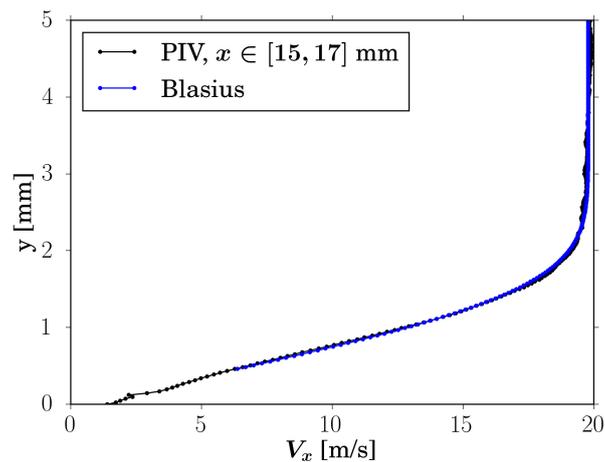
FIGURE 5.10 – Exemple de champ de vitesse V_x 

FIGURE 5.11 – Profil de vitesse mesurée par PIV, au niveau des pointillés de la figure 5.10. Le profil de Blasius affiché est obtenu par méthode des moindres carrés.

profil moyen obtenu. Il est très proche d'un profil de Blasius, ce qui confirme de nouveau que la couche limite est laminaire. Comme dans le cas des mesures fil chaud, le profil de Blasius le plus proche des mesures est trouvé par méthode des moindres carrés, où la position de la paroi et l'épaisseur de couche limite sont les variables. Les points les plus proches de la paroi ne sont pas utilisés, car les résultats sont faussés par la réflexion de la nappe laser. Finalement, cette démarche permet de déterminer précisément la position de la paroi sur toutes les images mesurées.

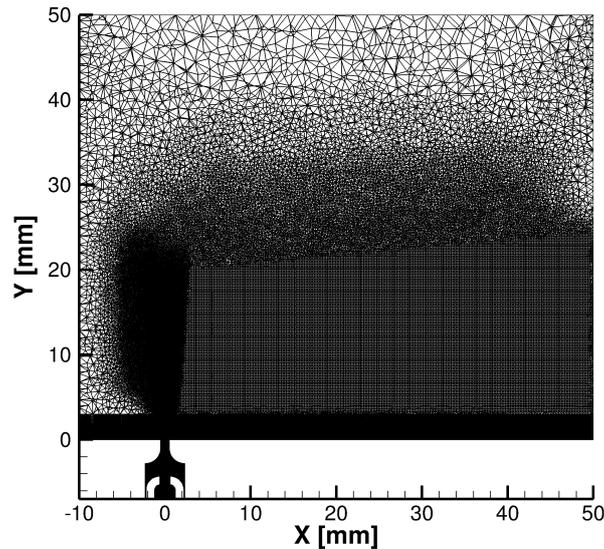


FIGURE 5.12 – Vue en coupe du maillage

5.2 Comparaison des champs de vitesse expérimentaux avec les champs de vitesse simulés avec le modèle basse-fréquence

Les simulations avec le modèle basse-fréquence présentées dans cette section ont été effectuées à l'ONERA, parallèlement au présent travail de thèse. La méthodologie utilisée est très semblable à ce qui a été présenté jusqu'à présent. Cette section se focalise surtout sur les particularités de ces calculs par rapport aux calculs en atmosphère extérieure au repos, et sur les résultats. Les simulations traitent uniquement le cas $\{I_0 = 349 \text{ A}; f = 0,86 \text{ MHz}; \xi = 0,11\}$.

5.2.1 Maillage et conditions aux limites

La figure 5.12 montre une coupe du maillage utilisé, en $z = 0 \text{ mm}$. Chronologiquement, les simulations de ce chapitre ont été réalisées avant d'identifier l'existence d'une gorge dû au montage cavité-tuyère (voir figure 4.16). Donc, ici $h = 0 \text{ mm}$, alors que les chapitres précédents tendent à montrer que, dans la réalité, cette hauteur est de l'ordre du millimètre. Les conséquences de cette valeur seront discutées dans la section 5.2.4. Le domaine extérieur à l'actionneur est constitué d'un parallépipède qui représente une partie de la veine d'essai. Il est situé 10 mm en amont de l'orifice de l'actionneur, et se prolonge 50 mm en aval. Sa section est rectangulaire, elle a une hauteur de 50 mm et une largeur de 40 mm.

Les paramètres du maillage dans l'actionneur JSP, et au niveau du jet, sont similaires à ce qui a été utilisé jusqu'à présent. Comme l'illustre la figure 5.12, le maillage dans la zone d'advection du jet est sensiblement raffiné afin de simuler correctement l'interaction. Le maillage en paroi est tel que $y^+ < 1$ partout, les lois de paroi ne sont donc pas activées. Le maillage dans la partie extérieure à l'actionneur contient environ 10 millions de cellules.

Pour les conditions aux limites, des conditions de glissement sont appliquées aux frontières latérales et supérieure. En entrée, la température ambiante et un profil de vitesse sont

imposés. Ce profil a été calculé à partir des mesures fil chaud en $x = 0$ mm et $x = -50$ mm. À la sortie, la pression est imposée à la pression ambiante, avec une conditions de non-réflexion.

5.2.2 Simulations numériques avec dépôts d'énergie dispersés

Dans les simulations de ce chapitre, l'effet de la dispersion des caractéristiques électriques des décharges sur les résultats en moyenne de phase a voulu être reproduit. En effet, celui-ci n'a pas été quantifié jusqu'à présent, et son influence est potentiellement significative. Pour cela, 10 cycles de fonctionnement ont été simulés, chacun d'eux utilisant un signal de décharge différent. L'hypothèse $H1$ du modèle basse-fréquence est donc modifiée. Dans le cadre de l'interaction avec une couche limite, elle se décline maintenant de la façon suivante :

$H1.1-2$ Au début de chaque cycle simulé, les champs de pression, de température et de vitesse de l'air dans la cavité sont considérées égaux à des champs instantanés de pression, respectivement de température et de vitesse, à un instant quelconque, avant le fonctionnement de l'actionneur. Il est donc considéré que les variations de ces conditions dans la cavité, indépendantes du fonctionnement de l'actionneur, ont une influence négligeable sur le jet généré.

$H1.3$ Pour toutes les décharges simulées, l'arc électrique est situé en sa position moyenne supposée, i.e. centrée sur le canal inter-électrodes. Par contre, 10 signaux d'intensité différents ont été utilisés. Ils sont illustrés par la figure 5.13. Ils ont été générés à partir de fréquences et d'amplitudes variables, mais avec un amortissement fixé. Ce dernier est égal à la moyenne des amortissements mesurés. La moyenne des fréquences et des amplitudes sont égales aux moyennes expérimentales. En revanche, les dispersions n'ont pas été imposées en fonction des dispersions expérimentales. L'amplitude et la fréquence ont été tirées aléatoirement en considérant des variations de $\pm 2,5$ %, respectivement ± 5 %, par rapport à la moyenne. La figure 5.14 montre les histogrammes des fréquences et amplitudes mesurées lors de toutes les acquisitions avec le cas $\{I_0 = 349$ A; $f = 0,86$ MHz; $\xi = 0,11\}$. Les amplitudes et fréquences utilisés pour générer les signaux des simulations sont superposés en traits rouges pointillés. Il apparaît que les amplitudes numériques sont peu dispersées par rapports aux amplitudes expérimentales, et inversement pour les fréquences. Afin de reproduire l'effet de la distribution expérimentale, il pourrait être envisagé de pondérer les résultats dans l'opération de moyenne de phase numérique. Mais, au regard de cette figure, la pondération ne semble pas pertinente. En effet, la pondération par rapport à l'amplitude ne produirait presque aucun effet sur la moyenne et la pondération par rapport à la fréquence aurait pour effet de rendre presque inutiles 8 calculs sur 10. Par conséquent, la moyenne de phase numérique utilisée dans la suite est une simple moyenne arithmétique. Même si la dispersion des signaux numériques n'est pas similaire à la dispersion expérimentale, les simulations de ce chapitre vont montrer l'intérêt de prendre en compte ces effets.

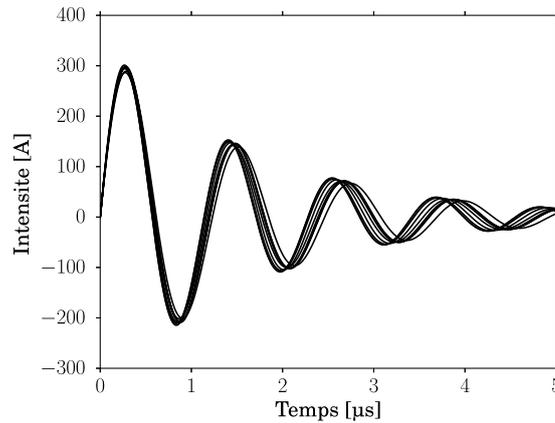


FIGURE 5.13 – Signaux d'intensité utilisés dans les simulations

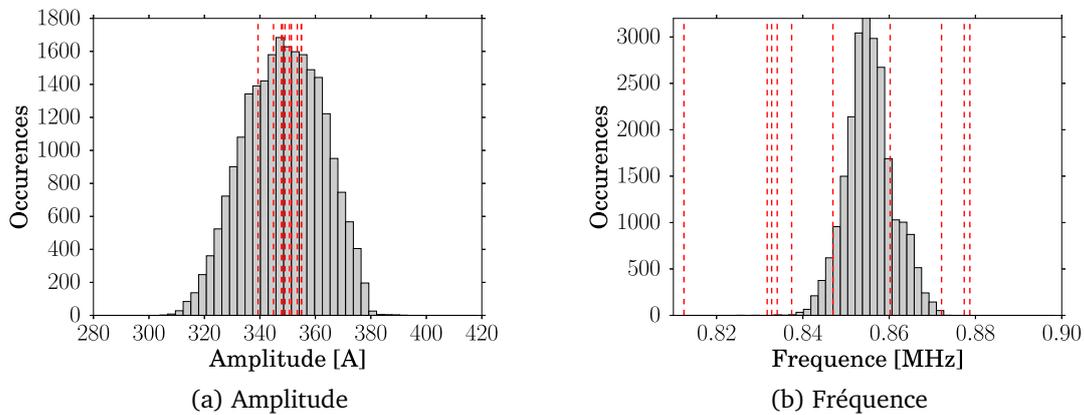


FIGURE 5.14 – Histogrammes des amplitudes et fréquences des signaux d'intensité mesurés pour le cas $\{I_0 = 349 \text{ A}; f = 0,86 \text{ MHz}; \xi = 0,11\}$. Les lignes verticales en pointillés rouges correspondent aux amplitudes et aux fréquences des signaux utilisés dans la simulation.

Par rapport à la configuration d'environnement au repos, une hypothèse supplémentaire est faite :

H10 Les conditions de vitesse et de température en entrée du domaine simulé, et les conditions de pression en sortie, sont supposés invariables en temps.

5.2.3 Effet du schéma implicite RKI2

La section 4.5 a montré que le schéma d'intégration temporelle de Runge Kutta d'ordre deux implicite, RKI2, pouvait être employé à la place du schéma de Runge Kutta d'ordre deux explicite, RK2, dans le cas de l'environnement extérieur au repos. Des calculs préliminaires ont été menés afin de vérifier qu'il en est de même dans le cas de l'interaction avec une couche limite. Deux simulations ont été effectuées. La première utilise le schéma explicite RK2 avec un pas de temps de 0,2 ns pendant la phase de dépôt d'énergie, puis 1 ns dans la phase d'éjection. La seconde utilise la stratégie développée pour la configuration

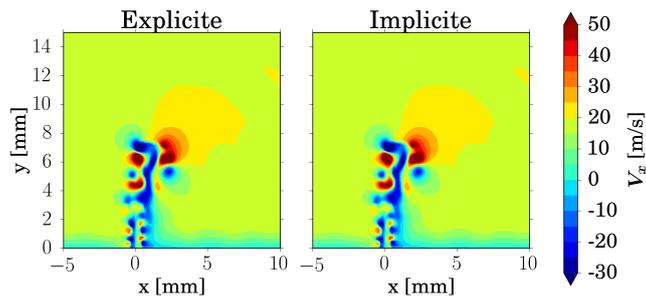
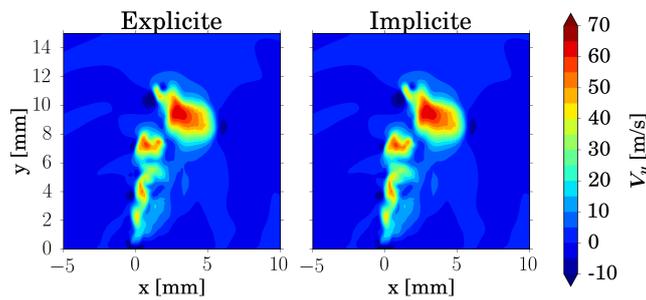
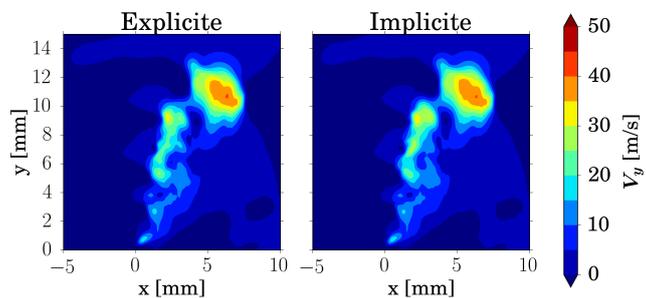
(a) Vitesse V_x , $t = 105 \mu\text{s}$ (b) Vitesse V_y , $t = 205 \mu\text{s}$ (c) Vitesse V_y , $t = 305 \mu\text{s}$

FIGURE 5.15 – Comparaison des champs de vitesse obtenus avec les méthodes explicite et implicite

d'environnement au repos, à savoir un schéma implicite RKI2 avec un pas de temps de 5 ns pour les premières 30 μs , puis un pas de temps de 0,1 μs . La figure 5.15 montre des champs de vitesse obtenus au niveau de l'interaction pour différents instants de développement du jet. Les résultats confirment l'étude de la section 4.5, puisque les champs de vitesses obtenus avec la méthode implicite sont extrêmement proches de ceux simulés avec la méthode explicite. La méthode implicite a donc été employée pour les simulations décrites par la suite.

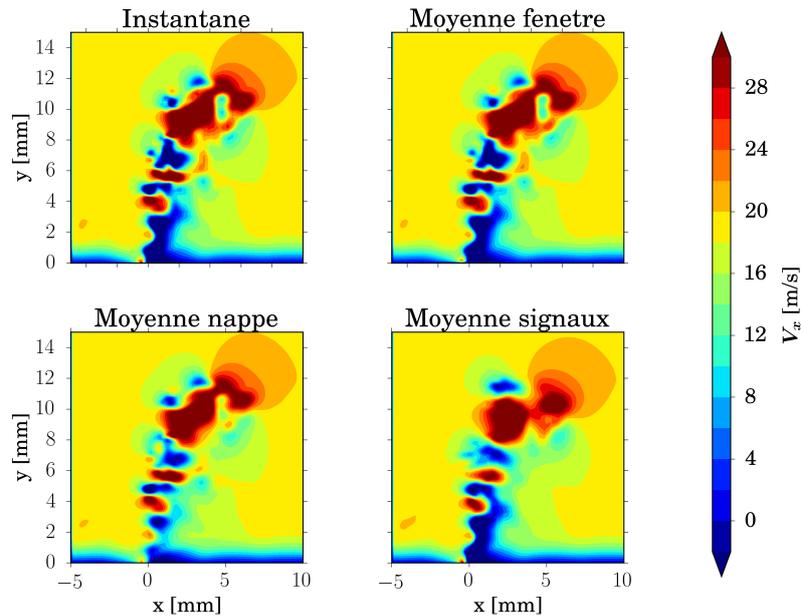


FIGURE 5.16 – Effets de moyenne sur des champs de vitesse V_x , à $t = 235 \mu\text{s}$. *Instantané* est une coupe en $z = 0 \text{ mm}$, pour un cycle i particulier. *Moyenne fenetre* est une coupe en $z = 0 \text{ mm}$, pour le cycle i , sur lequel un filtre de moyenne glissante de la taille des fenêtres d’interrogation est appliqué. *Moyenne nappe* est le résultat de la moyenne Gaussienne des champs de vitesse sur l’épaisseur de la nappe laser centrée en $z = 0 \text{ mm}$, pour le cycle i . *Moyenne signaux* est la moyenne, sur tous les cycles, des coupes de champ de vitesse V_x en $z = 0$, sur tous les cycles.

5.2.4 Comparaison des résultats numériques aux expériences

Les résultats obtenus sont traités de la même manière que les résultats PIV en enceinte, afin de tenir compte de la taille de la nappe laser et de la taille des fenêtres d’interrogation utilisées dans le calcul des champs de vitesse. C’est le *traitement PIV*, défini dans les notes complémentaires de la section 4.1. Comme indiqué précédemment, les résultats numériques sont également moyennés en phase sur les 10 cycles simulés. La figure 5.16 montre les effets des différentes moyennes. Le champ *Instantané* est une coupe en $z = 0 \text{ mm}$ du champ de vitesse V_x , pour un cycle particulier. Si la moyenne par fenêtre d’interrogation est appliquée sur ces résultats, le champ obtenu est le champ *Moyenne fenetre*. Pour ce même cycle, le champ *Moyenne nappe* est le résultat de la moyenne Gaussienne des champs de vitesse sur l’épaisseur de la nappe laser centrée en $z = 0 \text{ mm}$. Enfin, *Moyenne signaux* est la moyenne de phase, sur les 10 cycles simulés, des coupes de champ de vitesse V_x en $z = 0$. La figure montre que le filtrage par fenêtre d’interrogation a très peu d’effet sur les résultats. Comme dans cette expérience les côtés des fenêtres représentent moins de $1/68^e$ de la largeur ou de la hauteur de l’image, ce résultat n’est pas surprenant. À titre de comparaison, les côtés des fenêtres d’interrogation utilisées dans le cas de l’expérience en enceinte représentent moins de $1/7^e$ de la largeur de l’image en figure 4.21. L’effet de moyenne sur l’épaisseur de la nappe laser est plus marqué, surtout pour les résultats en proche paroi. Enfin, la moyenne sur les 10 cycles simulés a l’influence la plus forte sur les résultats à partir d’une hauteur

d'environ $y = 5$ mm. Ceci montre donc que la dispersion des signaux électriques a une influence importante sur les résultats en moyenne de phase.

La figure 5.17 montre des comparaisons de moyennes de phase expérimentales et numériques, de champs de vitesse longitudinale, à différents instants. Les champs numériques ont subi le traitement PIV avant d'être moyennés en phase. Les vitesses sont adimensionnées par la vitesse longitudinale hors couche limite V_x^e . Des ondes de vitesse, sont visibles à la fois sur les champs expérimentaux et numériques. Elles correspondent aux ondes de pressions résultant du dépôt d'énergie, comme visualisées en strioscopie (par exemple en figure 4.25). L'effet de moyenne semble plus important sur les images expérimentales. Ceci peut sûrement s'expliquer par le fait que seuls 10 cycles sont simulés, et par la plus grande dispersion de l'amplitude des signaux d'intensité dans le cas expérimental par rapport au cas numérique (voir figure 5.14a), même si ce dernier point requerrait une analyse approfondie. Néanmoins, les amplitudes des ondes semblent être assez bien reproduites par les simulations, notamment à $t = 65 \mu\text{s}$. Par contre, elles semblent légèrement en avance par rapport aux mesures. Cette différence est très probablement due à la différence de hauteur de gorge entre la géométrie de l'actionneur simulée et la géométrie réelle. Des remarques semblables peuvent être faites au niveau du jet. Sa topologie générale, et les valeurs de vitesses sont bien reproduites par la simulation. Cependant, le jet numérique est en avance par rapport au jet expérimental. À $t = 65 \mu\text{s}$, le premier vortex annulaire est situé à environ $y = 4$ mm dans le cas numérique, et $y = 3$ mm dans le cas expérimental. Cet effet est sûrement provoqué par la différence de hauteur de gorge entre la géométrie réelle et simulée. L'avance s'estompe à mesure que le jet interagit avec l'écoulement extérieur et qu'il est advecté. Une nouvelle fois, l'effet de moyenne est plus marqué sur les résultats expérimentaux que sur les résultats numériques. Ceci est probablement dû au faible nombre de cycles simulés (10) et à la plus grande dispersion de l'amplitude de l'intensité dans le cas expérimental.

D'après l'expérience de Caruana *et al.*,⁵⁹ l'interaction génère un tourbillon en fer à cheval. La figure 5.18 montre des moyennes de phase expérimentale et numérique de la vitesse V_z dans le plan transversal $x = 9$ mm. Les deux résultats confirment l'existence de ce tourbillon en fer à cheval, se développant dans la couche limite. La taille de ce tourbillon est bien reproduite par les simulations. Cependant, les vitesses mesurées par PIV sont légèrement supérieures aux vitesses simulées. Ces différences peuvent provenir de la différence de la hauteur de gorge, comme précédemment, mais également de l'incertitude de position sur les plans de mesures transversaux.

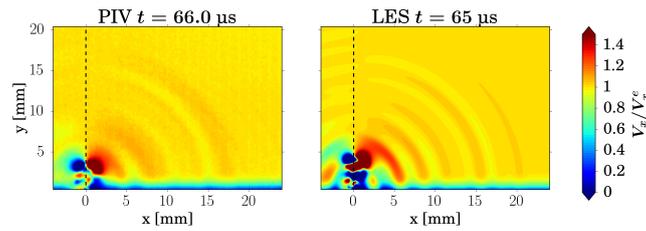
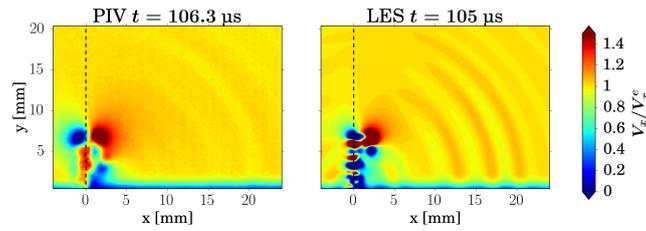
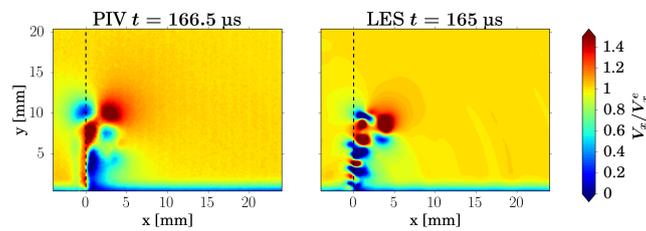
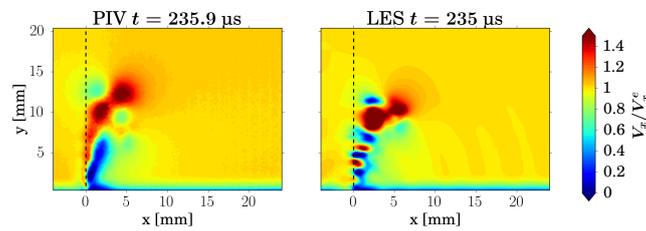
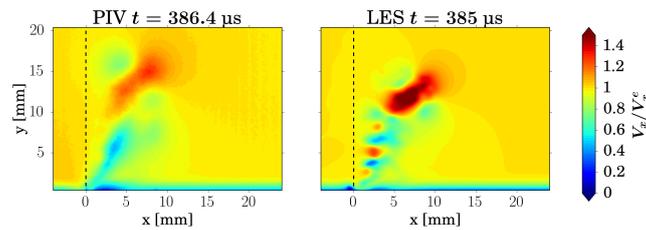
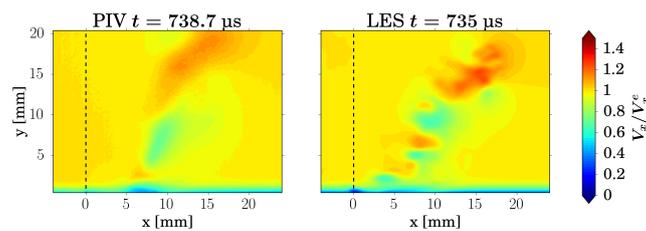
(a) $t = 65 \mu\text{s}$ (b) $t = 105 \mu\text{s}$ (c) $t = 165 \mu\text{s}$ (d) $t = 235 \mu\text{s}$ (e) $t = 385 \mu\text{s}$ (f) $t = 735 \mu\text{s}$

FIGURE 5.17 – Comparaison des moyennes de phase des champs de vitesse longitudinale PIV et numériques après traitement PIV, dans le plan longitudinal. Les vitesses sont adimensionnées par la vitesse longitudinale hors couche limite V_x^e .

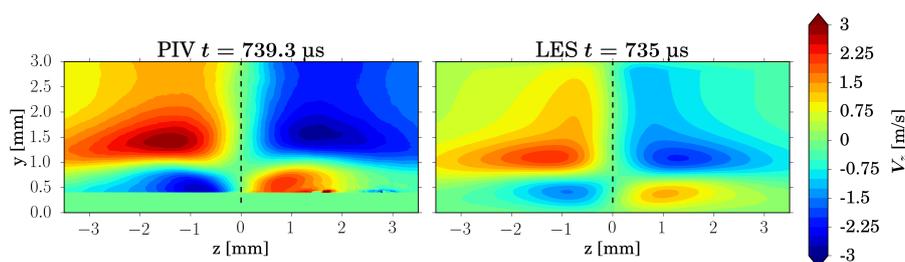


FIGURE 5.18 – Comparaison des moyennes de phase de vitesse V_z , PIV et numériques après traitement PIV, dans le plan transversal $x = 9$ mm. L'axe de l'actionneur est repéré par des traits pointillés.

Bilan

Pour conclure, les résultats de ce chapitre montrent que le modèle basse-fréquence semble tout à fait capable de reproduire l'interaction entre le jet synthétique et une couche limite laminaire. En effet, malgré l'utilisation d'une dispersion des signaux d'intensité et d'une hauteur de gorge différentes du cas expérimental, les simulations montrent un accord très satisfaisant avec les mesures PIV.

Ces résultats sont très encourageants, et permettent d'envisager des simulations plus proches des applications de contrôle d'écoulement. La configuration étudiée dans ce chapitre n'est pas très éloignée d'une configuration de contrôle de décollement.³⁰⁻³² Toutefois, dans ce type d'application, la couche limite est généralement turbulente. Mais compte tenu des résultats obtenus dans ce chapitre avec une couche limite laminaire, et de l'approche LES employée, le modèle basse-fréquence a de bonnes chances d'être également performant dans le cas turbulent. La prochaine étape consisterait donc à valider le modèle dans le cas turbulent afin de s'assurer de sa capacité à définir des stratégies de contrôle effectives.

Troisième partie
MODÈLE HAUTE-FRÉQUENCE

Chapitre 6

Développement d'un modèle haute-fréquence

Aperçu

6.1	Mesures électriques de la décharge à haute fréquence d'actionnement . . .	112
6.1.1	Montage expérimental	112
6.1.2	Résultats de mesure	113
6.2	Identification des effets haute-fréquence	114
6.2.1	Mécanismes de claquage	114
6.2.2	Explication de la chute rapide de la tension de claquage	119
6.2.3	Explication de la chute lente de la tension de claquage	120
6.3	Construction du modèle haute-fréquence	128
6.3.1	Méthodologie	129
6.3.2	Récapitulatif des hypothèses	129
6.4	Simulations en environnement extérieur au repos	131
6.4.1	Déroulement du calcul aérodynamique	131
6.4.2	Analyse des résultats	131
6.5	Potentielles améliorations du modèle	134
6.5.1	Fonction de flux thermique provoqué par les gaines plasma	136
6.5.2	Évolution du bilan d'énergie	136
6.5.3	Initialisation de la décharge	138

Comme l'ont montré Hardy *et al.*³⁷ (voir figure 2.13), le fonctionnement de l'actionneur varie en fonction de la fréquence d'actionnement. Ce chapitre vise à construire un modèle de l'actionneur JSP capable de reproduire son fonctionnement à haute fréquence d'actionnement. Pour rappel, haute-fréquence désigne ici toute fréquence à partir de laquelle l'hypothèse $H1$ (voir chapitre 3) n'est plus vérifiée. Les applications de contrôle d'écoulement se situent essentiellement dans ce régime de fonctionnement.

Dans ce chapitre, une caractérisation expérimentale à haute-fréquence d'actionnement est d'abord présentée en section 6.1. Elle mesure l'évolution de la décharge électrique en fonction des cycles d'actionnement. Les phénomènes potentiellement responsables de cette évolution sont listés en section 6.2. À partir de ces informations, des hypothèses sont formulées pour expliquer l'évolution des décharges en fonction des cycles. Un modèle haute-fréquence est construit sur la base de ces hypothèses, et est présenté en section 6.3. Ensuite, une mise en œuvre de ce modèle est présentée en section 6.4. Les résultats sont comparés à ceux obtenus avec le modèle basse-fréquence, afin de quantifier l'apport du nouveau modèle. Enfin, certaines perspectives d'amélioration du modèle sont données en section 6.5.

Dans la caractérisation expérimentale et dans la simulation, la fréquence d'actionnement utilisée est $F = 1$ kHz. Cette fréquence est typique des applications de contrôle d'écoulement avec cet actionneur.^{31,32,62}

6.1 Mesures électriques de la décharge à haute fréquence d'actionnement

Pour comprendre le fonctionnement de l'actionneur JSP à haute-fréquence d'actionnement, des mesures électriques de la décharge ont été réalisées. Contrairement au fonctionnement basse-fréquence, les caractéristiques des décharges ne sont pas *statistiquement stationnaires*, pour reprendre le terme de l'hypothèse $H1$ du chapitre 3. Elles prennent leur valeur dans des distributions statistiques qui varient d'un cycle à l'autre. Ces mesures informent sur le comportement du dépôt d'énergie à haute-fréquence, et donc sur certains phénomènes à l'œuvre dans la cavité.

Dans cette expérience, la durée de fonctionnement de l'actionneur a été limitée à 5 s, ce qui représente 5000 cycles de fonctionnement. En pratique, l'actionneur ne peut pas être opéré sur des durées beaucoup plus longues, à cause de l'échauffement de son alimentation électrique.

6.1.1 Montage expérimental

L'alimentation électrique de l'actionneur JSP est similaire à celle employée dans le reste de ce travail de thèse, voir figure 4.1. La tension aux bornes du condensateur et le courant dans le circuit de décharge ont été mesurés avec les mêmes sondes que précédemment, à savoir une sonde de tension Elditest GE.3830 avec une bande passante de 3 MHz, et une sonde de courant Magnelab CT-D0.5, avec une bande passante à 200 MHz.

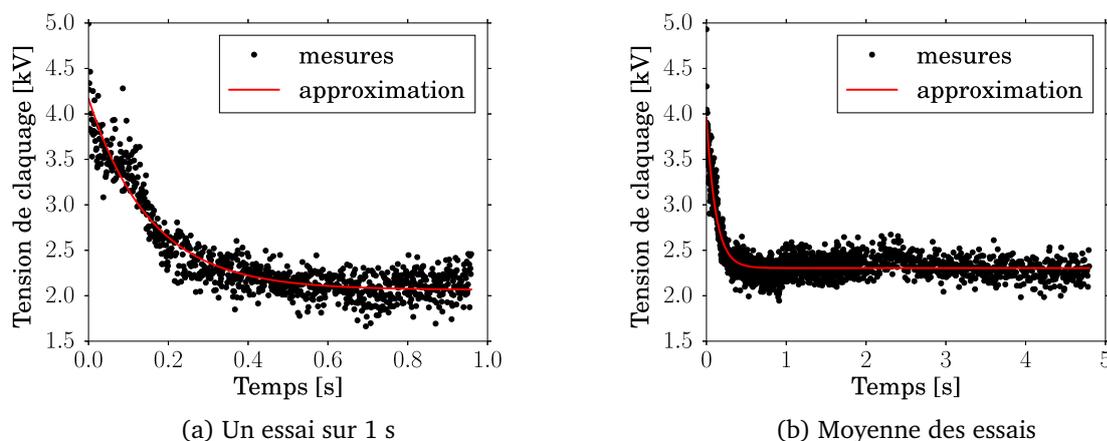


FIGURE 6.1 – Évolution des tensions de claquage mesurées

Lorsque la fréquence d'actionnement était de 1 Hz, chaque signal de décharge était acquis par un oscilloscope Rigol DS 1064B, avec une fréquence d'échantillonnage d'environ 50 MHz, et transmis à un ordinateur par USB (Universal Serial Bus) qui les enregistrerait avant la décharge suivante. Avec une fréquence d'actionnement de 1 kHz, la communication n'est pas assez rapide pour reprendre cette méthode. Un nouvel équipement du laboratoire a permis de faire ces mesures. Il s'agit d'un oscilloscope Teledyne Lecroy WaveSurfer 3024. Sa mémoire segmentée lui permet d'enregistrer les signaux de décharge au fur et à mesure qu'il en fait les acquisitions. Seuls 1000 signaux peuvent être enregistrés. Afin de couvrir les 5 s de fonctionnement, 3 essais ont été menés. Dans le premier, tous les signaux ont été enregistrés sur 1s, dans le second, un signal acquis sur deux a été enregistré, et dans le troisième un sur cinq. La fréquence d'échantillonnage des signaux employée lors de cette expérience est de 1 GHz.

6.1.2 Résultats de mesure

La figure 6.1 montre les évolutions de la tension de claquage mesurée au cours des cycles. La figure 6.1a illustre les résultats de l'essai sur 1 s, et la figure 6.1b montre la moyenne des essais. La tension de claquage au premier cycle est de l'ordre de 5 kV, comme dans les expériences précédentes. Ensuite, la tension chute, suivant deux phases. Dans la première phase, la tension chute d'environ 1 kV en deux ou trois cycles. Dans la seconde phase, la tension de claquage chute plus lentement et se stabilise à une valeur comprise entre 2 kV et 2,5 kV. Dans cette phase, la tension de claquage semble suivre une évolution d'ensemble décrite par l'équation

$$(U_b^0 - U_b^f) e^{-t/\tau_b} + U_b^f \quad (6.1)$$

où U_b^0 est la tension de claquage juste après la chute primaire, U_b^f est la tension de claquage limite, τ_b est le temps de réponse de l'évolution de la tension de claquage. Les fonctions reconstruites par méthode des moindres carrés, où ces derniers paramètres sont variables, sont tracés sur les figures 6.1a et 6.1b. Le temps de réponse trouvé pour la moyenne des essais vaut environ 0,12 s.

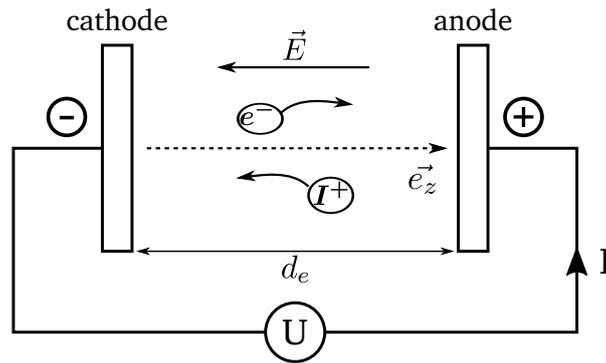


FIGURE 6.2 – Schéma général des décharges en milieu gazeux

Les signaux de décharge sont analysés comme précédemment. Dans la partie stabilisée, le cas de décharge moyen est $\{I_0 = 125 \text{ A}; f = 0,99 \text{ MHz}; \xi = 0,11\}$. Ce cas de décharge sera désigné par la suite *décharge stabilisée*.

La suite de ce chapitre vise, d'une part, à expliquer cette évolution de la tension de claquage, et d'autre part, à mettre en place un modèle capable de simuler le jet généré à une fréquence d'actionnement de 1 kHz, dans la partie stabilisée du fonctionnement.

6.2 Identification des effets haute-fréquence

Pour expliquer l'évolution de la tension de claquage en fonction des cycles, une revue bibliographique est d'abord effectuée, en paragraphe 6.2.1, afin de répertorier les phénomènes physiques qui peuvent induire une variation de cette tension. Sur la base de cette bibliographie, des résultats expérimentaux et de tests numériques, un certain nombre d'hypothèses sont établies pour expliquer les deux phases de l'évolution de la tension de claquage, aux paragraphes 6.2.2 et 6.2.3.

6.2.1 Mécanismes de claquage

Avant de pouvoir identifier les phénomènes responsables des variations de la tension de claquage, il convient de connaître le type de claquage qui intervient dans l'actionneur JSP. Il en existe deux types : le claquage de type Townsend et le claquage de type streamer. La revue bibliographique qui suit est une synthèse basée sur l'ouvrage de Raizer⁶⁰ et sur le manuscrit de thèse de Belinger.⁶¹ Elle s'appuie sur une expérience classiquement utilisée pour étudier les décharges en milieu gazeux, illustrée par la figure 6.2. Deux électrodes sont reliées à une source de tension U . Dans le cas d'une décharge électrique, l'anode est l'électrode positive, et la cathode l'électrode négative. Dans cette expérience, la tension U est progressivement augmentée, et l'intensité I est mesurée. Les mécanismes qui apparaissent au fur et à mesure de cette augmentation sont décrits dans les trois prochains paragraphes. Pour simplifier, seule la possibilité d'apparition d'ions positifs I^+ sera envisagée dans la suite, car elle est beaucoup plus probable que l'apparition d'ions négatifs.

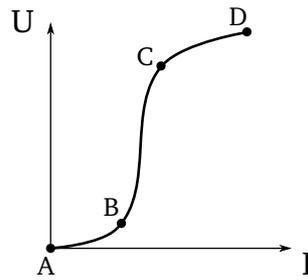


FIGURE 6.3 – Évolution de l'intensité en fonction de la tension imposée entre les électrodes

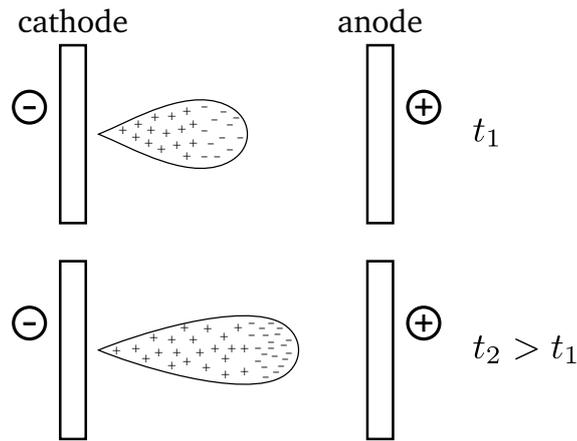


FIGURE 6.4 – Schéma d'une avalanche électronique. Les + et les - représentent respectivement les ions positifs et les électrons

Décharges non auto-entretenues

Dès qu'une tension est appliquée entre les électrodes, le champ électrique \vec{E} (considéré uniforme ici) créé entre l'anode et la cathode accélère les électrons e^- naturellement présents dans l'air. Ceux-ci peuvent être par exemple créés par le rayonnement cosmique. Plus le champ est intense, plus les électrons sont accélérés et moins ils ont de chance de s'attacher à une molécule. Ainsi, le courant, déterminé par le nombre de porteur de charge traversant le canal inter-électrodes par seconde, augmente avec U , c'est la portion (AB) de la courbe en figure 6.3. Ensuite, le courant est limité par le mécanisme extérieur de création des électrons, comme le rayonnement cosmique. C'est la portion (BC).

À partir d'une certaine valeur du champ \vec{E} , l'énergie cinétique transmise à chaque électron peut atteindre le potentiel d'ionisation des molécules composant le gaz. Dans ce cas, la collision entre un électron et une molécule va générer un ion positif I^+ et deux électrons à vitesse quasi-nulle. Ces deux électrons vont ensuite accélérer et, s'ils acquièrent suffisamment d'énergie cinétique, vont générer 4 électrons après collision avec deux molécules, et ainsi de suite. Ce mécanisme de multiplication d'électrons s'appelle une *avalanche électronique*. La figure 6.4 représente une avalanche créée par un seul électron au départ. La tête de l'avalanche est composée d'électrons qui se déplacent à une certaine vitesse d'ensemble, laissant derrière eux une traînée d'ions positifs, peu mobiles. En plus d'ioniser les molécules, les électrons excitent certaines molécules. En revenant à leur état fondamental, celles-ci émettent de la lumière, ce qui permet de visualiser la décharge. Les avalanches

électroniques sont préalables à tout mécanisme de claquage, qu'il soit de type *Townsend* ou *streamer*.

Claquage de type Townsend

Le claquage de type *Townsend* peut être décrit de la manière suivante. Le coefficient d'ionisation α est défini comme le nombre d'ionisations réalisées par un électron le long de son parcours, par unité de longueur. Il augmente notamment avec la valeur du champ électrique et la densité du gaz. Si N_e est le nombre d'électrons, lors d'une avalanche électronique, dans l'espace inter-électrodes, alors

$$\frac{dN_e}{dz} = \alpha N_e \quad (6.2)$$

Cette équation ne tient pas compte des éventuels attachements des électrons aux molécules, afin de simplifier les raisonnements qui suivent. Considérons une source extérieure de courant électronique, c'est-à-dire dû au mouvements des électrons. Elle impose un courant électronique i_0 à la cathode. Comme la suite va le montrer, le courant électronique total à la cathode est supérieur à i_0 et est noté i_1 . Par l'avalanche électronique, le courant qui parvient à l'anode est $i = i_1 e^{\alpha d_e}$ où d_e est la distance inter-électrodes. En régime permanent, le courant à la cathode doit être égal à i également. Le courant ionique, dû au mouvement des ions positifs I^+ créés lors de l'avalanche, vaut donc à la cathode $i - i_1 = i_1 (e^{\alpha d_e} - 1)$. En fait, ce courant ionique provoque une émission d'électrons à la cathode, dite émission secondaire. Elle est principalement due à l'arrivée d'ions positifs sur la surface de la cathode. Le courant résultant de l'émission secondaire vaut $\gamma_t i_1 (e^{\alpha d_e} - 1)$, où γ_t est le coefficient d'émission secondaire effectif à la cathode. Ce courant électronique s'ajoute au courant i_0 . Ainsi, le courant électronique total à la cathode s'écrit

$$\begin{aligned} i_1 &= i_0 + \gamma_t i_1 (e^{\alpha d_e} - 1) \\ \Leftrightarrow i_0 &= i_1 [1 - \gamma_t (e^{\alpha d_e} - 1)] \end{aligned} \quad (6.3)$$

Lorsque l'ionisation et l'émission secondaire sont telles que l'équation précédente conduise à $i_0 = 0$ A, alors cela signifie que l'apport extérieur d'électrons n'est plus nécessaire pour entretenir la décharge. C'est la condition pour le claquage, moment à partir duquel la décharge s'auto-entretient. Le claquage de type Townsend est parfois décrits comme une *multiplication d'avalanche*. En effet, considérons un électron responsable d'une avalanche électronique, et que la tension soit supérieur à la tension de claquage. Après l'arrivée des ions qu'elle aura engendrée à la cathode, $\mu = \gamma_t (e^{\alpha d_e} - 1) > 1$ électrons sont créés à la cathode. Au cycle suivant, ces électrons vont déclencher μ avalanches, au cycle suivant μ^2 et ainsi de suite.

La loi de Paschen,⁷⁶ qui exprime la tension de claquage en fonction de la pression et de la distance inter-électrodes, est déduite de la condition $i_0 = 0$ dans l'équation (6.3). Une évolution typique de la tension de claquage est donnée en figure 6.5. Elle est donnée en fonction du produit de la pression et de l'espace inter-électrodes. Pour de faibles valeurs de $p d_e$, le nombre de particules dans l'espace inter-électrodes est faible. Plus ce nombre est réduit, plus les électrons doivent acquérir rapidement de la vitesse pour produire des avalanches efficaces. Il faut donc un champ électrique de plus en plus élevé. Au contraire, pour de grandes valeurs de $p d_e$, le nombre de particules dans l'espace inter-électrodes est élevé, et les électrons entrent en collision avec des molécules sans avoir acquis la vitesse suffisante pour les ioniser. C'est pour cela que le champ électrique nécessaire au claquage

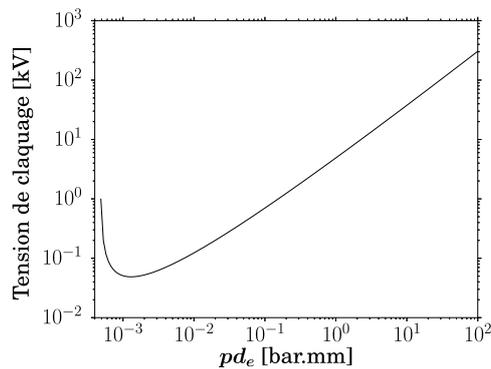


FIGURE 6.5 – Loi de Paschen typique

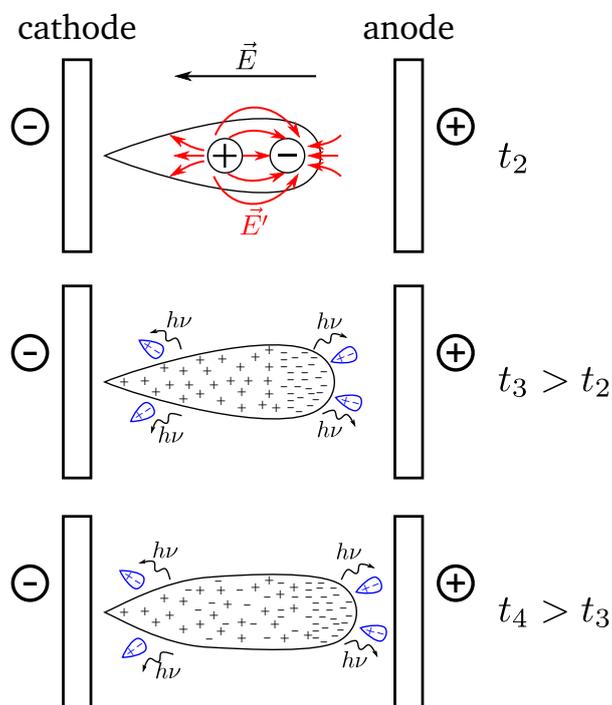


FIGURE 6.6 – Schéma de la création d'un streamer

augmente avec le produit pd_e dans cette partie de la courbe. Bien que Paschen ait exprimé l'évolution de la tension de claquage en fonction de la pression, l'interprétation met plutôt en lumière la dépendance à la densité des particules.

Claquage de type streamer

Lors d'une avalanche électronique, comme illustrée en figure 6.4, le champ électrique est localement modifié. La figure 6.6 représente cette modification. Si le champ de perturbation est suffisamment intense pour augmenter significativement la valeur du champ résultant, donc au niveau de la queue et de la tête de l'avalanche, l'avalanche électronique peut, avec une infime probabilité, dégénérer en *streamer*. La valeur du champ de perturbation augmente à mesure que l'avalanche électronique progresse. Supposons qu'à l'instant t_3

de la figure, cette valeur soit suffisante pour que l'avalanche dégénère en streamer. D'après Raizer,⁶⁰ le mécanisme de croissance d'un streamer semble être dû aux photons émis par les espèces excitées par l'avalanche électronique primaire. Ils sont représentés sur la figure 6.6 par les symboles $h\nu$. Ils peuvent ioniser des molécules, ce phénomène s'intitulant la photo-ionisation. Les électrons ainsi générés vont déclencher des avalanches secondaires qui se dirigent vers l'avalanche primaire, selon l'orientation imposée par le champ électrique résultant. Les électrons et les ions des avalanches secondaires vont ensuite se mélanger à ceux de l'avalanche primaire, formant ainsi un espace quasi-neutre au centre du streamer, comme représenté à l'instant t_4 . Les avalanches secondaires excitent sans arrêt des espèces, entretenant ainsi la photo-ionisation. De cette manière, le streamer se développe jusqu'aux électrodes, établissant ainsi un canal conducteur. Ce type de claquage est beaucoup plus rapide que le claquage de type Townsend. En effet, la photo-ionisation génère un plasma entre les deux électrodes bien avant que les ions n'aient le temps d'atteindre la cathode.

Cas de l'actionneur JSP

D'après Belinger,⁶¹ l'augmentation de l'intensité au début d'un claquage est beaucoup plus rapide pour les claquages de type streamer que pour les claquages de type Townsend. Dans ce dernier cas, l'ordre de grandeur du temps caractéristique de l'augmentation de l'intensité peut être, d'après Raizer,⁶⁰ estimé par le temps que met un ion à traverser l'espace inter-électrodes. La vitesse d'ensemble des ions dans l'air, dans la configuration de l'actionneur JSP, à savoir $E/p = 55 \text{ V/cm.torr}$ où p est la pression de l'air, est de l'ordre de 10^3 m/s .^{60,77} Ceci implique un temps de parcours de $1 \mu\text{s}$. Le temps caractéristique de l'augmentation de l'intensité pour les décharges de l'actionneur JSP est beaucoup plus faible. Dans ses expériences, Belinger a observé des temps de l'ordre de 100 ns. Ceci tend à prouver que le claquage n'est pas de type Townsend, mais de type streamer. Belinger a d'ailleurs identifié la trace d'un streamer sur les signaux d'intensité, dans les 15 ns qui suivent l'établissement d'un courant significatif.

Pourtant, d'après Raizer, le claquage de type Townsend est celui qui se produit lorsque l'air est à la pression et température atmosphérique, et que $d_e < 5 \text{ cm}$. L'actionneur JSP se trouve dans ce cas de figure, puisque $d_e = 1,2 \text{ mm}$. En fait, cette ambiguïté peut être levée en revenant à la définition généralement utilisée de la tension de claquage. Elle est définie grâce à une expérience du type de celle illustrée en figure 6.2. Dans celle-ci, la tension est augmentée pas à pas, et chaque valeur de tension est maintenue environ 30 s. Les claquages qui interviennent ont donc 30 s pour s'établir. Il faut bien distinguer ici ce délai, lié à la probabilité de démarrage d'un claquage, du temps caractéristique de l'augmentation de l'intensité, qui correspond à une décharge qui a déjà débuté. C'est dans cette configuration que Raizer affirme que les claquages sont de type Townsend pour $d_e < 5 \text{ cm}$, à pression atmosphérique. Mais il précise aussi que le claquage de type streamer peut être privilégié en imposant une tension légèrement supérieure, de l'ordre de 10 %, à la tension qui déclenche un claquage de type Townsend. Dans le cas de l'alimentation de l'actionneur JSP, ce forçage est tout à fait possible. En effet, la tension aux bornes des électrodes augmente en même temps que la charge d'un condensateur, avec un temps caractéristique de quelques microsecondes. De cette manière, la tension qui déclenche un claquage de type Townsend est peut être atteinte, mais celui-ci n'a pas le temps de se produire avant que la tension atteigne une valeur qui déclenche un claquage de type streamer.

Sources de variation de la tension de claquage

Plusieurs phénomènes peuvent induire une variation de la tension de claquage, pour des claquages de type streamer. Le premier d'entre eux est bien entendu la densité du gaz, qui intervient d'ailleurs quel que soit le type de claquage. Dans les cas d'utilisation usuels de l'actionneur JSP, si la densité de l'air diminue, alors la tension de claquage diminue. Les autres phénomènes, cités par Loeb et Meek,⁷⁸ semblent moins évidents à appréhender, mais leurs effets ont été constatés dans plusieurs expériences. Ils ont en fait deux conséquences : diminuer la tension de claquage et raccourcir le délai à partir duquel le claquage se produit. Dans le cas de l'alimentation de l'actionneur JSP, la tension aux bornes des électrodes augmente avec un temps de réponse de l'ordre de quelques microsecondes. Imaginons que le claquage puisse avoir lieu à partir d'une tension U_1 et qu'en moyenne, le délai avant que le claquage se produise effectivement soit de l'ordre de la micro-seconde. Alors, la tension à laquelle le claquage se produit effectivement U_2 , qui pourrait être nommée *tension de claquage apparente*, est sensiblement supérieure à U_1 . Donc, dans le cas de l'actionneur JSP, un phénomène qui raccourci le délai de tension de claquage, diminue également la tension de claquage apparente. Les phénomènes cités par Loeb et Meek qui semblent diminuer le délai avant un claquage et/ou la tension de claquage, lorsque celui-ci est de type streamer, sont ceux qui génèrent des électrons dans l'espace inter-électrodes avant le claquage, outre le rayonnement cosmique toujours existant. Premièrement, ces électrons peuvent être créés par des espèces excitées par les décharges précédentes. Celles-ci peuvent apparemment persister jusqu'à quelques secondes. En se dés-excitant, quel que soit le phénomène mis en jeu, ces espèces vont générer des électrons. Ce phénomène peut être amplifié dans le cas de l'actionneur JSP, où les espèces excitées sont enfermées dans une cavité. Deuxièmement, des petites tâches d'oxyde sur les surfaces des électrodes peuvent être chargées par les décharges précédentes. Elles peuvent engendrer des claquages locaux, générant ainsi des électrons. Troisièmement, si les électrodes sont chaudes, elles émettent des électrons par le phénomène *d'émission thermoionique*. En général, les électrodes sont chauffées par les arc électriques, comme expliqué en section 6.2.3. Ces deux derniers phénomènes peuvent être particulièrement efficaces car les électrons sont générés près de la cathode. Les avalanches qu'ils engendrent génèrent des champs électriques de perturbation plus intenses que des avalanches initiées plus loin de la cathode. Elles ont donc plus de chance de dégénérer en streamer.

Pour résumer, les sources potentielles de variation de la tension de claquage à envisager dans la suite sont :

- la variation de la densité de l'air
- les décharges précédentes
- l'échauffement des électrodes

6.2.2 Explication de la chute rapide de la tension de claquage

La chute de tension rapide observée sur les deux ou trois premiers cycles, semble pouvoir s'expliquer par deux phénomènes. D'abord, il peut être supposé que le premier claquage créé des charges qui vont persister dans l'espace inter-électrodes, jusqu'au claquage suivant, qui intervient 1 ms plus tard à une fréquence de fonctionnement de 1 kHz. Donc, dès le second cycle, ces charges vont avoir tendance à diminuer la tension de claquage.

Ensuite, la température de l'air au niveau du canal inter-électrodes, ne retourne pas à sa valeur initiale au bout de 1 ms. Ce constat a été vérifié dans le cas des simulations avec le modèle basse-fréquence, où les parois sont adiabatiques, mais aussi avec des simulations où la température des parois dans la cavité était imposée à la température ambiante, le reste des hypothèses étant inchangé. La température de l'air dans le canal inter-électrodes, au bout de 1 ms est de l'ordre de 400 K, si la température initiale est de 300 K. Par contre, la pression semble revenir à une valeur proche de la pression initiale. Ainsi, la densité de l'air est sensiblement inférieure à la densité ambiante, dès le second cycle de fonctionnement, ce qui diminue la tension de claquage.

Pour résumer, il est supposé que la chute rapide de tension de claquage provienne, de deux phénomènes apparaissant dès le second claquage, à savoir d'une part de l'existence de charges électriques dans le canal inter-électrodes, et, d'autre part, d'une baisse la densité de l'air par rapport au premier claquage.

6.2.3 Explication de la chute lente de la tension de claquage

Pour comprendre l'évolution lente de la tension de claquage, une étude bibliographique sur les arcs électriques est nécessaire. Comme précédemment, cette étude est basée sur l'ouvrage de Raizer.⁶⁰ Elle est présentée dans le premier paragraphe. Elle s'attache notamment à décrire les effets thermiques, qui peuvent être légitimement mis en cause dans l'évolution de la tension de claquage, d'après la section 6.2.1. Notamment, les flux d'énergie vers les électrodes sont estimés. Ensuite, dans le second paragraphe, des postulats seront progressivement formulés dans l'objectif de fournir une explication de la chute lente de la tension de claquage.

Bibliographie à propos des arcs électriques

Dans le cas des arcs électriques, le plasma peut être scindé en trois zones, comme illustré en figure 6.7. La courbe placée en dessous du schéma représente le potentiel électrique V_{elec} , dont la différence entre l'anode et la cathode vaut U sur le schéma de la figure 6.2. Rappelons que le champ électrique dérive de ce potentiel, i.e. $\vec{E} = -\nabla V_{elec}$. Au milieu du canal inter-électrodes se trouve une zone appelée colonne positive. Elle porte bien mal son nom, puisqu'elle est globalement neutre électriquement. Dans l'air, à des pressions supérieures à typiquement 0,1 – 0,5 atm, cette zone est à l'équilibre thermodynamique local. Il peut être rappelé que Belinger⁶¹ a vérifié cette hypothèse dans le cas de l'actionneur JSP fonctionnant à pression ambiante. Entre cette zone et les électrodes existent des gaines. La gaine cathodique joue un rôle essentiel dans les arcs électriques. Elles doivent créer les conditions nécessaires au maintien du fort courant électrique. C'est également le cas pour des décharges avec des courants moins importants, comme les décharges de type *glow* qui peuvent être rencontrées dans les actionneurs DBD. Dans cette décharge particulière, les électrons de la cathode sont arrachés par l'impact d'ions. C'est l'émission secondaire, abordée dans le paragraphe sur le claquage de type Townsend, en section 6.2.1. L'impact d'un ion sur la surface de la cathode génère γ électrons, où γ est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-1} . Dans le cas d'un arc, l'impact d'ion à la surface de la cathode est tel que l'électrode est chauffée, provoquant ainsi une forte émission thermoionique d'électrons. C'est un mécanisme d'émission d'électrons par les métaux, qui existe dès lors qu'ils sont chauffés. Fondamentalement,

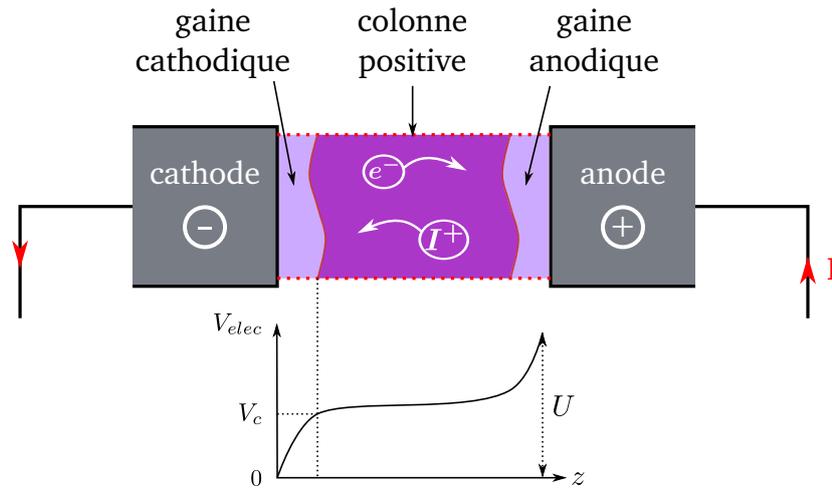


FIGURE 6.7 – Schéma d'un plasma d'arc

ce phénomène existe toujours pour des températures supérieures à 0 K, mais augmente considérablement avec la température. Ce mécanisme est beaucoup plus efficace que la génération d'électrons par émission secondaire. Raizer⁶⁰ indique que le nombre d'électrons générés suite à l'impact d'un ion dans ce cas est de l'ordre de 1 à 10. Raizer précise que le faible courant ionique dans la colonne positive, même conjugué aux flux purement thermiques de convection et de rayonnement, ne peuvent pas expliquer l'échauffement de la cathode. La prise en compte de la gaine cathodique est donc essentielle pour comprendre l'échauffement de la cathode. Un bilan d'énergie peut être effectué au niveau de la surface de la cathode. Pour cela, il faut préciser que la gaine cathodique est constituée de deux couches : une couche tellement fine que les collisions entre les porteurs de charges n'ont pratiquement pas lieu, et une couche plus grande quasi-neutre électriquement. La chute de potentiel à la cathode, sur la figure 6.7 c'est la différence entre V_c et 0, s'effectue en grande majorité dans la couche sans collision. En supposant que l'énergie cinétique d'un ion, qui entre en contact avec la cathode, est essentiellement due à l'accélération dans la couche sans collision, celle-ci vaut environ la différence d'énergie potentielle électrostatique entre la couche sans collision et la cathode, à savoir $e(V_c - 0) = eV_c$ où e est la charge élémentaire. Ici, l'ion est supposé avoir une seule charge positive. Une partie β_1 de cette énergie est transférée à la cathode par impact. L'ion est ensuite neutralisé, ce qui libère l'énergie d'ionisation E_I , moins l'énergie nécessaire à arracher un électron du métal, notée E_ϕ . Une partie β_2 de l'énergie résultante est aussi transférée à la cathode. Les coefficients β_1 et β_2 sont appelés coefficient d'accommodation. Finalement l'énergie transférée à la cathode par l'arrivée d'un ion vaut

$$E_{I^+} = \beta_1 eV_c + \beta_2 (E_I - E_\phi) \quad (6.4)$$

Pour calculer le flux d'énergie ionique surfacique à la cathode q_{I^+} , il faut multiplier cette énergie par le flux surfacique d'ions :

$$q_{I^+} = n^+ v^+ E_{I^+} \quad (6.5)$$

où n^+ est la densité d'ions et v^+ est leur vitesse. Comme la densité de courant ionique j^+ est définie par

$$j^+ = en^+ v^+ \quad (6.6)$$

alors le flux d'énergie ionique surfacique à la cathode s'écrit

$$q_{I^+} = j^+ \left[\beta_1 V_c + \beta_2 \left(\frac{E_I}{e} - \frac{E_\phi}{e} \right) \right] \quad (6.7)$$

D'un autre côté, la cathode évacue de l'énergie par le courant électronique. En effet, chaque électron arraché évacue une énergie E_ϕ , ce qui donne un flux d'énergie électronique surfacique q_{e^-} :

$$q_{e^-} = j_{e^-} \frac{E_\phi}{e} \quad (6.8)$$

Au final, le flux total d'énergie à la surface de la cathode s'écrit :

$$q_c = q_{I^+} - q_{e^-} + q_{rad} + q_{conv} \quad (6.9)$$

où q_{rad} et q_{conv} sont respectivement les flux de convection et de rayonnement du plasma vers la surface de la cathode. D'après Raizer, ces derniers semblent négligeables par rapport aux autres. Ils ne sont donc pas pris en compte pour calculer l'ordre de grandeur de q_c . En prenant les valeurs fournies par Raizer, à savoir $\beta_1 \approx \beta_2 \approx 1$, $V_c = 10 \text{ V}$, $E_I/e = 14 \text{ V}$, $E_\phi/e = 4 \text{ V}$, $j^+ \approx (0,1 - 0,3)j$ où j est la densité de courant totale, alors, pour le cas de décharge stabilisée,

$$q_c \approx 10^8 - 10^9 \text{ W/m}^2 \quad (6.10)$$

Dans la gaine anodique, les ions positifs sont repoussés vers la cathode. L'absence de courant ionique doit être compensé par une augmentation du courant électronique. Une nouvelle fois, la prise en compte de cette gaine est essentielle pour expliquer l'échauffement de l'anode. Le flux d'énergie à l'anode qui en résulte est de l'ordre du flux d'énergie à la cathode. Raizer indique d'ailleurs que les deux électrodes peuvent atteindre des températures du même ordre.

Recherche des effets haute-fréquence responsables de l'évolution lente de la tension de claquage

Rappelons que l'objectif de ce chapitre est de construire un modèle de fonctionnement de l'actionneur dans le régime haute-fréquence stabilisé. Pour cela, il faut connaître les conditions aérodynamiques et thermiques de l'air dans la cavité au début de chaque cycle, ainsi que les conditions thermiques aux parois. Ces enjeux nécessitent en particulier d'expliquer la chute lente de la tension de claquage. Une explication va être progressivement bâtie dans cette partie. Pour cela, un certain nombre de postulats, repérés Px , vont être érigés, compte tenu de l'étude bibliographique précédente, et de tests numériques. Tout d'abord :

P1 Il est supposé que le modèle de dépôt d'énergie utilisé dans ce travail de thèse, basé sur l'hypothèse centrale d'équilibre thermodynamique local, permette de modéliser correctement la colonne positive de l'arc.

P2 Il est supposé que les gaines sont de tailles négligeables par rapport à la colonne positive. Trois éléments vont en ce sens. Les photographies de l'arc généré par l'actionneur JSP, prises par Belinger⁵² et reportées en figure 2.5, montrent une relative invariance de l'émission de lumière selon l'axe inter-électrodes. De plus, il a analysé

le spectre émis par l'ensemble de l'arc électrique. La lumière émise par les gaines, qui n'ont aucune raison d'être à l'équilibre thermodynamique local, était donc, a priori, incluse dans le spectre. Pourtant, à partir de ce spectre, il a pu établir que l'arc était à l'équilibre thermodynamique local. Enfin, les différentes validations effectuées dans ce travail de thèse, ont montré les performances du modèle basse-fréquence, qui fait l'hypothèse que tout le plasma est à l'équilibre thermodynamique local.

Avec ces deux postulats, le modèle de dépôt d'énergie existant semble capable de calculer correctement l'énergie transmise à l'air par la décharge. Ceci permet de dresser un bilan d'énergie. Dans le cas de décharge stabilisée, l'énergie électrique totale consommée est de 24,7 mJ. L'énergie transmise au gaz, calculée par le modèle de dépôt d'énergie, vaut environ 1,8 mJ. Elle est essentiellement transférée sous forme thermique (voir figure 3.12). La résistance des fils du circuit de décharge a été estimée à environ 0,4 Ω . L'énergie consommée par ceux-ci vaut donc environ 2,3 mJ. Il reste donc une énergie de 20,6 mJ que l'on peut supposer consommée par les gaines pour chauffer les électrodes. À ce montant, s'ajoutent les flux convectifs et radiatifs du gaz vers les électrodes. Ils représentent donc une fraction de 1,8 mJ, ce qui confirme la remarque de Raizer,⁶⁰ à savoir qu'ils sont incapables d'expliquer l'échauffement des électrodes. Autrement dit, ils sont négligeables devant les flux provoqués par les porteurs de charges. Comme le rôle anode-cathode est échangée au cours de la décharge de l'actionneur JSP, à cause du circuit de type RLC série, et comme les ordres de grandeurs des flux d'énergie donnés par Raizer pour l'anode et la cathode sont du même ordre, on suppose que ce montant d'énergie est réparti équitablement entre les deux électrodes. En prenant une durée de décharge de 5 μ s, le flux d'énergie obtenu pour une énergie de 10,3 mJ répartie sur la tête d'électrode (partie en contact avec le plasma) est de l'ordre de 10^9 W/m². Le bilan d'énergie est donc tout à fait compatible avec les ordres de grandeurs fournis par Raizer, en équation (6.10). Ceci conduit au postulat suivant :

P3 L'énergie de la décharge électrique qui n'est pas consommée par les fils ou par le gaz est transmise directement aux têtes d'électrodes, de façon equirépartie.

Ce postulat a conduit à réaliser une simulation de conduction thermique dans la partie solide de l'actionneur, avec le code CEDRE. Dans un premier temps, cette simulation n'a pas été couplée à une simulation aérodynamique. La figure 6.8 illustre la géométrie de la partie solide de l'actionneur JSP. Celui-ci est composé de plusieurs pièces. La tuyère et la cavité sont en alumine, sous forme céramique, et les électrodes sont en tungstène. Elles sont prolongées par des embouts en cuivre pour faciliter la soudure des fils de l'alimentation électrique. Les propriétés des matériaux utilisées sont reportées dans le tableau 6.1. Tous les contacts entre les différentes pièces sont ici supposés parfaits d'un point de vue thermique. Cette hypothèse semble justifiée pour les contacts électrodes-cavité, puisque les électrodes sont brasées, et aussi pour les contacts électrodes-embouts, car les ajustements sont de type serrés^a. Cette hypothèse est plus discutable entre la partie cavité et la partie tuyère, puisque l'assemblage est réalisé par un filetage. Celui-ci n'a pas été représenté dans le modèle, les surfaces de contact étant modélisées par de simples cylindres. Concernant les conditions aux limites, les parois extérieures sont toutes considérées adiabatiques, sauf pour les têtes d'électrodes, où un flux est imposé. Ce flux, intitulé dans la suite *flux thermique provoqué*

a. Le diamètre interne des embouts est légèrement plus faible que le diamètre externe des électrodes, ce qui impose un montage au maillet.

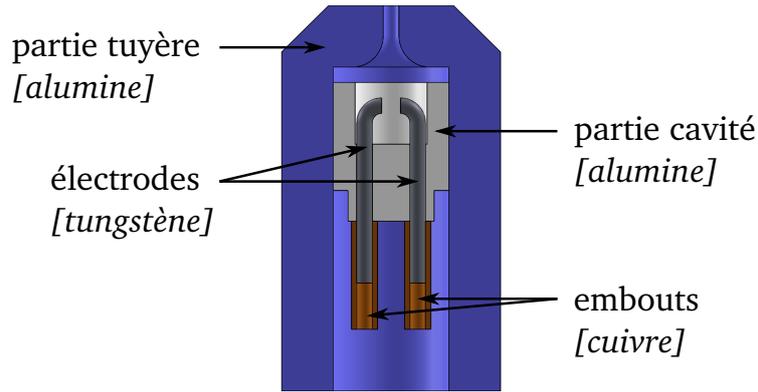


FIGURE 6.8 – Vue en coupe du modèle géométrique de l'actionneur complet, avec les matériaux

Matériaux	λ [W/(m.K)]	C_v [J/(kg.K)]	ρ [kg/m ³]
Alumine	20	900	3970
Tungstène	174	130	19300
Cuivre	401	380	8960

TABLE 6.1 – Caractéristiques thermiques des matériaux dans l'actionneur JSP. λ est la conductivité thermique, C_v est la capacité calorifique à volume constant et ρ est la masse volumique.

par les gaines plasma, est un flux variable en temps. Sa définition fait l'objet du postulat suivant :

P4 La valeur surfacique du flux thermique provoqué par les gaines plasma est donnée par la fonction

$$q_e(t) = \begin{cases} \frac{E_e}{S_e \Delta t_{depot}} & \text{si } t(\text{mod } \frac{1}{F}) \leq \Delta t_{depot} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.11)$$

où Δt_{depot} est la durée du dépôt d'énergie, E_e est l'énergie transmise à chaque tête d'électrodes et S_e est la surface d'une tête d'électrode. $t(\text{mod } \frac{1}{F})$ se lit t modulo $1/F$, ce qui permet d'avoir une répétition du flux à chaque cycle de fonctionnement pendant toute la durée de la simulation. Il faut néanmoins signaler que dans la réalité, E_e évolue vraisemblablement en fonction des cycles. Cette question délicate sera abordée dans la section 6.5. Il peut néanmoins être signalé ici que la température des têtes d'électrodes, en régime stabilisé, ne semble pas affecté par l'histoire de E_e , seule compte la valeur en régime stabilisé.

La figure 6.9 illustre le champ de température obtenu avec cette simulation, en fin de cycle, à deux instants différents. Dans cette simulation, l'énergie transmise à chaque électrode vaut $E_e = 10$ mJ, et la durée du dépôt d'énergie a été fixée à $\Delta t_{depot} = 5$ μ s. La température dans les toutes les pièces vaut à l'instant initial, la température ambiante ; c'est-à-dire

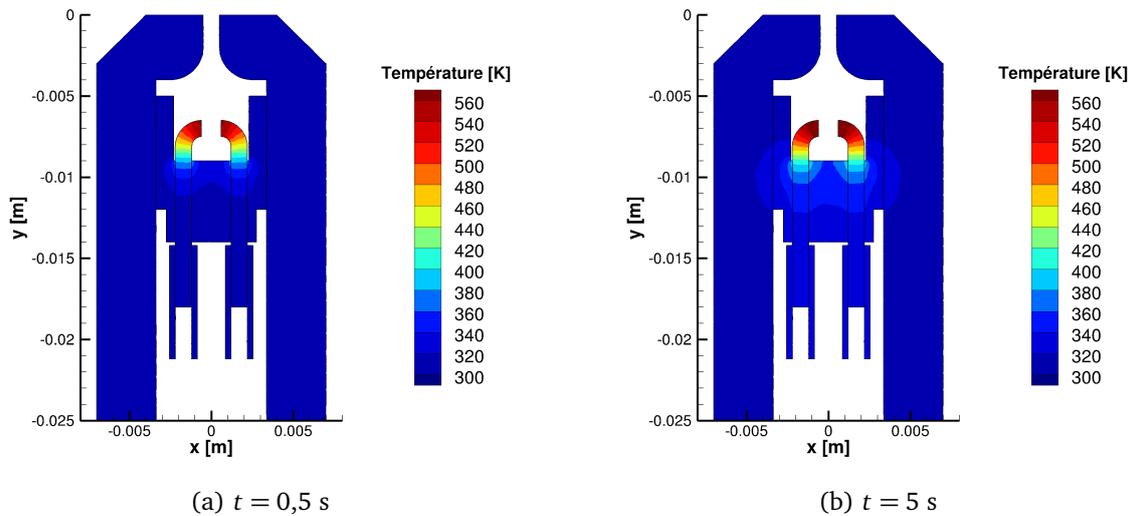


FIGURE 6.9 – Champs de température dans les parois solides de l'actionneur

300 K. À $t = 5$ s, la température des parois extérieures est encore très proche de la température ambiante. D'une part, cela montre qu'à cette durée de fonctionnement, l'équilibre thermique global n'est pas du tout établi. D'ailleurs, dans des cas d'utilisation extrêmes, il a été remarqué que de petites pièces en plastiques, parfois enfilées autour des embouts de cuivre, fondaient au bout de 23 s d'utilisation à 1 kHz. D'autre part, le postulat suivant peut être posé :

P5 Sur une durée de fonctionnement inférieures à 5 s, les conditions aux limites extérieures ont une influence négligeable sur la réponse thermique de l'actionneur JSP

Des simulations similaires ont également été menées en ajoutant un majorant des flux convectifs et radiatifs provenant du gaz. Le majorant des flux convectifs a été calculés grâce à des simulations avec le modèle basse-fréquence où les températures des parois étaient imposées. Le majorant des flux radiatif a été estimée en répartissant toute l'énergie contenue dans le gaz, i.e. 1,8 mJ, sur les parois en tenant compte des facteurs de forme. Ces simulations ont montré que ces flux avaient une influence négligeable sur la température des différentes parois. Ceci tient au fait que l'énergie disponible dans le gaz est inférieure à un dixième de l'énergie imposée aux têtes d'électrodes, et que les flux se répartissent sur des surfaces sensiblement plus grandes que les têtes d'électrodes. Le postulat suivant découle de cette constatation :

P6 Les flux thermiques de convection et de rayonnement du gaz vers la paroi ont une influence négligeable sur les températures des parois de l'actionneur JSP, par rapport aux flux thermiques provoqués par les gaines plasma.

Le postulat suivant a également été fait :

P7 Les flux radiatifs entre parois solides ont une influence négligeable sur les températures des parois de l'actionneur JSP, par rapport aux flux thermiques provoqués par les gaines plasma.

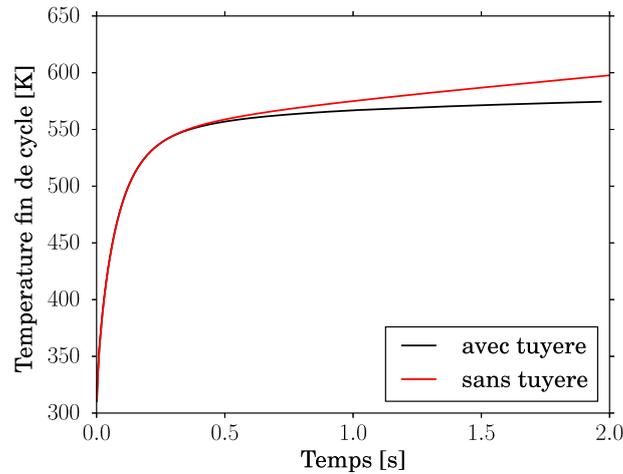


FIGURE 6.10 – Évolutions de la température moyenne sur les têtes d'électrodes, calculées avec et sans tuyère dans le modèle thermique

Afin de quantifier l'influence de l'hypothèse de contact parfait au niveau du filetage, une simulation a été réalisée en retirant la partie tuyère et en appliquant une condition adiabatique sur l'extérieur de la partie cavité. Cette condition représente l'autre extrême de la condition thermique au niveau du filetage, par opposition au contact parfait. La figure 6.10 montre l'évolution de la température des têtes d'électrodes pour les deux simulations. Il s'agit de la température en fin de cycle. Avant environ 0,5 s, les différences entre les deux simulations sont très minimales. En fait, le flux thermique n'a pas encore atteint le filetage. Ensuite, la condition adiabatique se fait peu à peu sentir dans le cas sans tuyère. Assez logiquement, la température atteinte au niveau des têtes d'électrodes augmente plus rapidement que dans le cas avec tuyère, où la chaleur peut s'évacuer. Néanmoins, les différences de température ne sont pas très élevées. À $t = 1$ s, l'écart n'est que d'environ 8 K, ce qui est très raisonnable par rapport aux autres hypothèses. Ce type de comportement a été observé pour les autres parois internes de l'actionneur. Dans la suite, le calcul avec tuyère sera analysé, et les études se limiteront à l'évolution thermique sur 1 s de fonctionnement. Le postulat suivant est donc fait :

P8 La condition thermique au niveau du filetage a une influence négligeable sur les températures des parois internes de l'actionneur JSF, pour des durées de fonctionnement inférieures à 1 s.

La figure 6.11 montre l'évolution de la température, en fin de cycle, au niveau des têtes d'électrodes, avec le modèle thermique contenant la tuyère. L'évolution de la tension de claquage, par le biais de l'approximation exponentielle est également reportée sur cette courbe. Les évolutions sont très similaires. En fait, le temps de réponse de la température des têtes d'électrodes, estimé aussi avec une approximation par une fonction composée d'une exponentielle, vaut 0,10 s. L'évolution de la tension de claquage semble donc liée au phénomène de conduction thermique. L'évolution particulière de la température en tête d'électrodes, en fin de cycle, est due à la géométrie de l'actionneur. Avant d'en donner la raison physique, précisons que les effets d'instantanéité du flux thermique provoqué

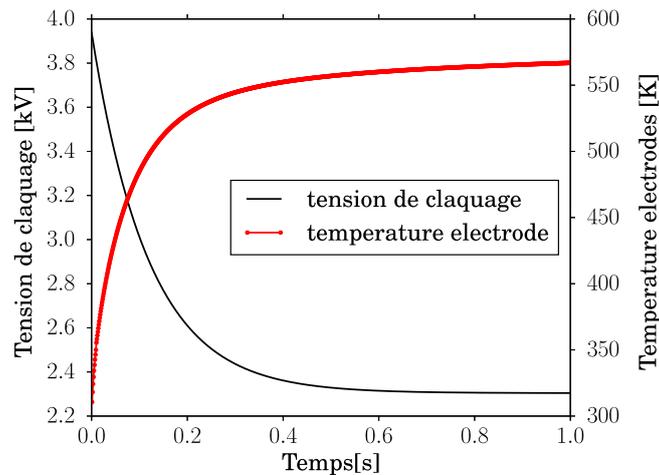


FIGURE 6.11 – Comparaison des évolutions de la tension de claquage et de la température en tête d'électrodes en fin de cycle

par les gaines plasma se ressentent surtout au niveau des têtes d'électrodes et dans les premiers instants de chaque cycle de fonctionnement. Dans les autres régions, ou pour les instants proches de la fin des cycles, les températures sont très semblables à celles qui seraient obtenues si un flux constant en temps et délivrant la même énergie totale était appliqué. Cette remarque permet d'analyser en grande partie la diffusion thermique en mettant de côté l'instantanéité des flux thermiques provoqués par les gaines plasma. La propagation de la chaleur se fait de manière quasi-linéaire tant que le flux thermique au niveau de l'insertion de l'électrode dans la céramique est faible. Cette région sera désignée dans la suite *ped d'électrode*. Lorsque que le flux thermique au pied des électrodes atteint une valeur proche du flux imposé en tête, alors la situation devient quasi-stationnaire (avec toutes les précautions expliquées précédemment). Le flux peut se diffuser dans une région hémisphérique, et la température du pied d'électrode évolue très peu. C'est ce qui explique la très lente évolution de la température des têtes d'électrodes en fin de cycle, à partir de ce moment là. D'ailleurs, la réponse thermique de l'électrode peut être très raisonnablement simulée avec un modèle mono-dimensionnel. La figure 6.12 montre la température en tête d'électrodes en fin de cycle simulée par le modèle 3D précédent, et par un modèle 1D. Dans ce dernier, l'électrode a une longueur de 3,5 mm, soit environ 1 mm de plus que la partie de l'électrode réelle immergée dans la cavité. La température au pied de l'électrode est imposée à 300 K, et flux de tête est identique. La figure montre que ce modèle très simple est capable de reproduire correctement l'évolution de la température, en tout cas tant que la température au pied de l'électrode varie peu.

Concernant cette fois l'air dans la cavité, différentes simulations ont été effectuées pour mesurer l'influence des températures de parois. D'abord, elles ont montré que la température de l'air au voisinage du canal de décharge, en fin de cycle, ne peut pas se maintenir à plus de 400 K si les parois sont froides, et si la décharge est la décharge stabilisée. Par contre, elles ont montré que l'air au voisinage du canal de décharge peut atteindre des températures beaucoup plus grandes, en fin de cycle, si les parois des électrodes sont chaudes, toujours avec la décharge stabilisée. Enfin, il a été constaté qu'à température de paroi donnée, la distribution de température de l'air dans la cavité, en fin de cycle,

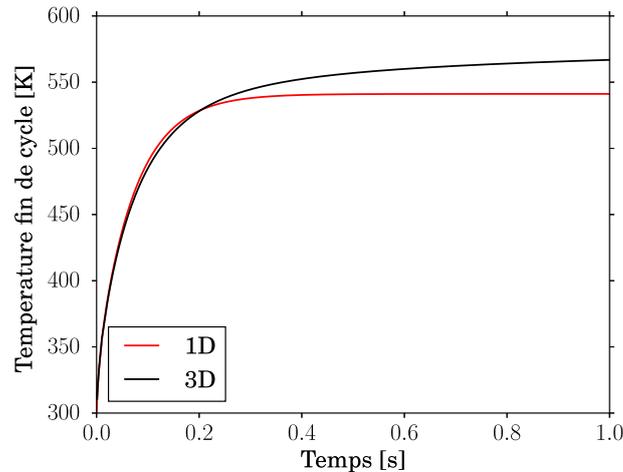


FIGURE 6.12 – Comparaison des évolutions de la température en tête d'électrodes en fin de cycle entre le modèle 3D et le modèle 1D

semble statistiquement converger en environ 20 cycles, et ce quel que soit l'état de départ. Il semble donc que l'effet d'histoire sur la température de l'air dans la cavité ne se prolonge pas au-delà de 20 cycles environ. Ces constatations conduisent au postulat suivant :

P9 La température de l'air, en fin de cycle, au niveau du canal de décharge suit l'évolution de la température, de fin de cycle, de parois des têtes d'électrodes, avec un effet d'histoire ne se prolongeant pas au-delà d'environ 20 cycles.

Finalement, ce dernier postulat et les résultats de la simulation de conduction thermique permettent d'expliquer l'évolution lente de la tension de claquage. D'après le calcul de conduction, la température des têtes d'électrodes, en fin de cycle, augmente avec un temps de réponse d'environ 0,10 s. L'émission thermoionique d'électrons dans le canal inter-électrodes, en fin de cycle, suit donc une évolution similaire. De plus, comme la température de l'air en fin de cycle, suit l'évolution de la température des têtes d'électrodes, en fin de cycle, avec un délais maximal de l'ordre de 0,02 s (20 cycles), la densité de l'air avant les claquages diminue avec un temps de réponse vraisemblablement légèrement supérieur à 0,1 s. Ces deux phénomènes, i.e. l'augmentation de l'émission thermoionique et la diminution de la densité, semblent expliquer pourquoi la tension de claquage diminue avec un temps de réponse d'environ 0,12 expérimentalement.

6.3 Construction du modèle haute-fréquence

Le modèle haute-fréquence a pour objectif de reproduire le fonctionnement de l'actionneur JSP, dans le régime stabilisé. L'actionneur se situe dans ce régime de fonctionnement la plupart du temps. Il est aussi plus simple à modéliser que la partie transitoire. En effet, en régime stabilisée, la limite à 20 cycles de l'effet d'histoire pour le gaz va pouvoir être employée.

Lorsque l'actionneur fonctionne à haute-fréquence, les températures des parois évoluent

en fonction des cycles. C'est également le cas dans le régime stabilisé, au sens strict du terme, mais les variations de température d'un cycle à l'autre sont très réduites. Le modèle ne va donc pas chercher à représenter une moyenne de phase dans le régime stabilisé, puisque celle-ci, au sens strict, est biaisée à cause de l'évolution des températures des parois. La moyenne de plusieurs fonctionnements complets de l'actionneur va plutôt être considérée. Un fonctionnement complet correspond par exemple à un fonctionnement à 1 kHz, sur 5 s, puis à une phase de refroidissement jusqu'à ce que les températures des parois reviennent à l'état ambiant. Le modèle va chercher à représenter la moyenne des cycles numéro n de ces fonctionnements. Par exemple, le cycle numéro 1000 est celui qui se produit entre 0,999 s et 1 s après le début du fonctionnement de l'actionneur à 1 kHz. Comme les températures des parois évoluent peu dans la phase de fonctionnement stabilisé, il est probable que la moyenne calculée par le modèle soit proche d'une moyenne de phase locale. Pour reprendre l'exemple précédent, celle-ci pourrait correspondre à la moyenne entre le cycle numéro 1000 et, par exemple, le cycle numéro 1100, pour un seul fonctionnement de l'actionneur.

6.3.1 Méthodologie

La méthodologie de calcul tire profit des postulats construits dans la section précédente. D'une part, l'air n'a que très peu d'influence sur la température des parois [P7]. D'autre part, à température de paroi imposée, la température de l'air en fin de cycle n'a pas d'effet d'histoire se prolongeant au-delà de 20 cycles [P9]. Cette température de paroi peut être variable durant un cycle, mais sa fonction est identique d'un cycle à l'autre. Ces deux propriétés permettent de découpler le calcul de la température des parois et le calcul aérodynamique. Le calcul se déroule donc en deux temps. D'abord une simulation de conduction pure dans les matériaux de l'actionneur est réalisée, jusqu'au cycle de fonctionnement désiré, noté n . Elle est identique à ce qui a été présentée précédemment. La température des parois est ensuite extraite de ce calcul, sur le dernier cycle de fonctionnement simulé. Celle-ci est variable en temps sur un cycle. La seconde étape est un calcul aérodynamique. Il utilise le modèle basse-fréquence dans lequel la condition aux limites adiabatique des parois est remplacée par une condition de température imposée, qui est donnée par l'étape précédente. Le signal de décharge utilisé est le signal dans le régime stabilisé. Ce calcul simule au moins 20 cycles de fonctionnement, les conditions de température fixées par cycle. Lorsque les résultats deviennent statistiquement indépendants des cycles (voir par exemple la courbe de température en figure 6.13), alors plusieurs cycles supplémentaires sont simulés. Sur ces derniers cycles, une moyenne de phase est appliquée, de la même manière que ce qui a été fait au chapitre 5. La moyenne de phase obtenue représente alors la moyenne des cycles n générés par plusieurs fonctionnements de l'actionneur JSP.

6.3.2 Récapitulatif des hypothèses

Les hypothèses de l'ensemble du modèle haute-fréquence sont récapitulées ci-dessous.

H1 Le régime de fonctionnement de l'actionneur est supposé du type haute-fréquence, en régime stabilisé. Il est notamment supposé que :

- Les grandeurs physiques dans la cavité ne subissent pas d'effet d'histoire au delà de 20 cycles de fonctionnement à condition thermique fixée (dérive du postulat $P9$)
- Les caractéristiques de la décharge sont considérées statistiquement stationnaires dans le régime stabilisé

Avec ce modèle, un cycle de fonctionnement particulier, le $n^{\text{ème}}$ cycle est simulé. C'est un cycle en régime stabilisé. Il se veut représentatif de la moyenne des cycles n générés par plusieurs fonctionnements de l'actionneur. En accord avec les hypothèses précédentes :

$H1.1$ L'état initial dans la cavité imposé dans les simulations a une influence négligeable sur les résultats à partir du 20^{ème} cycle environ, plus précisément à partir du cycle où les grandeurs physiques deviennent statistiquement indépendantes des cycles.

$H1.2$ Les caractéristiques de la décharge sont considérées égales à leur valeur moyenne. Notamment la localisation de l'arc est toujours supposée centrée sur le canal inter-électrodes.

$H2$ L'air est considéré à l'équilibre thermodynamique local (dérive des postulats $P1$ et $P2$).

$H3$ L'air est modélisé par un gaz thermiquement parfait. Son évolution est donnée par des tables tirées de l'article de D'Angola *et al.*⁶⁹

$H4$ Le canal de décharge est délimité par une température seuil égale à 2000 K.

$H5$ Le champ électrique est supposé avoir une forme simple, i.e. $\vec{E} = E(z, t)\vec{e}_z$ où \vec{e}_z est le vecteur unitaire dans la direction inter-électrodes.

$H6$ Le seul terme introduit par le plasma dans les équations d'Euler est le terme de chauffage par effet Joule. Les pertes radiatives ne sont pas prises en compte.

$H7$ L'initialisation du calcul de dépôt d'énergie correspond au moment où un courant peut commencer à traverser l'espace inter-électrodes. Il est traduit par un profil Gaussien de température autour de l'axe inter-électrodes, dont le maximum est imposé à 7500 K. La pression est supposée égale à la pression atmosphérique.

$H8$ Les températures des parois, variables en temps durant le cycle de fonctionnement simulé, est donné par un calcul de conduction. Il est supposé que :

$H8.1$ L'énergie de la décharge électrique qui n'est pas consommée par les fils ou par le gaz est transmise directement aux têtes d'électrodes, de façon équirépartie. (postulat $P3$)

$H8.2$ La valeur surfacique du flux thermique provoqué par les gaines plasma est donnée par l'équation (6.11). (postulat $P4$)

H8.3 Sur une durée de fonctionnement inférieures à 5 s, les conditions aux limites extérieurs ont une influence négligeable sur la réponse thermique de l'actionneur JSP. (postulat **P5**)

H8.4 Les flux thermiques de convection et de rayonnement du gaz vers la paroi ont une influence négligeable sur les températures des parois de l'actionneur JSP, par rapport aux flux thermiques provoqués par les gaines plasma. (postulat **P6**)

H8.5 Les flux radiatifs entre parois solides ont une influence négligeable sur les températures des parois de l'actionneur JSP, par rapport aux flux thermiques provoqués par les gaines plasma. (postulat **P7**)

H8.6 La condition thermique au niveau du filetage a une influence négligeable sur les températures de parois de l'actionneur JSP, pour des durées de fonctionnement inférieures à 1 s. (postulat **P8**)

H9 Le jet est simulé par LES.

6.4 Simulations en environnement extérieur au repos

Les simulations effectuées dans ce chapitre ont pour objectif de quantifier les effets du modèle haute-fréquence. Elles se placent dans le cadre de l'expérience de la section 6.1, donc avec le signal de décharge correspondant au régime stabilisé. Il n'y a pas d'écoulement extérieur, ce qui facilite l'exploitation. Le cycle de fonctionnement simulé est le millièm cycle, se déroulant entre 0,999 s et 1 s. Ce choix a les avantages d'écourter la durée de la simulation thermique, et de rester dans le cadre du postulat **P8**. Le calcul de conduction ayant déjà été illustré plus haut, le reste de ce chapitre se focalise uniquement sur les simulations aérodynamiques.

6.4.1 Déroulement du calcul aérodynamique

Le calcul aérodynamique a simulé 34 cycles de fonctionnement. La figure 6.13 montre l'évolution de la température moyenne dans la cavité en fonction du temps. Pendant n'importe quel cycle, d'une durée de 1 ms, la température augmente brutalement suite au dépôt d'énergie. Elle diminue ensuite plus doucement jusqu'au prochain cycle. La convergence en phase de cette température est clairement visible à partir des cycles 15 – 20, où l'évolution de température devient indépendante du cycle.

6.4.2 Analyse des résultats

La moyenne de phase du champ de température, en fin de cycle, est calculée sur les 8 derniers cycles. Ce choix peut paraître étonnant puisque la convergence semble achevée plus tôt, ce qui justifierait un calcul de moyenne de phase sur les 10 ou 15 derniers cycles, par exemple. Ce choix vient en fait de l'enregistrement des données. Les extractions du jet ayant été réalisées uniquement sur les 8 derniers cycles, toutes les moyennes de phases qui

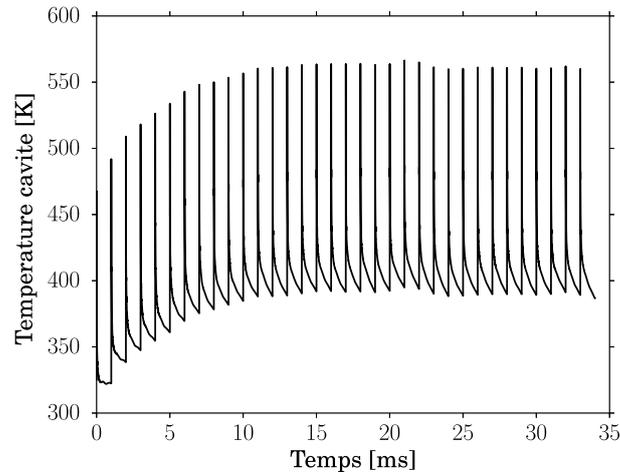


FIGURE 6.13 – Évolution de la température moyenne dans la cavité au cours du temps

suivent ont été réalisées sur ce même nombre de cycles. Comme le champs de température obtenu est encore légèrement dissymétrique, une moyenne azimutale est réalisée, sauf pour le voisinage des électrodes. La figure 6.14 montre le champ de température obtenu. Malgré les modèles très simples du flux thermique provoqué par les gaines plasma utilisés dans le modèle haute-fréquence, le modèle simule bien une élévation de température de l'air au niveau du canal inter-électrode. Elle vaut environ 500 K au centre du canal, et autour de 600 K dans les zones proches des têtes d'électrodes. Il peut d'ailleurs être remarqué que l'élévation de température n'est pas uniforme autour du canal inter-électrodes. Même si une étude approfondie serait nécessaire, il est possible que cet effet favorise l'établissement de la décharge dans une zone au dessus du canal inter-électrodes. Quoiqu'il en soit, cette augmentation de la température de l'air, conjuguée à l'augmentation de l'émission thermoionique, peut sûrement expliquer la variation de tension de claquage.

Observons maintenant les effets du modèle haute-fréquence sur le jet généré. La figure 6.15 montre trois évolutions du débit à la sortie de l'actionneur JSP. Le premier, noté *BF*, est tiré d'un calcul réalisé avec le modèle basse-fréquence. Le signal de décharge utilisé pour cette simulation est le signal en régime stabilisé, tout comme la simulation réalisée avec le modèle haute-fréquence. Les deux autres courbes de débit proviennent de cette dernière. Celle notée *HF cycle 1* correspond au débit obtenu au premier cycle de fonctionnement, donc avant convergence. La dernière, notée *HF moyenne de phase*, correspond à la moyenne des débits sur les 8 derniers cycles. Dès le premier cycle, des différences apparaissent entre le modèle haute-fréquence et le modèle basse-fréquence. Elles proviennent des conditions aux limites thermiques, qui sont les seules différences entre le calcul basse-fréquence et le calcul du premier cycle avec le modèle haute-fréquence. La dynamique est comparable sur les 100 premières microsecondes, les différences apparaissent essentiellement sur les amplitudes de débit. Le débit est plus faible dans le cas haute-fréquence, ce qui s'explique par la perte d'énergie par échange thermique. Par ailleurs, la courbe de débit obtenue par la moyenne sur les 8 derniers cycles est assez différente du cas basse-fréquence. La dynamique d'éjection est accélérée, i.e. les oscillations de débit sont plus rapprochées. Ceci provient d'une augmentation de la température dans la cavité (voir figure 6.13), qui provoque une augmentation de la vitesse du son, et qui accélère donc la propagation de l'onde

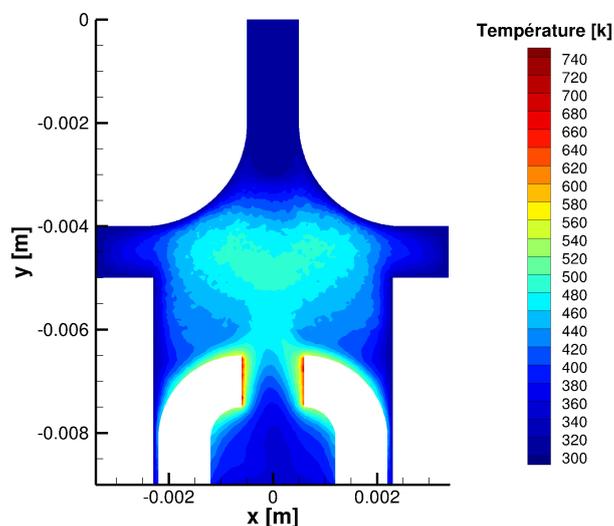


FIGURE 6.14 – Champ de température dans la cavité, en moyenne de phase, en fin de cycle. Une moyenne azimutale a été appliquée sauf au voisinage des électrodes.

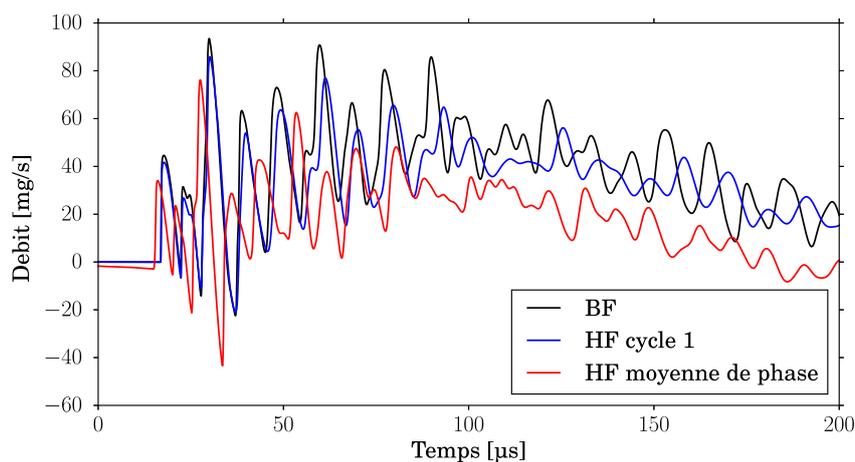


FIGURE 6.15 – Évolution du débit en sortie de l'actionneur JSP *BF* : calcul avec le modèle basse-fréquence, *HF cycle 1* : calcul du premier cycle avec le modèle haute-fréquence, *HF moyenne de phase* : moyenne des 8 derniers cycles calculés avec le modèle haute-fréquence.

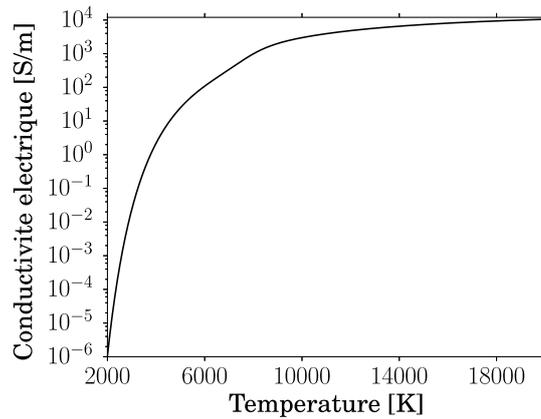


FIGURE 6.16 – Évolution de la conductivité électrique de l'air en fonction de la température, à une pression de 1 bar. Calculée avec les valeurs de D'Angola *et al.*⁶⁹

de choc dans la cavité. Les amplitudes de débits sont plus faibles que dans le cas basse-fréquence pour la même raison que précédemment, i.e. les échanges thermiques. Mais elles sont aussi plus faibles que celles au premier cycle. Ceci provient de la perte d'efficacité du dépôt d'énergie à mesure que la température du gaz, au moment des claquages, augmente. En effet, la conductivité électrique de l'air augmente avec la température, comme illustré en figure 6.16. Ainsi, au moment du dépôt d'énergie, le terme de chauffage par effet Joule va être réduit par cette augmentation de la température de l'air.

La figure 6.17 illustre le développement du jet pour les cas BF, et HF moyenne de phase définis précédemment. Les instants donnés sont notés t_{cycle} et correspondent à la durée écoulée depuis le début du cycle. Les résultats confirment les tendances observées sur les courbes de débit. Les jets calculés par les deux modèles sont radicalement différents, tant du point de vue dynamique que du point de vue amplitude de vitesse. Cette figure montre à quel point les effets thermiques à haute-fréquence peuvent modifier le jet généré, et justifie le besoin d'un modèle spécifique.

La figure 6.18 montre le champ de température dans le jet à $t_{cycle} = 200 \mu s$. Alors qu'en fonctionnement basse-fréquence le jet est vraisemblablement à la température ambiante, le jet semble plus chaud lorsque l'actionneur fonctionne à haute-fréquence. L'élévation de température, à une fréquence d'actionnement de 1 kHz, au millième cycle de fonctionnement vaut entre 30 K et 60 K environ. Le champ de température apparaît légèrement dissymétrique, ce qui indique que 8 cycles de fonctionnement sont insuffisants pour assurer la convergence complète de la moyenne de phase, du point de vue thermique. Cet effet est beaucoup moins marqué du point de vue dynamique.

6.5 Potentielles améliorations du modèle

Les résultats précédents ont démontré l'intérêt d'un modèle haute-fréquence. Il a dans un premier temps été mis en œuvre avec des sous-modèles relativement simples. Dans cette section, certaines pistes d'amélioration sont présentées.

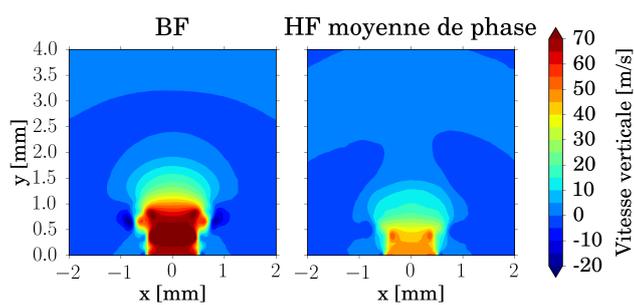
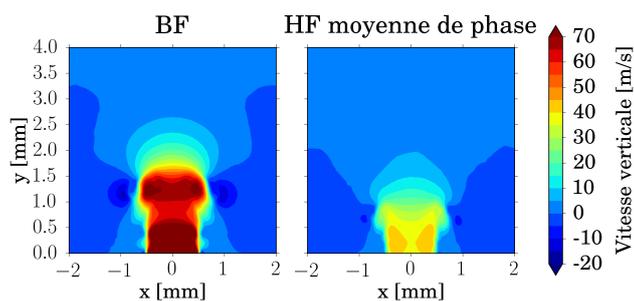
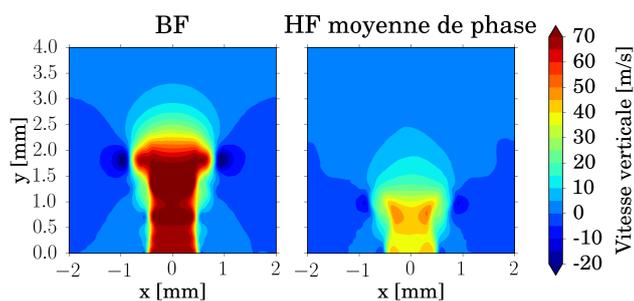
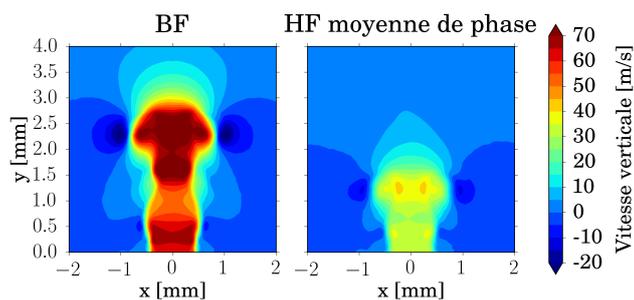
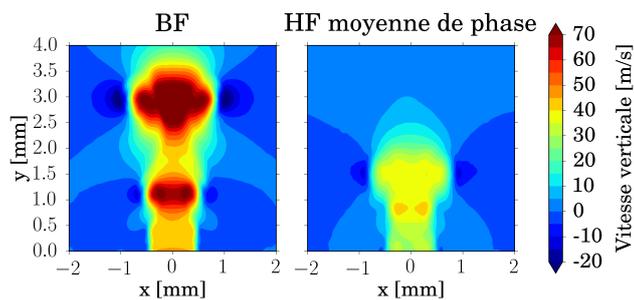
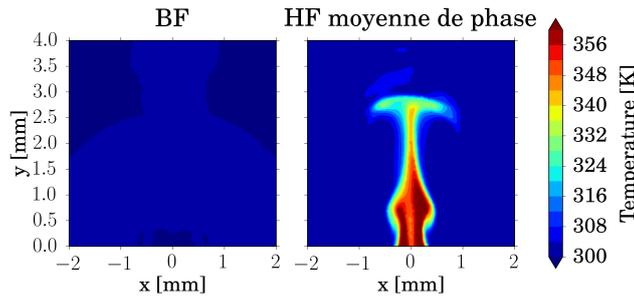
(a) $t_{cycle} = 70 \mu s$ (b) $t_{cycle} = 90 \mu s$ (c) $t_{cycle} = 110 \mu s$ (d) $t_{cycle} = 130 \mu s$ (e) $t_{cycle} = 150 \mu s$

FIGURE 6.17 – Champs de vitesse verticale dans le jet

FIGURE 6.18 – Champ de température dans le jet, à $t_{cycle} = 200 \mu s$

6.5.1 Fonction de flux thermique provoqué par les gaines plasma

La définition des flux thermiques provoqués par les gaines plasma utilisée jusqu'ici – donnée en équation (6.11) – est extrêmement simple et le calcul des échanges de chaleur est sûrement approximatif. La figure 6.19 représente, pour un cycle simulé quelconque, l'intensité électrique de décharge, la température des têtes d'électrodes, et la température maximale de l'air dans la cavité, localisée pour les instants observés au centre du canal inter-électrodes. Les températures sont exprimées en températures réduites, définies par le rapport

$$\frac{T - T_{init}}{T_{max} - T_{init}} \quad (6.12)$$

où T est la température analysée, T_{init} sa valeur initiale et T_{max} sa valeur maximale au cours du temps. Comme l'échauffement de l'air dans la cavité est réalisé par effet Joule, la température de l'air au niveau du canal inter-électrodes est fortement corrélée au signal d'intensité. De son côté, la température des têtes d'électrodes augmente progressivement pendant la durée $\Delta t_{depot} = 5 \mu s$, puisque la fonction de flux est un créneau sur cette durée. Dans la réalité, d'après les expressions (6.7)-(6.9), le flux thermique provoqué par les gaines plasma semble plutôt proportionnel à l'intensité du courant électrique. La température des têtes d'électrodes doit donc vraisemblablement être corrélée à l'intensité. Ici, ce n'est pas le cas, ce qui crée un décalage temporel dans les évolution des températures. Le flux de chaleur du gaz vers la paroi est donc sûrement sur-estimé dans les premiers instants, mais sous-estimé ensuite.

À l'avenir, il pourrait être envisagé d'écrire une fonction de flux proportionnelle à l'intensité, tout en conservant l'intégrale d'énergie égale à E_e .

6.5.2 Évolution du bilan d'énergie

Un autre aspect n'est pas pris en compte par le modèle actuel. Il s'agit de l'évolution du bilan d'énergie. En effet, l'énergie non-consommée par la colonne positive et par les fils, évolue vraisemblablement en même temps que les décharges, c'est-à-dire selon une évolution du type de la tension de claquage (voir figure 6.1). Ce point mériterait une étude approfondie. Mais un effet qualitatif de cette évolution peut tout de même être observé. Une simulation de conduction a été réalisée en imposant un flux dont la valeur dépend du cycle. Il suit une évolution proche de celle de la tension de claquage, avec une valeur finale identique à la précédente, mais avec une valeur de départ arbitrairement élevée. La

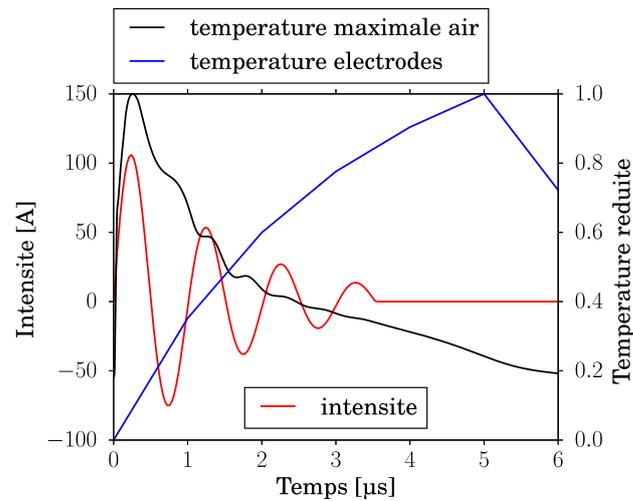


FIGURE 6.19 – Intensité électrique de décharge, température maximale de l'air dans la cavité, et température des têtes d'électrodes

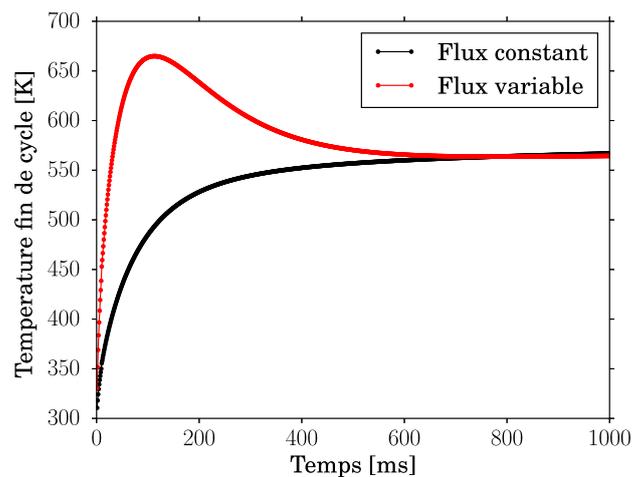


FIGURE 6.20 – Évolutions de la température en têtes d'électrodes, en fin de cycle, obtenues avec des valeurs de flux constante et variable

figure 6.20 montre la température de fin cycle obtenue dans les deux cas. Ces résultats montrent que la variation du flux thermique provoqué par les gaines plasma en fonction des cycles n'affecte que le transitoire de température, la différence résiduelle à $t = 1$ s provenant vraisemblablement d'une erreur d'arrondi dans le calcul des flux pour le calcul à flux variable. La réponse en température peut donc éventuellement présenter un dépassement, selon la valeur initiale du flux, et de la forme de son évolution.

Si le modèle haute-fréquence doit être utilisé dans le futur pour simuler des fonctionnements dans le régime transitoire, cette question mérite d'être abordée.

6.5.3 Initialisation de la décharge

Le dernier point qui peut être soulevé s'appuie sur la figure 6.14. En régime stabilisé à haute-fréquence, il semble que la température, et donc la densité, ne sont pas homogènes autour du canal inter-électrode. Le modèle de dépôt d'énergie actuel traite ces aspects, sauf pour la localisation de l'initialisation de la décharge. Elle est toujours supposée avoir lieu en sa position la plus probable à basse-fréquence, i.e. au centre du canal inter-électrode. Ce n'est pas évident que la décharge se produise en cette position si la densité est plus faible dans une certaine zone. À haute-fréquence, dans le cas simulé, il peut légitimement être imaginé que la décharge se produise un peu au-dessus du canal inter-électrode.

Ce point mériterait une attention particulière, car la position de la décharge détermine le démarrage de l'onde de choc dans la cavité, donc la dynamique de pression, et in fine la topologie du jet.

Bilan

Dans ce chapitre, un modèle destiné à reproduire le fonctionnement haute-fréquence de l'actionneur JSP a été construit. Il est basé sur des hypothèses dont le point fort est qu'elles permettent d'expliquer l'évolution de la décharge électrique en fonction des cycles.

Ce modèle a été mis en œuvre dans la configuration d'environnement extérieur au repos, et ses résultats ont été comparés à ceux fournis par le modèle basse-fréquence. Les différences entre les deux jets simulés sont marquées, ce qui montre l'intérêt de la construction d'un modèle dédié au fonctionnement haute-fréquence.

Ce modèle permet d'envisager des simulations en configuration de contrôle d'écoulement, puisque dans ce cas, l'actionneur JSP est, jusqu'à présent, toujours opéré dans un régime haute-fréquence.

Quatrième partie

CONCLUSION

Chapitre 7

Conclusion

Conclusion

L'actionneur JSP, destiné au contrôle des écoulements à haute vitesse, a été l'objet d'étude de ce travail de thèse. L'objectif était de construire un modèle capable de reproduire son fonctionnement dans les configurations d'environnement au repos et d'interaction avec une couche limite, et ce pour des basses et hautes fréquences d'actionnement.

La première étape a consisté à construire un modèle pour les basses fréquences d'actionnement. Celui-ci est constitué d'une simulation LES de l'écoulement dans laquelle le dépôt d'énergie réalisé par le plasma est pris en compte par l'introduction de termes sources d'énergie. Ils sont calculés grâce à un modèle dérivé de celui de Dufour *et al.*,³⁸ basé sur l'hypothèse centrale d'équilibre thermodynamique local pour le plasma.^{45,61} Compte tenu des très hautes températures atteintes par l'air dans la cavité de l'actionneur, un modèle de gaz thermiquement parfait a été choisi pour représenter l'air. Ce modèle ainsi construit est capable de calculer n'importe quel dépôt d'énergie dans la cavité uniquement à partir d'un signal d'intensité, dont la caractérisation expérimentale est relativement aisée. Ce modèle spatio-temporel permet aussi de capter toute la dynamique de l'écoulement. Celle-ci est initialisée par un problème de Riemann particulièrement violent entre le canal de décharge et le reste de la cavité. L'onde de choc qui en résulte se propage dans la cavité, et dicte ainsi la dynamique de pression dans celle-ci. Elle impose l'évolution de la vitesse dans le jet et sa topologie, composée d'un train de vortex annulaires. Pour valider ce modèle dans la configuration d'environnement au repos, l'expérience de strioscopie du jet généré par l'actionneur, réalisée par Hardy,³⁴ a été employée. Le modèle a montré sa capacité à reproduire l'évolution de la position du front de jet et la topologie générale du jet. Mais dans cette expérience, le signal d'intensité de décharge, la référence temporelle des acquisitions et la position des vortex annulaires ne sont pas connues avec précision.

Afin de compléter la caractérisation de l'actionneur, et de poursuivre la validation du modèle basse-fréquence, la seconde partie de ce travail a d'abord été consacrée à la mesure de la vitesse dans le jet synthétique, à nouveau dans la configuration d'environnement au repos. Cette information est complémentaire de la topologie. D'un côté, la vitesse ca-

ractérise l'intensité du jet, et de l'autre, la topologie caractérise son évolution dynamique. Pour mesurer la vitesse, une expérience de PIV a été menée. Des mesures électriques de la décharge ont été réalisées simultanément aux acquisitions d'images PIV. Elles ont permis, d'une part, de caractériser très précisément la décharge électrique pour le modèle basse-fréquence, et, d'autre part, de synchroniser l'acquisition PIV avec le fonctionnement de l'actionneur. Même si des mesures PIV similaires avaient été réalisées par deux autres laboratoires avant le début du travail de thèse, celles-ci comportent tout de même quelques défis, du fait de la proximité de la paroi, de la résolution élevée désirée et de l'ensemencement du jet, qui doit se faire par entraînement de particules en suspension dans le milieu extérieur. Ces différents points ont d'ailleurs motivé une analyse approfondie des incertitudes et des erreurs expérimentales, afin d'effectuer une comparaison pertinente entre les résultats expérimentaux et les simulations. Les sources d'incertitudes expérimentales considérées sont : l'incertitude de la position de la nappe laser, l'incertitude sur la hauteur de la paroi sur les images de particules et l'incertitude statistique de la moyenne de phase. Les erreurs expérimentales évaluées sont celles dues à la dynamique des particules. Une démarche originale a été employée pour estimer ces dernières, basée sur une simulation LES diphasique. Le modèle basse-fréquence a été utilisé pour simuler le champ de vitesse de la phase gazeuse, supposé suffisamment représentatif de l'écoulement réel pour évaluer les erreurs. Plusieurs classes de particules, avec des diamètres distincts, ont été simulées afin de représenter approximativement la distribution de la taille des particules générées par le système d'ensemencement PIV. À partir des trajectoires calculées, des images de ces particules, semblables aux images expérimentales, ont été créées. Elles ont été traitées de la même manière que les images expérimentales, afin d'en déduire des champs de vitesse ("PIV numérique"). Ces champs ont été comparés au champ de vitesse de la phase gazeuse, afin d'en déduire une estimation de l'erreur. Il a été constaté que cette erreur pouvait être particulièrement élevée au niveau des vortex annulaires, principalement à cause de la différence de concentration entre le cœur des vortex et le reste de l'écoulement. Ensuite, les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats du modèle basse-fréquence. Mais il a été constaté que ces derniers étaient très sensibles à la hauteur d'une gorge dans la cavité de l'actionneur, dont la hauteur dépend du montage. Elle est très difficile à déterminer précisément a posteriori et a été considérée comme une source d'incertitude sur les résultats des simulations numériques. Enfin, en tenant compte des différentes erreurs et incertitudes, le modèle basse-fréquence a démontré sa capacité à reproduire correctement le champ de vitesse dans le jet, en configuration d'environnement extérieur au repos.

La troisième étape de ce travail de thèse a eu pour objectif d'achever la validation du modèle basse-fréquence. Pour cela, une nouvelle expérience de strioscopie, réalisée à l'ONERA en parallèle de ce travail de thèse, a été utilisée. Les méthodes de mesures électriques et de synchronisation développées précédemment ont été reprises. Le banc de mesure utilisé a été conçu pour les très petites dimensions du jet synthétique produit par l'actionneur JSP. Avec les images de strioscopie ainsi obtenues, les positions des vortex annulaires ont pu être déterminées de façon très précise. Comme leur création, leur advection et leurs apparitions éventuels sont caractéristiques de la dynamique du jet, ils permettent d'évaluer les simulations numériques avec beaucoup de précision de ce point de vue. Une valeur réaliste de hauteur de gorge a été trouvée pour laquelle les simulations avec le modèle basse-fréquence reproduisent très fidèlement les positions des vortex annulaires. Conjugué aux comparaisons précédentes, ce résultat a permis de conclure quant à la validité du modèle

basse-fréquence, en configuration d'environnement extérieur au repos, et de capitaliser sur celui-ci dans la suite du travail de thèse.

L'étape suivante a été dédiée à l'évaluation de ce modèle dans une configuration plus proche d'une application de contrôle d'écoulement : l'interaction du jet synthétique avec un écoulement de couche limite. Pour cela, une expérience en soufflerie a été réalisée. Une couche limite laminaire sans gradient de pression a été générée sur une maquette de plaque plane dans laquelle l'actionneur était placé normalement à la paroi. Le champ de vitesse dans la zone d'interaction a été mesuré par stéréo-PIV de façon assez similaire à l'expérience sans écoulement. Les simulations de cette expérience avec le modèle basse-fréquence ont montré que ce dernier était capable de bien reproduire la topologie de l'interaction et les vitesses mises en jeu. Les comparaisons effectuées pour cette configuration ont également montré que la dispersion des signaux de décharge avait une influence significative sur les résultats en moyenne de phase.

Enfin, la dernière étape de ce travail de thèse a consisté à construire un modèle capable de reproduire le fonctionnement à haute-fréquence de l'actionneur JSP. Ce régime de fonctionnement est essentiel, puisqu'il est utilisé dans pratiquement toutes les applications de contrôle d'écoulement. D'abord, les effets qui apparaissent à haute-fréquence d'actionnement ont été identifiés. Cette étude a notamment permis d'expliquer l'évolution particulière des signaux de décharge au cours du temps. Le modèle haute-fréquence a ensuite été construit en enrichissant le modèle précédent de la simulation des effets haute-fréquence. Il a été comparé au modèle basse-fréquence en configuration d'environnement extérieur au repos. Le jet simulé est très différent, démontrant ainsi le besoin du nouveau modèle. Dans un avenir proche, ce nouveau modèle pourra être évalué grâce aux mesures qui ont été faites lors de l'expérience d'interaction avec une couche limite, lorsque l'actionneur fonctionnait dans un régime haute-fréquence à 1 kHz.

Perspectives

Les modèles développés dans ce travail de thèse ont d'abord permis d'identifier les phénomènes physiques clés dans le fonctionnement des actionneurs de type *Sparkjet*. Ceci permet d'envisager une optimisation de l'actionneur JSP à l'avenir. La dynamique du jet peut principalement être expliquée par la propagation d'une onde de choc initiale dans la cavité, créée par le dépôt d'énergie. L'alimentation électrique pourrait donc être optimisée pour maximiser la raideur du dépôt, tout en éliminant la partie de la décharge qui semble moins utile. De plus, la géométrie de l'actionneur pourrait être revue afin d'imposer une dynamique de pression particulière. L'intensité du jet pourrait ainsi être modifiée, mais aussi sa dynamique. Sur chaque phase d'éjection, il semble possible de générer des perturbations à des fréquences choisies, qui pourraient être bénéfiques dans certaines applications de contrôle d'écoulement. Aussi, les modèles développés ont montré que les effets haute-fréquence étaient fortement corrélés à la conduction de la chaleur dans les matériaux. Comme ces effets diminuent significativement l'intensité du jet, la conception de l'actionneur pourrait être revue afin d'en faciliter le refroidissement. Les modèles développés au cours de cette étude sont bâtis de manière à prendre en compte les modifications de l'actionneur JSP évoquées ici. La conception du nouvel actionneur pourrait donc s'appuyer sur des simulations avec ces modèles.

Mais ces modèles ont surtout été développés dans le but de reproduire numériquement des applications de contrôle d'écoulement. D'ailleurs, une démonstration pratique de l'utilisation des actionneurs de type *Sparkjet* dans une configuration proche d'une situation réelle, notamment en terme de vitesse d'écoulement à contrôler et d'échelle, est vraisemblablement une étape nécessaire à la poursuite du développement de ce type d'actionneurs. Les applications qui peuvent être sérieusement envisagées sont celles où les jets pulsés ont déjà fait leur preuve, comme le contrôle de sillage ou le contrôle de décollement, par exemple sur une dérive d'avion. Concevoir un contrôle d'écoulement performant dans une de ces configurations, revient à déterminer le nombre d'actionneurs nécessaires, leur position, leurs fréquences d'actionnement, la quantité d'énergie électrique à déposer, les capteurs à éventuellement employer si une boucle de contrôle est envisagée, etc. Pour cela, il faut être capable de simuler l'ensemble de la configuration de contrôle, avec l'effet des actionneurs. Les modèles développés dans ce travail de thèse permettent de réaliser ces simulations dans l'absolu, mais requièrent un coût de calcul prohibitif à leur utilisation dans une boucle d'optimisation. À l'avenir, des modèles réduits doivent donc être construits. Il est vraisemblable qu'ils pourront être construits à partir des résultats des simulations d'interaction du jet synthétique avec une couche limite. Il serait donc important de traiter le cas turbulent dans cette perspective. De prime abord, il peut être imaginé que ces modèles réduits prennent la forme d'une condition aux limites appliquée au niveau de l'orifice de l'actionneur, ou éventuellement de termes sources volumiques au voisinage de celui-ci. Une fois la configuration optimale définie, celle-ci pourra être simulée avec les modèles complets dans le but de justifier la conception du contrôle et de prévoir ses performances. En effet, dans l'application particulière qui sera choisie pour la démonstration, l'actionneur de type *Sparkjet* devra montrer son intérêt par rapport aux autres systèmes générant des jets pulsés. Il faut notamment montrer que le jet synthétique de l'actionneur de type *Sparkjet* est effectivement plus efficace que les autres jets pulsés, et que l'alimentation électrique est plus économique énergétiquement, moins lourde et moins encombrante que les autres alimentations en énergie. Ce dernier point demande des efforts importants concernant l'actionneur JSP, mais d'autres laboratoires ont, semble-t-il, été capables de concevoir des alimentations électriques simples et robustes répondant à ces critères. Le design d'actionneur à trois électrodes semble être une piste à envisager dans cette perspective.⁴¹

En tout cas, les caractéristiques du jet et de l'alimentation électrique sont attendues comme les points forts des actionneurs de type *Sparkjet*. Mais d'autres aspects sont également à aborder pour la suite du développement de ce type d'actionneur, liés à leur intégration sur aéronefs. Ils ne sont absolument pas à négliger, puisqu'ils pourraient prohiber leur utilisation. Il est notamment souhaitable d'atténuer les perturbations électromagnétiques générées à la suite des claquages électriques. Par exemple, lors des expériences réalisées, il a été constaté que ces perturbations pouvaient induire des dysfonctionnements dans une chaîne de mesure. De plus, la question du comportement des actionneurs dans des ambiances humides, ou dans un air à faible densité doit être abordée. Enfin, la durée de vie des actionneurs, liée à l'érosion des électrodes, devra être évaluée dans un contexte opérationnel, afin de vérifier sa compatibilité avec les durées entre les visites de maintenance des aéronefs.

Annexes

Annexe A

Mesures PIV de l'interaction du jet synthétique avec une couche limite laminaire : cas haute-fréquence

Dans cette annexe, les mesures de vitesse par PIV de l'interaction entre le jet synthétique généré par l'actionneur JSP fonctionnant à haute-fréquence et une couche limite laminaire sont décrites. Elles sont très similaires aux mesures effectuées à basse-fréquence, présentées au chapitre 5. Seuls les principales différences avec ces dernières et les résultats sont exposés ici.

A.1 Synchronisation

Dans ces mesures, l'actionneur a été opéré à une fréquence de 1 kHz. D'un côté, la fréquence des acquisitions PIV ne peut excéder 10 Hz avec le système PIV utilisé. Les acquisitions PIV ne peuvent donc s'effectuer que tous les 100 cycles de fonctionnement, au maximum. D'un autre côté, la méthode de mesure des signaux électriques, identique à celle utilisée dans le cas basse-fréquence, est limitée à 3 Hz. Une fréquence d'acquisition PIV de 3 Hz aurait pu être choisie également, afin de mesurer les signaux de décharge de manière synchrone avec les acquisitions PIV. Mais ce choix n'a pas été possible à cause de l'érosion des électrodes. Ce phénomène entraîne une variation de la distance inter-électrodes, et donc de la tension de claquage. Ainsi, le dépôt d'énergie, et par conséquent le jet synthétique, évoluent progressivement au cours de la campagne de mesures à haute-fréquence d'actionnement. Afin de limiter l'érosion des électrodes au cours de la campagne, la durée totale de fonctionnement de l'actionneur a été limitée. Pour cela, la fréquence d'acquisition PIV a été imposée à 10 Hz, seulement 500 paires d'images ont été acquises par phase, et seulement 6 phases ont fait l'objet de mesures. Avec ce choix de fréquence d'acquisition, les signaux électriques mesurés ne correspondent plus aux acquisitions PIV, ce qui supprime toute possibilité de sélection d'images basée sur ces signaux. En conséquence, les signaux

électriques servent uniquement à caractériser le cas de décharge.

A.2 Signaux électriques

Comme l'étude sur le fonctionnement haute-fréquence de l'actionneur (chapitre 6) l'a montrée, un régime stabilisé de décharge apparaît au bout d'environ 0,5 s. En considérant ce régime, le cas de décharge moyen est $\{I_0 = 132 \text{ A}; f = 1,29 \text{ MHz}; \xi = 0,08\}$. L'écart-type pour l'amplitude de l'intensité vaut 12 A, et pour la fréquence 38 kHz.

A.3 Champs de vitesse

Dans ce cas haute-fréquence, la vitesse a été mesurée uniquement dans des plans de mesures longitudinaux (x, y) . L'épaisseur de la nappe laser est de 0,7 mm. La résolution des images obtenues est d'environ $23 \mu\text{m}/\text{px}$. La taille des fenêtres utilisées dans les calculs de vitesse est de 25 px. La figure A.1 montre les moyennes de phase des champs de vitesse horizontale obtenus, à différents instants. Les champs de vitesse retenus pour le calcul de la moyenne de phase correspondent à des jets générés par des décharges en régime stabilisé. Comme l'actionneur opère à 1 kHz, les champs de vitesse montrent la trace de plusieurs jets. Par exemple, l'image A.1a montre le champ de vitesse en $t = 102,8 \mu\text{s}$. Cet instant correspond à la moyenne des durées entre l'instant de mesure et le dernier claquage. La dernière décharge provoque le jet qui se développe au dessus de l'orifice. La trace d'un autre jet, celui généré 1 ms seconde plus tôt, est visible entre les positions $x \simeq 15 \text{ mm}$ et $x \simeq 20 \text{ mm}$. Ceci correspond approximativement à la distance d'advection dans un écoulement à 20 m/s. La trace d'un autre jet, située dans la couche limite, est également visible en $x \geq 25 \text{ mm}$. Forcément, les perturbations dans la couche limite sont advectées moins rapidement.

Une dernière remarque doit être faite sur ces résultats. Comme indiqué en section 5.1.4, des particules de tungstène^a sont éjectées de la cavité lorsque l'actionneur fonctionne en régime haute-fréquence. Ces résultats doivent donc être analysés avec précaution. Comme la taille de ces particules, leur état solide ou liquide, et donc leur densité sont inconnues, il doit être envisagé qu'elles possèdent des nombres de Stokes potentiellement élevés, et donc qu'elles induisent des erreurs de mesures. Il peut être supposé que ces erreurs sont plus importantes en sortie d'orifice qu'en champ lointain, où les particules ont pu se disperser.

a. Ces particules proviennent de l'érosion des électrodes qui sont en tungstène

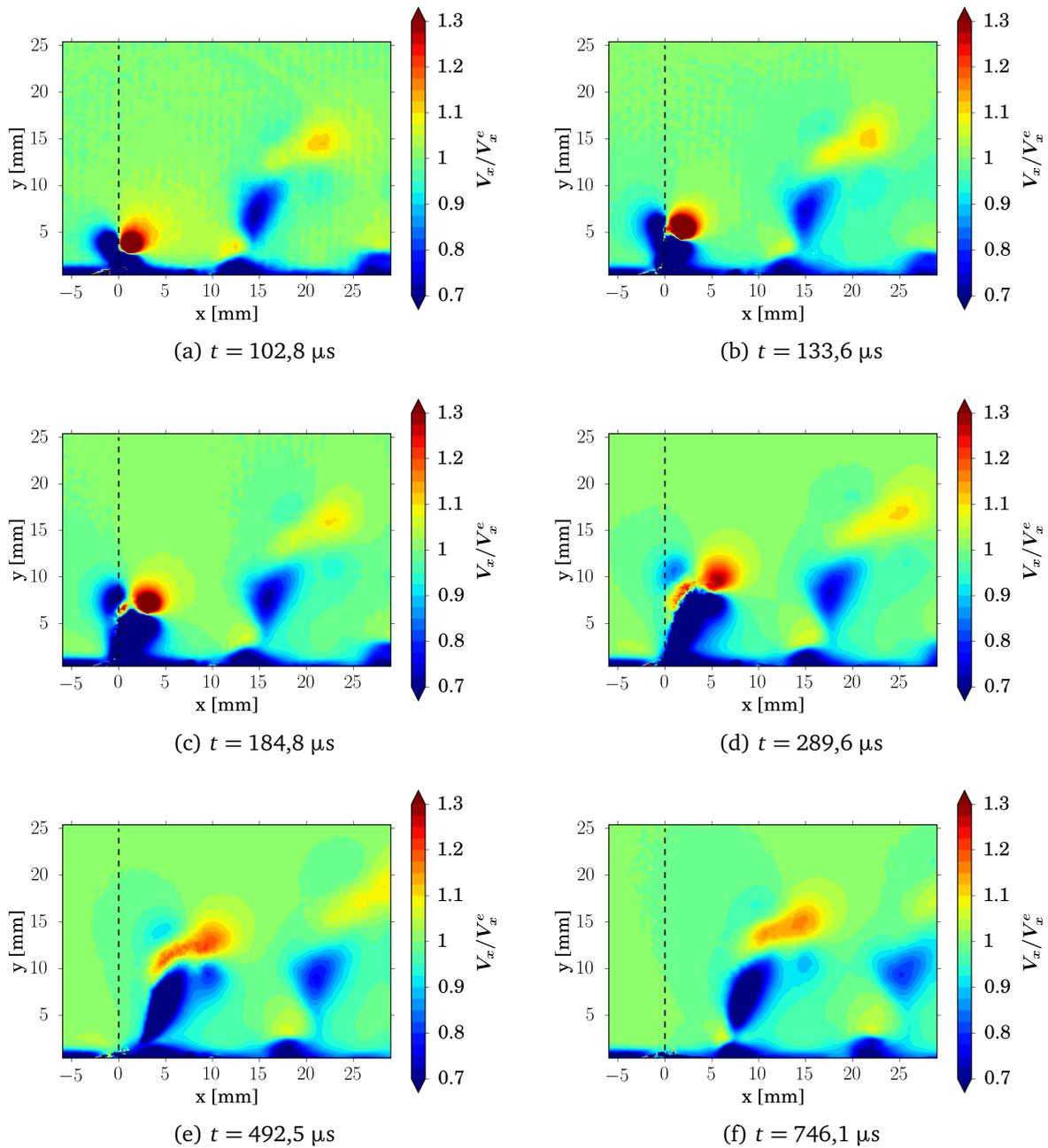


FIGURE A.1 – Champs de vitesse V_x/V_x^e mesurés pour une fréquence d'actionnement de 1 kHz

Bibliographie

- [1] “Adoption de l’accord de Paris”. In : *Convention-cadre sur les changements climatiques*. Nations Unies. 2015.
- [2] Air Transport Action Group. Mai 2016. URL : <http://www.atag.org>.
- [3] G. MYHRE, D. SHINDELL, F.-M. BRÉON, W. COLLINS, J. FUGLESTVEDT, J. HUANG, D. KOCH, J.-F. LAMARQUE, D. LEE, B. MENDOZA, T. NAKAJIMA, A. ROBOCK, G. STEPHENS, T. TAKEMURA et H. ZHANG. “Anthropogenic and Natural Radiative Forcing”. In : *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de T.F. STOCKER, D. QIN, G.-K. PLATTNER, M. TIGNOR, S.K. ALLEN, J. BOSCHUNG, A. NAUELS, Y. XIA, V. BEX et P.M. MIDGLEY. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA, 2013. Chap. 8.
- [4] D. S. LEE, D. W. FAHEY, P. M. FORSTER, P. J. NEWTON, R. C.N. WIT, L. L. LIM, B. OWEN et R. SAUSEN. “Aviation and global climate change in the 21st century”. In : *Atmospheric Environment* 43 (2009), p. 3520–3537.
- [5] AIRBUS. “Future Journeys 2013-2032”. In : *Global Market Forecast* (2013).
- [6] *Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe*. Mai 2016. URL : <http://www.acare4europe.com/>.
- [7] *Clean Sky : Final Annual Activity Report 2014*. 2014.
- [8] M. GAD-EL-HAK. *Flow control : Passive, Active and Reactive Flow Management*. Cambridge University Press, 2000.
- [9] L. PRANDTL. “Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung”. In : *3rd International Mathematics Congress*. Heidelberg, Germany, 1904, p. 484–491.
- [10] A. J. PUGLIESE et R. J. ENGLAR. “Flight testing the circulation control wing”. In : *AIAA Aircraft systems and technology meeting*. 1979-1791. New York, 1979.
- [11] V. KIBENS, J. DORRIS III, D. M. SMITH et M. F. MOSSMAN. “Active Flow Control Technology Transition : The Boeing ACE Program”. In : *30th AIAA Fluid Dynamics Conference*. 1999-3507. Norfolk, VA, 1999.
- [12] B. GRESKA, A. KROTHAPALLI, J. M. SEINER, B. JANSEN et L. UKEILEY. “The Effects of Microjet Injection on an F404 Jet Engine”. In : *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2005-3047. Monterey, 2005.

- [13] L. L. SHAW, B. R. SMITH et S. SADDUGHI. “Full-Scale Flight Demonstration of Active Control of a Pod Wake”. In : *3rd AIAA Flow Control Conference*. 2006-3185. San Fransisco, 2006.
- [14] N. RATHAY, M. AMITAY et E. WHALEN. “Flow Physics Associated with the Performance Enhancement of a Vertical Tail using Synthetic Jet Actuators”. In : *31st AIAA Applied Aerodynamics Conference*. AIAA 2013-2797. San Diego, CA, 2013.
- [15] M. Y. ANDINO, J. C. LIN, A. E. WASHBURN, E. A. WHALEN, E. C. GRAFF et I. J. WYGNANSKI. “Flow Separation Control on a Full-Scale Vertical Tail Model using Sweeping Jet Actuators”. In : *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. AIAA 2015-0785. 2015.
- [16] K. BARNSTORFF. *NASA Tests Green Aviation Technology on Boeing ecoDemonstrator*. NASA. Mai 2016. URL : <http://www.nasa.gov/aero/nasa-tests-green-aviation-technology-on-boeing-ecodemonstrator.html>.
- [17] *Build Something Cleaner. 2016 Environment Report*. The Boeing Company. 27 août 2016. URL : http://www.boeing.com/resources/boeingdotcom/principles/environment/pdf/2016_environment_report.pdf.
- [18] Louis N. CATTAFESTA et Mark SHEPLAK. “Actuators for Active Flow Control”. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 43 (2011), p. 247–272.
- [19] Plasma Aerodynamics Discussion GROUP. “Plasma Aerodynamics : Current Status and Future Directions”. In : *AIAA Plasmadynamics and Lasers Technical Committee*. Sous la dir. de J. POGGIE, T. MCLAUGHLIN et S. LEONOV. 2014.
- [20] Eric MOREAU. “Airflow control by non-thermal plasma actuators”. In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 40 (2007), p. 605–636.
- [21] I. V. ADAMOVICH, I. CHOI, Jiang N., J-H. KIM, S. KESHAV, W. R. LEMPERT, E. MINTUSOV, M. NISHIHARA, M. SAMIMY et M. UDDI. “Plasma assisted ignition and high-speed flow control : non-thermal and thermal effects”. In : *Plasma Sources Science and Technology* 18.034018 (2009).
- [22] N. SZULGA, O. VERMEERSCH, M. FORTE et G. CASALIS. “Experimental and numerical study of boundary layer transition control over an airfoil using a DBD plasma actuator”. In : *IUTAM ABCM Symposium on Laminar Turbulent Transition*. T. 14. 2015, p. 402–411.
- [23] A. DUCHMANN, B. SIMON, C. TROPEA et R. GRUNDMANN. “Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for In-Flight Transition Delay”. In : *AIAA Journal* 52.2 (2014), p. 358–367.
- [24] M. FORTE, J. JOLIBOIS, E. MOREAU, G. TOUCHARD et M. CAZALENS. “Optimization of a Dielectric Barrier Discharge Actuator by Stationary and Non-stationary Measurements of the Induced Flow Velocity - Application to Airflow Control”. In : *3rd AIAA Flow Control Conference*. AIAA 2006-2863. San Fransisco, CA, 2006.
- [25] P. C. DÖRR et M. J. KLOKER. “Transition control in a three-dimensional boundary-layer flow using plasma actuators”. In : *IUTAM ABCM Symposium on Laminar Turbulent Transition*. T. 14. 2014, p. 469–478.

- [26] J. LITTLE, K. TAKASHIMA, M. NISHIHARA, I. ADAMOVICH et M. SAMIMY. “Separation Control with Nanosecond-Pulse-Driven Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators”. In : *AIAA Journal* 50.2 (2012), p. 350–365.
- [27] M. SAMIMY, J-H. KIM, J. KASTNER, I. ADAMOVICH et Y. UTKIN. “Active control of high-speed and high-Reynolds-number jets using plasma actuators”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 578 (2007), p. 305–330.
- [28] M. SAMIMY, J-H. KIM, M. KEARNEY-FISCHER et A. SINHA. “Acoustic and flow fields of an excited high Reynolds number axisymmetric supersonic jet”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 656 (2010), p. 507–529.
- [29] N. WEBB, C. CLIFFORD et M. SAMIMY. “Control of oblique shock wave/boundary layer Interactions using plasma actuators”. In : *Experiments in Fluids* 54.6-1545 (2013).
- [30] D. CARUANA, J-P CAMBRONNE, P BARRICAU et A. BELINGER. “The plasma synthetic jet actuator for separation control”. In : *Ercoftac Series* 94 (2013), p. 17–22.
- [31] D. CARUANA, P BARRICAU et C. GLEYZES. “Separation control with plasma synthetic jet actuators”. In : *International Journal of Aerodynamics* 3 (2013), p. 71–83.
- [32] M. FORTE, A. DEBIEN, D. CARUANA, N. BÉNARD, P BARRICAU, C. GLEYZES et E. MOREAU. “Mid-Chord Separation Control Using PSJ and DBD Plasma Actuators”. In : *Ercoftac Series* 94 (2013), p. 41–46.
- [33] P. MOLTON, A. LEROY-CHESNEAU, J. PONS, Y. CARPELS, P BARRICAU, C. GLEYZES, M. FORTE et D. CARUANA. “Wing Tip Vortex Control By Plasma Actuators”. In : *Ercoftac Series* 94 (2013), p. 53–58.
- [34] P. HARDY. “Etude et qualification aerothermodynamique et électrique d’un actionneur plasma de type jet”. Thèse de doct. Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, 2012.
- [35] V. NARAYANASWAMY, L. L. RAJA et N. T. CLEMENS. “Control of unsteadiness of a shock wave/turbulent boundary layer interaction by using a pulsed-plasma-jet actuator”. In : *Physics of Fluids* 24.076101 (2012).
- [36] T. M. REEDY, N. V. KALE, J. C. DUTTON et G. S. ELLIOT. “Experimental Characterization of a Pulsed Plasma Jet”. In : *AIAA Journal* 51.8 (2013), p. 2027–2031.
- [37] P. HARDY, P BARRICAU, A. BELINGER, D. CARUANA, J.P CAMBRONNE et C. GLEYZES. “Plasma Synthetic Jet for Flow Control”. In : *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. AIAA 2010-5103. Chicago, IL, 2010.
- [38] G. DUFOUR, P HARDY, G. QUINT et F. ROGIER. “Physics and models for plasma synthetic jets”. In : *International Journal of Aerodynamics* 3 (2013), p. 47–70.
- [39] K. R. GROSSMAN, B. Z. CYBYK et D. M. VAN WIE. “Sparkjet Actuator”. Brev. US 2004-0021041 A1. 2004.
- [40] K.R GROSSMAN, B.Z. CYBYK et D.M. VANWIE. “Sparkjet Actuator for Flow Control”. In : *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA 2003-57. Reno, NV, 2003.
- [41] T. M. REEDY, N. V. KALE, J. C. DUTTON et G. S. ELLIOT. “Experimental Characterization of a Pulsed Plasma Jet”. In : *50th AIAA Aerospace Science Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. AIAA 2012-0904. Nashville, TN, 2012.

- [42] H.-h. ZONG, Y. WU, M. JIA, H.-m. SONG, H. LIANG, Y.-h. LI et Z.-b. ZHANG. "Influence of geometrical parameters on performance of plasma synthetic jet actuator". In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 49.025504 (2016).
- [43] Lin WANG, Zhi-xun XIA, Zhen-bing LUO et Jun CHEN. "Three-Electrode Plasma Synthetic Jet Actuator for High-Speed Flow Control". In : *AIAA Journal* 52.4 (2014), p. 879–882.
- [44] 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". In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 44.365201 (2011).
- [45] A. BELINGER, N. NAUDÉ, J-P. CAMBRONNE et D. CARUANA. "Plasma synthetic jet actuator : electrical and optical analysis of the discharge". In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.345202 (2014).
- [46] Mona GOLBABAIEI-ASL, Doyle KNIGHT et Stephen WILKINSON. "Novel Technique to Determine SparkJet Efficiency". In : *AIAA Journal* 53.2 (2015), p. 501–504.
- [47] Di JIN, Yinghong LI, Min JIA, Huimin SONG, Wei CUI, Quan SUN et Fanyu LI. "Experimental Characterization of the Plasma Synthetic Jet Actuator". In : *Plasma Science and Technology* 15.10 (2013), p. 1034–1040.
- [48] V. NARAYANASWAMY, L.L. RAJA et N.T. CLEMENS. "Characterization of High-Frequency Pulsed-Plasma Jet Actuator for Supersonic Flow Control". In : *AIAA Journal* 48.2 (2010), p. 297–305.
- [49] J. SHIN, V. NARAYANASWAMY, L. L. RAJA et N. T. CLEMENS. "Characterization of a Direct-Current Glow Discharge Plasma Actuator in Low-Pressure Supersonic Flow". In : *AIAA Journal* 45.7 (2007), p. 1596–1605.
- [50] Hao-hua ZONG, Yun WU, Yong-hong LI, Hui-min SONG, Zhi-bo ZHANG et Min JIA. "Analytic model and frequency characteristics of plasma synthetic jet actuator". In : *Physics of Fluids* 27.027105 (2015).
- [51] S. J. HAACK, T. M. TAYLOR, B. Z. CYBYK, C. H. FOSTER et F. S. ALVI. "Experimental Estimation of Sparkjet Efficiency". In : *42nd AIAA Plasmadynamics and Laser Conference*. Honolulu, Hawaii, 2011.
- [52] A. BELINGER, P. HARDY, N. GHERARDI, N. NAUDE, J-P. CAMBRONNE et D. CARUANA. "Influence of the Spark Discharge Size on a Plasma Synthetic Jet Actuator". In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 39 (2011), p. 2334–2335.
- [53] T. EMERICK, M. Y. ALI, C. FOSTER, F. S. ALVI et S. POPKIN. "Sparkjet characterization in quiescent and supersonic flowfields". In : *Experiments in Fluids* 55.1858 (2014).
- [54] K.R. GROSSMAN, B.Z. CYBYK, M.C. RIGLING et D.M. VAN WIE. "Characterization of Sparkjet Actuators for Flow Control". In : *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA 2004-89. 2004.
- [55] S. H. POPKIN, B. Z. CYBYK, H. B. LAND III, T. M. EMERICK II, C. H. FOSTER et F. S. ALVI. "Recent Performance-Based Advances in SparkJet Actuator Design for Supersonic Flow Applications". In : *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. AIAA 2013-0322. Grapevine, TX, 2013.

- [56] H.-h. ZONG, Y. WU, H.-m SONG, M. . JIA, H. LIANG, Y.-h. LI et Z.-b. ZHANG. "Investigation of the performance characteristics of a plasma synthetic jet actuator based on a quantitative Schlieren method". In : *Measurement Science and Technology* 27.055301 (2016).
- [57] H.S KO, S.J. HAACK, H.B. LAND, B. CYBYK, J. KATZ et H.J. KIM. "Analysis of flow distribution from high-speed flow actuator using particle image velocimetry and digital speckle tomography". In : *Flow Measurement and Instrumentation* 21 (2010), p. 443–453.
- [58] B.Z. CYBYK, D.H. SIMON, H.B. LAND III, J. CHEN et J. KATZ. "Experimental Characterization of a Supersonic Flow Control Actuator". In : *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA 2006-478. Reno, NV, 2006.
- [59] D. CARUANA, P. BARRICAU, P. HARDY, J-P. CAMBRONNE et A. BELINGER. "The "Plasma Synthetic Jet" Actuator. Aero-thermodynamic Characterization and first Flow Control Applications." In : *47th AIAA Aerospace Science Meeting Including The New Horizon Forum and Aerospace Exposition*. AIAA 2009-1307. 2009.
- [60] Yuri P. RAIZER. *Gas Discharge Physics*. Sous la dir. de John E. ALLEN. Springer-Verlag, 1987.
- [61] A. BELINGER. "Alimentations electriques et etude energetique d'un generateur de jets synthetiques a plasma". Thèse de doct. Universite de Toulouse III Paul Sabatier, 2011.
- [62] F. CHEDEVERGNE, O. LÉON, V. BODOC et D. CARUANA. "Experimental and numerical response of a high-Reynolds-number $M = 0.6$ jet to a Plasma Synthetic Jet actuator". In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 56 (2015), p. 1–15.
- [63] V. NARAYANASWAMY, L. L. RAJA et N. T. CLEMENS. "Control of a Shock/Boundary-Layer Interaction by Using a Pulsed-Plasma Jet Actuator". In : *AIAA Journal* 50.1 (2012), p. 246–249.
- [64] V. NARAYANASWAMY, J. SHIN, N.T. CLEMENS et L.L RAJA. "Investigation of plasma-generated jets for supersonic flow control". In : *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA 2008-285. 2008.
- [65] K. V. ANDERSON et D. D. KNIGHT. "Plasma Jet for Flight Control". In : *AIAA Journal* 50.9 (2012), p. 1855–1872.
- [66] M GOLBABAIEI-ASL, D. KNIGHT et K. ANDERSON. "Sparkjet Efficiency". In : *51 AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. 2013.
- [67] S. J. HAACK, T. TAYLOR, J. EMHOFF et B. CYBYK. "Development of an Analytical Spark-Jet Model". In : *5th AIAA Flow Control Conference*. AIAA 2010-4979. Chicago, IL, 2010.
- [68] B.Z. CYBYK, J.T. WILKERSON, K.R. GROSSMAN et D.M. VAN WIE. "Computational assessment of the sparkjet flow control actuator". In : *33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. AIAA 2003-3711. 2003.

- [69] A. D'ANGOLA, G. COLONNA, C. GORSE et M. CAPITELLI. "Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasma in a wide pressure and temperature range". In : *European Physical Journal D* 46 (2007), p. 129–150.
- [70] S. I. BRAGINSKII. "Theory of the Development of a Spark Channel". In : *Soviet Physics JETP* 34.7 (1958), p. 1068–1074.
- [71] G. SARY, G. DUFOUR, F. ROGIER et K. KOURTZANIDIS. "Modeling and Parametric Study of a Plasma Synthetic Jet for Flow Control". In : *AIAA Journal* 52.2 (2014), p. 1591–1603.
- [72] Y. CRESSAULT, R. HANNACHI, Ph. TEULET, A. GLEIZES, J.-P. GONNET et J.-Y. BATTANDIER. "Influence of metallic vapours on the properties of air thermal plasmas". In : *Plasma Sources Science and Technology* 17.035016 (2008).
- [73] J. J. LOWKE. "Prediction of arc temperature profiles using approximate emission coefficient for radiation losses". In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 14 (1974), p. 111–122.
- [74] G. HALLER. "An objective definition of a vortex". In : *Journal of Fluid Mechanics* 525 (2005), p. 1–26.
- [75] G. S. SETTLES. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Sous la dir. de R. J. ADRIAN, M. GHARIB, D. ROCKWELL et J. H. WHITELAW. Second. Springer, 2006.
- [76] F. PASCHEN. "Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz". In : *Annalen der Physik* 273.5 (1889), p. 69–96.
- [77] H. RYZKO. "Drift velocity of electrons and ions in dry and humid air and in water vapour". In : *Proceedings of the Physical Society* 85 (1965), p. 1283–1295.
- [78] L. B. LOEB et J. M. MEEK. *The mechanism of the electric spark*. Stanford University Press, 1941.