

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

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

SPÉCIALITÉ : ÉNERGÉTIQUE ET DYNAMIQUE DES FLUIDES

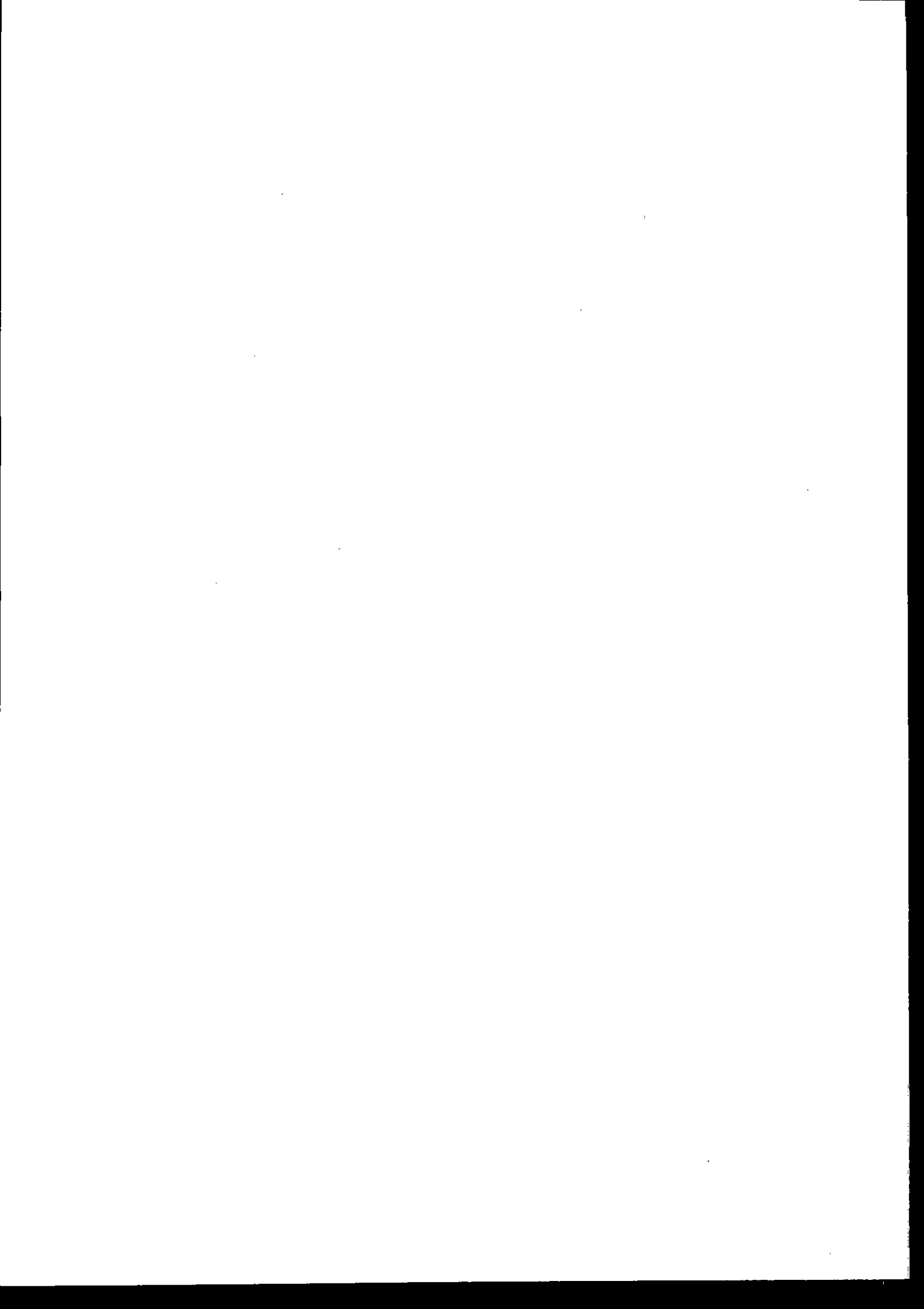
par

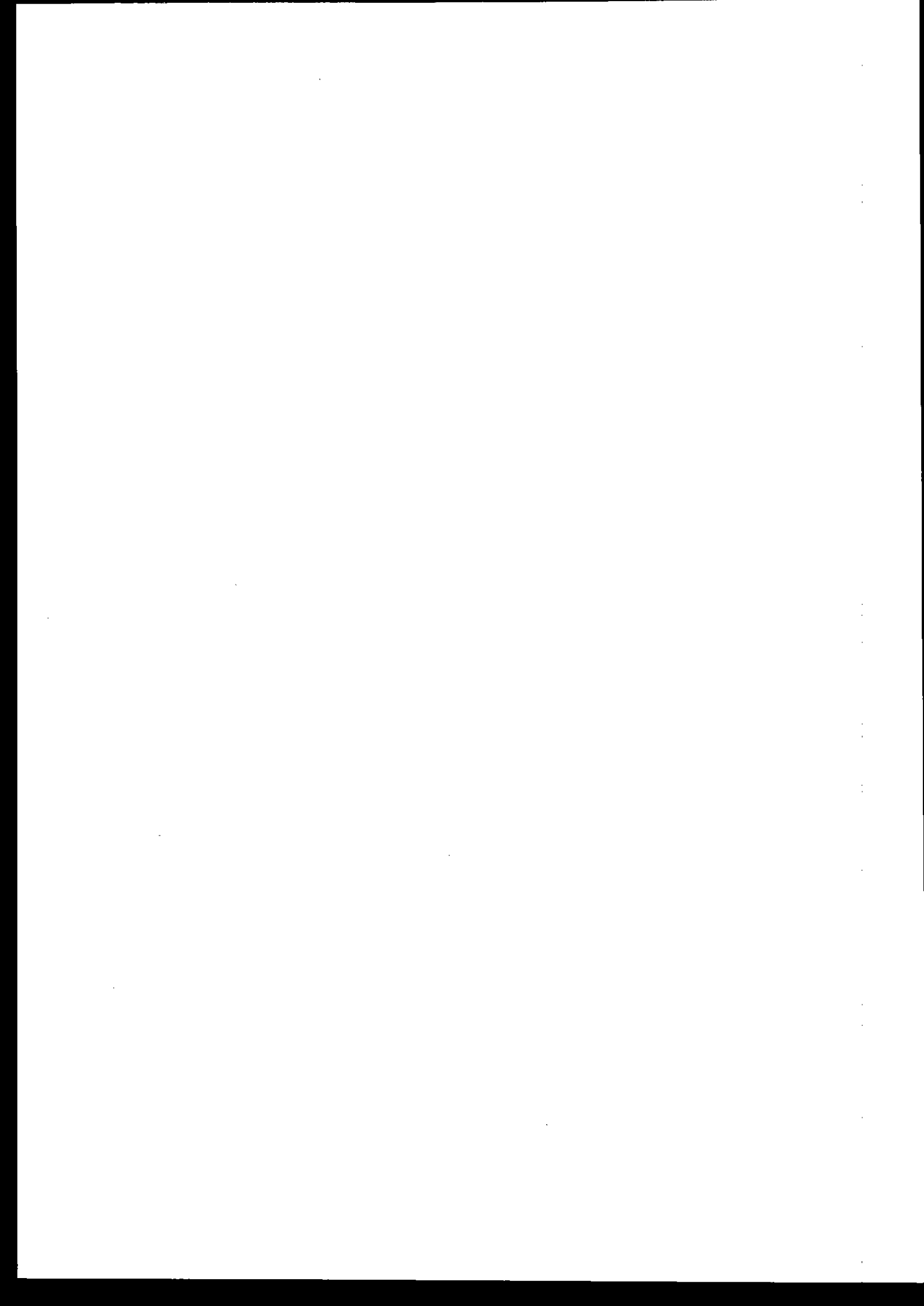
Franck MARROT

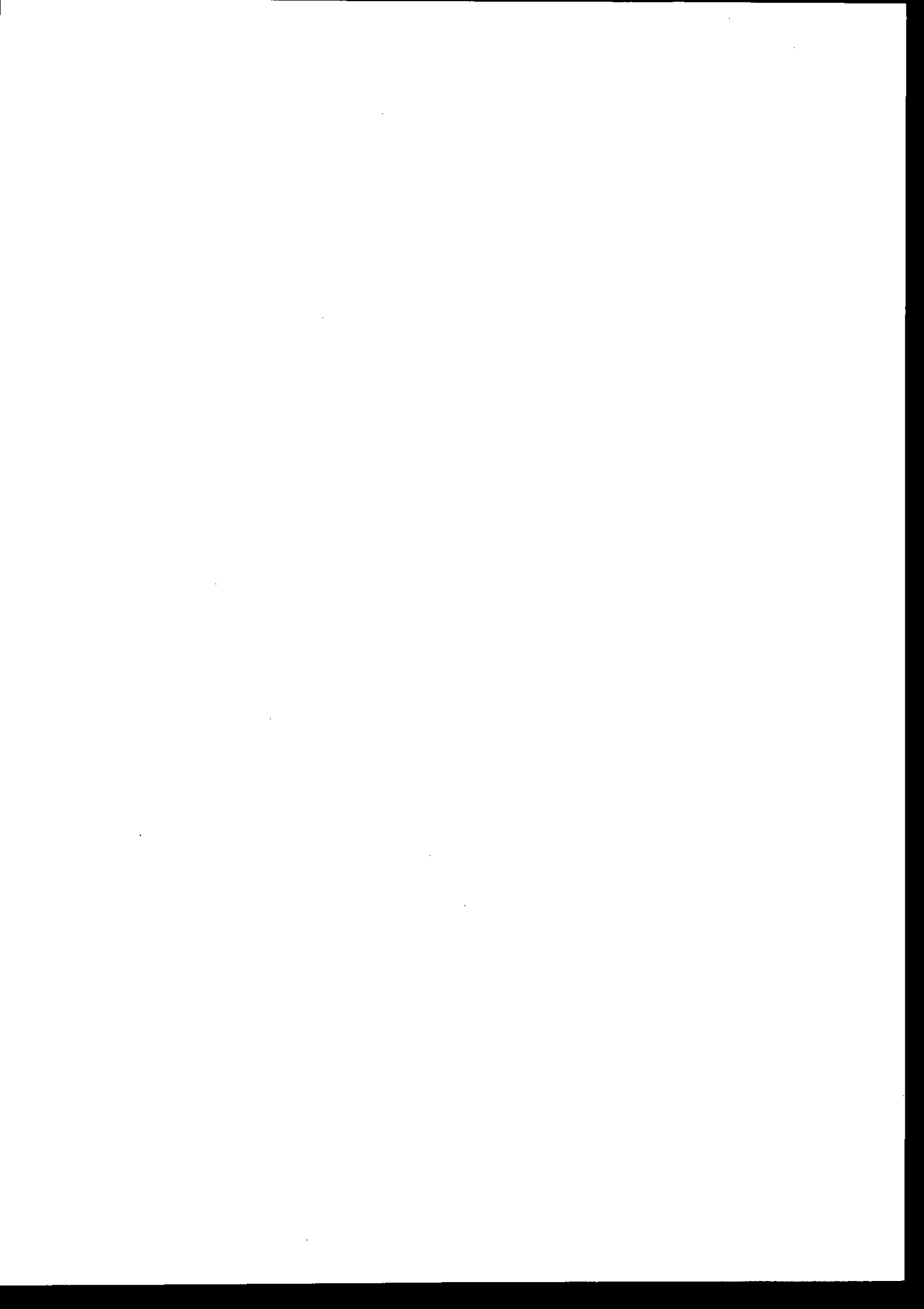
**DÉVELOPPEMENT D'UNE BOUCLE EXPÉRIMENTALE DE CONTRÔLE ACTIF
SUR UN ÉCOULEMENT DE TYPE MARCHÉ DESCENDANTE
EN VUE DE PILOTER LES COUPLAGES AÉROACOUSTIQUES ET MODIFIER LE MÉLANGE DIPHASIQUE.**

Soutenue le 5 décembre 2000 devant la Commission d'Examen :

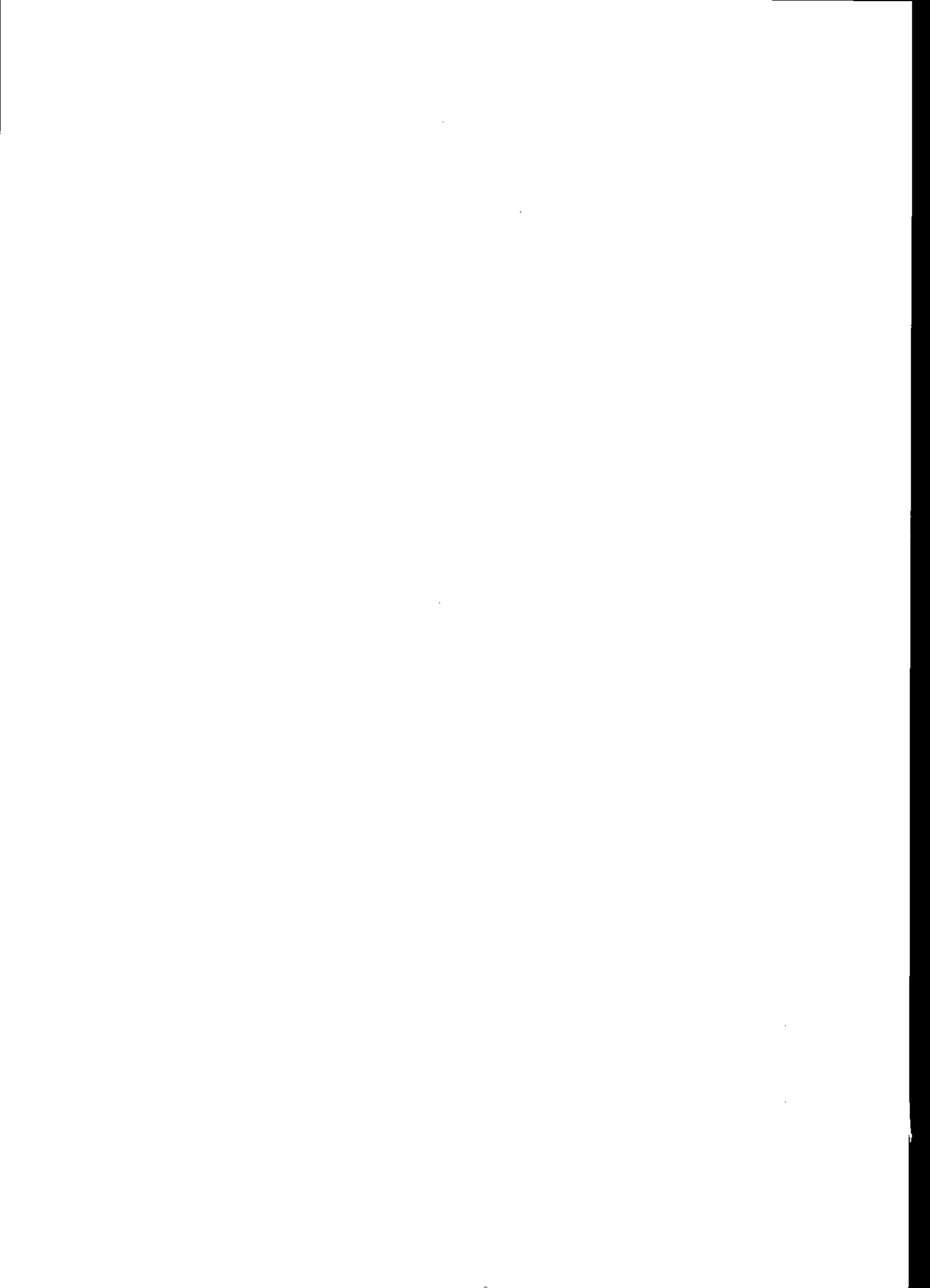
MM.	H.-C. BOISSON	Président
	P. GAJAN	Directeur de thèse
	Y. GERVAIS	Rapporteur
	F. LACAS	
Mme	S. PAUZIN	
M.	M. SUNYACH	Rapporteur



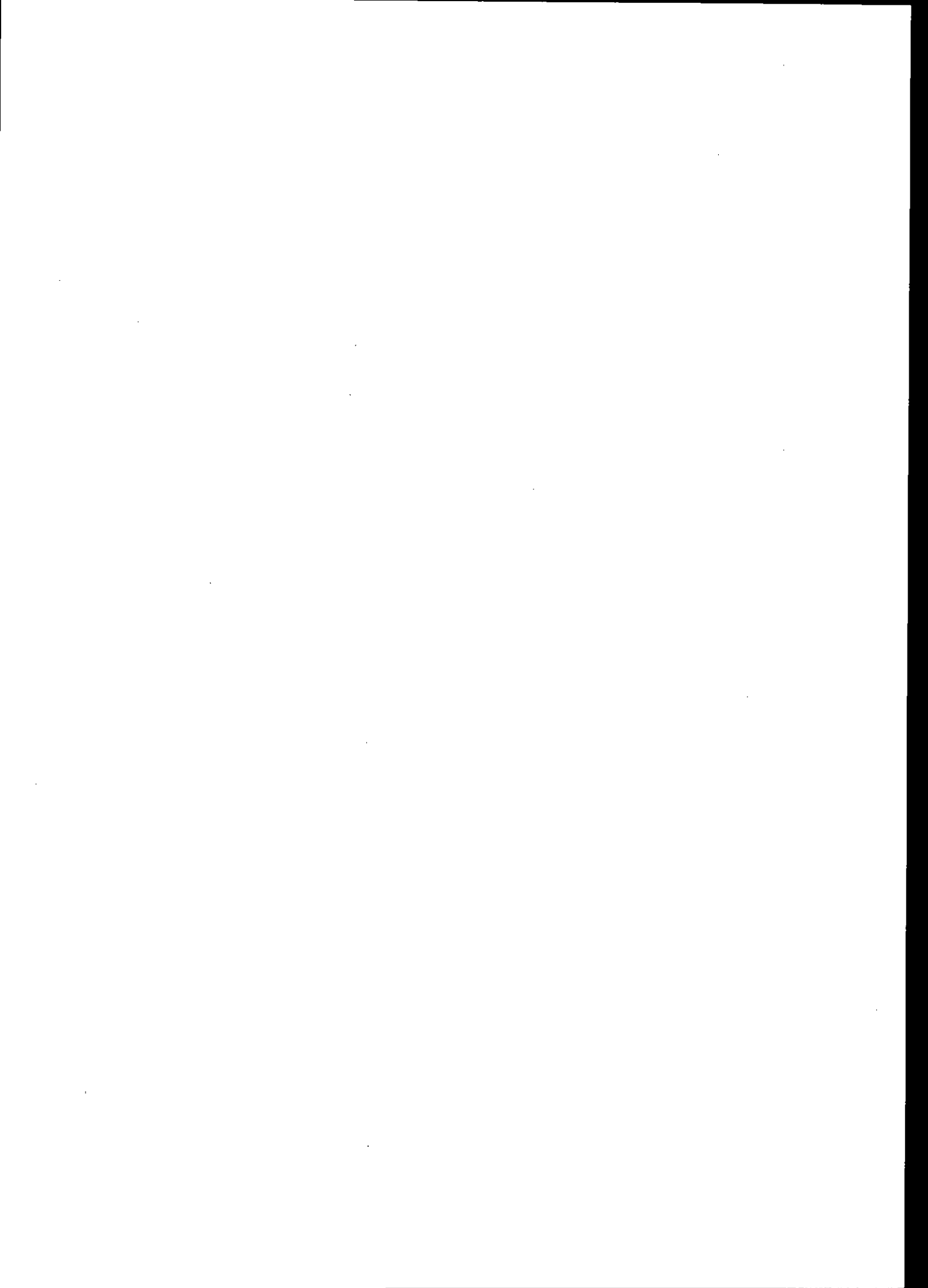




à Nanou...



*à mes parents et
ma sœur...*



Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au centre de Toulouse de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA), au sein du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE). A ce titre, je remercie Messieurs François LIOUSSE et Jean COUSTEIX, respectivement ancien directeur du DERMES et actuel directeur du DMAE, pour la confiance qu'ils m'ont accordé en m'accueillant.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans le concours de plusieurs personnes. Je tiens à les remercier ici.

Tout d'abords, je souhaite remercier chaleureusement Simone PAUZIN, chef de l'unité AéroThermique et Acoustique (ATAC), et Pierre GAJAN, directeur de cette thèse, pour leurs qualités scientifiques et leurs grandes qualités humaines. Ils m'ont accordé un soutien total en toute circonstance et une disponibilité grandement appréciable. Nos nombreuses discussions, souvent passionnées, ont été très enrichissantes et ont fortement contribué au bon déroulement de ce travail. Je souhaite à tous les doctorants de pouvoir bénéficier d'une telle qualité d'encadrement.

Je remercie également Frank SIMON pour son importante implication dans ce projet. Ses compétences et sa rigueur scientifique ainsi que son sens pédagogique ont grandement facilité l'avancement de mes travaux. Ses qualités humaines ont rendu notre collaboration très agréable et enrichissante.

Au cours de ce travail j'ai pu apprécier les qualités d'acousticien et d'expérimentateur de Daniel BIRON. Il a répondu présent à toutes mes sollicitations et a largement participé à l'aboutissement de ce travail. Je l'en remercie.

Je tiens à remercier chaleureusement Yves BISCOS qui n'a pas hésité à me faire partager ses connaissances. Les campagnes d'essais menées avec lui m'ont beaucoup apporté tant scientifiquement qu'humainement parlant. J'ai pu profiter de ses compétences scientifiques et de son sens de l'expérimentation. Sa bonne humeur légendaire fit de ces campagnes de grands moments.

Une partie de ce travail a été menée en étroite collaboration avec Gilles HEID. Il n'a jamais hésité à mettre ses compétences scientifiques et son matériel à ma disposition. Sa convivialité n'a fait que contribuer au plaisir de travailler avec lui. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance.

Je remercie vivement André ALCOSER et André LEFEVRE pour leur soutien tout au long de cette thèse. Sans leurs qualités techniques, leur ingéniosité et leur disponibilité, cette étude ne serait certainement pas à ce stade d'avancement. Merci encore.

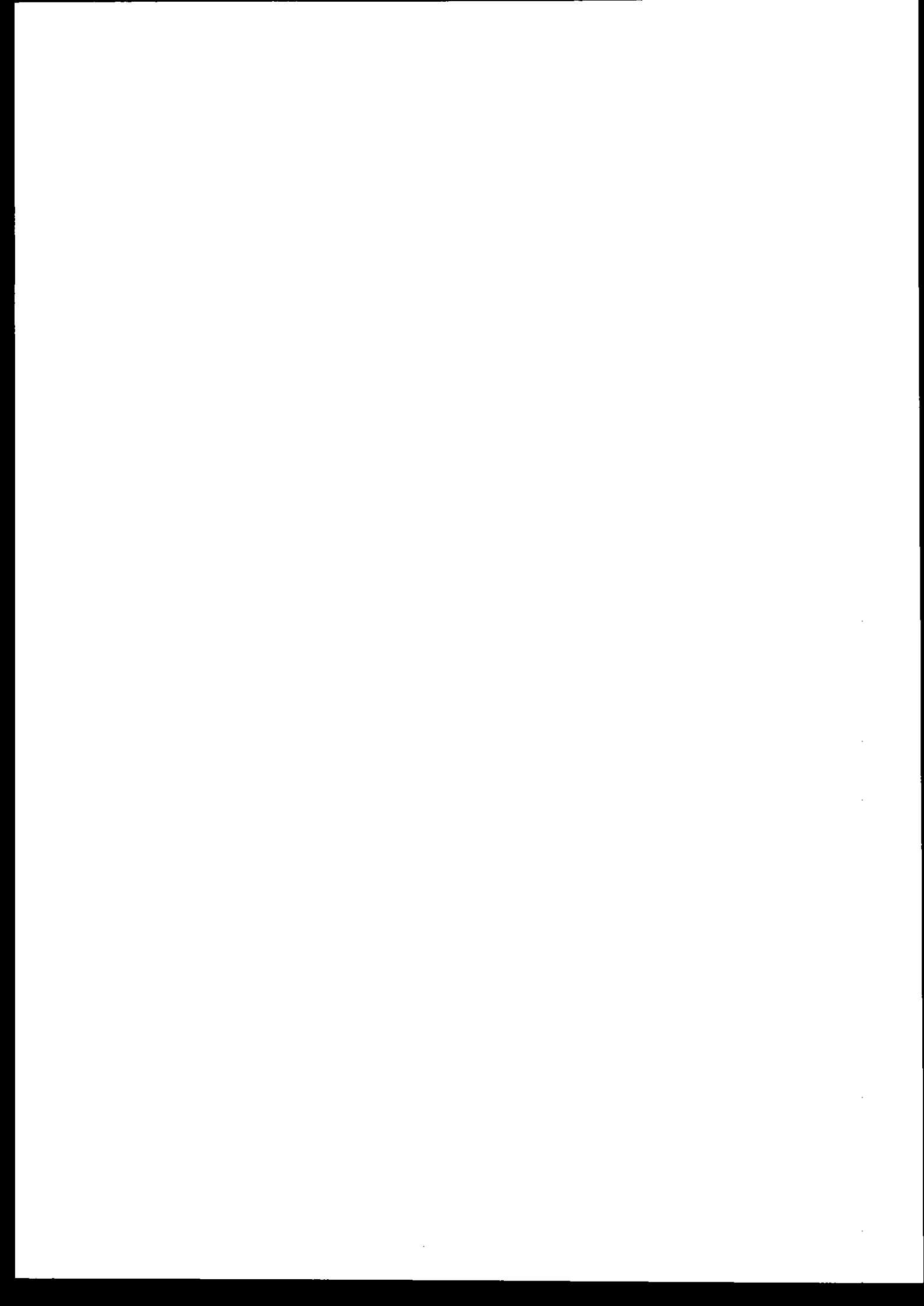
Je tiens à exprimer ma gratitude aux différentes personnes qui m'ont apporté ponctuellement une aide précieuse. En particulier Muriel MARCHAND, Alain BONTEMPS, Alain STRZELECKY, Philippe REULET et Gérard LAVERGNE, cette liste n'étant pas exhaustive.

Je me dois de remercier toutes les personnes du département sans lesquelles ces dernières années n'auraient pu se dérouler dans une aussi bonne ambiance, avec une pensée particulière pour Fabienne, Patrick, Régis, Joël, Christophe, Jean-Luc et Jean-Michel.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à mes parents pour leur soutien de tous les instants et sans qui rien n'aurait été possible.

Un grand merci à toi, Nanou, pour ton amour, ton appui et ta patience, même si je n'ai pas été toujours très drôle.

Enfin, je souhaite remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à ce travail en m'apportant leur soutien, avec une pensée particulière pour sainte patience.



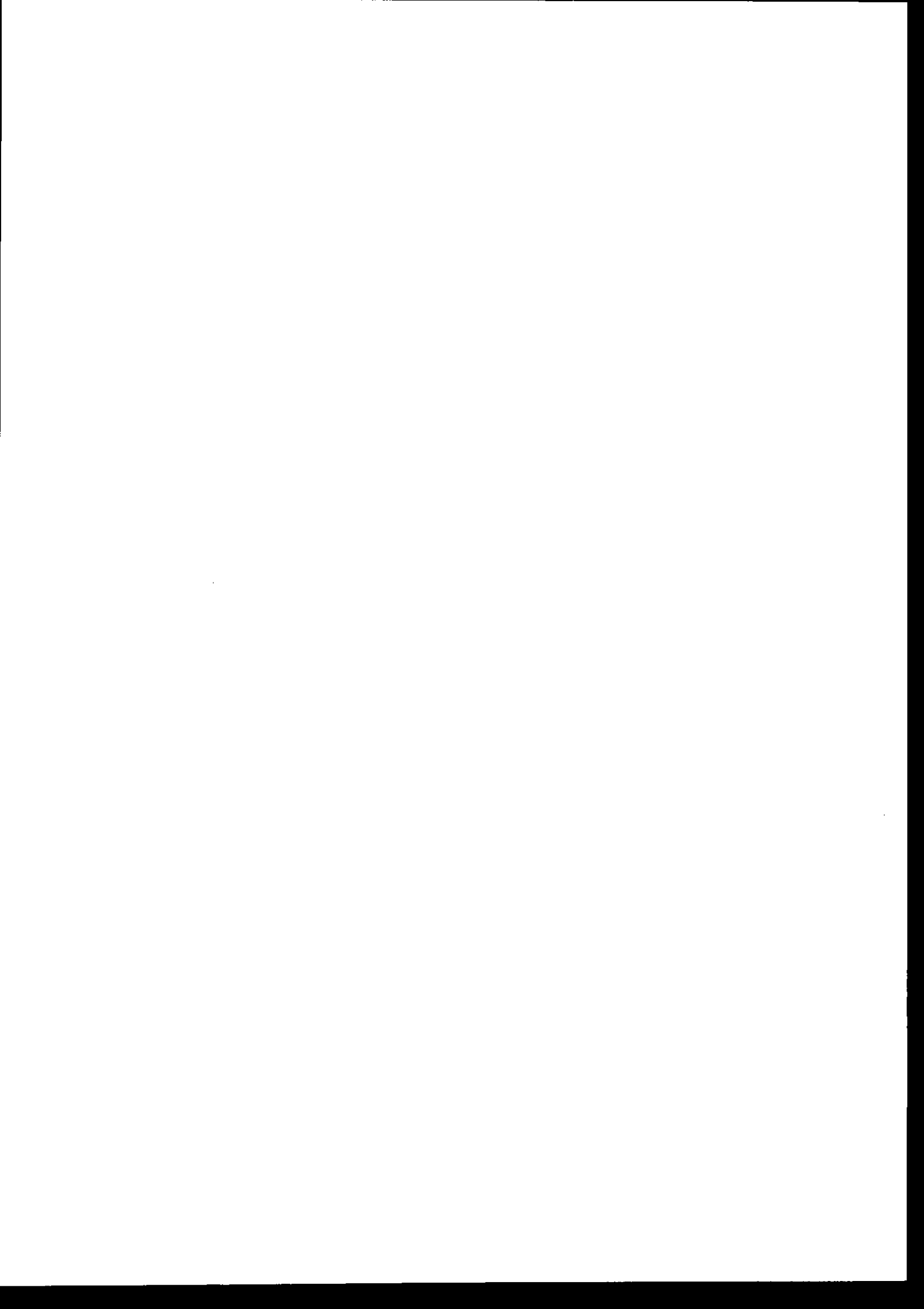


Table des matières

INTRODUCTION	1
CONTEXTE GÉNÉRAL.....	1
OBJECTIF DE L'ÉTUDE.....	4
CHAPITRE 1.	
SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE	9
1.1. GÉNÉRALITÉS SUR L'ÉCOULEMENT DE TYPE MARCHE DESCENDANTE	9
1.1.1. <i>Ecoulement moyen</i>	9
1.1.2. <i>Zone cisailée</i>	10
1.1.3. <i>Zone de recollement</i>	14
1.1.4. <i>Zone recirculée</i>	16
1.1.5. <i>Mélange</i>	16
1.2. INTERACTION ACOUSTIQUE-AÉRODYNAMIQUE.....	18
1.2.1. <i>Généralités</i>	18
1.2.2. <i>Excitation de l'écoulement</i>	18
1.3. INSTABILITÉS DE COMBUSTION.....	19
1.3.1. <i>Généralités</i>	19
1.3.2. <i>Interaction phase gazeuse – phase liquide</i>	21
1.3.2.1. <i>Quelques notions diphasiques</i>	22
1.3.2.2. <i>Interaction gouttes-écoulement</i>	23
1.4. CONTRÔLE ACTIF	25
1.4.1. <i>Généralités</i>	26
1.4.2. <i>Algorithmes de contrôle</i>	27
1.4.2.1. <i>Algorithme Least Mean Square (LMS)</i>	27
1.4.2.2. <i>Algorithme Recursive Least Mean Square (R-LMS)</i>	28
1.4.2.3. <i>Filtre à Réponse Impulsionnelle Finie (FIR)</i>	29
1.4.2.4. <i>Filtre à Réponse Impulsionnelle Infinie (IIR)</i>	30
1.4.2.5. <i>Méthode de gradient</i>	30
1.4.2.6. <i>Coefficient de convergence optimal</i>	31
1.4.2.7. <i>Prise en compte de l'effort</i>	31
1.4.2.8. <i>Prise en compte des phénomènes transitoires</i>	31
1.4.3. <i>Actionneurs</i>	32
1.4.4. <i>Capteurs</i>	33
1.4.5. <i>Méthodes actives déjà appliquées au contrôle des écoulements monophasiques</i>	34
1.5. REMARQUES SUR LES ÉTUDES NUMÉRIQUES.....	35
1.6. CONCLUSION SUR L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	35

Table des matières

CHAPITRE 2.

MOYENS TECHNIQUES ET CARACTÉRISATIONS.....	39
2.1. BANC D'ESSAI : « LA MARCHE ».....	40
2.2. SYSTÈMES DE MESURE	41
2.2.1. Mesures de pression.....	41
2.2.2. Mesures anémométriques.....	42
2.2.3. Visualisations.....	44
2.2.4. Mesure du temps de séjour.....	46
2.3. QUALIFICATION DE « LA MARCHE »	49
2.3.1. Caractérisation aérodynamique	49
2.3.1.1. Organisation générale de l'écoulement	49
2.3.1.2. Phénomènes tourbillonnaires caractéristiques.....	52
2.3.2. Caractérisation acoustique.....	54
2.4. EXCITATION EXTERNE.....	56
2.5. ACTIONNEUR.....	57
2.5.1. Caractérisation acoustique de l'actionneur.....	58
2.5.1.1. Niveaux de pression.....	58
2.5.1.2. Planéité de l'onde acoustique générée dans la veine.....	59
2.5.2. Caractérisation aérodynamique	60
2.6. BOUCLE DE CONTRÔLE.....	61

CHAPITRE 3.

INFLUENCE D'UNE EXCITATION ACOUSTIQUE.....	65
3.1. OBJECTIFS	66
3.2. PRINCIPE	66
3.3. INFLUENCE DE L'EXCITATION SUR LA ZONE CISAILLÉE.....	67
3.3.1. Influence générale.....	67
3.3.2. Etude paramétrique	71
3.4. INFLUENCE DE L'EXCITATION SUR LA ZONE RECIRCULÉE.....	80
3.5. INFLUENCE DE L'EXCITATION SUR LE TEMPS DE SÉJOUR	83
3.5.1. Principe et configurations de l'étude.....	83
3.5.2. Résultats.....	84
3.5.3. Conclusion sur le mélange.....	86
3.6. CONCLUSIONS	86

CHAPITRE 4.

DÉFINITION ET MISE EN PLACE DE LA BOUCLE DE CONTRÔLE.....	91
--	-----------

Table des matières

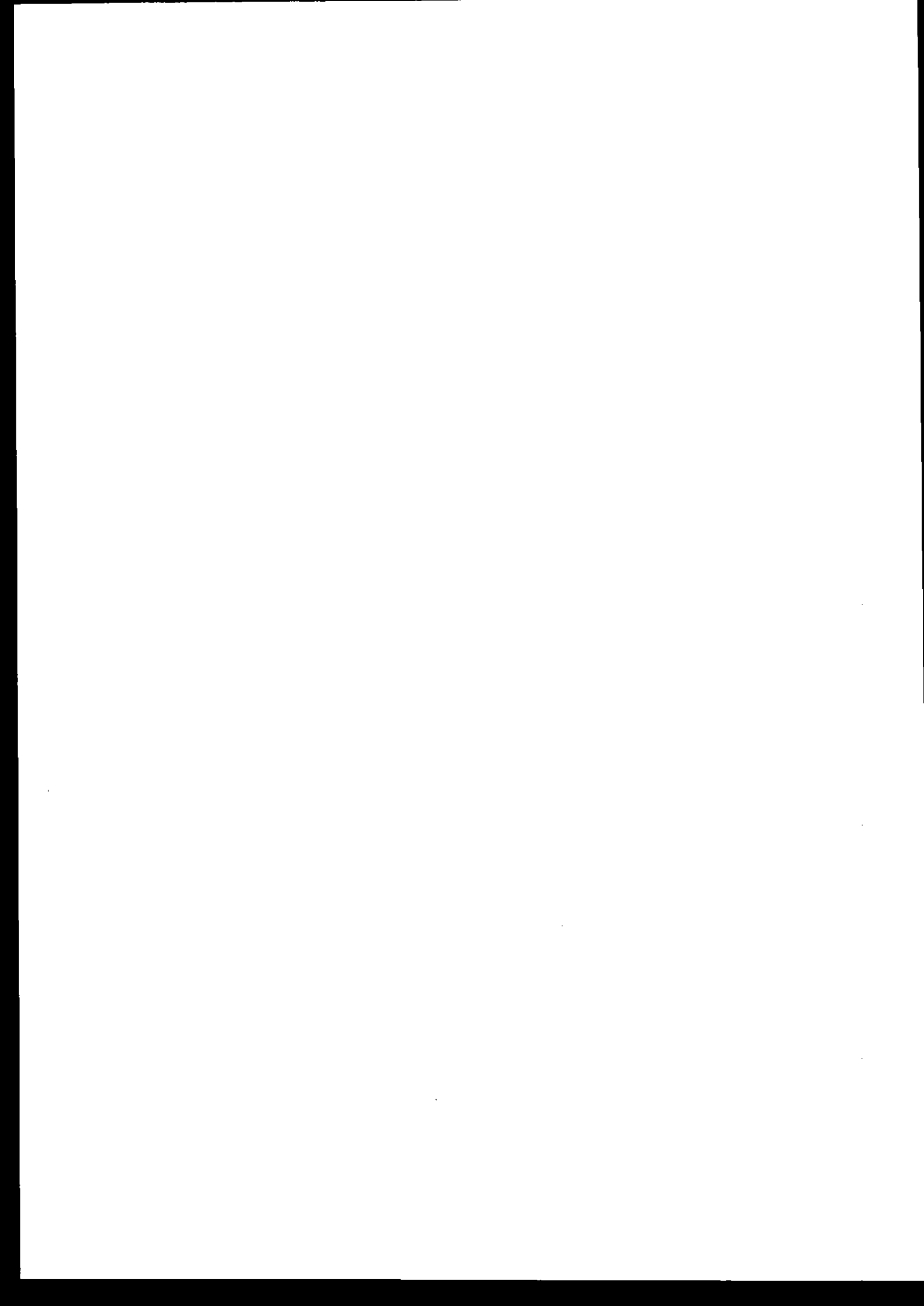
4.1. OBJECTIFS	91
4.2. IDENTIFICATION DES BESOINS ET DES IMPÉRATIFS	91
4.3. DÉFINITION DE LA BOUCLE DE CONTRÔLE	92
4.4. DÉMARCHE SUIVIE	94
4.5. CONTRÔLE DE L'ÉCOULEMENT NATUREL	95
4.5.1. Généralités	95
4.5.2. Contrôle à partir du microphone	96
4.5.3. Contrôle à partir du fil-chaud	97
4.5.4. Conclusions sur le contrôle de l'écoulement naturel	98
4.6. CONTRÔLE DE L'ÉCOULEMENT EXCITÉ	98
4.6.1. Contrôle de l'écoulement excité à la fréquence de détachement ($f_r=f_d=f_n=340\text{Hz}$)	99
4.6.1.1. Contrôle à partir du microphone	100
4.6.1.2. Contrôle à partir du fil-chaud	102
4.6.1.3. Stabilité et reproductibilité du contrôle	103
4.6.2. Etude paramétrique	104
4.6.2.1. Influence de l'amplitude de l'excitation externe	104
4.6.2.2. Influence de la fréquence de l'excitation externe	105
Excitation à 340Hz	105
Excitation à 272Hz	106
Excitation à 150Hz	107
Excitation à 60Hz	111
Influence sur le point de recollement	112
4.6.3. Conclusions	113
4.7. DÉFINITION D'UNE LOI DE DÉCOMPOSITION D'UN DES PARAMÈTRES REPRÉSENTATIFS DE L'ÉCOULEMENT	113
4.7.1. Objectif	113
4.7.2. Approche physique de la loi	113
4.7.3. Définition théorique de la loi	114
4.7.4. Application de la loi aux cas généraux d'excitation	117
Contrôle sur le microphone	117
Contrôle sur le fil-chaud	118
4.7.5. Application de la loi aux cas particuliers d'excitation	119
4.7.5.1. Ecoulement excité à 60Hz	120
4.7.5.2. Ecoulement excité à 150Hz	121
4.8. UNE SIMULATION PLUS REPRÉSENTATIVE DES PHÉNOMÈNES DE BOUCLAGE ET LEUR CONTRÔLE	123
4.8.1. Objectif	123
4.8.2. Principe	124
4.8.3. Influence de l'excitation	124
4.8.4. Influence du contrôle	126
4.8.5. Conclusions sur le contrôle de l'écoulement soumis à une excitation variable	127
4.9. CONCLUSIONS	127

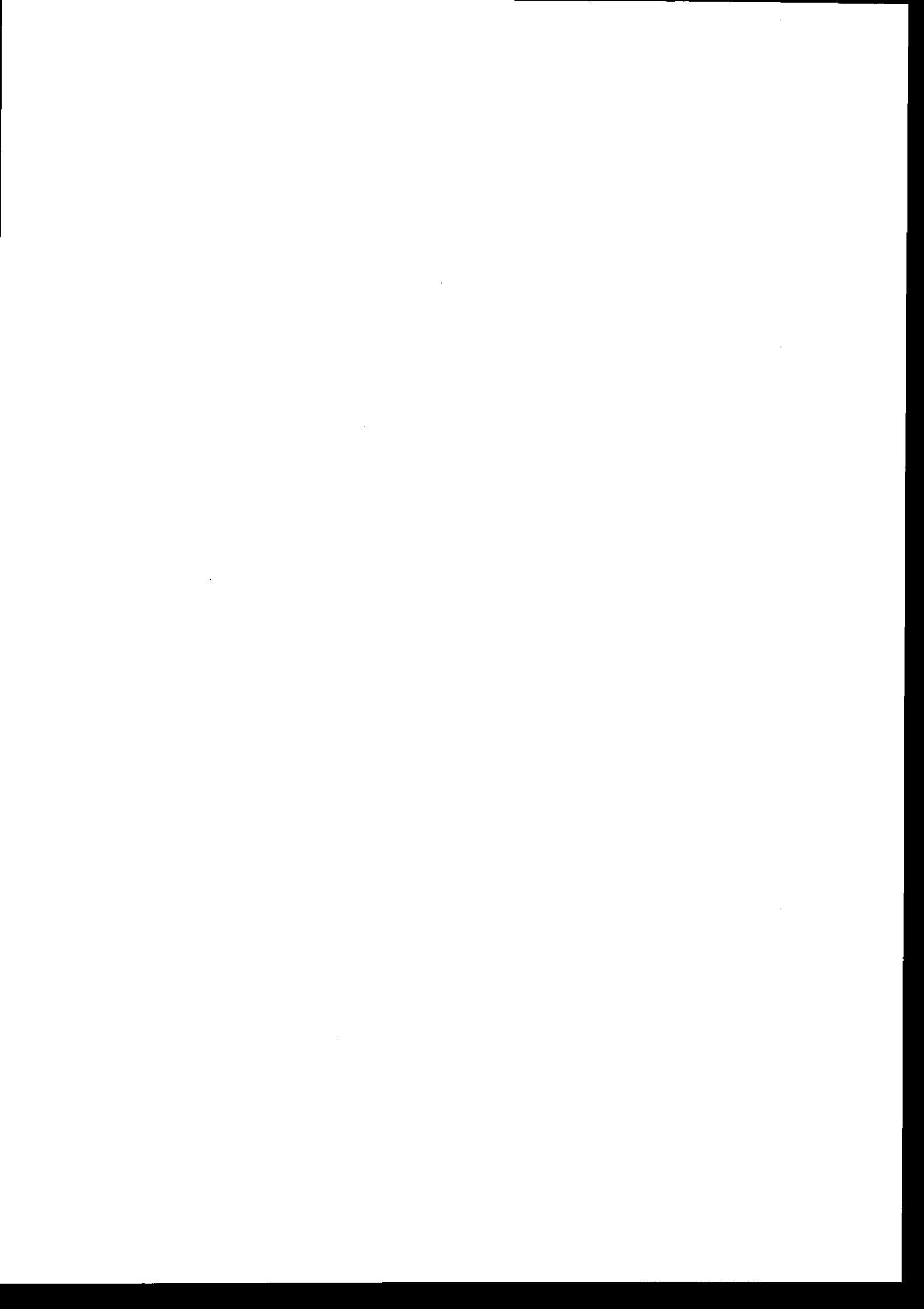
CHAPITRE 5.

INVESTIGATIONS DIPHASIQUES ET PERSPECTIVES	131
5.1. OBJECTIFS	132
5.2. SYSTÈME D'INJECTION UTILISÉ	132
5.2.1. L'injecteur	132

Table des matières

5.2.2.	<i>Le déviateur de gouttes</i>	133
5.2.3.	<i>Système d'injection final</i>	134
5.2.4.	<i>Chaîne de commande, techniques de mesure et de post traitement</i>	135
5.3.	QUALIFICATION SUR L'INSTALLATION « JET LIBRE »	137
5.3.1.	<i>Banc d'essai et point de fonctionnement</i>	137
5.3.2.	<i>Influence de l'excitation sur l'écoulement porteur</i>	139
5.3.3.	<i>Influence du nombre de Stokes</i>	140
5.3.4.	<i>Influence de la phase d'injection</i>	143
5.4.	APPLICATION SUR « LA MARCHÉ »	150
5.4.1.	<i>Influence de l'excitation</i>	150
5.4.2.	<i>Influence du nombre de Stokes</i>	150
5.4.3.	<i>Influence de la phase d'injection</i>	152
5.5.	CONCLUSIONS	156
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES		159
<hr/>		
ANNEXE A :		
PROCÉDURE DE CONTRÔLE ACTIF		165
ANNEXE B :		
VÉLOCIMÉTRIE LASER À EFFET DOPPLER		173
ANNEXE C :		
MESURE DU TEMPS DE SÉJOUR DE LA PHASE GAZEUSE		183
ANNEXE D :		
CARACTÉRISTIQUES ACOUSTIQUES DE LA VEINE		195
ANNEXE E :		
DÉFINITION, RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR		201
<hr/>		
BIBLIOGRAPHIE		217





Liste des figures

Introduction

figure 1 : Représentation schématique des phénomènes apparaissant dans une chambre de combustion de type statoréacteur	2
figure 2 : Mécanisme des instabilités de combustion.....	3

Chapitre 1

figure 1. 1 : Comportement général de l'écoulement en aval d'une marche descendante	10
figure 1. 2 : Formation d'un tourbillon par le mécanisme d'instabilité de Kelvin-Helmholtz.....	11
figure 1. 3 : Processus d'appariement dans la couche cisailée (Hussain [55])	12
figure 1. 4 : Etat de la couche cisailée à la séparation et au recollement (Adams et al. [4]).....	12
figure 1. 5 : Evolution du nombre de Strouhal basé sur la hauteur de marche en fonction de la distance au point de séparation.....	13
figure 1. 6 : Evolution du nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement en fonction de Re_θ	14
figure 1. 7 : Courbe de stabilité et de rendement de combustion	17
figure 1. 8 : Exemple de spectres de pression expérimentaux obtenus en chambre de combustion en présence d'instabilités de combustion (DUPAYS et al. [36])	20
figure 1. 9 : Processus de mélange conduisant à l'allumage	21
figure 1. 10 : Effet du nombre de Stokes sur la dispersion de gouttes dans une couche cisailée développée (Crowe et al. ([31]))	24
figure 1. 11 : Influence des structures cohérentes sur la dispersion des gouttes : processus de « stretching and folding » (Wen et al. ([112])).....	24
figure 1. 12 : Dispersion instantanées de particules en fonction du nombre de Stokes : simulation numérique pour un écoulement de sillage (Tang et al. ([106]))	24
figure 1. 13 : Interaction vortex-gouttes en fonction de l'instant d'injection (Yu et al. ([120]))	25
figure 1. 14 : Classification des méthodes de contrôle actif (Mc Manus et al. ([73])).....	26

Chapitre 2

figure 2. 1: Synoptique de l'installation « la marche »	40
figure 2. 2 : Dimensions de la veine	41

Table des matières

figure 2. 3 : Montage du microphone pour un sondage horizontal et vertical.....	42
figure 2. 4 : Montage du microphone pour un sondage horizontal et transversal	42
figure 2. 5 : Exemple de visualisation instantanée ($U_e=12m.s^{-1}$)	44
figure 2. 6 : Exemples d'enveloppes obtenues par post traitement ($U_e=12m.s^{-1}$)	45
figure 2. 7 : Exemples de post traitement ($U_e=12m.s^{-1}$).....	46
figure 2. 8 : Principe expérimental de mesure de temps de séjour.....	47
figure 2. 9 : Détermination du temps de séjour.....	47
figure 2. 10 : Dispositif expérimental de mesure de temps de séjour	48
figure 2. 11 : Identification des différentes zones de l'écoulement.....	49
figure 2. 12 : Mise en évidence des phénomènes par visualisation.....	50
figure 2. 13 : Influence de la vidange de la zone recirculée sur la zone cisailée.....	50
figure 2. 14 : Visualisation au point de recollement	51
figure 2. 15 : Isovitesses et lignes de courant obtenues par mesures LDA ($U_e=12m.s^{-1}$).....	52
figure 2. 16 : Exemples de spectres de pression obtenus par mesures microphoniques.....	53
figure 2. 17 : Evolution de la fréquence de détachement tourbillonnaire en fonction de la vitesse de l'écoulement.....	53
figure 2. 18 : Evolution du maximum de turbulence des profils fil-chaud en fonction de la distance au nez de marche	54
figure 2. 19 : Planéité acoustique transverse dans la gamme 30Hz-400Hz.....	55
figure 2. 20 : Niveaux de pression et de vitesse acoustiques obtenus à $x=35mm$ avec les haut-parleurs aval	56
figure 2. 21 : Solution retenue pour l'actionneur	57
figure 2. 22 : Plan de la source.....	58
figure 2. 23 : Niveaux de pression obtenus à $x=35mm$ avec l'actionneur	59
figure 2. 24 : Caractérisation aérodynamique pour différentes fréquences d'excitation.....	60
figure 2. 25 : Profils de fluctuations de vitesse pour $f_e \approx 20Hz$	60
figure 2. 26 : Fluctuations de vitesse acoustique obtenues à $x=35mm$ avec l'actionneur.....	61
figure 2. 27 : Effet aérodynamique de l'actionneur sur l'écoulement pour $f_e=30Hz$	61
figure 2. 28 : Schéma de principe de la boucle de contrôle	62

Chapitre 3

figure 3. 1 : Influence de l'excitation sur les visualisations	68
--	----

Table des matières

figure 3. 2 : Post traitement des visualisations obtenues avec et sans excitation	68
figure 3. 3 : Influence de l'excitation sur les maxima de turbulence relevés par le fil-chaud.....	68
figure 3. 4 : Influence de l'excitation sur les spectres de fluctuations de pression et de vitesse	68
figure 3. 5 : Influence de l'excitation sur le champ d'isopression	69
figure 3. 6 : Influence de l'excitation en fonction de la vitesse d'écoulement.....	72
figure 3. 7 : Influence de l'excitation sur les spectres de pression en fonction de la vitesse U_e	72
figure 3. 8 : Influence du point de fonctionnement sur les termes de pression	73
figure 3. 9 : Evolution de la fréquence de détachement tourbillonnaire et de la distance de formation tourbillonnaire en fonction de la fréquence d'excitation ($A_e=2.5V$).....	75
figure 3. 10 : Evolution des niveaux de fluctuation de pression et de vitesse en fonction de la fréquence d'excitation ($A_e=2.5V$)	75
figure 3. 11 : Gains d'énergie liés aux couplages aéroacoustiques en fonction de la fréquence d'excitation ($A_e=2.5V$).....	75
figure 3. 12 : Champ d'isovitesses et lignes de courant obtenus par mesure LDA sans et avec excitation à 340Hz et 2.5V	76
figure 3. 13 : Mise en évidence du double détachement tourbillonnaire apparaissant lors d'une excitation à basse fréquence ($f_e=60Hz$; $A_e=2.5V$).....	77
figure 3. 14 : Champ d'isovitesses et lignes de courant obtenus par mesure LDA sans et avec excitation à 150Hz et 2.5V	78
figure 3. 15 : Evolution de la distance de formation tourbillonnaire en fonction de l'amplitude d'excitation ($f_e=340Hz$).....	79
figure 3. 16 : Evolution des niveaux de pression et de vitesse autour $f_d=f_e=340Hz$ en fonction de l'amplitude d'excitation	79
figure 3. 17 : Evolution de l'énergie apportée par l'excitation et du gain d'énergie lié aux couplages aéroacoustiques en fonction de l'amplitude d'excitation ($f_e=340Hz$).....	80
figure 3. 18 : Evolution du niveau de pression injecté par les haut-parleurs aval au niveau du détachement tourbillonnaire en fonction de l'amplitude d'excitation ($f_e=340Hz$)	80
figure 3. 19 : Evolution de la distance moyenne de recollement en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation ($U_e=12m.s^{-1}$).....	82
figure 3. 20 : Evolution du temps de séjour ou de transit dans différentes fenêtres de mesure pour $U_e=12m.s^{-1}$ et $U_e=20m.s^{-1}$	84

Chapitre 4

figure 4. 1 : Boucle de contrôle RLMS utilisée	93
figure 4. 2 : Dispositif pour la mesure simultanée des fluctuations de pression et de vitesse.....	94
figure 4. 3 : Phase de la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$	95

Table des matières

figure 4. 4 : Influence du contrôle sur les paramètres de l'écoulement non excité ($U_e=12m.s^{-1}$) Contrôle sur le microphone ((x ; y)=(0.7h ; 0.08h) pour le microphone et le fil-chaud).....	96
figure 4. 5 : Influence du contrôle sur les paramètres de l'écoulement non excité ($U_e=12m.s^{-1}$) Contrôle sur le fil-chaud ((x ; y)=(0.7h ; 0.08h) pour le microphone et le fil-chaud).....	97
figure 4. 6 : Fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ pour l'écoulement excité à 340Hz ($U_e=12m.s^{-1}$).....	99
figure 4. 7 : Spectres des signaux de la commande et de l'excitation externe	101
figure 4. 8 : Influence du contrôle sur les spectres des fluctuations de pression et de vitesse : $U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$; $A_e=2.5V$; contrôle sur le microphone	101
figure 4. 9 : Influence du contrôle sur les visualisations : $U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$; $A_e=2.5V$; contrôle sur le microphone	101
figure 4. 10 : Spectres des signaux de la commande et de l'excitation externe	102
figure 4. 11 : Influence du contrôle sur les spectres des fluctuations de pression et de vitesse : $U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$; $A_e=2.5V$; contrôle sur le fil-chaud	103
figure 4. 12 : Influence du contrôle sur les visualisations : $U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$; $A_e=2.5V$; contrôle sur le fil-chaud	103
figure 4. 13 : Enveloppes et moyennes des spectres des fluctuations de pression et de vitesse obtenues pour dix tests de contrôle : contrôle sur le microphone	104
figure 4. 14 : Influence de l'amplitude de l'excitation externe sur les facteurs de réduction Fr et Fr2 obtenus autour de la fréquence de détachement sur les spectres de pression et de vitesse lors du contrôle sur le microphone ($U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$)	104
figure 4. 15 : Influence de l'amplitude de l'excitation externe sur les facteurs de réduction Fr et Fr2 obtenus autour de la fréquence de détachement sur les spectres de pression et de vitesse lors du contrôle sur le fil-chaud ($U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$)	105
figure 4. 16 : Contrôle de l'écoulement excité à 272Hz : contrôle sur le microphone	106
figure 4. 17 : Contrôle de l'écoulement excité à 272Hz : contrôle sur le fil-chaud	107
figure 4. 18 : Contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : contrôle sur le fil-chaud	107
figure 4. 19 : Contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : contrôle sur le microphone	108
figure 4. 20 : Fonction de transfert H_{m-f} entre le microphone et le fil-chaud pour l'écoulement excité à 150Hz non contrôlé ($U_e=12m.s^{-1}$, $A_e=2.5V$).....	108
figure 4. 21 : Niveau de tension de la commande lors du contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : contrôle sur le microphone	109
figure 4. 22 : Niveau de tension de la commande lors du contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : contrôle sur le fil-chaud	110
figure 4. 23 : Influence du contrôle sur les champs d'isovitesses et les lignes de courant de l'écoulement excité à 150Hz : contrôle sur le fil-chaud	110
figure 4. 24 : Contrôle de l'écoulement excité à 60Hz : contrôle sur le fil-chaud	111
figure 4. 25 : Contrôle de l'écoulement excité à 60Hz : contrôle sur le microphone	111
figure 4. 26 : Influence du contrôle sur le fil-chaud sur le point de recollement moyen en fonction de la fréquence de l'excitation externe ($A_e=2.5V$)	112

Table des matières

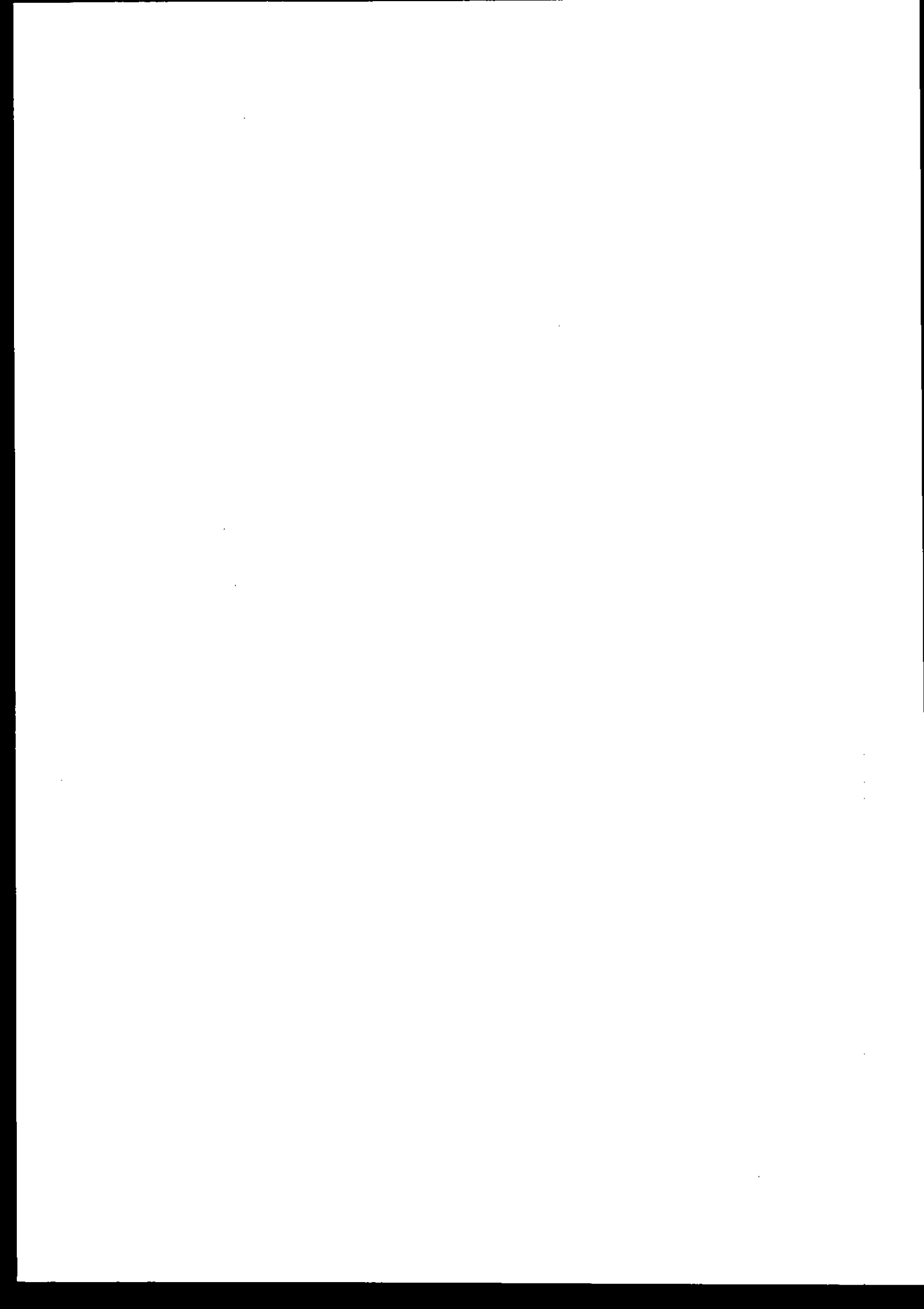
figure 4. 27 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression totales au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_c=340Hz$ et $A_c=2.5V$	117
figure 4. 28 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression totales au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_c=340Hz$ et $A_c=2.5V$, contrôlé sur le microphone	118
figure 4. 29 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression totales au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_c=340Hz$ et $A_c=2.5V$, contrôlé sur le fil-chaud	119
figure 4. 30 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression totales au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_c=60Hz$ et $A_c=2.5V$	120
figure 4. 31 : Principe de la boucle de contrôle pour une simulation plus représentative des phénomènes de bouclage.....	124
figure 4. 32 : Influence de l'excitation « fil-chaud » et du contrôle sur les paramètres de l'écoulement ($U_e=12m.s^{-1}$) : contrôle sur le fil-chaud	125
figure 4. 33 : Evolution de la distance de recollement de la zone cisailée sous l'effet de l'excitation « fil-chaud » puis du contrôle ($U_e=12m.s^{-1}$) : contrôle sur le fil-chaud	125

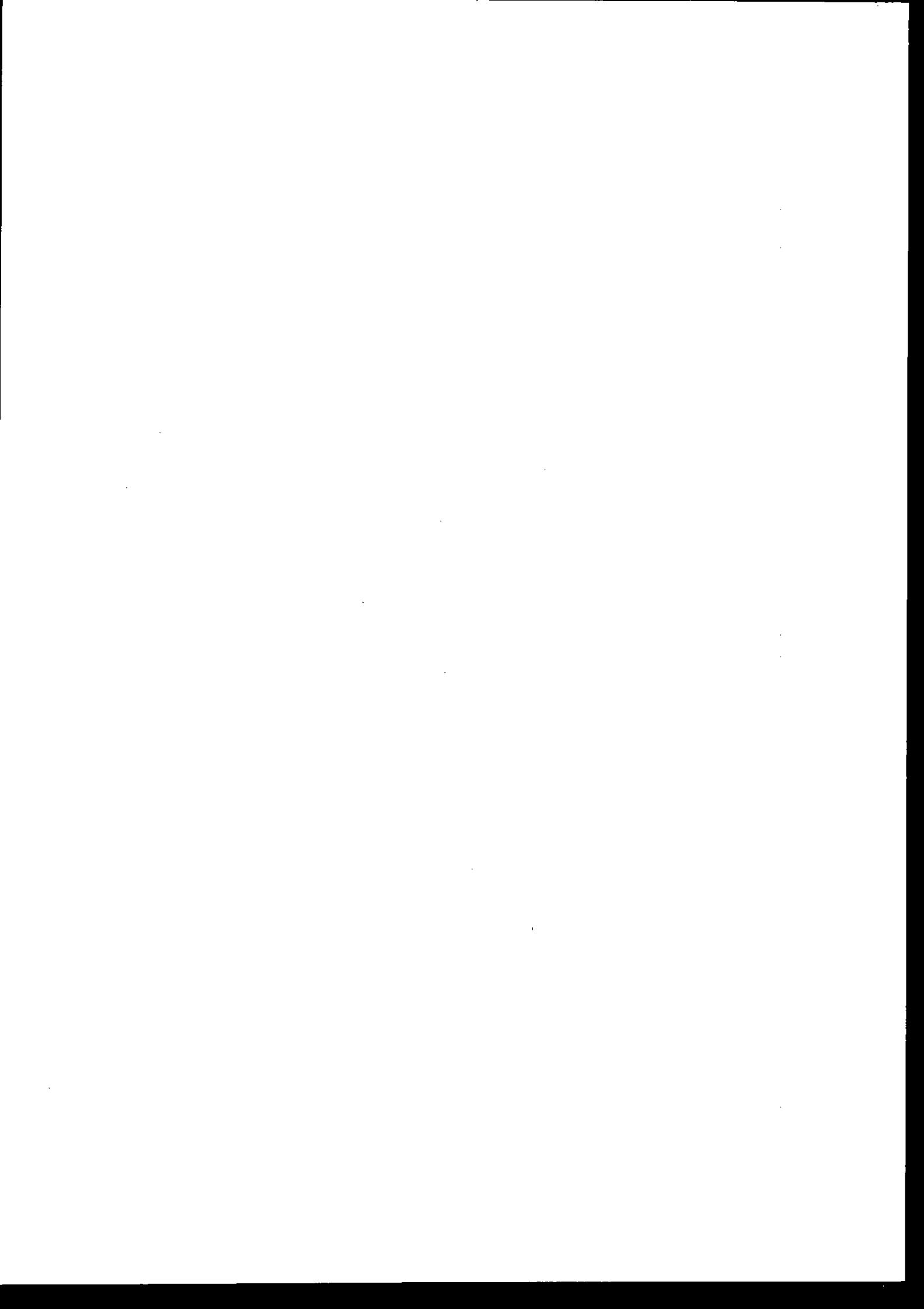
Chapitre 5

figure 5. 1 : injecteur de gouttes monodisperses	133
figure 5. 2 : déviateur = injecteur automobile BOSCH 0280150209.....	134
figure 5. 3 : Injecteur de train de gouttes monodisperses.....	135
figure 5. 4 : train de gouttes monodisperses.....	135
figure 5. 5 : chaîne de commande	136
figure 5. 6 : exemple d'image obtenue après traitement	137
figure 5. 7 : installation « jet libre ».....	138
figure 5. 8 : écoulement porteur sans excitation	139
figure 5. 9 : écoulement porteur avec excitation	140
figure 5. 10 : Dispersion des gouttes avec injection continue (non excité ; $d_g=100\mu m$).....	141
figure 5. 11 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=2.4$; $d_g=100\mu m$).....	141
figure 5. 12 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=1.2$; $d_g=100\mu m$).....	142
figure 5. 13 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$).....	142
figure 5. 14 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$).....	143
figure 5. 15 : temps d'apparition et durée des trains de gouttes.....	144
figure 5. 16 : Position relative du tourbillon lors de l'arrivée du train de gouttes au point de séparation : influence du déphasage imposé ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$).....	147

Table des matières

figure 5. 17 : Dispersion des gouttes en fonction de la phase d'injection des trains ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)	148
figure 5. 18 : Comparaison du comportement des gouttes au cours d'un cycle d'injection pour deux déphasages ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)	149
figure 5. 19 : Dispersion des gouttes avec injection continue (non excité ; $d_g=100\mu m$)	151
figure 5. 20 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=3$; $d_g=100\mu m$)	151
figure 5. 21 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=1.2$; $d_g=100\mu m$)	151
figure 5. 22 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$)	152
figure 5. 23 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)	152
figure 5. 24 : Comparaison du comportement des gouttes au cours d'un cycle d'injection pour les différents déphasages ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$)	153
figure 5. 25 : Panaches maximum des gouttes en fonction de la phase d'injection des trains ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$).....	154





Nomenclature

Nombres caractéristiques de la veine

$AR=Z/h=10$	rapport d'allongement	
$ER=Y/(Y-h)=1.33$	rapport d'élargissement	
$h = 0.05$	hauteur de marche	[m]
$L_1=0.525$	longueur de la chambre de tranquillisation	[m]
$L_2= 0.9$	longueur du convergent	[m]
$L_3=1.5$	longueur de la veine d'essai	[m]
$L_4= 1.155$	longueur du divergent	[m]
$L_5= 4.5$	longueur de l'ensemble caisson (redresseur) et système d'aspiration	[m]
$n=17$	rapport de contraction du convergent	
x	direction horizontale	
$X_0= 0.43$	longueur de la marche	[m]
y	direction verticale	
$Y = 0.2$	hauteur totale de la veine	[m]
z	direction transversale	
$Z = 0.5$	largeur de veine	[m]

Nombres caractéristiques de l'écoulement

A_e	amplitude du signal d'excitation externe de l'écoulement	[V]
δ	épaisseur de couche limite	[m]
δ_l	épaisseur de déplacement	[m]
f_a	fréquence d'un mode acoustique de la veine	[Hz]
f_d	fréquence de détachement tourbillonnaire en aval de la marche	[Hz]
f_e	fréquence d'excitation de l'écoulement	[Hz]
f_f	fréquence de formation tourbillonnaire en aval de la marche	[Hz]
$G_{\text{énergie}}$	gain d'énergie dû aux couplages aéroacoustiques	
H_{12}	paramètre de forme	
P'	fluctuations de pression	[Pa]
Q	débit	[m ³ .s ⁻¹]
$Re_h = \frac{U_e \cdot h}{\nu}$	nombre de Reynolds basé sur la hauteur de marche	
$Re_\theta = \frac{U_e \cdot \theta}{\nu}$	nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement	
$R_{\text{excitation}}$	facteur de comparaison entre l'énergie injectée par l'excitation et l'énergie due à l'écoulement naturel	
$Str_h = \frac{f_d \cdot h}{U_e}$	nombre de Strouhal basé sur la hauteur de marche	
$Str_e = \frac{f_e \cdot h}{U_e}$	nombre de Strouhal représentatif de la fréquence d'excitation	
$\tau = \frac{V}{Q}$	temps de séjour	[s]
θ	épaisseur de quantité de mouvement	[m]
U_e	vitesse de l'écoulement	[m.s ⁻¹]
V	volume	[m ³]

Nomenclature

v'	fluctuations de vitesse	[Pa]
x_f	longueur de formation des tourbillons	[m]

Nombres caractéristiques du contrôle

$b(n)$	bruit secondaire généré par l'actionneur	
$e(n)$	signal d'erreur à contrôler	
$F(n)$	filtre à réponse impulsionnelle infinie de la boucle de contrôle	
H	fonction de transfert entre le capteur d'erreur et l'actionneur	
H_{m-f}	fonction de transfert entre le microphone et le fil-chaud	
u	tension du signal de l'excitation externe	[V]
$u(n)$	commande	[V]
$y(n)$	bruit primaire généré par l'écoulement et les coulages acoustiques et aéroacoustiques	
ρ	coefficient de convergence de l'algorithme	

Nombres caractéristiques de l'étude diphasique

d_g	diamètre des gouttes d'éthanol	[m]
$\Delta\Phi_1$	déphasage entre les signaux d'excitation de l'écoulement porteur et d'injection des trains de gouttes	[°]
$\Delta\Phi_2$	déphasage du train de gouttes sur la naissance d'un tourbillon	[°]
ΔP_{inj}	pression appliquée à l'entrée de liquide de l'injecteur	[Pa]
f_{air}	fréquence de pulsation de l'injecteur d'air	[Hz]
$f_{céramique}$	fréquence d'excitation de la céramique piézo-électrique	[Hz]
$f_{tourbillon}$	fréquence d'excitation de l'actionneur générant des tourbillons	[Hz]

Nomenclature

$\Phi_{\text{diaphragme}}$	diamètre de l'orifice de sortie de l'injecteur (diaphragme)	[m]
Q_{inj}	débit d'injection	[m ³ .s ⁻¹]
$R = T_{\text{inj}} / T$	rapport cyclique du signal appliqué aux bornes du déviateur de gouttes	
ρ_p	masse volumique de la phase liquide	[Kg.m ⁻³]
S_g	espacement entre les gouttes d'éthanol	[m]
St	nombre de Stokes	
T_{inj}	temps d'ouverture du déviateur de gouttes	[s]
μ_g	viscosité dynamique de la phase gazeuse	[Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
V_g	vitesse des gouttes d'éthanol	[m.s ⁻¹]
V_{inj}	vitesse d'injection du liquide	[m.s ⁻¹]

Définitions

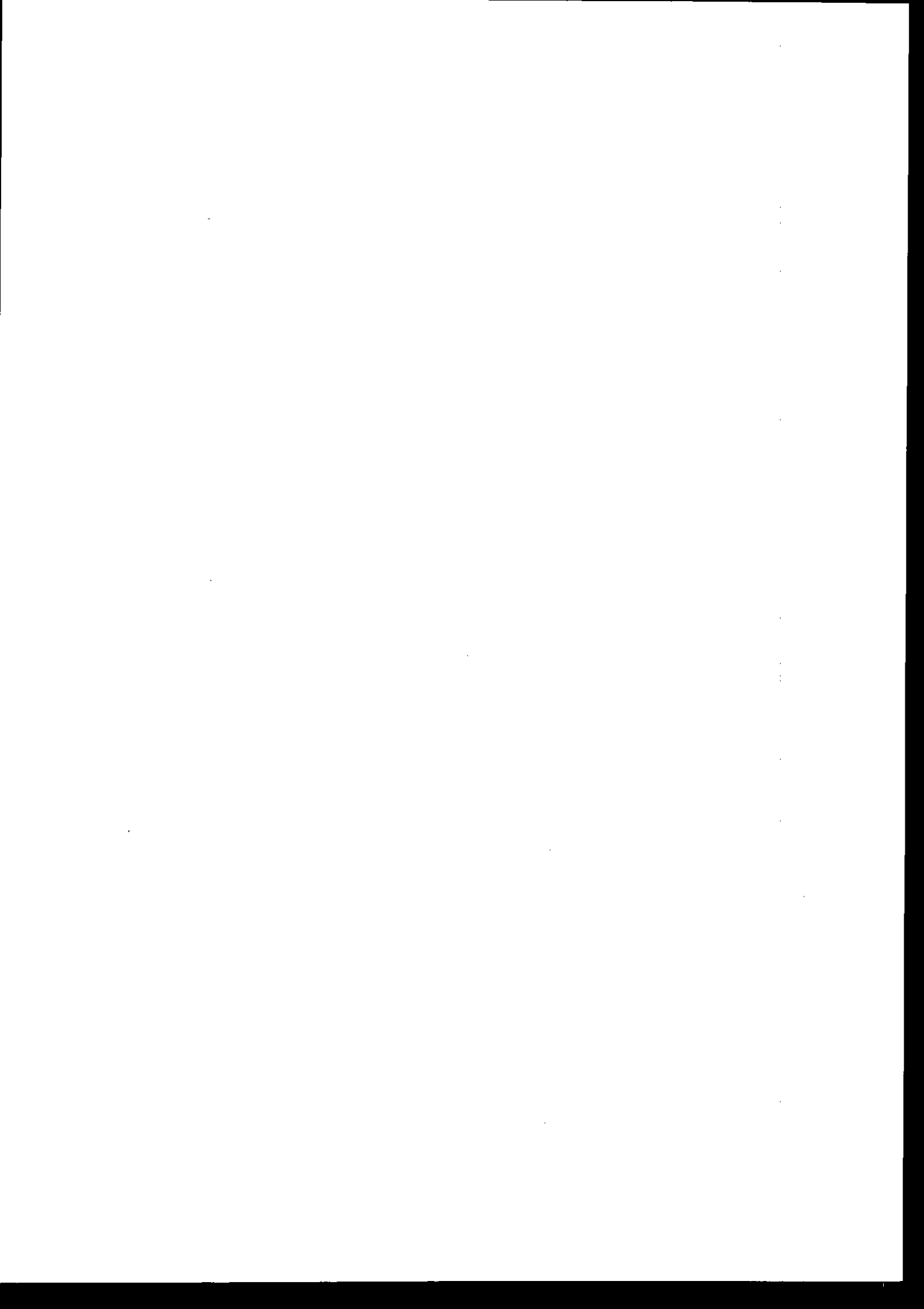
Nous rappelons ici les définitions importantes qui seront utilisées dans le document :

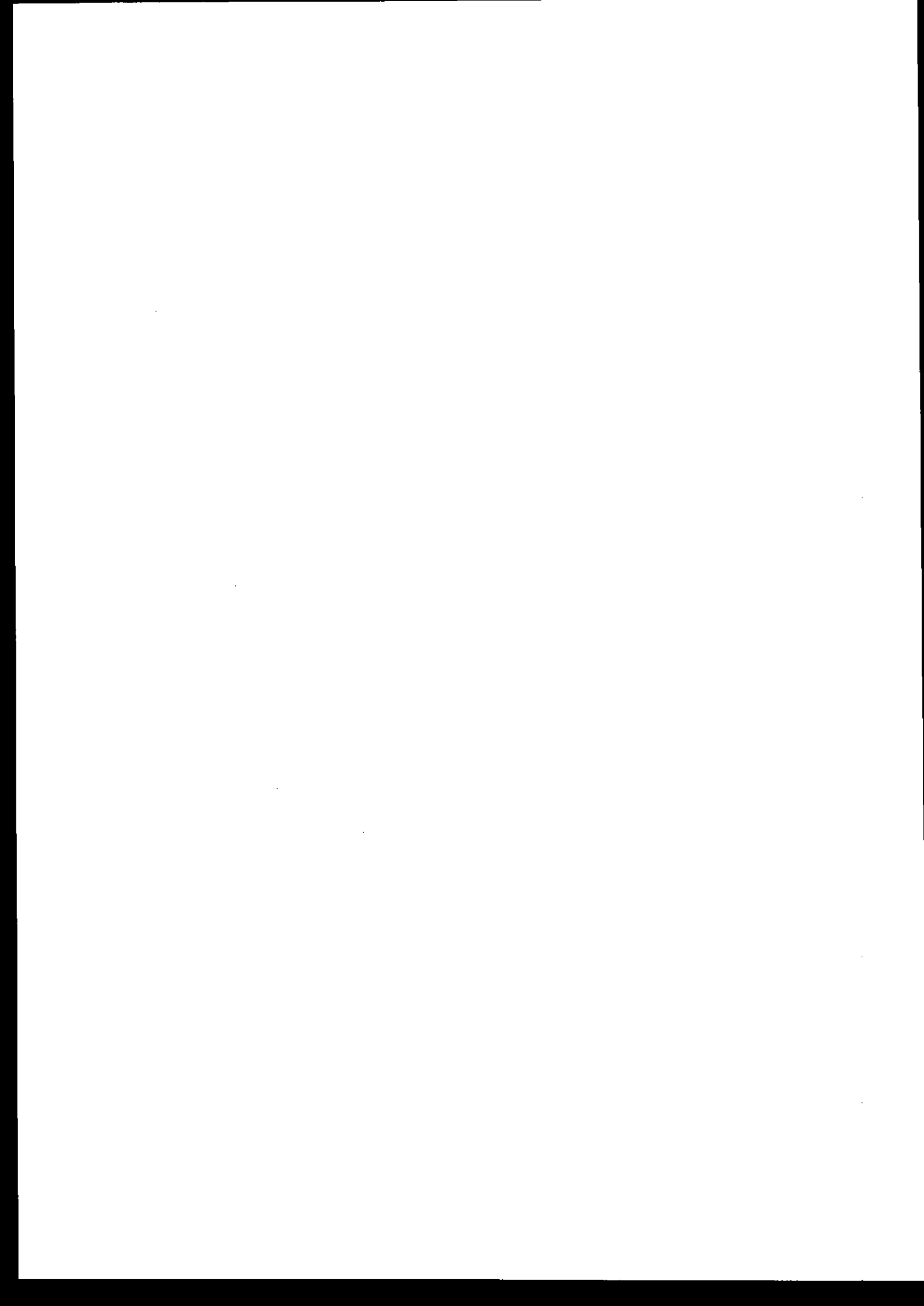
Couplages acoustiques :

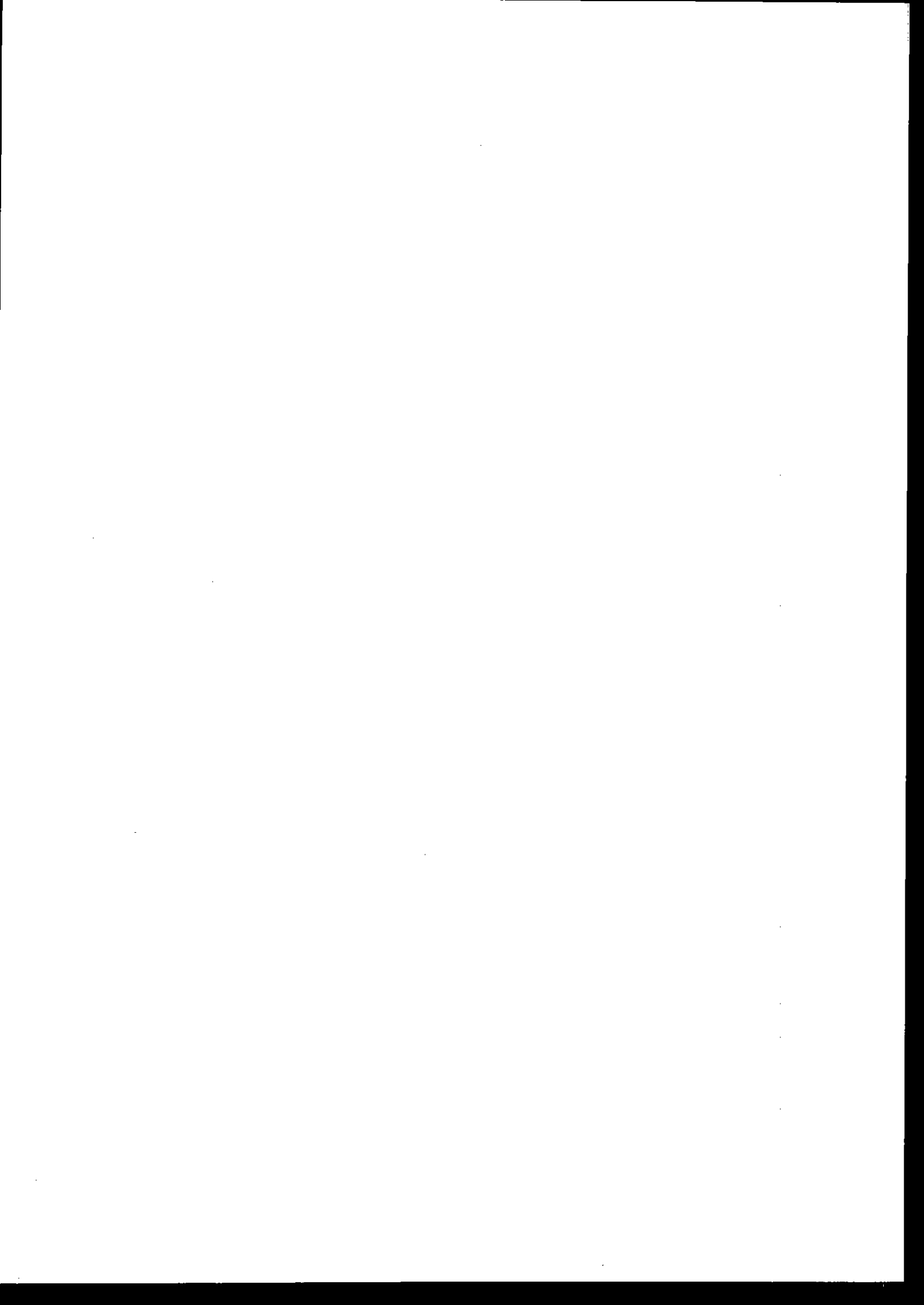
Nous définissons par couplages acoustiques la réponse des modes de cavité de la veine à l'excitation générée par les haut-parleurs avals (amplification de l'onde de pression).

Couplages aéroacoustiques :

Nous définissons par couplages aéroacoustiques le phénomène de bouclage qui existe entre les fluctuations de pression rayonnées par les structures tourbillonnaires de la zone cisailée et l'acoustique de la veine. Ce bouclage entraîne l'introduction de fluctuations de pression supplémentaires au niveau de la zone cisailée qui contribuent à son excitation.







Introduction

Depuis une dizaine d'années de nombreux travaux ont été menés sur le contrôle des phénomènes apparaissant dans les chambres de combustion. Lors d'un workshop AGARD mené en 1996 en Grèce ([81]), les différents besoins dans ce domaine ont été recensés et un état de l'art sur les techniques de contrôle actif des écoulements appliquées aux chambres de combustion a été réalisé. Parmi les axes de recherche et de développement devant être réalisés à court, moyen et long terme, s'inscrit le contrôle des instabilités de combustion et l'amélioration des performances en terme de rendement, de limite d'opération, de pollution et de bruit. Certains de ces besoins sont liés. En particulier, les instabilités de combustion modifient le mélange carburant-comburant et influence donc les performances de la chambre de combustion. La majeure partie des travaux réalisés jusqu'à présent s'intéresse essentiellement à l'amortissement des instabilités de combustion. Peu d'études sont entreprises sur le contrôle des autres caractéristiques.

L'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) a donc lancé différentes études depuis quelques années, afin de mettre en place des stratégies de contrôle des différents phénomènes apparaissant dans les chambres de combustion. En particulier au DMAE (Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique), des études tant monophasiques que diphasiques, ont été entreprises dans cette optique.

Contexte général

La modification des performances d'une chambre de combustion passe, en partie, par le contrôle du mélange de la phase liquide avec la phase gazeuse. Différents phénomènes sont responsables de la qualité de ce mélange. La représentation schématique d'une chambre de combustion de type statoréacteur, donnée en figure 1, permet de les mettre en évidence.

L'arrivée dans la chambre de combustion se caractérise par un élargissement brusque de section qui entraîne la naissance de différentes zones d'écoulement. La première zone est dite « cisailée ». Elle résulte du cisaillement entre deux zones de vitesses différentes, la zone dite « de jet » ou « d'écoulement moyen » et la zone dite « recirculée ». Elle se caractérise par l'apparition et le détachement de structures tourbillonnaires en aval du point de séparation, qui sont convectées vers l'aval et impactent sur les parois au niveau du point dit « de recollement ». La deuxième zone d'écoulement, dite zone « d'écoulement moyen », se situe

au-dessus de la zone cisailée et se caractérise par une vitesse d'écoulement importante, fixée par les conditions d'injection de la phase gazeuse en amont de la chambre. Enfin, la zone recirculée est située entre la frontière inférieure de la zone cisailée (du point de séparation au point de recollement) et la paroi de la chambre. Elle se caractérise par un écoulement de retour dont la vitesse est faible par rapport à celle de l'écoulement moyen. Ce type de zone apparaît au niveau du dôme et de la paroi latérale.

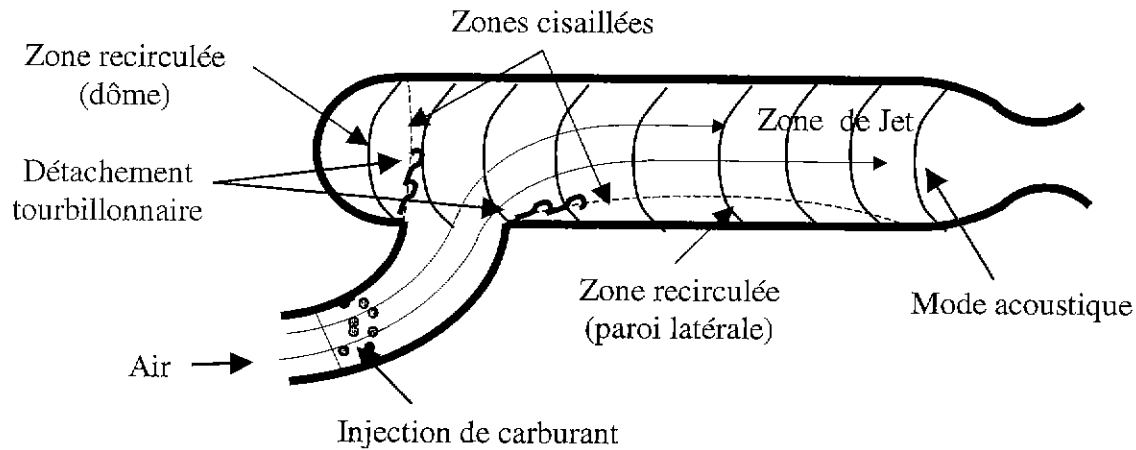
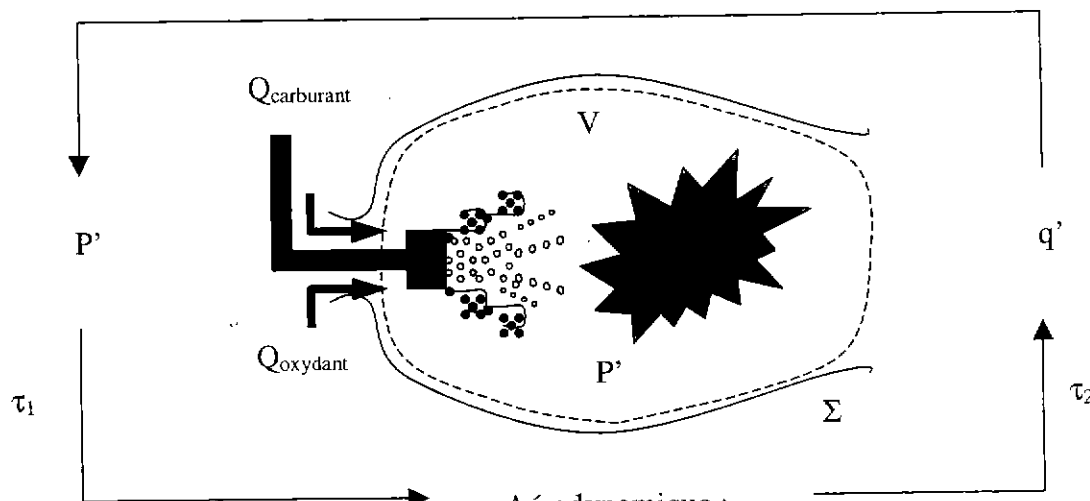


figure 1 : Représentation schématique des phénomènes apparaissant dans une chambre de combustion de type statoréacteur

Lors de l'injection de la phase liquide, en amont de la chambre, les gouttes sont convectées par l'écoulement jusqu'au plan de séparation. Une partie d'entre elles passe directement dans la zone d'écoulement moyen tandis qu'une seconde partie est piégée dans la zone cisailée. Une troisième partie est injectée dans la zone recirculée grâce au débit échangé entre la zone d'écoulement moyen et la zone recirculée via la zone cisailée. En terme de combustion, les zones de faible vitesse (zone recirculée ici) autorisent un meilleur mélange entre la phase gazeuse et la phase liquide. Elles conditionnent le point d'allumage de la flamme. Après l'allumage, la flamme vient s'accrocher sur la zone cisailée et brûler une partie des gouttes présentes dans celle-ci et dans la zone d'écoulement moyen. Ainsi, le rendement de combustion est lié aux volumes des différentes zones (celui de la zone recirculée en particulier) ainsi qu'aux échanges entre ces zones. L'interaction gouttes-structures tourbillonnaires apparaît donc déterminante dans la qualité du mélange. Son amélioration passe, en partie, par une modification de la qualité de l'aérodynamique de l'écoulement.

Enfin, lors de la combustion, un dégagement de chaleur important apparaît et génère une onde de pression (Cf. figure 2). Lorsque la fréquence de cette onde de pression correspond à celle d'un mode acoustique de la chambre, un couplage acoustique apparaît. Ce couplage augmente le niveau de pression dans la chambre et vient piloter le détachement tourbillonnaire de la zone cisailée. Celui-ci se fait alors à une fréquence caractéristique différente, avec des tourbillons pouvant être beaucoup plus importants. Ces structures piègent le carburant (liquide ou gazeux) et le dégagement de chaleur se fait à la fréquence des instabilités hydrodynamiques. Un phénomène de bouclage apparaît alors entre le détachement tourbillonnaire, le dégagement de chaleur et des modes acoustiques de la chambre, qui augmente le niveau de pression dans la chambre et peut générer des instabilités de combustion fortement énergétiques. Cette modification de l'organisation de l'écoulement entraîne une modification du mélange et donc des performances de la chambre.

- Création de P' à partir d'un q'
- Réponse acoustique de la chambre (modes)



- Influence du champ de pression
- Comportement du système d'injection
 - Couplages aéroacoustiques
- Aérodynamique :
- Champ aérodynamique
 - Débit instationnaire
- Formation et combustion du brouillard
- Granulométrie
 - Répartition spatiale des gouttes
 - Evaporation et mélange turbulent
 - Régimes de combustion

figure 2 : Mécanisme des instabilités de combustion

Le critère déterminant l'apparition d'instabilités de combustion est le critère de Rayleigh :

$$\int_0^T \left[\iiint_V p' q' dv - \iint_{\Sigma} q' v' ds \right] dt > 0$$

Il traduit la relation de phase existant entre le dégagement de chaleur et les fluctuations de pression dans la chambre. Cette relation de phase est due :

1. Au temps de réponse (τ_1) de l'aérodynamique aux fluctuations de pression entraînées par le dégagement de chaleur et la réponse acoustique de la chambre ;
2. Au temps de réponse (τ_2) du dégagement de chaleur à la modification de l'aérodynamique. La modification de l'aérodynamique modifie la répartition spatiale des gouttes, leur évaporation, etc..., ce qui modifie l'instant du dégagement de chaleur.

Si le dégagement de chaleur et les fluctuations de pression dans la chambre sont en phase, le niveau de pression dans la chambre est augmenté et les instabilités de combustion apparaissent. A l'inverse, s'ils sont en opposition de phase, les instabilités de combustion sont amorties.

Ce critère met en évidence le paramètre temporel (intégrale sur le temps) et le paramètre spatial (intégrales sur le volume et la surface) qui conditionnent l'apparition des instabilités de combustion.

Selon les cas, ces instabilités peuvent être favorables ou nuisibles au rendement de combustion. Dans des cas extrêmes, la taille des structures tourbillonnaires et les niveaux de pression atteints sont tels qu'ils peuvent être destructifs pour la structure mécanique de la chambre.

Cette présentation permet de mettre en évidence la complexité des phénomènes et d'identifier les différents paramètres influents en vue d'un contrôle du mélange. L'optimisation du mélange peut passer par :

- ☞ un contrôle de l'écoulement porteur, en modifiant le détachement tourbillonnaire, le volume des différentes zones de l'écoulement ainsi que le débit échangé entre ces zones et en pilotant les instabilités de combustion ;
- ☞ un contrôle de la qualité d'injection de la phase liquide, en contrôlant la granulométrie et la répartition spatiale des gouttes à l'injection ;
- ☞ un contrôle de l'interaction entre les gouttes et les structures tourbillonnaires de l'écoulement porteur, en jouant sur la phase d'injection des gouttes par rapport au détachement tourbillonnaire en aval du point de séparation, et sur le temps caractéristique des gouttes par rapport au temps caractéristique de l'écoulement (nombre de Stokes), afin de piloter le dégagement de chaleur instationnaire.

Objectif de l'étude

L'objectif général de ce travail de thèse est de mettre en place une stratégie de contrôle actif expérimental permettant de contrôler les phénomènes représentatifs des instabilités de combustion et le mélange (donc à terme le rendement) dans un écoulement simplifié représentatif des écoulements apparaissant dans les chambres de combustion. La géométrie retenue est une marche descendante qui présente un élargissement brusque de section permettant de retrouver une organisation de l'écoulement, en aval du point de séparation, similaire à celle obtenue dans les chambres de combustion. Ce type de géométrie a été largement étudié et les phénomènes apparaissant sont bien définis.

D'une part, notre intérêt se porte sur le contrôle de l'aspect instationnaire de l'écoulement porteur qui apparaît être le paramètre primordial dans le processus de mélange. Nous nous intéressons en particulier aux couplages générant les instabilités et au temps de séjour de la phase gazeuse. La majeure partie de ce travail concerne la mise en place et l'étude du contrôle de l'aérodynamique de l'écoulement en non réactif. Le choix d'un écoulement non réactif permet de simplifier les contraintes engendrées par un écoulement réactif tout en conservant une similitude aérodynamique. Ainsi nous pouvons :

- ☞ maîtriser parfaitement les conditions d'écoulement pour mieux l'étudier (conditions limites, stabilité...);
- ☞ implanter facilement et tester des capteurs et actionneurs différents (fragiles ou non) ;
- ☞ utiliser des systèmes de mesure qui seraient inefficaces en écoulement réactif ;
- ☞ suivre la trajectoire des gouttes plus longtemps ;
- ☞ assurer une durée des tests suffisamment longue ;

critères permettant de mieux appréhender la stratégie de contrôle pour un coût minimum.

L'étude est menée pour l'écoulement naturel ainsi que pour un écoulement dont les couplages acoustiques et aéroacoustiques, que nous définirons plus tard, sont favorisés artificiellement par une excitation afin de simuler l'apparition des instabilités de combustion.

D'autre part, nous menons, toujours pour un écoulement non réactif, une première approche diphasique sur l'interaction entre la phase gazeuse et la phase liquide (injection de gouttes), afin de dégager l'influence des paramètres de la phase liquide sur la répartition spatiale des gouttes et élargir ainsi les perspectives de l'étude.

Dans le chapitre 1, une présentation des travaux déjà réalisés sur la marche descendante permet d'identifier les différents phénomènes aérodynamiques existant naturellement. Une synthèse des différentes techniques d'excitation de l'écoulement ainsi qu'un résumé des principaux résultats obtenus avec excitation de l'écoulement sont donnés. Un état de l'art des principaux algorithmes de contrôle existant ainsi que des méthodes actives appliquées aux écoulements monophasiques et diphasiques permet d'apprécier l'état d'avancement des recherches.

Le chapitre 2 présente les moyens techniques utilisés pour l'étude. Une description du banc d'essai et des systèmes de mesure est donnée. La qualification aérodynamique de l'installation permet de déterminer les caractéristiques de l'écoulement amont en fonction des conditions limites fixées à l'entrée et de mettre en évidence les principaux phénomènes apparaissant derrière la marche. Sa qualification acoustique permet d'identifier les différents modes acoustiques présents dans la veine. Une description de la source d'excitation extérieure et de l'actionneur est donnée. La qualification aérodynamique et acoustique de ce dernier permet de mettre en évidence son mode d'action selon la gamme d'exploitation choisie. Enfin, le détail du matériel utilisé pour la boucle de contrôle expérimentale est présenté.

Dans le chapitre 3, une étude préliminaire permet de mettre en évidence l'influence d'une excitation extérieure sur l'écoulement. Un des objectifs est de simuler, avec cette excitation, l'augmentation de pression due à la combustion et de favoriser ainsi les couplages aéroacoustiques générant les instabilités de combustion. Une étude paramétrique est menée afin d'analyser, pour différentes vitesses d'écoulement, l'influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation sur les différentes zones de l'écoulement. Cette étude permet d'identifier les zones les plus réceptives à une excitation et de définir ainsi une partie de la stratégie de contrôle.

Le chapitre 4 concerne la définition, la mise en place et le test de la boucle de contrôle expérimentale. Après la définition des objectifs, des besoins et des impératifs, la boucle de contrôle est implantée sur l'installation et un contrôle de l'écoulement est testé avec et sans excitation extérieure. Deux types de capteur d'erreur (microphone et fil-chaud) sont utilisés afin de déterminer l'influence du choix du capteur sur l'efficacité du contrôle. Dans le cas d'un écoulement excité, une étude paramétrique permet d'évaluer l'efficacité du contrôle en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation. Suite aux résultats obtenus, une approche théorique est menée. Elle vise à définir une loi de décomposition d'un paramètre représentatif de l'écoulement prenant en compte l'influence de l'excitation et des couplages, afin de déterminer les paramètres influencés lors du contrôle.

Enfin, dans le chapitre 5, les premières investigations diphasiques entreprises pour l'étude de l'interaction gouttes/structures tourbillonnaires, sont présentées. Ces investigations visent à obtenir les premières tendances quant à la répartition spatiale des gouttes en fonction de différents paramètres. En premier lieu, des gouttes monodisperses sont injectées en continu dans l'écoulement et l'étude porte sur l'influence de leur taille par rapport à celle des tourbillons (nombre de Stokes). En second lieu, l'injection se fait sous forme de trains de gouttes monodisperses injectés à la fréquence d'apparition des structures tourbillonnaires.

Introduction

L'étude porte alors sur l'influence du déphasage entre l'injection et l'apparition des tourbillons en aval du point de séparation.

Une description du système d'injection de gouttes monodisperses et du déviateur de gouttes est donnée. La qualification du système d'injection de trains de gouttes ainsi que les premières études paramétriques sont réalisées sur une installation annexe simplifiée de type jet rectangulaire libre. Une deuxième série de tests est effectuée sur la marche et les résultats sont comparés. Ces premières investigations permettent de dégager certaines conclusions qui élargissent les perspectives de l'étude.

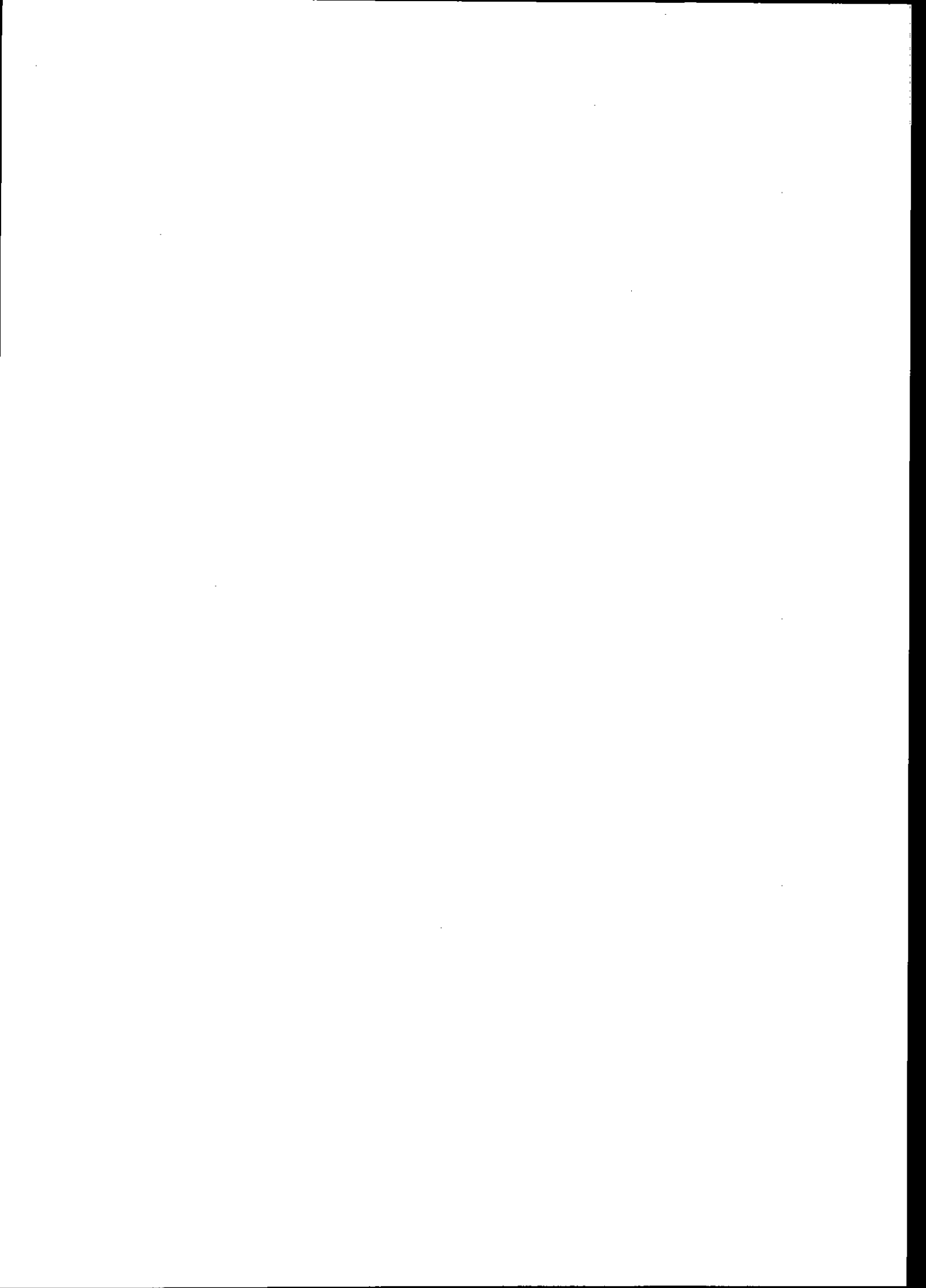
Introduction

Introduction

CHAPITRE 1.

SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. GÉNÉRALITÉS SUR L'ÉCOULEMENT DE TYPE MARCHE DESCENDANTE	9
1.1.1. <i>Écoulement moyen</i>	9
1.1.2. <i>Zone cisailée</i>	10
1.1.3. <i>Zone de recollement</i>	14
1.1.4. <i>Zone recirculée</i>	16
1.1.5. <i>Mélange</i>	16
1.2. INTERACTION ACOUSTIQUE-AÉRODYNAMIQUE	18
1.2.1. <i>Généralités</i>	18
1.2.2. <i>Excitation de l'écoulement</i>	18
1.3. INSTABILITÉS DE COMBUSTION	19
1.3.1. <i>Généralités</i>	19
1.3.2. <i>Interaction phase gazeuse – phase liquide</i>	21
1.3.2.1. <i>Quelques notions diphasiques</i>	22
1.3.2.2. <i>Interaction gouttes-écoulement</i>	23
1.4. CONTRÔLE ACTIF	25
1.4.1. <i>Généralités</i>	26
1.4.2. <i>Algorithmes de contrôle</i>	27
1.4.2.1. <i>Algorithme Least Mean Square (LMS)</i>	27
1.4.2.2. <i>Algorithme Recursive Least Mean Square (R-LMS)</i>	28
1.4.2.3. <i>Filtre à Réponse Impulsionnelle Finie (FIR)</i>	29
1.4.2.4. <i>Filtre à Réponse Impulsionnelle Infinie (IIR)</i>	30
1.4.2.5. <i>Méthode de gradient</i>	30
1.4.2.6. <i>Coefficient de convergence optimal</i>	31
1.4.2.7. <i>Prise en compte de l'effort</i>	31
1.4.2.8. <i>Prise en compte des phénomènes transitoires</i>	31
1.4.3. <i>Actionneurs</i>	32
1.4.4. <i>Capteurs</i>	33
1.4.5. <i>Méthodes actives déjà appliquées au contrôle des écoulements monophasiques</i>	34
1.5. REMARQUES SUR LES ÉTUDES NUMÉRIQUES	35
1.6. CONCLUSION SUR L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	35



Chapitre 1.

Synthèse bibliographique

L'étude entreprise a pour but de mettre en évidence les potentialités de contrôle des écoulements recirculés. Une des représentations expérimentales simple de ce type d'écoulement est l'écoulement derrière une marche descendante. Il est, de plus, un de ceux qui est le mieux documenté dans la catégorie des écoulements décollés. Cette géométrie a donc été retenue.

Un état de l'art des résultats obtenus par différentes équipes sur les caractéristiques de cet écoulement, permet de mieux appréhender la phénoménologie présente et de mettre en évidence les paramètres influents.

Parmi les équipes étudiant les écoulements recirculés, nombreuses sont celles qui s'intéressent à l'effet d'une excitation sur les caractéristiques de l'écoulement. Un aperçu des principaux résultats obtenus permet d'apprécier l'état d'avancement dans ce domaine.

En parallèle, l'approche diphasique sur l'interaction phase liquide - phase gazeuse passe par une phase d'identification des principaux paramètres influents dans ce domaine et des résultats déjà obtenus.

Enfin, l'objectif étant de contrôler l'écoulement de façon active, il apparaît nécessaire de recenser les applications de méthodes actives aux écoulements déjà existantes, et de présenter les principaux types d'algorithme, d'actionneur et de capteur déjà utilisés

1.1. Généralités sur l'écoulement de type marche descendante

Depuis les années 50, de nombreuses équipes se sont intéressées à l'écoulement existant derrière une marche descendante ([1] [24] [17] [18] [37] [48] [52] [60] [65] entre autres). Leurs études ont permis de décrire l'essentiel des phénomènes macroscopiques présents dans ce type d'écoulement. Une synthèse d'un bon nombre des résultats obtenus est donnée par différents auteurs ([6] [38] [92] [95] [109]).

1.1.1. *Écoulement moyen*

L'écoulement derrière la marche permet de retrouver les différentes zones d'écoulement présentes dans les chambres de combustion (figure 1. 1). Une couche limite décolle au niveau du nez de la marche, devenant ainsi une couche cisailée libre caractérisée par la présence de phénomènes tourbillonnaires (1). Cette couche cisailée réunit l'effet de la couche limite amont et de la zone recirculée. Elle sépare la zone d'écoulement moyen (2) de la zone recirculée (3) et se recolle en aval de la marche sur la paroi inférieure au niveau de la

zone de recollement (4). En aval de cette zone, une zone de relaxation se développe, faisant apparaître une nouvelle couche limite de paroi (5). En amont du point de recollement, un écoulement de retour apparaît et alimente la zone recirculée en quantité de fluide. Enfin, un tourbillon contrarotatif apparaît dans la zone recirculée au pied de la marche (6).

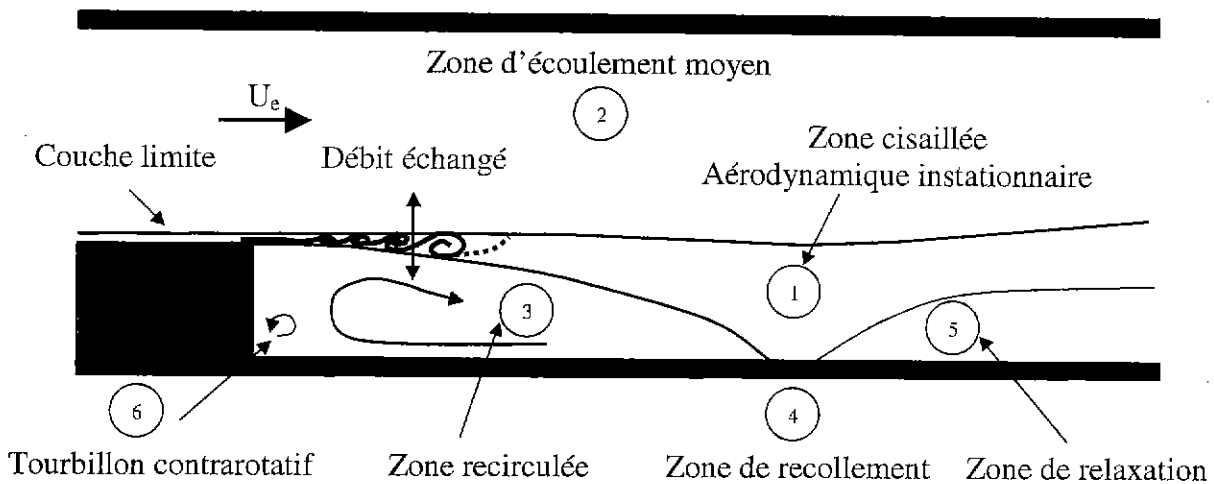


figure 1. 1 : Comportement général de l'écoulement en aval d'une marche descendante

Bradshaw et al. ([17] [18]) définissent l'écoulement derrière la marche descendante comme une double perturbation de la couche limite. Une première perturbation vient du passage de la couche limite sur la marche à une couche cisailée en interaction avec la zone recirculée. La deuxième perturbation se situe au recollement à partir duquel la couche limite cisailée se redeveloppe en couche limite. Selon le rapport de l'épaisseur de la couche limite au nez de la marche sur la hauteur de marche, cette double perturbation est estimée faible ($\delta/h \gg 1$), moyenne ($\delta/h \approx 1$) ou forte ($\delta/h \ll 1$). En parallèle ces auteurs définissent un critère de bidimensionalité basé sur le rapport d'allongement (AR) défini comme le rapport de la largeur de la veine sur la hauteur de la marche ($AR=z/h$). L'écoulement peut être considéré comme bidimensionnel en moyenne à partir d'une limite inférieure du rapport d'allongement fixée à 10.

1.1.2. Zone cisailée

La zone cisailée se caractérise par la présence de structures « organisées » ou « cohérentes ». L'introduction d'une définition universelle du concept de structure cohérente est encore loin d'être établie. La littérature donne des définitions parfois très différentes de ce concept, différences essentiellement liées aux différents moyens d'analyse utilisés par les auteurs. Quelques unes de ces définitions ont été retenues. Ainsi :

- ☞ la structure cohérente est définie par Hussain ([54] [55]), en 1983, comme une masse de fluide de grande échelle dont la vorticité instantanée est en corrélation de phase sur l'ensemble de son domaine d'évolution. La plus grande étendue spatiale sur laquelle la vorticité reste cohérente délimite la structure cohérente. Dans ce cas, la détection de la structure passe par la mesure d'un critère représentatif de la vorticité.
- ☞ Lesieur définit, en 1990 ([70]), la structure cohérente comme une masse de fluide gardant une forme reconnaissable pendant un temps suffisamment long devant le temps de retournement. Ce temps de retournement est estimé à partir de la valeur moyenne du

module de la vorticité ($(\overline{\omega_0})^{-1}$) présente dans le domaine contenant la masse de fluide lors de l'observation. Lessieur ajoute ainsi, à la notion de cohérence spatiale utilisée par Hussain, une notion de cohérence temporelle. Cette définition fait cependant appel à des notions subjectives telles que « forme reconnaissable » et « temps suffisamment long ».

enfin, une définition utilisée par de nombreuses équipes consiste à dire qu'une structure cohérente se caractérise par l'organisation apparente d'un ou plusieurs caractères qui lui sont supposés propres. Ces caractères peuvent être ponctuels (pression, vitesse...) ou faire appel à des reconnaissances de formes. Ce concept est la base de toute détection de structure.

Quelle que soit la définition adoptée, les structures cohérentes sont généralement de grande taille. Leur formation se fait suivant le mécanisme d'instabilité bidimensionnelle de Kelvin-Helmholtz (figure 1. 2). La couche cisailée est caractérisée par un fort gradient de vitesse entouré de deux écoulements laminaires. Elle est analogue à une nappe de vorticité située entre deux écoulements irrotationnels. Une perturbation fait osciller la nappe qui l'amplifie jusqu'à engendrer l'enroulement tourbillonnaire, donc des concentrations de vorticité. Ces concentrations se caractérisent sous la forme de gros rouleaux quasi-bidimensionnels dont le diamètre est de l'ordre de l'échelle spatiale transversale de l'écoulement (épaisseur de vorticité).



figure 1. 2 : Formation d'un tourbillon par le mécanisme d'instabilité de Kelvin-Helmholtz

Certaines conditions sont nécessaires pour que l'instabilité soit amplifiée. En particulier, Rayleigh montra en 1879, dans le cadre de la théorie linéaire des instabilités, qu'un écoulement de fluide parfait pouvait devenir instable si la vorticité présentait un extremum, i.e un point d'inflexion sur le profil de vitesse. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est principalement liée au caractère inflexionnel du profil moyen de vitesse mais elle peut également provenir d'une inflexion d'un profil de vitesse instantané, résultat démontré notamment par Hussain ([55]).

Les structures cohérentes ainsi formées sont convectées vers l'aval. Plusieurs types d'interactions peuvent alors apparaître entre des structures successives. Le phénomène essentiel est le processus d'appariement. Ce processus est mis en évidence dans différents travaux dont ceux de Browand & Troutt ([20]), Winant & Browand ([115]) et Hussain ([55]). Deux tourbillons successifs de même longueur d'onde longitudinale ont tendance à se rapprocher et à s'entraîner mutuellement pour s'amalgamer. Ils ne forment plus qu'une seule structure de taille plus importante ayant une longueur d'onde longitudinale double de celle des tourbillons initiaux. Ce doublement de longueur d'onde a été montré notamment dans les travaux de Ho & Huang ([51]). Cet appariement peut se reproduire plusieurs fois et induit l'expansion de la couche cisailée (figure 1. 3).

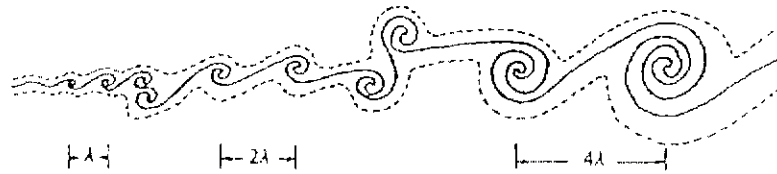


figure 1. 3 : Processus d'appariement dans la couche cisailée (Hussain [55])

Un autre développement aval possible des structures cohérentes est le déchirement ou étirement ([116]), l'interaction triple pour les nombres de Reynolds élevés ([51] [115]), l'appariement partiel ou la destruction par diffusion de la turbulence. Néanmoins l'appariement reste le phénomène prépondérant.

La présence des structures cohérentes dans la couche cisailée est récurrente et leur évolution dépend des conditions initiales de l'écoulement. En effet, bien que ces structures semblent être déterministes dans le sens où elles apparaissent régulièrement dans une même zone de l'écoulement, leur apparition, leur trajectoire, leur étendue spatiale et leur phase sont influencées par la turbulence de fond. Adams et al. ont fait une étude très complète sur l'influence des conditions initiales sur l'écoulement ([4] [5]). Ils proposent un critère basé sur deux paramètres (Re_h et δ/h) permettant de caractériser la nature de la couche limite à la séparation et au recollement (figure 1. 4). En outre ils mettent en évidence que le rapport (δ/h) gouverne la pression statique. Si $\delta/h < 0.4$, l'évolution de la pression statique devient universelle quelle que soit la nature de la couche limite initiale ou le nombre de Reynolds d'entrée (Re_h). Notons que certains auteurs préfèrent se référer au nombre de Reynolds Re_θ pour définir les caractéristiques de la couche limite au point de séparation. La limite entre séparation laminaire et turbulente est fixée dans ce cas à $Re_\theta = 425$.

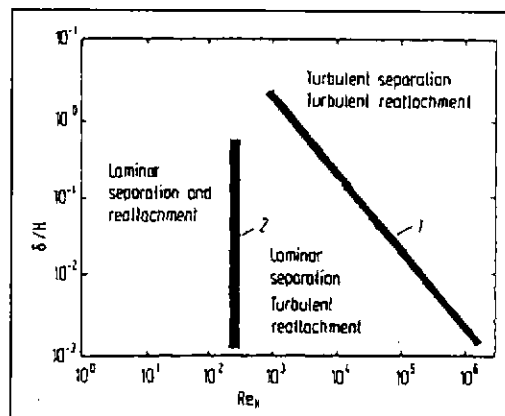


figure 1. 4 : Etat de la couche cisailée à la séparation et au recollement (Adams et al. [4])

Les nombreux travaux réalisés sur la formation des structures tourbillonnaires dans une zone cisailée ont mis en évidence une loi de similitude entre la fréquence d'émission des tourbillons (f), une échelle locale (L) et un paramètre de vitesse lié à l'écoulement (U). Cette similitude s'exprime au travers d'un nombre adimensionnel, appelé nombre de Strouhal, défini par :

$$Str = \frac{f \cdot L}{U}$$

A partir de ce paramètre de similitude, Hasan ([49]) met en évidence l'existence de deux modes d'instabilités privilégiés et insiste ainsi sur l'importance de l'aspect instationnaire de l'écoulement. Il montre, à partir d'un écoulement de marche descendante, que la fréquence de détachement du vortex initiale (f_d), qui est aussi appelée fréquence d'instabilité primaire, est déterminée par la nature du profil de vitesse au point de décollement. Interviennent alors la vitesse de référence (vitesse de l'écoulement) et l'épaisseur caractéristique de la couche cisailée initiale (épaisseur de quantité de mouvement θ). Il définit ainsi le mode de couche cisailée.

De même, il met en évidence qu'en aval du détachement tourbillonnaire, au niveau de la zone de recollement, la fréquence caractéristique des vortex dépend essentiellement de la vitesse de l'écoulement et de la géométrie de l'installation et plus particulièrement de la hauteur de la marche. L'influence des caractéristiques dimensionnelles de la couche cisailée à la séparation devient négligeable. Il définit ce mode comme le mode de marche.

Enfin, il démontre que le passage de la fréquence caractéristique du mode de couche cisailée à celle du mode de marche se fait au travers de un ou plusieurs processus de pairing.

Ainsi, les deux modes d'instabilités privilégiés qu'il identifie sont :

- ☞ le mode de couche cisailée caractérisant l'influence de l'état de la couche limite à l'aval du point de séparation sur l'organisation tourbillonnaire. Le nombre de Strouhal est calculé à partir de l'épaisseur de quantité de mouvement et est représentatif de l'organisation de l'écoulement juste en aval du point de séparation. Sa valeur est

$$Str_{\theta} = \frac{f_d \cdot \theta}{U_e} = 0.012 ;$$

- ☞ le mode de marche caractérisant l'influence de la hauteur de la marche sur l'organisation de la couche cisailée. Le nombre de Strouhal est, dans ce cas, calculé à partir de la hauteur de marche et est représentatif de l'organisation de l'écoulement au niveau du recollement. Il vaut $Str_h = \frac{f_d \cdot h}{U_e} = 0.185$.

Une synthèse des résultats obtenus par différentes équipes conforte les conclusions de Hasan (figure 1. 5 et figure 1. 6).

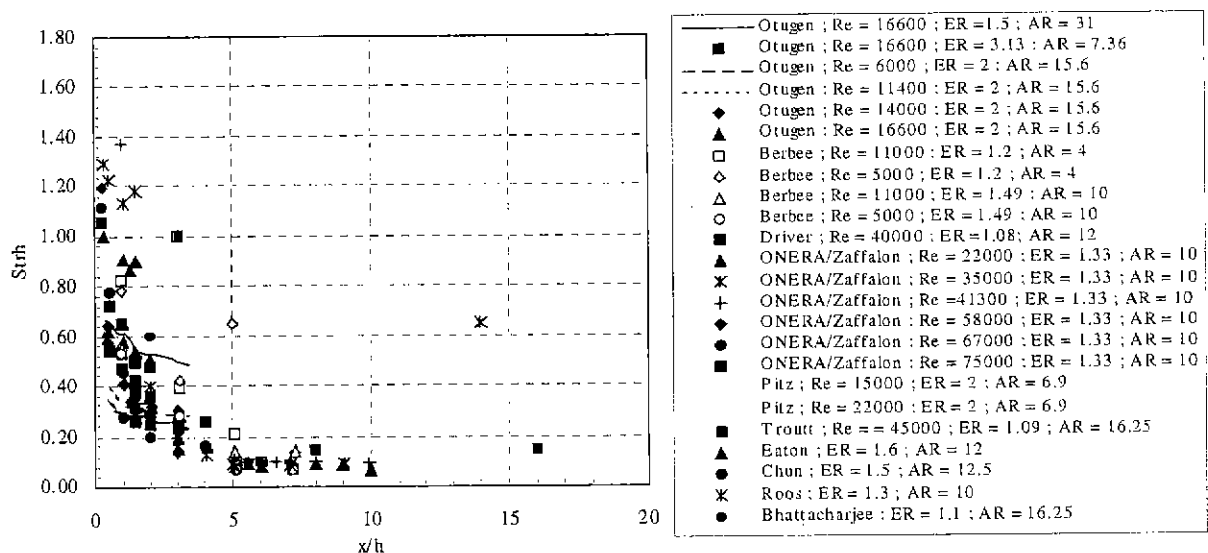


figure 1. 5 : Evolution du nombre de Strouhal basé sur la hauteur de marche en fonction de la distance au point de séparation

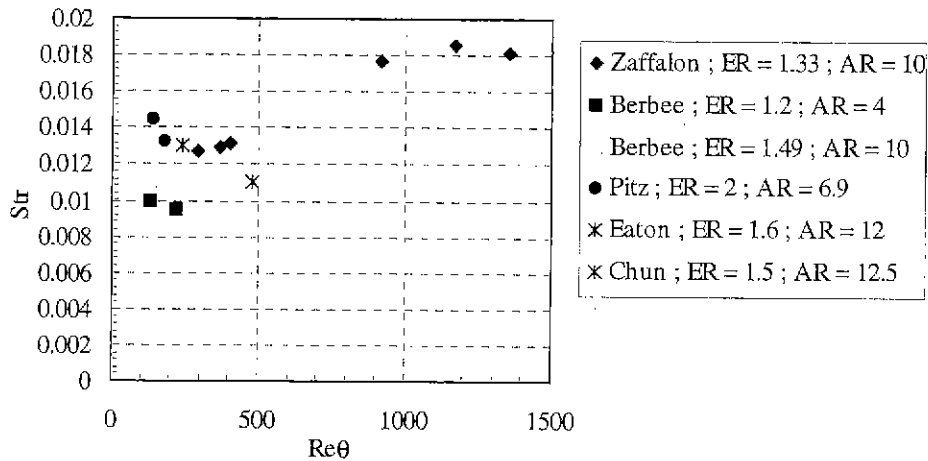


figure 1. 6 : Evolution du nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement en fonction de Re_θ

Les travaux théoriques réalisés par Mickalke [76] corroborent les résultats expérimentaux de Hasan. En effet, il montre à partir d'un profil de vitesse du type $U(y)=0.5(1+\tanh(y))$, que la théorie linéaire de la stabilité prévoit un mode d'instabilité primaire autour de $Str_\theta=0.017$. Plus généralement, les études expérimentales montrent que ce nombre peut varier entre 0.01 et 0.018.

Ainsi, pour modifier l'organisation tourbillonnaire de la zone cisailée juste en aval du point de séparation, il est nécessaire d'agir sur Str_θ . En revanche, pour modifier l'organisation tourbillonnaire de la zone cisailée au niveau du recollement, l'action portera sur Str_h .

L'existence de ces deux modes d'instabilités est un résultat capital qui sera utilisé tout au long de notre l'étude.

1.1.3. Zone de recollement

Après le(s) processus de pairing, les structures tourbillonnaires de la zone cisailée finissent par interagir avec la paroi inférieure. Cette zone d'interaction définit la zone de recollement. La longueur de recollement est un des paramètres essentiels permettant d'apprécier l'organisation de l'écoulement. Une analyse des résultats obtenus par différents auteurs permet de mettre en évidence que la longueur de recollement dépend de différents paramètres.

En particulier, Adams et al. ([5]) et Durst et al. ([35]) montrent que l'analyse de la distance de recollement doit tenir compte du rapport d'élargissement ER défini comme le rapport de la hauteur de veine après le point de séparation sur la hauteur de veine avant le point de séparation ($ER=Y/(Y-h)$) et du nombre de Reynolds Re_h . S'ils montrent que la longueur de recollement semble augmenter avec le rapport d'élargissement, ce paramètre n'est pas le seul permettant de prédire la longueur de recollement. En particulier, les résultats obtenus par Papadopoulos et al. ([84]) indiquent que le rapport l'allongement AR doit être pris en compte. De même, Adams et al. ([4]) précisent que la nature de la couche limite au point de séparation a son importance. Enfin, l'influence du nombre de Reynolds est mise en évidence notamment par les travaux de Eaton et al. ([37]), de Roos et al. ([94]) et de Back et al. ([7]).

Back et al. ([7]) proposent une analyse du mécanisme du recollement. A très faible Reynolds ($Re_h < 1000$), la longueur de recollement augmente linéairement avec le nombre de Reynolds. Après la transition de la couche cisailée au recollement de l'état laminaire à l'état turbulent, x_r/h diminue constamment pour un Reynolds croissant. Lorsque Re_h continue de croître, la couche limite à la séparation devient turbulente et la longueur de recollement devient pratiquement indépendante du Reynolds. Cette analyse est en accord avec les résultats obtenus par Sinha et al. ([103]).

L'ensemble des études converge donc vers la conclusion que les paramètres prépondérants dans la détermination de la longueur de recollement sont :

- ☞ la géométrie de la configuration (ER, AR) ;
- ☞ le nombre de Reynolds ;
- ☞ le rapport δ/h ;
- ☞ l'état de la couche limite au point de séparation (laminaire, turbulente).

L'abscisse de ce point de recollement dépend principalement de deux mécanismes de base :

- ☞ la courbure de la zone cisailée vers la paroi due au gradient de pression normal à cette dernière ;
- ☞ la croissance de la zone cisailée.

De Brederode et al. ([32]) avancent qu'une élévation du taux de croissance de la couche cisailée induit une augmentation du gradient de pression normal, ce qui renforcerait la courbure de la couche cisailée et réduirait la distance de recollement. Eaton et al. ([37]) précisent toutefois que la distance de recollement peut être correctement estimée en ne prenant pas en compte l'effet de la courbure de la couche cisailée.

Enfin, la position de ce point de recollement présente un comportement fortement instationnaire. Ce comportement résulte de l'interaction de deux phénomènes principaux apparaissant à des fréquences différentes :

- ☞ le détachement tourbillonnaire en aval du point de séparation, qui conditionne le pairing et donc l'arrivée des structures tourbillonnaires au niveau du recollement ;
- ☞ le phénomène de battement ou « respiration » de la zone recirculée apparaissant à une fréquence beaucoup plus faible et qui perturbe ponctuellement l'organisation de la couche cisailée (Cf. §1.1.4).

Les différents auteurs s'accordent à dire que les fluctuations de position du point de recollement sont de l'ordre de 30%

Si les paramètres influençant la longueur de recollement sont unanimement reconnus, la dynamique des structures est sujette à discussion. Certains auteurs, dont Bradshaw et al. ([17]) avancent qu'au niveau du recollement, les structures sont brisées en deux, une partie étant introduite dans la zone de recirculation, tandis qu'une autre est convectée en aval du point de recollement. D'autres auteurs optent pour une répartition des tourbillons arrivant au niveau du recollement, se faisant alternativement vers la zone recirculée et vers l'aval ([38] [60]). Enfin, Pronchik et al. ([90]) décomposent les phénomènes en deux scénarii. Dans le premier cas de figure, les structures de la couche cisailée interagissent fortement avec la paroi, ce qui mène à une diminution de la cohérence à grande échelle et une création de vorticités à petite échelle. Le fluide contenu dans la structure est soit convecté en aval, soit convecté en amont avant d'être capturé par l'écoulement principal et de nouveau entraîné vers l'aval, soit convecté vers l'amont le long de la paroi et injecté dans la zone recirculée. Dans le second cas, les structures passent au dessus de la zone de recollement sans altération importante et sont directement convectées vers l'aval.

1.1.4. Zone recirculée

La zone de recirculation ne peut pas être considérée comme une zone d'eau morte du fait de l'activité tourbillonnaire complexe qui y réside. Cette activité tourbillonnaire se manifeste par la présence d'un écoulement de retour de faible vitesse alimentant la zone recirculée en quantité de fluide. Cette observation est commune à l'ensemble des études menées par les différentes équipes. Cependant, l'organisation de la zone recirculée est sujette à discussion.

Certains auteurs, dont Pronchilk et al. ([90]), observent que la zone recirculée est composée de petites structures créées lors de l'impact des structures de type Kelvin-Helmholtz au point de recollement, celles-ci étant convectées vers l'amont par le gradient de pression inverse. Kiya et al. ([62] [63]) mettent, quant à eux, en évidence la présence de tourbillons longitudinaux contrarotatifs dans la zone de recirculation. Cette dernière description tend à s'imposer.

La zone recirculée se caractérise par une basse fréquence dite de « battement » ou de « respiration ». Kiya et al. ([62] [63]) ont fait partie des premiers auteurs à avoir étudié ce mouvement basse fréquence. En 1983, à partir d'intercorrélations entre la pression et la vitesse, ils émettent l'hypothèse que ce phénomène est dû à une accumulation de structures tourbillonnaires dans la recirculation. Celles-ci augmentent la vorticité dans cette zone qui est en quelque sorte mise sous pression. Quand le montant de vorticité est trop important, la zone recirculée se vidange au travers d'un vortex de grosse taille perturbant temporairement le détachement tourbillonnaire de la zone cisailée et pouvant entraîner des variations instantanées importantes de la taille de la zone recirculée (30% de variation observé sur le point de recollement (Cf. §1.1.3)). Cherry et al. ([26]) arrivent aux mêmes conclusions peu de temps après à partir de visualisations et de mesures de pression. Cette respiration correspond donc vraisemblablement à un cycle d'accumulation d'énergie par la zone recirculée suivi d'une phase de vidange de celle-ci.

Un paramètre important de la zone recirculée est sa vitesse maximale de retour. Back et al. ([7]) montrent que, pour les faibles nombres de Reynolds ($Re_h < 125$), la vitesse de retour augmente avec la vitesse de l'écoulement principal. Pour les nombres de Reynolds plus grands, Adams et al. ([5]) définissent une abscisse adimensionnelle ($x^* = \frac{x - x_r}{x_r}$) permettant

de rapprocher de nombreux résultats, et montrent que le maximum de vitesse de retour accessible est de l'ordre de 20% de la vitesse de l'écoulement initial ($U_r = -0.2 \cdot U_e$) pour x^* de l'ordre de -0.5.

Enfin, l'analyse bibliographique réalisée montre que les phénomènes relatifs à la zone recirculée sont généralement difficiles à observer et à mesurer. Peu d'études s'attachent à l'analyse de ces phénomènes et le critère relatif à la zone recirculée essentiellement analysé est la distance de recollement.

1.1.5. Mélange

Un critère essentiel dans le fonctionnement des chambres de combustion est le mélange. Il conditionne le rendement de combustion et la stabilité de la combustion. Le rendement d'une chambre de combustion est défini par le rapport entre la variation de carburant entre l'entrée et la sortie de la chambre et la concentration d'entrée :

$$\eta(\%) = \frac{C_{carb}(entrée) - C_{carb}(sortie)}{C_{carb}(entrée)} \times 100$$

Les études réalisées sur les chambres de combustion donnent des courbes d'évolution du rendement de combustion ainsi que des courbes de stabilité (figure 1. 7). L'observation de ces courbes met en évidence deux paramètres prépondérants qui conditionnent la nature de la combustion :

☞ Le débit d'injection local entrant dans le volume (ϕ_{local})

☞ Le facteur de charge $\Omega = \frac{Q}{V \cdot P^n \cdot e^{T/300}}$ qui dépend de la température (T) et du rapport entre le débit (Q) de la zone et son volume (V), donc de l'inverse du temps de séjour dans la zone.

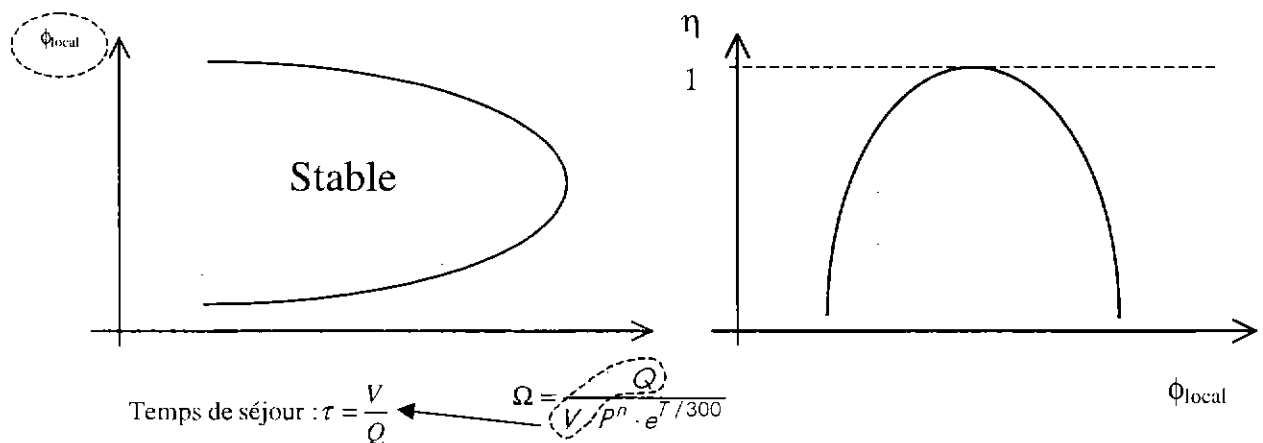


figure 1. 7 : Courbe de stabilité et de rendement de combustion

L'optimisation de la combustion passe par un débit d'injection intermédiaire permettant de se rapprocher d'un rendement $\eta=1$. Ce débit doit cependant rester dans la plage de stabilité de la combustion. En augmentant la plage de stabilité, nous augmentons donc la gamme de variation du débit, donc les possibilités de tendre vers un rendement optimal. L'augmentation de la plage de stabilité de la combustion passe par une réduction du facteur de charge Ω .

La modification du débit d'injection local est un procédé déjà couramment utilisé dans l'industrie aéronautique pour contrôler la stabilité de la combustion. Nous ne nous y intéressons donc pas.

Nous nous intéressons essentiellement aux possibilités de modification du facteur de charge. Pour modifier ce facteur, le contrôle de la température, tout comme de la pression, est difficilement envisageable dans une chambre de combustion. En revanche nous pouvons chercher à modifier le débit et/ou le volume de la zone, ce qui revient à modifier le temps de séjour dans cette zone. Ce temps de séjour, représentatif du facteur de charge, est un paramètre physique mesurable expérimentalement grâce à une technique développée dans le département qui sera présentée ultérieurement. Nous choisissons donc de nous intéresser à ce paramètre pour déterminer la qualité du mélange de la phase gazeuse au cours de l'étude.

1.2. Interaction acoustique-aérodynamique

1.2.1. Généralités

De nombreux travaux montrent que des phénomènes d'interaction importants entre l'acoustique de l'installation et l'aérodynamique de l'écoulement peuvent apparaître (Fiedler et al. ([42]), Gutmark et al. ([46]), Dupays ([36]), Paschereit et al. ([85]), Schadow et al. ([98]), Yu et al. ([119]), Poinso et al. ([89]), Candel et al. ([21])). Des fréquences particulières correspondant aux modes propres acoustiques de l'installation peuvent être excités par exemple par le dégagement de chaleur instationnaire lié à la combustion. Dans le cas où ces fréquences correspondent aux modes préférentiels de la couche cisailée, l'acoustique de la veine peut alors piloter l'aérodynamique de l'écoulement, fortement modifier son organisation et engendrer l'apparition d'instabilités de combustion (Cf. §1.3).

Afin de déterminer les régimes pour lesquels ce type d'interaction peut avoir lieu, il est nécessaire de qualifier les caractéristiques acoustiques du banc d'essai (Yu et al. ([117])). Cette caractérisation peut être recoupée par un modèle en onde plane prenant en compte les dimensions de l'installation, les conditions limites, ainsi que les propriétés thermodynamiques du fluide (Yu et al. ([117]), Mc Manus et al. ([73]), Biron et al. ([15])).

Suite à ce constat, de nombreuses équipes se sont intéressées à cette interaction entre l'acoustique et l'aérodynamique. En particulier parmi les équipes qui s'intéressent au contrôle des écoulements, nombreuses sont celles qui étudient l'influence d'une excitation extérieure sur les différents paramètres de l'écoulement. Le paragraphe suivant présente une synthèse des principaux résultats obtenus dans la littérature.

1.2.2. Excitation de l'écoulement

Bhattacharjee et al. ([14]), qui utilisent un actionneur « acoustiques » (haut-parleur placé sur la paroi supérieure au dessus du nez de marche), notent une amélioration de la cohérence spatiale des structures suivant l'envergure lors d'une excitation à la fréquence du mode d'instabilité privilégié de la couche cisailée ($Str_h \sim 0.2$). Ils observent également une diffusion plus rapide de la zone cisailée qui se traduit par une diminution de la distance de recollement de l'ordre de 10%. Enfin, ils mettent en évidence que l'efficacité de l'excitation est optimale pour une fréquence d'excitation de $0.2 < Str_h < 0.4$. Des observations similaires sont faites par Mc Manus et al. ([74]) et Hasan ([49]). Ce dernier en déduit les différents modes caractéristiques de l'écoulement déjà présentés dans le paragraphe 1.1.2.

Roos et al. ([94] [93]) observent les mêmes tendances à partir d'une excitation via un actionneur « mécanique » (lame vibrante au nez de marche). Ils utilisent des fréquences d'excitation correspondant à $0.058 < Str_h < 0.48$, et mettent en évidence une efficacité maximale pour $Str_h = 0.34$, fréquence d'excitation correspondant au mode d'instabilité privilégié donné par la théorie des instabilités. En complément, ils mettent en évidence l'augmentation du phénomène de pairing et soulignent l'influence du nombre de Reynolds Re_h , donc de l'état de la couche limite à la séparation, sur la modification du point de recollement apportée par l'excitation. En particulier, si une excitation, correspondant dans ce cas à $Str_h = 0.29$, réduit la distance de recollement quel que soit le nombre de Reynolds, cette

réduction passe de 10%-30% pour une séparation laminaire, à 50%-60% pour une séparation turbulente.

De même, Fielder ([42]) constate une réduction de la zone recirculée lors de l'utilisation d'un actionneur « aérodynamique » (aspiration localisée).

Enfin, citons les travaux de Chun et al. ([27]) qui, en excitant l'écoulement grâce à un haut-parleur localisé dans le nez de marche, mettent aussi en évidence l'amélioration de la cohérence de l'écoulement, la réduction du point de recollement (10% à 40%) et l'existence d'un mode privilégié ($Str_h=0.27$). Ces auteurs complètent leurs travaux en analysant l'influence de l'amplitude de l'excitation sur le point de recollement. Ils montrent que, de façon générale, plus l'amplitude d'excitation augmente, plus la réduction est importante. En particulier, pour une excitation du mode privilégié ($Str_h=0.27$), en doublant l'amplitude d'excitation la distance de recollement est réduite d'environ 10%. Enfin, seuls ces auteurs arrivent à obtenir une augmentation de la distance de recollement en excitant l'écoulement à des fréquences comprises entre $Str_h=1$ et $Str_h=5$ selon le nombre de Reynolds Re_h . Cette augmentation reste cependant faible (~5%).

Cette analyse bibliographique montre que l'excitation permet d'améliorer la cohérence spatiale et temporelle des structures de la zone cisailée et de modifier la distance de recollement, le maximum d'efficacité étant obtenu pour une fréquence d'excitation correspondant à la fréquence du mode d'instabilité privilégié de la couche cisailée défini par Hasan ([49]). Nous retrouvons l'importance du mode d'instabilité de couche cisailée qui correspond à Str_θ compris entre 0.01 et 0.018.

Ces conclusions permettent donc de rester optimiste quant aux possibilités de contrôle de l'écoulement.

Notons qu'au cours de cette analyse bibliographique, certaines informations sont apparues systématiquement inaccessibles. En particulier, les modifications des longueurs caractéristiques de formation tourbillonnaire et de pairing dans la zone cisailée ne sont pas données par les auteurs. De même l'élargissement de la zone cisailée est régulièrement quantifié uniquement par la réduction de la distance de recollement. Peu d'informations sont données sur l'élargissement de cette zone entre le point de séparation et le point de recollement.

1.3. Instabilités de combustion

1.3.1. Généralités

L'apparition d'instabilités dans le processus de combustion a été étudiée par de nombreux auteurs (Samaniego et al. ([96]), Wilson et al. ([114]), Keller et al. ([57]), Smith et al. ([104])). Leurs origines sont diverses. Mc Manus et al. ([73]) en dénombrent quatre :

- ☞ Couplage acoustique-combustion ;
- ☞ Couplage acoustique-aérodynamique-combustion ;
- ☞ Instabilités intrinsèques à la flamme ;
- ☞ Phénomènes liés à la formation d'onde de choc.

Dans le premier cas, les auteurs présentent un modèle simplifié permettant de prédire l'apparition des instabilités en fonction de la géométrie et des paramètres de combustion.

Le couplage entre l'acoustique de la chambre, les instabilités hydrodynamiques et la combustion a été mis en évidence notamment par Smith et al. ([104]), Keller et al. ([57]), Yu et al. ([117]), Poinot et al. ([89]) et Candel et al. ([21]). Les structures tourbillonnaires, présentes dans les zones cisailées, favorisent le mélange entre le carburant et le comburant. Il se produit localement un fort dégagement de chaleur instationnaire responsable d'importantes fluctuations de pression. Ces phénomènes étant confinés au niveau des tourbillons, les fluctuations de pression se produisent à la même fréquence que l'instabilité aérodynamique. En cas de couplage avec un mode propre de l'installation, un effet « feedback » est observé qui excite la zone cisailée et augmente la taille de ses structures tourbillonnaires. Le développement de ces structures de grande taille favorise le mélange à grande échelle dans la couche cisailée. Cet auto-entretien des phénomènes peut conduire à l'apparition d'instabilités de combustion. Ces phénomènes sont fortement dépendant du niveau de richesse de la combustion. Un exemple de spectres de pression expérimentaux obtenus dans une chambre de combustion de type micro-roquette par Dupays et al. ([36]), met en évidence l'apparition de ces couplages générant les instabilités de combustion (figure 1. 8). Un pic de pression fortement énergétique apparaît autour de 800Hz et devient prépondérant. Cette fréquence correspond, dans ce cas, à la fréquence du premier mode acoustique axial.

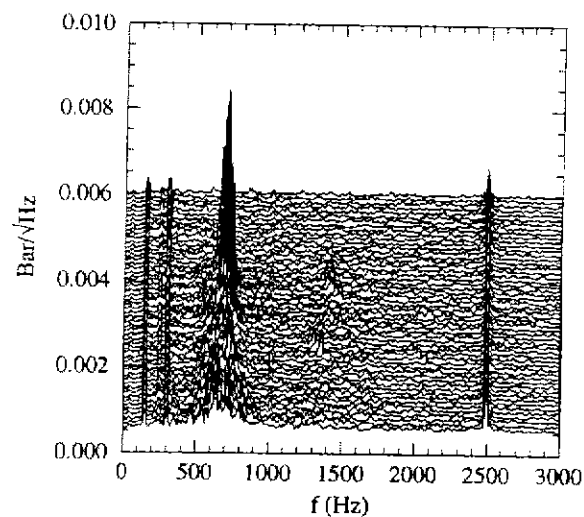


figure 1. 8 : Exemple de spectres de pression expérimentaux obtenus en chambre de combustion en présence d'instabilités de combustion (DUPAYS et al. [36])

Le troisième type d'instabilité est relatif à des phénomènes résultant d'effets chimiques et thermo-diffusifs (Mc Manus et al. ([73])). L'échelle de ces instabilités est de l'ordre de grandeur du front de flamme. Dans le cas de combustion liquide, le transfert de chaleur responsable de l'évaporation des gouttelettes peut fortement influencer ces instabilités. Lorsque le carburant est gazeux, la stabilité de la flamme dépend d'un nombre adimensionnel, le nombre de Lewis, qui est le rapport entre la diffusivité thermique et la diffusivité moléculaire du milieu. Si ce nombre est supérieur à 1, la flamme est stable. Dans le cas de moteur à carburant solide (propergol), les oscillations de l'écoulement à proximité de la surface du combustible peuvent piloter des instabilités de combustion.

Enfin, dans certains systèmes de combustion présentant de forts dégagements de chaleur, des ondes de choc peuvent apparaître. La propagation et la réflexion de ces ondes peuvent introduire des impulsions concentrées de chaleur et auto-entretenir les oscillations.

Quelle que soit leur origine, les instabilités de combustion peuvent avoir un rôle néfaste ou bénéfique pour les chambres de combustion. Dans le premier cas, elles produisent de forts niveaux de fluctuation de pression et un accroissement intense du transfert thermique pariétal. Ceci peut générer une dégradation des performances et, dans certains cas, endommager la structure de la chambre. Dans le second cas, ces instabilités peuvent améliorer le mélange donc le rendement et réduire les émissions de polluants.

1.3.2. Interaction phase gazeuse – phase liquide

Afin d'optimiser le mélange et contrôler l'apparition des instabilités de combustion, un aspect qui intéresse de nombreuses équipes de recherche est le contrôle de l'interaction entre la phase gazeuse et la phase liquide lors de l'injection du carburant sous forme liquide. Pour notre part, cette approche ne constitue pas la partie la plus importante de notre travail. Nous avons en effet choisi de développer une boucle de contrôle agissant principalement sur l'écoulement porteur (contrôle aéroacoustique). Néanmoins, afin d'élargir les perspectives de l'étude, nous souhaitons aborder le problème du contrôle sous son aspect diphasique, l'objectif étant à terme de contrôler conjointement l'écoulement porteur et l'injection de la phase liquide en vue d'optimiser le mélange dans les chambres de combustion.

Dans le cas non prémélangé, la qualité de la combustion, donc l'apparition éventuelle des instabilités de combustion, dépend de divers facteurs comme le lieu d'injection, le type d'injecteur, etc... En effet, Schadow et al. ([98] [99]) et Delabroy et al. ([33]) observent que la combustion commence sur les frontières du vortex (la flamme est enroulée, allongée le long des bras du tourbillon) (Cf. figure 1. 9).

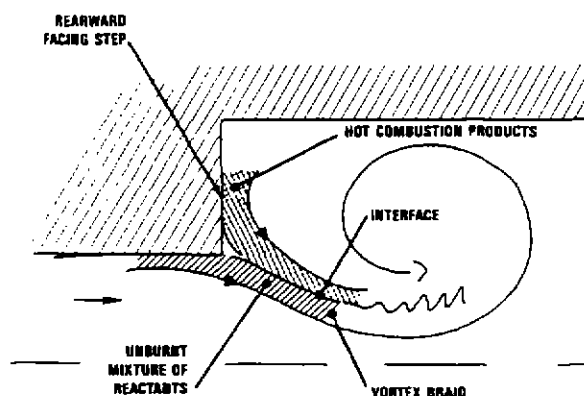


figure 1. 9 : Processus de mélange conduisant à l'allumage

Pendant la convection du tourbillon, son noyau se développe, mélangeant le carburant et l'air qui ne brûlent pas encore. Dans un deuxième temps, il y a allumage de la poche de prémélange au cœur du vortex, générant ainsi un dégagement de chaleur périodique. Dans ce mécanisme, le temps entre la formation d'une structure tourbillonnaire cohérente et l'instant où la combustion dans le vortex crée le dégagement d'énergie est une caractéristique très importante. Il peut fournir la relation de phase appropriée entre le champ de pression oscillant et le dégagement de chaleur instationnaire menant à l'instabilité de combustion. Ce temps comprend, en particulier, le temps de mélange des réactifs avec les gaz chauds, le temps de réaction chimique (cinétique) ainsi que le temps de retard d'injection, le temps de désintégration de la nappe liquide, le temps de chauffage et de vaporisation des gouttes. Il apparaît alors nécessaire d'optimiser le lieu et le type d'injection (granulométrie, phase

d'injection...) afin de contrôler l'interaction entre la phase liquide et la phase gazeuse et contrôler ainsi le dégagement de chaleur instationnaire.

Avant de présenter une vue générale des types d'études existant dans la littérature dans ce domaine et des tendances observées, un rappel de quelques notions diphasiques élémentaires semble nécessaire.

Remarque: Notons que nous retrouvons ici la prédominance du rôle des structures tourbillonnaires dans le processus de mélange. Leur taille et leur organisation sont les paramètres majeurs qui conditionnent la qualité du mélange (figure 1. 9). Le contrôle de l'organisation de l'écoulement, objet principal de cette thèse, est donc primordial.

1.3.2.1. *Quelques notions diphasiques*

De nombreux ouvrages se consacrent à la présentation et à l'étude des écoulements diphasiques. Nous citerons par exemple celui proposé récemment par Crowe, Sommerfeld et Tsuji ([31]). Ces ouvrages permettent de dégager les paramètres essentiels entrant en jeu lors de l'introduction de gouttes liquides dans un écoulement gazeux.

Les écoulements diphasiques présentent par définition deux phases ayant chacune des caractéristiques propres (vitesse, viscosité,...). Ainsi, lors de l'introduction de gouttes dans un écoulement, leur comportement sera différent suivant leur inertie, leur taille, la nature de l'écoulement porteur, etc....

Un des paramètres caractérisant la phase liquide est le temps de réponse des gouttes. Celui-ci découle de l'équation de mouvement pour une particule et est défini de façon commune par :

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu_g} \quad 1.1$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule liquide, D_p son diamètre et μ_g la viscosité dynamique de la phase gazeuse.

Physiquement, ce temps de réponse correspond au temps nécessaire à une particule pour atteindre 63% de la vitesse de l'écoulement dans lequel elle est introduite.

En parallèle, un temps caractéristique de la phase gazeuse est défini : τ_f . Sa définition dépend du type d'écoulement utilisé et est homogène à un rapport entre une échelle de distance sur une échelle de vitesse, toutes deux représentatives de l'écoulement. Ainsi, nous aurons par exemple :

☞ pour un venturi : $\tau_f = \frac{D}{U}$ où D est le diamètre du col et U la vitesse de l'écoulement.

☞ pour un jet axisymétrique : $\tau_f = \frac{D}{U}$ où D est le diamètre du jet et U la vitesse sur l'axe du jet.

☞ pour un tourbillon isolé : $\tau_f = \frac{\pi D}{U}$ où D est le diamètre du tourbillon et U la vitesse tangentielle en périphérie de tourbillon.

Pour le cas qui nous intéresse, une couche de mélange, le temps caractéristique du fluide est généralement défini par :

$$\tau_f = \frac{\delta}{\Delta U} \quad 1.2$$

où δ représente l'épaisseur de la couche cisailée et ΔU l'écart de vitesse entre les deux écoulements situés de part et d'autre de la couche cisailée.

A partir de ces temps caractéristiques, un nombre adimensionnel est défini qui permet de caractériser la réponse des gouttes aux fluctuations de l'écoulement. Il s'agit du nombre de Stokes, qui s'écrit :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad 1.3$$

Au vu des nombreuses définitions possibles de τ_p et τ_f en fonction de la configuration d'étude, le nombre de Stokes se décline en différentes décompositions. Pour les couches de mélange, le nombre de Stokes s'écrira :

$$St = \frac{\rho_p D_p^2 \cdot \Delta U}{18\mu_r \cdot \delta} \quad 1.4$$

Une variante de ce nombre de Stokes est obtenue en utilisant la fréquence de détachement des tourbillons (f) dans la couche de mélange ([120]). En effet, dans un écoulement de type marche descendante par exemple, cette fréquence découle des conditions d'écoulement, en particulier de l'épaisseur de la couche limite au point de séparation et de l'écart de vitesse entre l'écoulement moyen et la zone recirculée (Hasan [49]). Ainsi, la fréquence de détachement tourbillonnaire représente le temps caractéristique de l'écoulement et le nombre de Stokes peut s'écrire :

$$St = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu_r} \cdot f \quad 1.5$$

1.3.2.2. Interaction gouttes-écoulement

De nombreuses études expérimentales et théoriques démontrent que la dispersion des gouttes dépend du nombre de Stokes (Wen et al. ([112]), Tang et al. ([106]), Chein et al.([25]), Chung et al.([28]), Béard et al. ([10])). Les auteurs s'accordent sur l'influence prépondérante des structures turbulentes dans le mécanisme de dispersion et montrent que :

- ☞ Pour un nombre de Stokes $St \ll 1$, les particules liquides sont prises par l'écoulement et sont dispersées à l'intérieur des structures tourbillonnaires ;
- ☞ Pour un nombre de Stokes de l'ordre de 1, les particules liquides suivent dans un premier temps l'écoulement et sont rapidement centrifugées à la périphérie des tourbillons ;
- ☞ Pour un nombre de Stokes $St > 1$, plus ce nombre augmente, plus les particules liquides tendent à traverser les structures tourbillonnaires sans être influencées.

Leur trajectoire dépend alors essentiellement des conditions génératrices de l'écoulement et de l'injection.

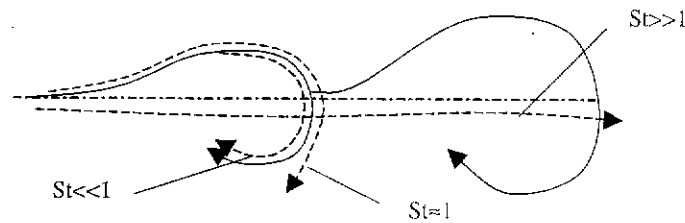


figure 1. 10 : Effet du nombre de Stokes sur la dispersion de gouttes dans une couche cisailée développée (Crowe et al. ([31]))

Wen et al. ([112]) montrent expérimentalement l'influence du nombre de Stokes à partir d'une injection de fumée puis de billes de verre dans une couche de mélange, et mettent en évidence un processus de « stretching and folding » (figure 1. 11). Le « stretching » correspond à un étirement du brouillard de gouttes entre deux structures, le « folding » à la courbure de ce brouillard par le champ de vitesse périphérique des structures.

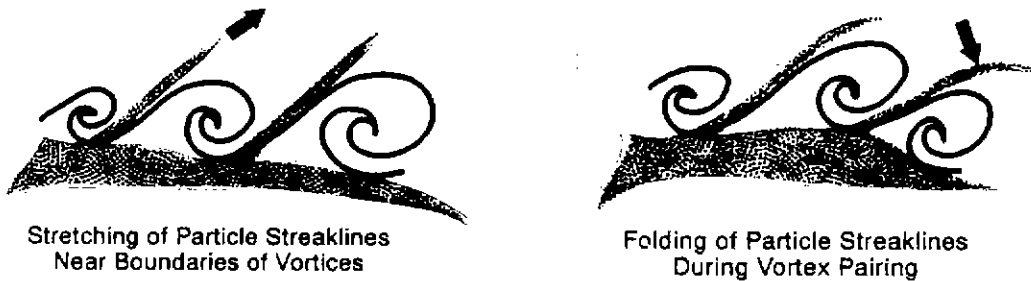


figure 1. 11 : Influence des structures cohérentes sur la dispersion des gouttes : processus de « stretching and folding » (Wen et al. ([112]))

Les résultats expérimentaux et numériques obtenus par Tang et al.([106]) corroborent ce processus de « stretching and folding » et montrent l'influence du nombre de Stokes sur la dispersion des gouttes dans un écoulement de couche cisailée et de sillage (figure 1. 12).

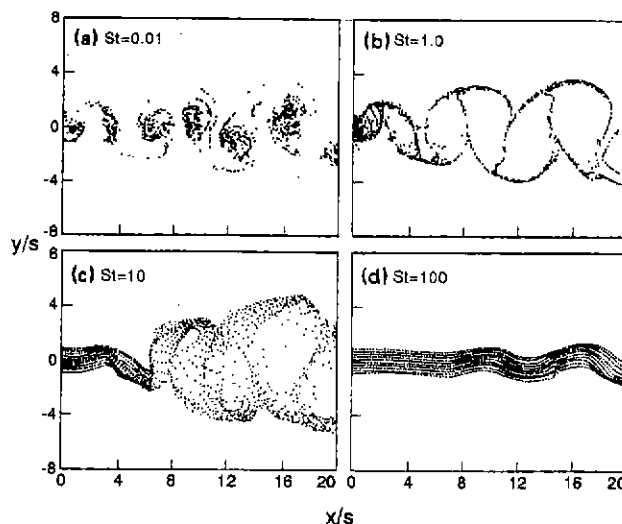


figure 1. 12 : Dispersions instantanées de particules en fonction du nombre de Stokes : simulation numérique pour un écoulement de sillage (Tang et al. ([106]))

A partir de ces résultats, certains auteurs se sont intéressés au contrôle de l'interaction entre la phase liquide et la phase gazeuse. Ils étudient, d'une part, l'influence de l'organisation de l'écoulement sur la qualité du mélange et, d'autre part, ils s'intéressent à l'influence de la qualité de l'injection en fonction de cette organisation de l'écoulement.

Gutmark et al. ([47]) présentent un système de contrôle visant à pulser l'écoulement pour favoriser l'apparition de petites échelles de turbulence et accroître le mélange en aval d'un élargissement brusque. Ils montrent qu'une pulsation de l'écoulement permet de modifier la répartition de la phase liquide et de stabiliser la flamme en écoulement réactif.

Yu et al. ([120]) tentent de maîtriser la phase d'injection du liquide par rapport à l'apparition des tourbillons en aval de l'élargissement brusque présent dans un Dump, en vue de supprimer les instabilités de la flamme et de limiter le niveau de pression dans la chambre. Ils montrent qu'une injection pulsée des gouttes permet d'obtenir une répartition spatiale de celles-ci différente en fonction de la phase d'injection, i.e de l'état d'avancement de l'enroulement tourbillonnaire (figure 1. 13). En outre, ils montrent que le flux critique de liquide à injecter est fonction de la taille des gouttes. Lorsque cette injection pulsée est optimisée, ils observent une réduction de 15 dB du niveau de bruit dans la chambre.

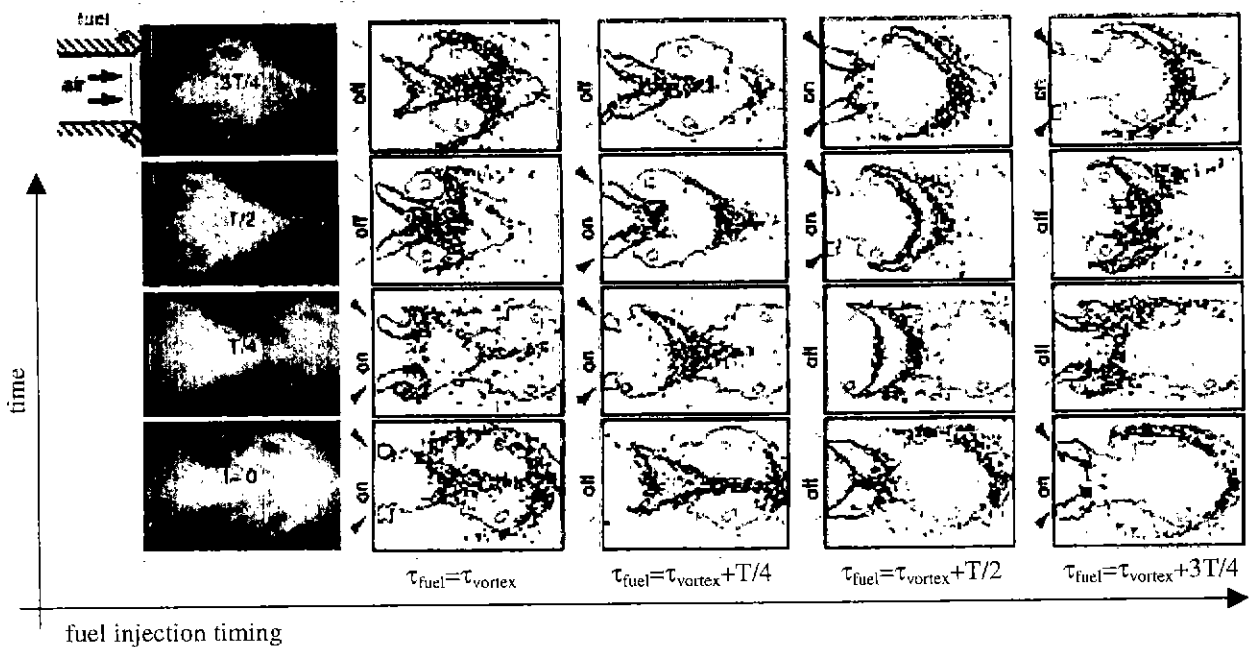


figure 1. 13 : Interaction vortex-gouttes en fonction de l'instant d'injection (Yu et al. ([120]))

1.4. Contrôle actif

L'objectif de cette étude étant de contrôler de façon active l'écoulement derrière la marche, la dernière partie de l'étude bibliographique se consacre à la présentation des algorithmes classiques ainsi que des capteurs et actionneurs déjà utilisés par différents auteurs.

1.4.1. Généralités

Le contrôle des écoulements en chambre de combustion est passé, dans un premier temps, par des techniques de contrôle passif. Il s'agissait de modifier la géométrie de la chambre, le point de fonctionnement ou la nature du combustible afin de prévenir l'installation de couplages aéroacoustiques. Certaines techniques acoustiques (résonateur d'Helmholtz, chemises acoustiques) ou mécaniques (modification de la géométrie du point de séparation) ont alors fait leur apparition. Ces méthodes ont rapidement montré leurs limites. Leur champ d'application est souvent limité à une géométrie bien précise ou à un point de fonctionnement donné, et ces techniques sont souvent inadaptées au contrôle des phénomènes basse fréquence. Le contrôle actif est alors apparu comme une solution alternative intéressante, et de nombreuses équipes se sont intéressées à cette nouvelle approche.

Le même terme « contrôle actif » est souvent utilisé dans la littérature pour désigner des fonctionnements pouvant être très différents. Avant de recenser les méthodes actives déjà appliquées aux écoulements monophasiques, un lexique s'impose. Les techniques de contrôle se subdivisent suivant la terminologie suivante (figure 1. 14) :

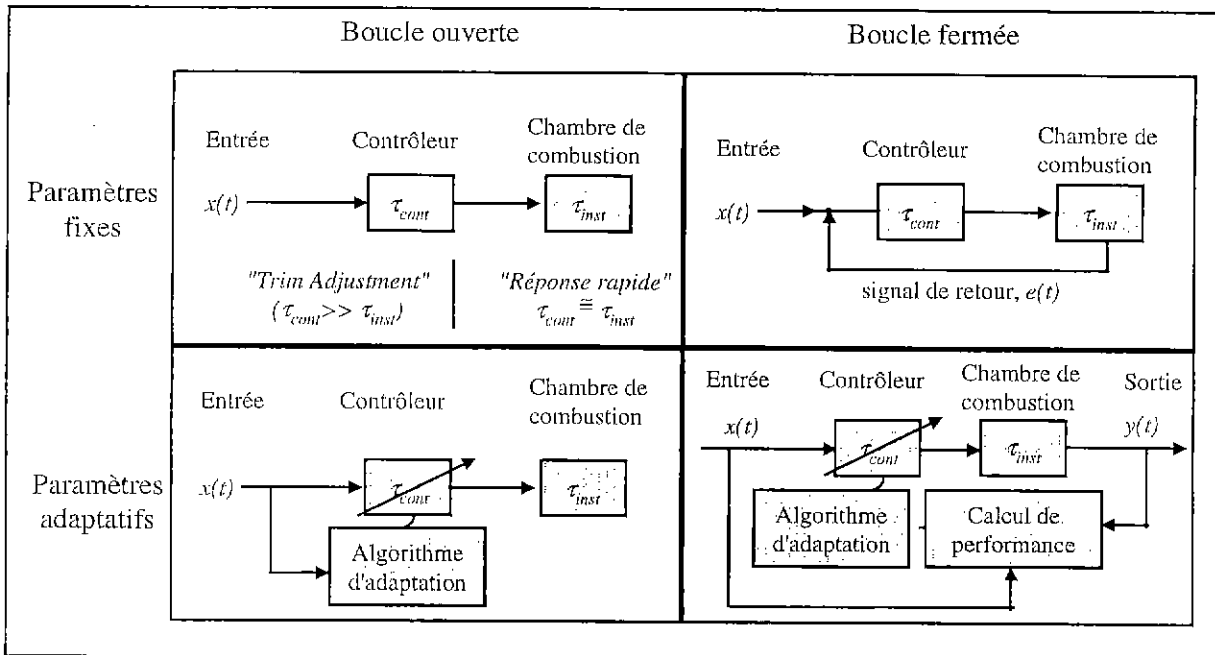


figure 1. 14 : Classification des méthodes de contrôle actif (Mc Manus et al. ([73]))

1. Si le contrôle n'utilise pas une information d'entrée provenant de l'installation, nous parlons de « boucle ouverte ». Dans le cas contraire, le contrôle est dit en « boucle fermée ».
2. Si le temps de réponse du contrôleur est du même ordre de grandeur que l'échelle de temps de l'instabilité, le système est à « réponse rapide ». Dans le cas contraire, le contrôle est à « trim adjustment ».
3. Si les paramètres du contrôleur fixant la réponse sont figés, le contrôle est à « paramètres fixés ». Lorsque ces systèmes possèdent des algorithmes de contrôle internes permettant d'optimiser en temps réel ces paramètres, le contrôle est « adaptatif ».

Le contrôle en boucle ouverte est efficace si le phénomène à contrôler est bien identifiable et temporellement stable. Il nécessite d'établir une relation entre le signal d'entrée du contrôleur et celui de sortie pour optimiser le contrôle. Le signal de contrôle est généralement une oscillation à fréquence, amplitude et phase fixe. L'avantage de cette méthode est qu'elle évite les problèmes d'instabilité de contrôle tels que ceux pouvant être rencontrés en boucle fermée. Son inconvénient est que si le phénomène à contrôler (instabilités dans la chambre de combustion par exemple) se déplace en fréquence ou en niveau par rapport au signal d'entrée, c'est-à-dire si la relation entre le signal d'entrée et le signal de sortie du contrôleur est modifiée, le contrôle perd son efficacité.

Le contrôle en boucle fermée est piloté par un signal issu de l'installation. Le signal de contrôle est une oscillation dont la fréquence, l'amplitude et la phase sont optimisées en fonction du résultat souhaité (généralement une réduction du signal d'entrée lui-même lié au signal de sortie). L'algorithme de contrôle est a priori fixé (paramètres fixés). L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas d'établir une relation entre le signal d'entrée du contrôleur et celui de sortie, cette relation étant automatiquement incluse dans le signal d'entrée. Son inconvénient principal est sa stabilité.

Le contrôle adaptatif utilise des algorithmes dont les paramètres sont ajustés au cours du temps afin d'optimiser la performance du système. Si l'algorithme est rapide, un contrôle instantané de l'information est possible. Dans le cas contraire, le contrôle porte sur la valeur moyenne de cette information. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'adapter la commande aux variations éventuelles de fréquence et de niveau du signal à contrôler. Ses inconvénients sont sa rapidité de convergence, dépendante de la rapidité de calcul (importance de l'algorithme et du calculateur), et sa stabilité.

1.4.2. Algorithmes de contrôle

Ces dernières années, de nombreux algorithmes de contrôle ont été développés qui permettent de minimiser un signal d'erreur. Citons, entre autres, le H-TAG (Higher-harmonic Time Averaged Gradient Descant) utilisé par Kewley et al. ([59]), le LQG (Linear Quadratic Gaussian) présenté par Baumann et al. ([9]) et Bai et al. ([8]), et le GPC (Generalized Predictive control) de Clarke et al. ([29]). Cependant, dans le cadre de notre étude, la politique choisie consiste à adapter les méthodes de contrôle actif déjà développées au sein du département pour le contrôle acoustique et vibratoire (Simon et al. ([100] [101] [102]), Puzin et al. ([87] [86]), Biron et al. ([16])), afin de les appliquer aux écoulements recirculés. Ces méthodes sont basées essentiellement sur les algorithmes de type LMS (Least Mean Square) et leurs dérivés R-LMS (Recursive Least Mean Square). Aussi, ce paragraphe se cantonne-t-il à une rapide présentation des principes de fonctionnement de ces derniers et des améliorations apportées pour notre étude.

Ce travail est réalisé en étroite collaboration avec Frank Simon, ingénieur dans le département, dont les travaux donnent une présentation détaillée de ces algorithmes et des adaptations utilisées ([102]). Une partie de celle-ci est donnée en annexe A.

1.4.2.1. Algorithme Least Mean Square (LMS)

L'algorithme LMS, défini par Morgan ([79]) et Widrow et al. ([113]), vise à réduire un « bruit » reçu par un capteur d'erreur et dont l'origine est connue (schéma 1. 1). Un signal « primaire », servant de référence ($r(n)$), corrélé avec la source de bruit à atténuer ($y(n)$), est filtré par un filtre adaptatif ($F(n)$) dont les coefficients sont recalculés à chaque pas

d'échantillonnage afin d'injecter une commande ($u(n)$) à une source de bruit « secondaire » (actionneur) propre à minimiser le signal reçu par le capteur d'erreur ($e(n)$).

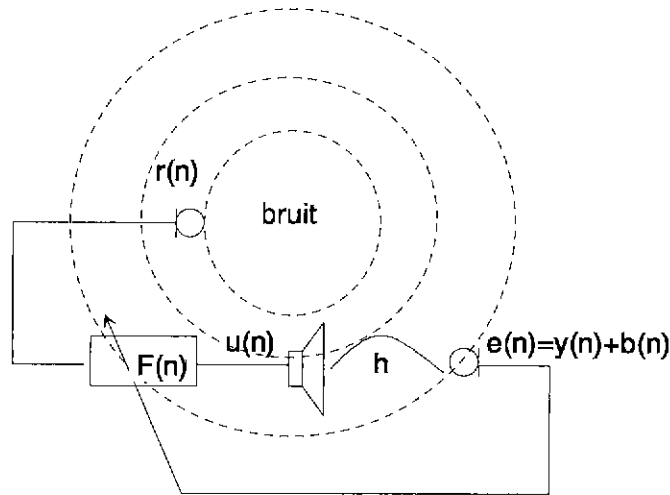


schéma 1. 1 : Schéma de principe de l'algorithme LMS à référence filtrée « monovoie »

De façon générale la fonction coût à minimiser est le signal quadratique reçu par le capteur d'erreur ($J(n)=e(n)^2$). La connaissance préalable de la fonction de transfert entre le capteur d'erreur et l'actionneur secondaire (h =capteur d'erreur/actionneur) est nécessaire. Le filtre communément utilisé pour ce type d'algorithme est à réponse impulsionnelle finie (FIR), c'est-à-dire de forme $F(n)=W(n)$ (Cf. §1.4.2.3). Les coefficients de ce filtre sont calculés de façon itérative par récurrence à partir de la méthode de gradient descendante (Cf. §1.4.2.5). La convergence du système passe par un choix judicieux du coefficient de convergence utilisé dans cette dernière.

La méthode LMS est ainsi « adaptative », les coefficients du filtre étant corrigés en permanence. L'algorithme converge vers une solution stable puis oscille autour d'elle. Ce principe est particulièrement adapté à la réduction de bruits, en bande étroite, stationnaires ou fluctuant lentement. La condition nécessaire est de pouvoir mesurer en permanence un signal de référence $r(n)$ qui ne soit pas soumis à l'influence de l'excitation secondaire générée par l'actionneur.

1.4.2.2. *Algorithme Recursive Least Mean Square (R-LMS)*

Dans de nombreuses configurations de contrôle, la commande générée par l'actionneur influence l'ensemble des phénomènes. C'est notamment le cas lors d'un contrôle portant sur l'aérodynamique d'un écoulement où les phénomènes sont liés entre eux par une relation de cause à effet. Dans ce cas, la mesure d'un signal de référence insensible à l'effet du contrôle devient impossible.

Pour pallier aux restrictions d'utilisation de l'algorithme LMS, entraînées par la nécessité de mesurer, en permanence, un signal de référence non influencé par l'actionneur secondaire, Erikson et al. ([39] [40]) et Van Overbeek et al. ([108]) proposent l'algorithme R-LMS. Son principe est présenté sur le schéma 1. 2.

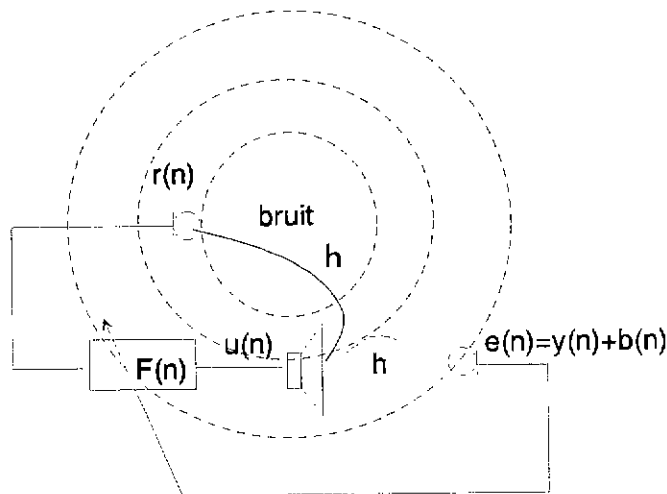


schéma 1. 2 : Schéma de principe de l'algorithme R-LMS à référence filtrée « monovoie »

Cet algorithme est une évolution de l'algorithme LMS, la modification principale étant le remplacement du filtre à réponse impulsionnelle finie par un filtre à réponse impulsionnelle infinie, c'est-à-dire de forme $F(z)=A^n(z)/B^n(z)$ (Cf. §1.4.2.4). Cette adaptation permet de prendre en compte l'influence de l'actionneur secondaire sur le signal de référence. Les coefficients de ce filtre sont ajustés à chaque pas d'échantillonnage grâce à la méthode de gradient déjà utilisée pour l'algorithme LMS classique. De même, la convergence du système vers une solution stable dépend des coefficients de convergence choisis initialement.

L'avantage particulièrement intéressant de ce type d'algorithme est qu'il autorise l'utilisation d'un seul capteur, le capteur d'erreur servant aussi de capteur de référence dans ce cas.

1.4.2.3. *Filtre à Réponse Impulsionnelle Finie (FIR)*

Le schéma de principe du filtre à réponse impulsionnelle finie est donné sur le schéma 1. 3. Ce type de filtre, composé de différents poids (ω_k), restitue un signal de sortie y_k uniquement à partir du signal x_k appliqué en entrée du filtre. Il a une longueur finie et ne prend pas en compte l'influence de la commande générée à l'itération $k-1$ sur le signal de sortie y_{k-1} .

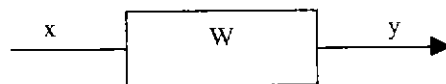


schéma 1. 3 : Schéma de principe du filtre FIR

Ainsi, si le signal d'entrée et le filtre sont notés respectivement par :

$$X = [x_k \quad x_{k-1} \quad \dots \quad x_{k-N+1}]$$

$$W = [\omega_0 \quad \omega_1 \quad \dots \quad \omega_{N-1}]$$

N étant la taille du filtre, la sortie du filtre est :

$$Y = [y_k \quad y_{k-1} \quad \dots \quad y_{k-N+1}]$$

où y_k est le scalaire calculé par : $y_k = \sum_{i=0}^{N-1} \omega_{k,i} x_{k-i}$

1.4.2.4. *Filtre à Réponse Impulsionnelle Infinie (IIR)*

Ce type de filtre présente un schéma de principe différent (schéma 1. 4) permettant de prendre en compte l'influence de la commande générée à l'itération $k-1$ sur le signal de sortie y_{k-1} . Il se subdivise en deux filtres. Le premier, noté $A(z)$ dans l'espace des transformées en z , correspond à la réponse du filtre IIR au signal d'entrée (référence). Le second, noté $B(z)$, traduit l'influence du signal de sortie sur le signal de référence.

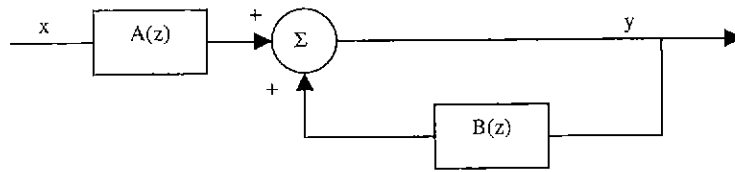


schéma 1. 4 : Schéma de principe du filtre IIR

A partir de la même déclaration des signaux d'entrée et de sortie que précédemment, le scalaire obtenu en sortie de filtre est donné par :

$$y_k = \sum_{i=0}^{N-1} a_{k,i} x_{k-i} + \sum_{i=1}^{M-1} b_{k,i} y_{k-i}$$

où N est la taille de A et M celle de B .
Soit dans l'espace en transformées en z :

$$y(z) = \frac{A^n(z)}{B^n(z)} x(z)$$

1.4.2.5. *Méthode de gradient*

Dans une stratégie de contrôle, l'objectif est de minimiser le signal carré reçue par le capteur ($e(n)^2$). Lors de l'utilisation d'algorithmes adaptatifs, nous cherchons donc à adapter les poids du filtre afin de minimiser ce signal ($e(n)^2$). Plus exactement, nous cherchons un vecteur de poids optimal (W) permettant de minimiser l'espérance de ce signal carré ($\xi(n)=E[e(n)^2]$). La fonction ξ est une fonction quadratique des poids du filtre. Sa courbe représentative est un hyperboloïde. Elle est appelée surface de performance. Il s'agit donc de trouver, au cours du processus adaptatif, le minimum global de cette courbe. Le vecteur de poids optimal W est obtenu en posant le gradient de l'erreur des moindres carrés égal à zéro :

$$\nabla = \left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial \xi}{\partial \omega_0} \\ \frac{\partial \xi}{\partial \omega_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial \xi}{\partial \omega_{n-1}} \end{array} \right\} = 0 \quad 1.6$$

Le minimum global de la courbe de performance existe toujours. Cependant, les caractéristiques exactes de cette courbe sont rarement connues. Il est donc impossible de calculer directement le vecteur de poids W optimal. Une méthode récurrente est alors utilisée qui permet d'estimer le minimum global de la surface de performance, donc W : la méthode de gradient descendante. Son principe est de partir initialement d'une valeur arbitraire des poids du filtre (ω_0) et d'estimer la dérivée $d\xi/d\omega$ correspondante. En fonction du résultat, une nouvelle valeur des poids est calculée (ω_1) afin de minimiser la dérivée, et ainsi de suite... Les poids à l'itération (n) sont donc calculés à partir des poids obtenus à l'itération ($n-1$), ce qui s'écrit de la façon suivante :

$$\omega_n = \omega_{n-1} + \rho(-\nabla_{n-1}) \quad 1.7$$

où n est l'itération de l'algorithme, ∇_{n-1} est le gradient correspondant à ω_{n-1} et ρ le coefficient de convergence dont la valeur assure la rapidité de convergence.

1.4.2.6. Coefficient de convergence optimal

Dans les deux types d'algorithme décrits, la convergence est assurée par le(s) coefficient(s) de convergence choisi(s) initialement de façon arbitraire et qui reste(nt) fixe(s) durant le processus de contrôle. Un mauvais choix de ce(s) coefficient(s) peut faire diverger l'algorithme. De même, un coefficient trop faible permet d'éviter les problèmes de divergence mais peut conduire à des temps de convergence très importants, ce qui pénalise l'efficacité du contrôle. Aussi, est-il intéressant d'intégrer, dans la boucle de contrôle, un processus de calcul de coefficients de convergence optimum à chaque pas d'échantillonnage. Ce processus peut être de type gradient avec recherche exacte en ligne ou gradient conjugué (Cf. annexe A).

1.4.2.7. Prise en compte de l'effort

Afin de limiter les risques de saturation voire de destruction de l'actionneur, l'effort peut être pris en compte dans la fonction coût à minimiser. Cette condition sur l'effort peut aussi être utilisée afin d'éviter les augmentations inutiles de l'excitation secondaire. En effet, dans certains cas, une augmentation importante du niveau de l'excitation secondaire peut entraîner une réduction de la fonction coût mais cette réduction n'est pas suffisante pour justifier l'effort produit.

Cette méthode de prise en compte de l'effort consiste à appliquer un coefficient pondérateur (α) à la commande (Cf. annexe A). La fonction coût s'écrit alors :

$$J(n) = e(n)^2 + \alpha \cdot u(n)^2$$

Ce coefficient pondérateur varie de 0 à 1. Pour $\alpha=0$, l'effort n'est pas pris en compte. Pour $\alpha=1$, l'effort produit par l'actionneur ne doit pas dépasser le niveau d'énergie du paramètre à contrôler.

1.4.2.8. Prise en compte des phénomènes transitoires.

Dans les algorithmes classiques présentés précédemment, la formulation du signal d'erreur à contrôler utilisée n'est pas la formulation exacte. En effet, l'algorithme LMS classique suppose que les coefficients du filtre F varient lentement dans le temps, ce qui est le cas si les phénomènes sont quasi-stationnaires. Cette hypothèse entraîne une approximation

du calcul de ces coefficients. Kim et al. ([61]) proposent une formulation exacte qui permet de s'adapter à des phénomènes rapides comme les phénomènes instationnaires ou transitoires. La fonction coût à réduire est alors de la forme :

$$J(n) = \varepsilon^2(n)$$

Les coefficients du filtre s'obtiennent de la même façon que dans le cas d'un algorithme LMS classique en changeant e par ε (Cf. annexe A). Néanmoins, cet algorithme présente l'inconvénient d'augmenter considérablement le volume de calcul à réaliser entre deux échantillonnages. Des problèmes de limitation de fréquence d'échantillonnage, liés au matériel utilisé, peuvent alors apparaître et supprimer l'intérêt de cette méthode.

1.4.3. Actionneurs

Les systèmes d'excitation (actionneurs) utilisés peuvent être classés en trois catégories.

- La première catégorie correspond aux actionneurs « acoustiques ». Ils sont généralement basés sur l'utilisation d'un haut-parleur permettant de générer une onde de pression acoustique dans la veine. L'implantation et l'utilisation de tels actionneurs sont rapides et faciles. De plus, ils présentent l'avantage d'être mécaniquement non intrusifs et permettent de couvrir une gamme de fréquence et de niveau d'excitation relativement large en fonction de la source choisie. De ce fait de nombreuses équipes ont opté pour ce type d'actionneur. Différentes configurations se retrouvent dans la littérature :

- ☞ Certains auteurs privilégient l'influence acoustique globale du haut-parleur et le place loin de la séparation. C'est le cas de Bhattacharjee et al. ([14]) qui positionnent le haut-parleur sur la paroi supérieure au dessus du nez de marche. Paschereit et al. ([85]) placent, quant à eux, deux haut-parleurs en amont de la séparation et étudient l'influence de l'excitation sur l'écoulement réactif.
- ☞ De nombreux autres auteurs préfèrent associer l'effet global de l'excitation à son effet local et placent la sortie d'excitation dans le nez de marche, près du point de séparation. Deux types de configurations sont rencontrées. Kiya et al. ([64]) et Chun et al. ([27]) placent le haut-parleur directement dans une chambre débouchant au point de séparation par une fente inclinée à 45°. Ce type de configuration impose des contraintes mécaniques non négligeables (taille du haut-parleur...). D'autres auteurs préfèrent relier la chambre du haut-parleur, placée loin de la marche, au point de séparation par différents systèmes. Huppertz et al. ([53]) utilisent des tubes plastiques souples pour relier le haut-parleur au point de séparation qui est équipé d'une grille de trous inclinés. Hasan et al. ([49]) connectent le même type de tubes souples à une chambre placée dans le nez de marche et débouchant au point de séparation par une fente inclinée. Mc Manus et al. ([74]) utilisent, quant à eux, un « guide onde » pour apporter l'excitation au nez de la marche. Ces derniers systèmes demande un soin particulier dans la qualification de l'actionneur. Il est, en particulier, nécessaire de s'assurer de l'homogénéité de l'onde générée au niveau du nez de marche.

Ces actionneurs « acoustiques » présentent, cependant, l'inconvénient d'être encombrants et fragiles donc difficilement envisageables dans une chambre de combustion. Il seront

essentiellement utilisés lors d'études académiques visant à déterminer les mécanismes principaux liés à l'excitation de l'écoulement.

- La deuxième catégorie correspond aux actionneurs « mécaniques ». Elle englobe, en particulier, les systèmes utilisés notamment par Roos et al. ([94] [93]), composés d'une lame vibrante placée au nez de marche dans la direction horizontale et excitée par un piézo-électrique. D'autres auteurs utilisent une lame oscillante verticale placée soit en amont du point de séparation (« oscillating fence » de Miao et al. ([75])), soit en aval de ce point (« flapping airfoil » de Lai et al. ([67])). Ces systèmes sont peu encombrants et permettent d'accéder à des gammes de fréquence d'excitation importantes. Cependant, ils sont intrusifs et perturbent les conditions initiales de l'écoulement. L'interprétation des phénomènes est alors plus délicate.
- Enfin, la dernière catégorie correspond aux actionneurs « aérodynamiques ». Ceux-ci sont basés sur l'introduction de vitesse et/ou de fluctuations de vitesses, principalement au niveau du point de séparation, sous forme de jet ou de jets synthétiques à débit nul. Dans le premier cas, un débit supplémentaire est apporté localement au niveau de la séparation. Certains auteurs travaillent par sucions. Dans ce cas, une partie du débit est aspirée par l'actionneur. Ce type d'actionneur se retrouve notamment dans les travaux de Leu et al. ([71]) qui utilisent une pompe pour générer une aspiration au point de séparation via un tube. D'autres auteurs travaillent par soufflage. C'est le cas de Johnston et al. ([56]) qui utilisent des VGJ (Vortex Generator Jets) et analysent l'influence de la position et de l'orientation de ces actionneurs sur la séparation de l'écoulement. Dans le second cas (jets synthétiques à débit nul), le débit moyen apporté par l'excitation est nul, l'actionneur agissant successivement par aspiration et soufflage. Les actionneurs « acoustiques » tels que ceux utilisés par Chun et al. ([27]) peuvent entrer dans cette catégorie pour certaines fréquences d'excitation. Les fluctuations de vitesse injectées par le haut-parleur au niveau du point de séparation peuvent, en effet, être suffisamment conséquentes pour agir comme des jets synthétiques à débit nul. Cette configuration est aussi utilisée comme actionneur « aérodynamique » par Nelson et al. ([80]) et par Béra et Sunyach ([11]).

Cette dernière catégorie d'actionneur est celle qui apparaît la plus envisageable en chambre de combustion (hormis les actionneurs basés sur l'utilisation d'un haut-parleur), le débit nécessaire à l'actionneur pouvant, par exemple, être fourni par une déviation d'une partie de l'écoulement principal. Cependant, la mise en place d'un actionneur « aérodynamique » est généralement lourde et la maîtrise parfaite des caractéristiques de l'écoulement en sortie d'actionneur est délicate (utilisation de systèmes mécaniques). Cette solution n'est donc pas la mieux adaptée pour une étude amont visant à comprendre les mécanismes de base lors du contrôle de l'écoulement.

1.4.4. Capteurs

Enfin, une stratégie de contrôle passe par la mesure d'une information représentative du phénomène à contrôler par un capteur d'erreur. Les grandeurs mesurables expérimentalement sont essentiellement de quatre types :

- ☞ Pression ;
- ☞ Vitesse ;
- ☞ Luminosité ;
- ☞ Température.

Dans le cadre du contrôle d'écoulement, toutes ces grandeurs sont potentiellement des paramètres de contrôle. Elles peuvent être mesurées soit dans l'écoulement, soit en pariétal. Cependant, dans le cas d'un écoulement non réactif, le choix du paramètre température n'apparaît pas judicieux. De même, les techniques de mesure basées sur la luminosité (caméra, photorécepteurs...) sont mieux adaptées aux écoulements réactifs. Elles peuvent être adaptées aux écoulements non réactifs, mais ces systèmes sont souvent lourds et délicats à implanter et de surcroît fragiles. Cette solution est aussi à écarter dans notre étude (non réactif).

Enfin, les grandeurs de pression et de vitesse sont celles qui sont le plus rapidement et facilement accessibles dans un écoulement. Leur mesure passe, par exemple, par l'utilisation respective d'un microphone et d'un fil-chaud, capteurs faciles à implanter et permettant de mesurer une information moyenne et/ou instantanée. Ces types de capteurs sont ceux généralement utilisés par les différentes équipes s'intéressant au contrôle actif. Il apparaît évident que l'utilisation de tels capteurs en chambre de combustion n'est pas envisageable. Un effort particulier devra être porté sur la détermination de capteurs adaptés lors de l'application du contrôle actif aux écoulements réactifs. Néanmoins, pour la phase amont de l'étude en écoulement non réactif, ces types de capteur apparaissent les mieux adaptés.

1.4.5. Méthodes actives déjà appliquées au contrôle des écoulements monophasiques

La plupart des travaux publiés sur le contrôle expérimental des écoulements recirculés monophasiques, présentent uniquement des résultats d'excitation de l'écoulement. La synthèse des principaux résultats a fait l'objet d'un paragraphe précédant (§1.2.2). Très peu de résultats de contrôle actif sont donnés dans la littérature.

Parmi eux, la plupart concerne le contrôle en boucle ouverte et sont orientés vers un contrôle d'écoulement diphasique via un contrôle de l'injection de carburant (Mc Manus et al. ([74]), Lang et al.([68]), Gutmark et al. ([47])).

Quelques auteurs se sont intéressés au contrôle expérimental en boucle fermée (Wilson et al. ([114]), Yu et al.([117]), Paschereit et al.([85]), Gutmark et al. ([47])). Là aussi, la plupart des études concernent l'influence du contrôle sur le mélange diphasique.

Au cours de cette analyse bibliographique, les seuls travaux que nous avons rencontré relatifs à des résultats de contrôle actif expérimental en boucle fermée des écoulements monophasiques (hors écoulement de paroi), sont ceux de Kwong et al. ([66]) et de Sunyach et al. ([105]).

La géométrie utilisées par les premiers est un diffuseur conique ou rectangulaire, géométrie sensiblement différente de la notre. Ils obtiennent néanmoins des résultats de contrôle intéressant en utilisant un actionneur aérodynamique (soufflage et aspiration) et un algorithme adaptatif R-LMS. En particulier, une atténuation des niveaux de pression est observée.

Les seconds, s'intéressent au contrôle actif adaptatif de bruits auto-entretenus apparaissant dans les écoulements de cavité, au contrôle du pompage apparaissant dans les systèmes de compression et au contrôle de bouffées de turbulence apparaissant dans une couche limite. Les résultats de contrôle obtenus sont très encourageants. En particulier, le contrôle actif permet de s'opposer aux phénomènes d'oscillation auto entretenues (réduction des niveaux de pression).

Nous constatons donc, suite à cette étude bibliographique, que peu d'études présentant des résultats de contrôle d'écoulements recirculés monophasiques existent dans la littérature. En particulier, le contrôle actif adaptatif de ce type d'écoulement en non réactif est loin d'être maîtrisé.

1.5. Remarques sur les études numériques

Enfin, le travail que nous entreprenons est essentiellement expérimental. L'approche numérique a été volontairement écartée afin de ne pas se disperser, la compréhension des phénomènes expérimentaux étant déjà suffisamment complexe. Cette approche est cependant envisagée dans la politique à long terme du département sur le contrôle des instabilités de combustion. Nous souhaitons donc souligner que de nombreuses études sont entreprises par différents chercheurs en vue de simuler les écoulements en chambre de combustion et, à terme, simuler leur contrôle.

Des modèles théoriques ont été développés à partir des équations en fluide parfait permettant de prédire les modes longitudinaux préférentiels des instabilités. Nous pouvons citer les travaux de Sato ([97]) et de Michalke ([76]).

Dans le cadre de la simulation du contrôle passif ou actif des écoulements en chambre de combustion, la plupart des études que nous avons rencontrées dans la littérature s'intéressent à la maîtrise du mélange entre la phase liquide et la phase gazeuse. Les auteurs travaillent essentiellement sur la granulométrie et la phase d'injection des gouttes. Nous pouvons citer les travaux de Chein et al. ([25]), Chung et al. ([28]) et Tang et al. ([106]). Précisons qu'au sein du DMAE de l'ONERA, une partie importante des études concerne la simulation des écoulements en chambre de combustion ([43] [44] [45]).

Néanmoins, certains auteurs s'attachent à la simulation du contrôle des paramètres d'écoulements recirculés monophasiques. Citons les travaux menés par Kestens et al. ([58]) dont les résultats donnent des informations intéressantes sur le contrôle de la pression dans un écoulement de cavité. De même, Vitale et al. ([111]) s'intéressent à la simulation du contrôle d'un écoulement de marche descendante.

1.6. Conclusion sur l'étude bibliographique

La synthèse bibliographique réalisée ici a permis de mieux comprendre les principaux phénomènes apparaissant dans les chambres de combustion. En particulier, elle a permis d'isoler les paramètres importants impliqués dans le processus d'apparition des instabilités de combustion. Le paramètre prédominant dans ce processus est l'organisation de l'écoulement porteur dont les structures tourbillonnaires jouent un rôle essentiel dans le mélange carburant-comburant. Ainsi, dans une stratégie de contrôle, il apparaît primordial de contrôler l'organisation de l'écoulement.

L'élaboration de la stratégie de contrôle de l'organisation de l'écoulement passe par la compréhension des différents mécanismes qui la régissent. Les écoulements présents dans les chambres de combustion étant de type marche descendante, l'analyse bibliographique a permis d'identifier les différents mécanismes aérodynamiques apparaissant dans ce type d'écoulement en non réactif. En particulier, deux modes d'instabilité, définis par Hasan, apparaissent déterminant dans l'organisation de l'écoulement. Le premier, dit mode de couche

cisaillée, est représentatif de l'organisation de la couche cisaillée juste en aval du point de séparation qui est conditionnée par le profil de vitesse au point de séparation (vitesse de l'écoulement moyen et caractéristiques dimensionnelles de la couche limite). L'excitation de ce mode modifiera l'organisation de l'écoulement au niveau du décollement. Le second mode d'instabilité, dit mode de marche, est représentatif de l'organisation de l'écoulement au niveau du recollement qui dépend, cette fois, essentiellement de la géométrie de l'installation (hauteur de marche).

La synthèse des résultats bibliographiques concernant l'excitation de ce type d'écoulement a permis, d'une part, de recenser les différents types d'actionneurs existant et, d'autre part, de montrer que l'excitation de l'écoulement permet de modifier son organisation, le maximum d'efficacité étant obtenu pour une excitation du mode de couche cisaillée. L'essentiel du travail doit donc porter sur ce mode d'instabilité.

Ces résultats nous permettent de choisir une stratégie de contrôle qui va porter sur le contrôle actif de l'écoulement porteur, paramètre primordial dans le processus de mélange, afin de contrôler le rendement de combustion et les instabilités de combustion. La présentation des différents algorithmes, capteurs et actionneurs déjà utilisés donne une base de travail pour définir la boucle de contrôle.

En parallèle, cette étude bibliographique a permis d'identifier un second paramètre déterminant dans la qualité du mélange et dans le processus d'apparition des instabilités de combustion : l'injection du carburant (lorsque celui-ci est liquide). En particulier la granulométrie et la phase de l'injection apparaissent déterminantes dans le processus d'interaction entre les gouttes et les structures tourbillonnaires. Aussi, une approche diphasique sera-t-elle entreprise à la fin de notre étude afin d'en élargir les perspectives. Elle visera à dégager les premiers résultats concernant l'influence de différents paramètres (nombre de Stokes, phase d'injection du liquide) sur l'interaction gouttes/structures tourbillonnaires dans notre configuration d'étude.

CHAPITRE 2

MOYENS TECHNIQUES ET CARACTÉRISATIONS

2.1. BANC D'ESSAI : « LA MARCHÉ ».....	40
2.2. SYSTÈMES DE MESURE	41
2.2.1. <i>Mesures de pression</i>	41
2.2.2. <i>Mesures anémométriques</i>	42
2.2.3. <i>Visualisations</i>	44
2.2.4. <i>Mesure du temps de séjour</i>	46
2.3. QUALIFICATION DE « LA MARCHÉ »	49
2.3.1. <i>Caractérisation aérodynamique</i>	49
2.3.1.1. <i>Organisation générale de l'écoulement</i>	49
2.3.1.2. <i>Phénomènes tourbillonnaires caractéristiques</i>	52
2.3.2. <i>Caractérisation acoustique</i>	54
2.4. EXCITATION EXTERNE.....	56
2.5. ACTIONNEUR.....	57
2.5.1. <i>Caractérisation acoustique de l'actionneur</i>	58
2.5.1.1. <i>Niveaux de pression</i>	58
2.5.1.2. <i>Planéité de l'onde acoustique générée dans la veine</i>	59
2.5.2. <i>Caractérisation aérodynamique</i>	60
2.6. BOUCLE DE CONTRÔLE.....	61



Chapitre 2.

Moyens techniques et caractérisations

Comme nous l'avons dit dans les chapitres précédents, l'objectif général de ce travail de thèse est de mettre en place une stratégie de contrôle actif expérimental permettant de contrôler les instabilités et le mélange (donc à terme le rendement) dans un écoulement simplifié représentatif des écoulements apparaissant dans les chambres de combustion. La politique choisie est de travailler sur un écoulement non réactif de type marche descendante.

L'objectif de ce chapitre est, d'une part, de présenter le banc d'essai utilisé, en décrivant notamment les caractéristiques géométriques de l'installation ainsi que les différents systèmes de mesure employés.

D'autre part, les phénomènes entrant en jeu dans les écoulements recirculés confinés étant d'origine aérodynamique et acoustique (Cf. Chapitre 1), la qualification de « la marche » permet de donner les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement ainsi que les caractéristiques acoustiques de la veine.

En parallèle, l'écoulement étant non réactif, le dégagement de chaleur instationnaire constituant la source d'excitation dans les chambres de combustion n'a ici pas lieu. Afin de simuler l'augmentation de pression entraînée par la combustion, nous utilisons une source d'excitation externe. La description et la caractérisation de celle-ci sont alors nécessaires.

Enfin, nous présentons l'actionneur et la boucle de contrôle utilisés. En particulier, un descriptif des caractérisations aérodynamique et acoustique de l'actionneur est donné.

2.1. Banc d'essai : « la marche »

Depuis quelques années ([77]), le DMAE s'est doté d'une installation de type marche descendante. La veine d'essai est montée dans une soufflerie de type Eiffel, marchant par aspiration (dépression), constituée de l'amont vers l'aval par (figure 2. 1) :

- ☞ une chambre de tranquillisation munie d'un filtre afin de limiter la turbulence initiale ($L_1=525\text{mm}$) ;
- ☞ un convergent de rapport de contraction 17 et de longueur $L_2= 900\text{mm}$;
- ☞ la veine d'essai ($L_3=1500\text{mm}$) ;
- ☞ un divergent ($L_4= 1155\text{mm}$) ;
- ☞ un caisson (redresseur) et système d'aspiration ($L_5= 4500\text{mm}$) ;

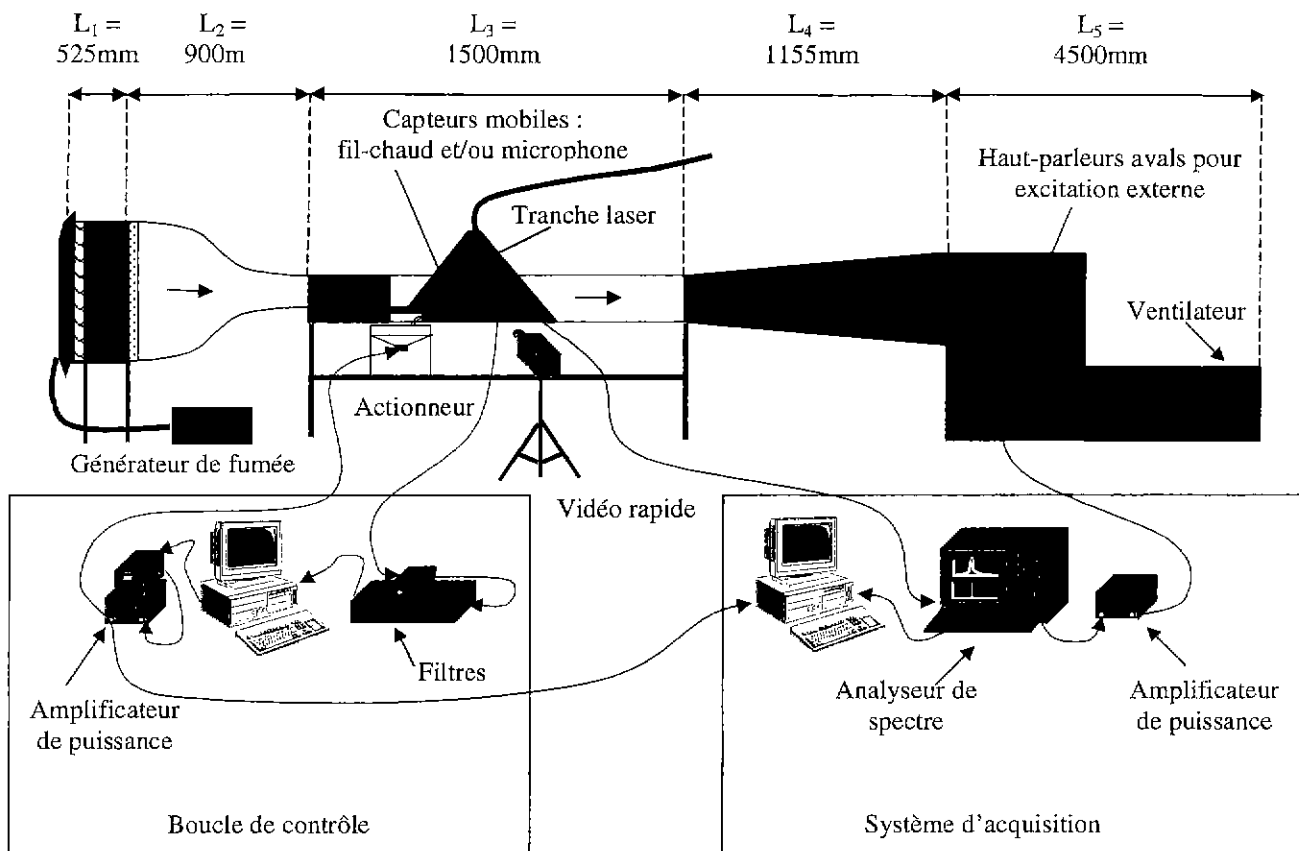


figure 2. 1: Synoptique de l'installation « la marche »

Hauteur de marche $h = 50 \text{ mm}$
 Largeur de veine $Z = 500 \text{ mm}$
 Hauteur totale $Y = 200 \text{ mm}$

Rapport d'allongement $AR=Z/h=10$
 Rapport d'élargissement $ER=Y/(Y-h)=1.33$
 $2.10^4 \leq Re_h \leq 8.10^4$

Cette soufflerie est traitée acoustiquement par l'intermédiaire d'un résonateur de Helmholtz qui limite les bruits liés au fonctionnement du ventilateur servant à l'aspiration.

Ce système permet de générer, dans le plan d'entrée de la veine, des vitesses d'écoulement comprises entre 5m.s^{-1} et 24m.s^{-1} . Le réglage du débit se fait par variation de la vitesse de rotation du moteur entraînant le ventilateur.

La veine d'essai est réalisée en altuglass sur ossature aluminium afin de permettre des visualisations et mesures par méthodes non intrusives. En outre, la mobilité des parois

autorise une mise en place facile et rapide d'autres systèmes de mesure ou de hublots spécifiques. Les caractéristiques de la veine d'essai sont rappelées ci-dessous.

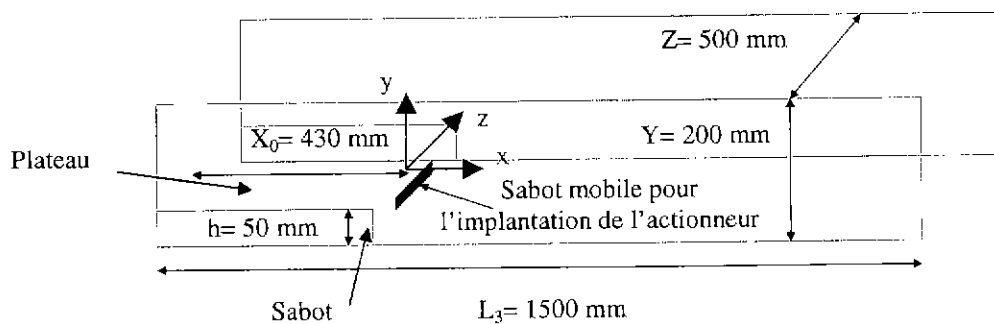


figure 2. 2 : Dimensions de la veine

Le rapport d'allongement est de $AR=Z/h=10$, ce qui constitue la limite inférieure donnée par Bradshaw et al. ([18]) pour obtenir, en milieu de veine, un écoulement moyen bidimensionnel. Pour ces conditions géométriques, le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de marche

$$(Re_h = \frac{Ue.h}{\nu}) \text{ varie de } 2.10^4 \leq Re_h \leq 8.10^4.$$

Par convention, le repère est choisi comme suit :

- ☞ x : direction de l'écoulement ;
- ☞ y : direction verticale de la paroi inférieure à la paroi supérieure ;
- ☞ z : direction transversale ;
- ☞ (x ; y ; z)=(0 ; 0 ; 0) : point de séparation au nez de marche en milieu de veine ;

La marche est constituée d'un plateau et d'un sabot. Le sabot est équipé d'une partie amovible de $250 \times 24 \text{ mm}^2$ pour permettre l'implantation de différents systèmes dont l'actionneur

2.2. Systèmes de mesure

2.2.1. Mesures de pression

Les mesures de pression sont effectuées à l'aide de microphones 1/8" B&K munis d'ogives afin de limiter les perturbations engendrées lors de leur introduction dans l'écoulement. Trois microphones sont portés par des cannes coudées, chacune montée sur un système de déplacement micrométrique de type vernier.

Deux de ces ensembles sont placés sur la paroi supérieure de la veine d'essai afin de permettre un sondage vertical de l'écoulement (figure 2. 3). Cette paroi est équipée d'une fente permettant de déplacer les systèmes horizontalement le long de la veine grâce à des plots mobiles, de manière à couvrir l'ensemble de la zone d'intérêt (amont et aval de la marche). Le pas de déplacement horizontal minimum est de 4mm.

Le troisième ensemble est fixé sur une paroi latérale de la veine afin de permettre un sondage transversal de l'écoulement (figure 2. 4). Une fente dans cette paroi permet de déplacer

horizontalement le microphone grâce aux plots mobiles. Le pas de déplacement horizontal minimum est de 4mm.

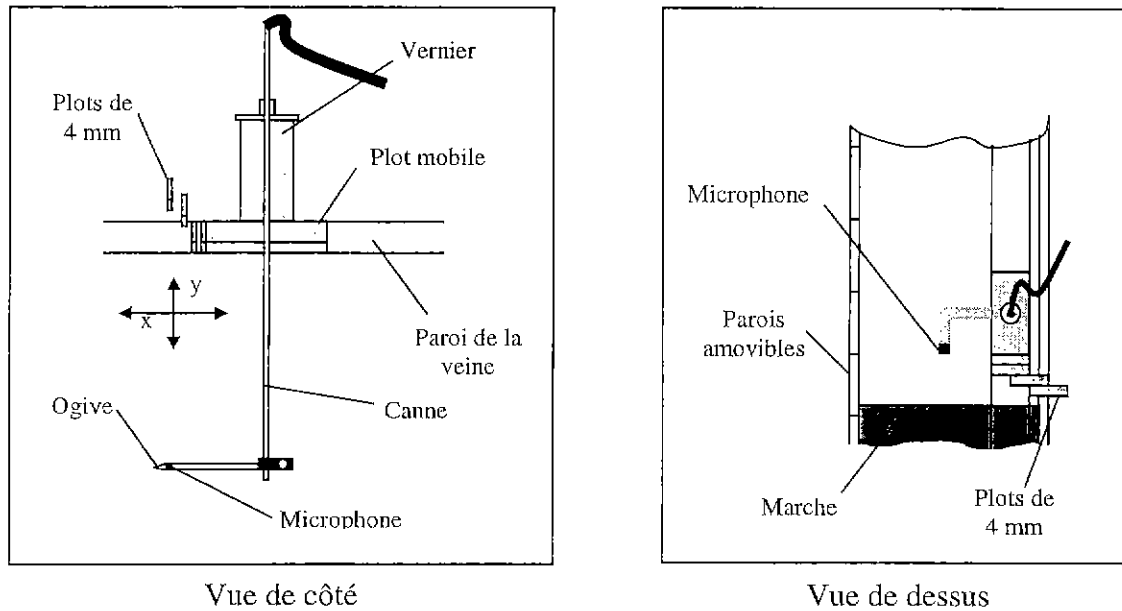


figure 2. 3 : Montage du microphone pour un sondage horizontal et vertical

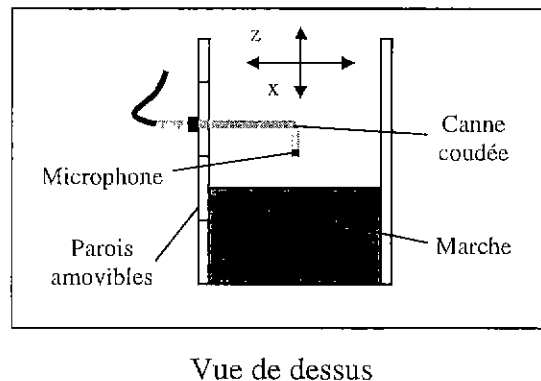


figure 2. 4 : Montage du microphone pour un sondage horizontal et transversal

Enfin, un microphone peut être placé en affleurant sur un plot mobile de la paroi supérieure.

La sortie des microphones est connectée à un analyseur de spectre de type B&K 2032 ou 2035 permettant d'obtenir les informations fréquentielles sur les fluctuations de pression (autospectres, cohérences entre microphones, fonction de transfert...). Une carte GPIB/IEEE permet d'assurer la liaison entre l'analyseur et un ordinateur P.C. Un programme a été développé afin de piloter l'analyseur à partir du P.C. et de stocker et traiter les informations reçues.

Suivant la bande d'analyse fixée sur l'analyseur, la résolution fréquentielle est différente. Dans la majeure partie des cas, les phénomènes observés apparaissant à des fréquences inférieures à 500Hz, la bande d'analyse choisie est de 800Hz, soit une résolution en fréquence de $\Delta f=1\text{Hz}$. Pour chaque acquisition, la moyenne de 500 mesures instantanées est sauvegardée.

2.2.2. *Mesures anémométriques*

La mesure des champs de vitesse et de turbulence se fait à l'aide de deux systèmes.

En premier lieu, nous utilisons un anémomètre fil-chaud. La chaîne comprend un pont de mesure Dantec 56C01/56C17 et un linéarisateur analogique 56N21. La linéarisation du pont permet de mesurer de faibles vitesses. Néanmoins, pour des vitesses moyennes inférieures au mètre par seconde, la mesure est difficile. Elle sera donc prise avec précaution. Le fil-chaud est porté par une canne coudée fixée à un système de déplacement de type vernier. Comme pour les microphones, cet ensemble peut être placé soit sur la paroi supérieure de la veine d'essai afin de réaliser un sondage longitudinal et vertical, soit sur la paroi latérale afin de réaliser un sondage longitudinal et transversal. Les tensions relevées par le fil-chaud sont envoyées sur l'analyseur de spectre B&K 2032 ou 2035 afin d'avoir une lecture immédiate des résultats. La calibration de l'analyseur permet d'obtenir directement la vitesse moyenne ainsi que la répartition fréquentielle des fluctuations de vitesse. Les résultats sont sauvegardés sur l'ordinateur pilotant l'analyseur. Une campagne de validation a montré que ce type de capteur est apte à mesurer une information représentative de l'écoulement, en particulier du détachement tourbillonnaire dans la zone cisailée (Cf. §2.3.1.2).

Le second système de mesure de vitesses est un système d'Anémométrie Doppler Laser (LDA). Le principe repose sur la mesure du décalage en fréquence de l'onde diffusée par une particule entraînée par l'écoulement et éclairée par un faisceau lumineux (effet Doppler). Les équations qui régissent l'effet Doppler ainsi que les principes généraux de mesure sont rappelés en annexe B. Le système utilisé est un anémomètre laser TSI bidimensionnel à franges, capable de mesurer simultanément deux composantes de la vitesse. Il est couplé à une source laser Argon d'une puissance de 4W alimentant une tête laser via une fibre optique. La rotation et l'inclinaison de la tête permettent d'adapter facilement le volume de mesure au volume d'étude. Le volume de mesure est constitué de deux réseaux de franges perpendiculaires ayant des longueurs d'onde différentes. Chacun d'eux correspond à une composante de la vitesse. Le logiciel fourni par le constructeur permet de régler les paramètres d'acquisition (fréquence de shift, bande passante, intensité du photomultiplicateur), de piloter le système de déplacement 3D assurant le positionnement du volume de mesure, de lancer l'acquisition et d'extraire les différentes composantes de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse. L'ensemencement est assuré par un générateur de fumée vaporisant un mélange d'eau déminéralisée et d'huile de silicone, ayant une température d'éclair très basse, ce qui permet une bonne combustion. La taille moyenne des particules de fumée générées est inférieure au micron. L'ensemencement se fait en amont de la chambre de tranquillisation, de façon localisée, grâce à une canne mobile, afin de n'ensemencer que la zone d'intérêt et de limiter le développement d'un film liquide sur les parois pouvant perturber les conditions d'écoulement. Un volume d'amortissement (caisson étanche) placé entre le générateur de fumée et la canne mobile permet de s'affranchir des éventuelles pulsations du générateur de fumée et d'obtenir un ensemencement homogène et continu. Le nombre de particules prises pour chaque point de mesure est fixé à 5000 avec un taux de validation minimum de 80%. Enfin, un programme développé sous MATLAB couplé au traceur TECPLOT, permet d'obtenir les champs de vitesse et de fluctuations de vitesse 1D et 2D, les lignes de courant, ainsi que des cartographies d'isovaleurs de vitesse et fluctuations de vitesse. Le principal avantage de ce système est de permettre le sondage automatique d'un volume important de façon non intrusive et assez rapide pour un ensemencement optimisé.

2.2.3. Visualisations

Les visualisations constituent un moyen très efficace pour identifier et décomposer les phénomènes étudiés dans un écoulement. L'ensemencement d'une zone particulière de l'écoulement permet de mettre en valeur les transferts de matière entre les différentes régions.

Les phénomènes étudiés ici apparaissent à des fréquences supérieures à 25Hz. Une caméra classique n'est pas adaptée pour visualiser leur évolution temporelle instantanée. De même ces phénomènes pouvant être fortement instables, les techniques de visualisation en moyenne de phase ne conviennent pas. Les visualisations sont alors réalisées à partir d'un système de vidéo rapide Kodak Ektapro 1000 autorisant une cadence d'acquisition variant de 250 à 6000 images par seconde. Il se compose d'une caméra vidéo rapide couplée à un intensificateur de lumière et d'un processeur numérique permettant de numériser les images. La caméra vidéo est constituée d'un capteur matriciel de 192x240 photosites à structure MOS (Métal Oxyde Semiconductor) qui ont une très faible rémanence. De plus, ils peuvent recevoir un éclairage 20 à 30 fois supérieur à la valeur de saturation, sans que l'éblouissement par diffusion des charges n'apparaisse. Pour un échantillonnage allant jusqu'à 100 images par seconde, l'acquisition des images se fait en plein format. Lorsque l'échantillonnage passe à 2000, 3000, 4000 ou 6000 images par seconde, l'écran comprend respectivement 2, 3, 4 ou 6 images successives réparties horizontalement. Les séquences d'images obtenues peuvent être relues à différentes vitesses et transférées, d'une part sur un PC par l'intermédiaire d'une carte IEEE et, d'autre part, sur bande magnétique VHS.

Le plan de visualisation est éclairé par une tranche laser de 0.8mm d'épaisseur formant un angle de 60°. Elle est générée à partir d'un laser Argon de 4W émettant en continu sur plusieurs longueurs d'onde situées dans le bleu et le vert. Il est couplé à une fibre optique monomode dont l'extrémité est munie d'une lentille cylindrique convergente permettant d'obtenir une tranche divergente de faible épaisseur (0.8mm au point focal).

Dans un premier temps, les séquences d'images acquises permettent d'obtenir des informations qualitatives quant à l'organisation de l'écoulement (formation tourbillonnaire, cohérence des tourbillons...) (Cf. figure 2. 5).

Le post traitement de ces visualisations permet ensuite d'obtenir des informations quantitatives sur l'écoulement, en particulier sur le volume de ses différentes zones et sur les phénomènes existant dans la zone cisailée.

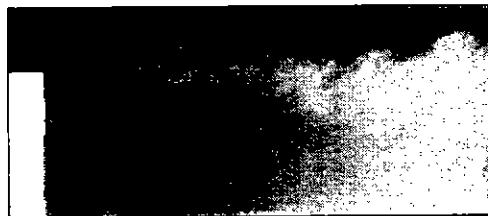
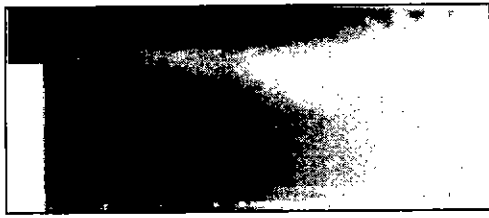
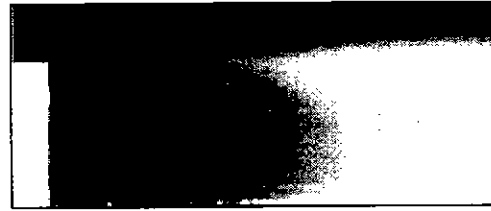


figure 2. 5 : Exemple de visualisation instantanée ($U_e=12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)

Un premier post traitement consiste à sommer, sur une même image, les maxima de luminance obtenus sur une séquence d'image. Le résultat met en évidence les enveloppes maximales de chaque zone de l'écoulement (figure 2. 6 (a)). La même opération peut être menée en sauvegardant cette fois la valeur moyenne de luminance afin d'obtenir les volumes moyens de chaque zone de l'écoulement (figure 2. 6 (b)).



(a) maxima de luminance d'une séquence d'images



(b) luminance moyenne sur une séquence d'images

figure 2. 6 : Exemples d'enveloppes obtenues par post traitement ($U_e=12m.s^{-1}$)

Enfin, un dernier post traitement permet de déterminer la distance de formation tourbillonnaire dans la zone cisailée, d'obtenir une information fréquentielle sur le détachement tourbillonnaire et de déterminer la vitesse de convection des structures. Il consiste à définir une ligne horizontale de fenêtres carrées adjacentes, placée dans la couche cisailée, juste au-dessus du nez de marche, et à relever, pour chaque fenêtre, l'évolution de la luminance en fonction du temps sur des séquences d'images allant, dans notre cas, de 500 à 1000 images (Cf. schéma 2. 1). Dans notre cas, nous utilisons une ligne de 72 fenêtres. Chaque fenêtre est carrée, de 2mm de côté ($\sim 1/8$ de la première structure tourbillonnaire), ce qui permet de couvrir un champ en (x) de 3 h depuis le nez de marche.

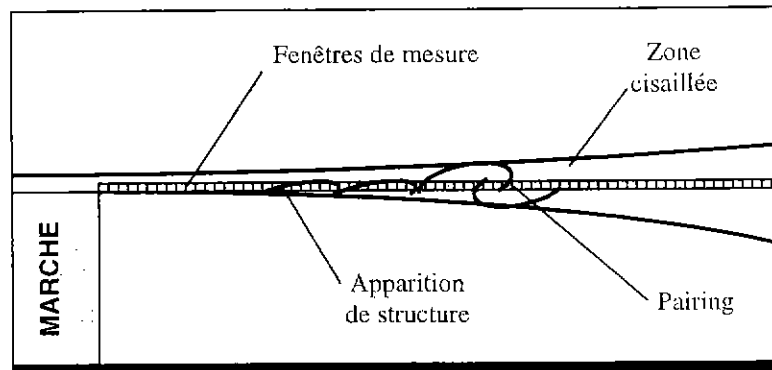


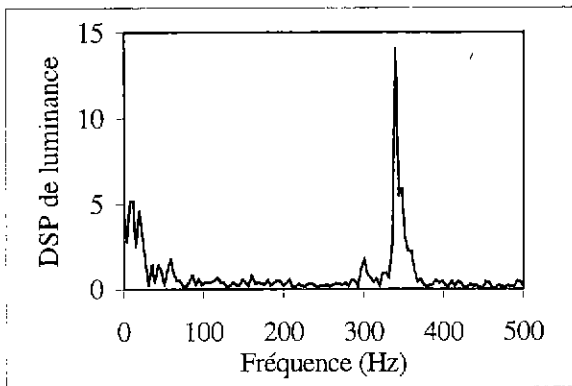
schéma 2. 1 : Disposition des fenêtres de mesure

Les signaux de luminance temporels ainsi obtenus sont normés puis passés dans le domaine fréquentiel par FFT afin d'obtenir les densités spectrales de puissance. La fenêtre utilisée pour le traitement est une fenêtre de Hamming sur 256 points avec un recouvrement de 50 %. La fréquence d'échantillonnage étant imposée à 1000Hz, au-delà de 500Hz du recouvrement peut apparaître. Ce post traitement sera donc utiliser uniquement pour les phénomènes apparaissant à des fréquences inférieures à 500Hz.

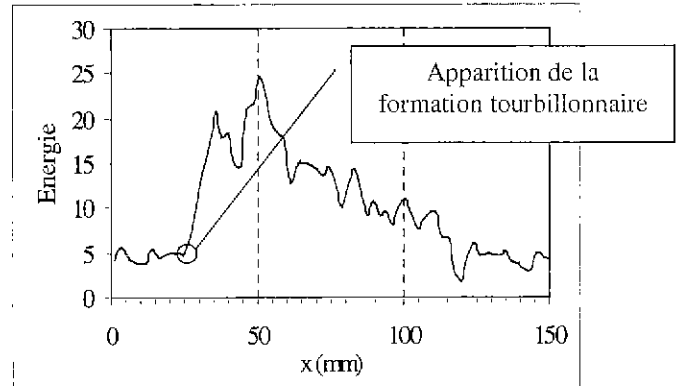
Un spectre de luminance est ainsi obtenu pour chaque fenêtre, ce qui permet de déterminer à partir de quelle fenêtre apparaît le pic d'énergie correspondant au détachement tourbillonnaire (figure 2. 7 (a)). Le niveau de ce pic nous renseigne sur le niveau de périodicité du phénomène.

La distance de formation tourbillonnaire est identifiée en traçant, en fonction de la fenêtre de mesure, donc de la distance au nez de marche, l'évolution de l'énergie dans la gamme de fréquence caractéristique d'intérêt (figure 2. 7 (b)). Tant que le phénomène tourbillonnaire n'existe pas, l'énergie relevée reste faible et quasi constante. Lorsque le phénomène apparaît, l'énergie croît (distance de formation identifiée) jusqu'à un maximum puis décroît (disparition du phénomène). Cette évolution s'est généralement vérifiée dans l'ensemble des cas traités et

permet de déterminer assez précisément (à la taille de la fenêtre près) la distance de la formation tourbillonnaire.



(a) : spectre de luminance obtenu dans une fenêtre ($x=0.74\text{mm}$)



(b) : évolution de l'énergie de luminance autour de f_t en fonction de la distance au nez de marche

figure 2. 7 : Exemples de post traitement ($U_e=12\text{m.s}^{-1}$)

La vitesse de convection des tourbillons est obtenue par l'intercorrélation de signaux relevés dans deux fenêtres espacées d'une distance connue. Si les signaux contiennent la même information représentative du passage des tourbillons mais décalée dans le temps de Δt , un pic de corrélation apparaît sur la courbe d'intercorrélation à Δt . Le retard étant identifié et la distance entre les fenêtres étant connue, la vitesse de convection des tourbillons est aisément obtenue.

2.2.4. Mesure du temps de séjour

Les caractéristiques d'une chambre de combustion peuvent être déterminées en modélisant l'écoulement par un assemblage de réacteurs élémentaires (Cf. annexe C). Un réacteur élémentaire est une zone où l'écoulement présente en tout point un caractère identique (à l'échelle macroscopique). Il est caractérisé par :

- ☞ le débit qui entre directement (sans passer par les autres réacteurs) ;
- ☞ les débits qui entrent ou qui sortent (qui passent par d'autres réacteurs) ;
- ☞ le débit total qui y recircule ;
- ☞ son volume (V) ;
- ☞ le temps de séjour moyen (τ).

La définition du temps de séjour dépend du type de réacteur élémentaire dans lequel nous nous trouvons :

- ☞ pour les réacteurs piston, modélisant un écoulement dans lequel les molécules sont transportées en bloc, sans se mélanger, en ne subissant aucune diffusion (type jet) :

$$\tau = \frac{L}{U_{\text{moy}}}$$

- ☞ pour les réacteurs parfaitement mélangés, modélisant un écoulement pour lequel la convection et la diffusion sont coexistentes (type zone recirculée) :

$$\tau = \frac{V_{\text{zone}}}{Q_{\text{inj_zone}}}$$

La mesure expérimentale du temps de séjour repose sur une technique de colorimétrie élaborée au DMAE ([50] [72]). Le principe est d'évaluer le temps d'évacuation d'une quantité de fumée donnée présente dans le champ d'un photorécepteur à un instant t_0 . La zone, pour laquelle le temps de séjour est cherché, estensemencée avec une fumée parfaitement prémélangée (figure 2. 8).

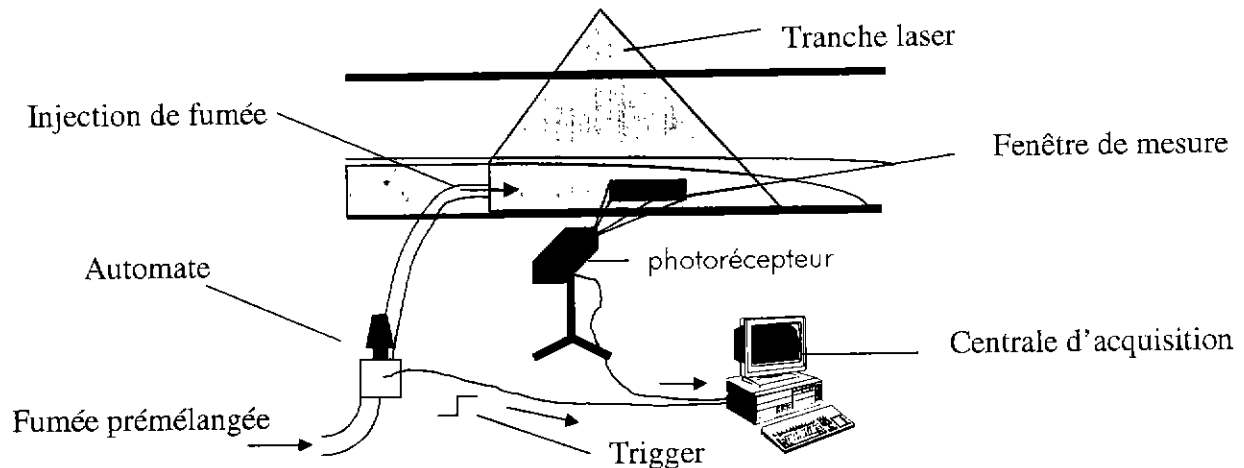


figure 2. 8 : Principe expérimental de mesure de temps de séjour

A l'instant t_0 , une vanne électropneumatique à fermeture rapide coupe instantanément l'injection de fumée et déclenche l'acquisition du signal temporel de luminance reçu par un photorécepteur (décroissance exponentielle). Un étalonnage de la luminance en fonction de la concentration permet de remonter à la courbe d'évolution de la concentration en fonction du temps. Le temps de séjour de la fumée (τ) dans la fenêtre de mesure est alors déterminé en intégrant cette courbe à partir de l'instant t_0 marqué par un pic de surconcentration (Cf. figure 2. 9). Pour chaque configuration de mesure, dix temps de séjour successifs sont relevés. Ils sont ramenés à une même moyenne et un même écart type afin d'obtenir une courbe d'évolution de luminance moyenne donnant accès au temps de séjour moyen. La validité de cette méthode a été vérifiée en comparant le temps de séjour moyen à la moyenne des temps de séjour. Les résultats obtenus sont similaires.

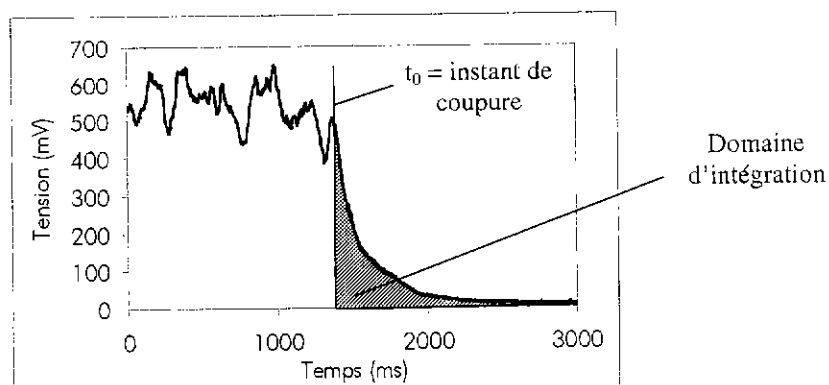


figure 2. 9 : Détermination du temps de séjour

Pour cette technique de mesure, un étalonnage de la luminance en fonction de la concentration est normalement nécessaire. Cependant, la phase d'étalonnage demande un ensemencement

homogène la zone de mesure, ce qui présente certaines difficultés dans notre configuration d'étude (zone recirculée difficile à ensemercer uniformément). Des tests ont été réalisés, en parallèle, sur une géométrie simplifiée de type veine rectangulaire, plus facile à ensemercer de façon homogène, afin d'obtenir une courbe d'étalonnage et de remonter à une courbe de concentration. Les résultats montrent que les temps de séjour obtenus en intégrant directement le signal de luminance du photorécepteur sont très proches de ceux obtenus en intégrant le signal de concentration (écart < 10%). L'étude visant à obtenir des tendances générales sur le temps de séjour dans les différentes zones de l'écoulement, il n'a pas été jugé nécessaire d'entreprendre l'étape d'étalonnage sur la marche.

Le système d'ensemencement est celui utilisé pour les mesures laser et les visualisations (Cf. §2.2.2). Seule la position de l'injection de fumée est optimisée pour permettre un ensemenement maximum, notamment de la zone recirculée. L'injection se fait directement au niveau de la marche par l'intermédiaire de deux trous de 10mm de diamètre, répartis dans le sabot de la marche de part et d'autre de l'axe de la veine.

L'électrovanne est de type SAUNDERS KBDN25 (diamètre de passage égal à 25mm), constituée de deux chambres et pilotée par un actionneur constitué d'une membrane solidaire d'un obturateur. Pour obtenir un temps moyen de coupure de l'ordre de 5 à 7ms, des améliorations ont été apportées. En particulier, les chambres ont été équipées de bloqueurs afin d'augmenter leur débit de purge.

Afin de stabiliser le débit de fumée qui pénètre dans la zone étudiée, un système de mesure de concentration de fumée en temps réel est utilisé. Le principe repose sur une barrière optique utilisée classiquement en mode proportionnel pour mesurer des tailles de pièces en mouvement. Une diode émet un faisceau d'une certaine hauteur qui impacte sur un récepteur. Le signal analogique obtenu est alors proportionnel au degré d'obturation du faisceau. Le matériel utilisé est une barrière KEYENCE BLX2-70/BLX2-13. La fréquence de réponse du système est de 2000Hz, ce qui est largement compatible avec les fréquences des instabilités de débit de fumée.

Enfin, le photorécepteur a été conçu par LORD Ingenierie. Une lame réfléchissante placée à 45° dans le boîtier, focalise le champ lumineux reçu sur l'objectif sur une photodiode qui permet de récupérer un signal analogique. Un oculaire permet de modifier le champ de mesure. L'acquisition du signal de luminance se fait grâce à une chaîne constituée de différents filtres et d'un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition multivoies.

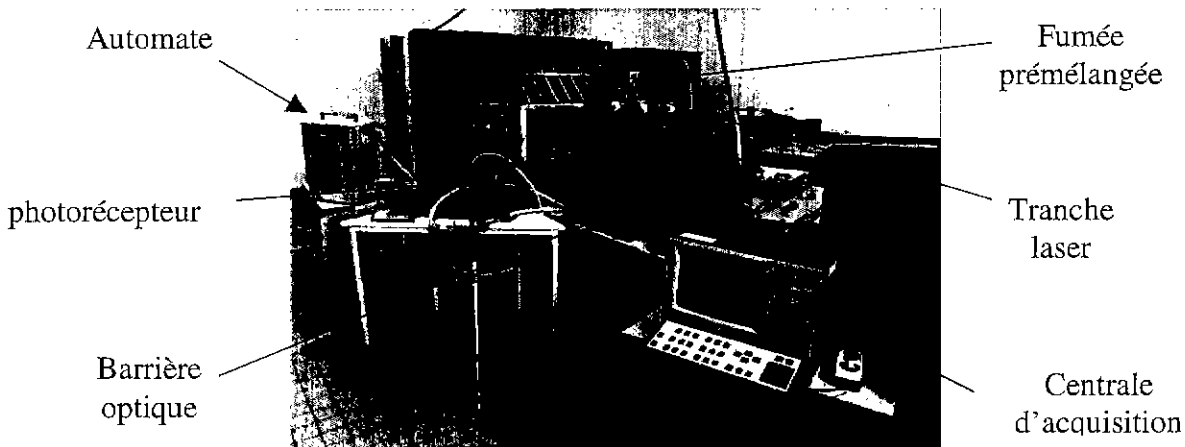


figure 2. 10 : Dispositif expérimental de mesure de temps de séjour

2.3. Qualification de « la marche »

Le travail de qualification aérodynamique et acoustique de la marche a débuté dans les années 90. De nombreux rapports d'études rassemblent les résultats complets obtenus sur l'organisation de l'écoulement, la caractérisation des champs de vitesse et des fréquences aérodynamiques, ainsi que sur la caractérisation du bruit de fond et des modes propres de l'installation ([15] [78] [87] [121]). Pour notre étude, des modifications de l'installation ont été apportées, avec notamment le remplacement du convergent et de la marche. Une nouvelle qualification aéroacoustique s'est donc imposée.

2.3.1. Caractérisation aérodynamique

2.3.1.1. Organisation générale de l'écoulement

Le rapport d'allongement étant égal à 10, l'écoulement peut être considéré comme bidimensionnel selon le critère de Bradshaw ([18]). Cette hypothèse, déjà vérifiée par Zaffalon ([121]), est de nouveau vérifiée expérimentalement. Des sondages longitudinaux et transversaux de vitesse et pression montrent que, pour une vitesse d'écoulement inférieure à 20m.s^{-1} , l'écoulement peut être considéré comme bidimensionnel au centre de la veine ($z=0$) en amont et à l'aval du nez de marche. En effet, la dispersion entre les évolutions obtenues pour différentes envergures (z) est faible. Toutefois, l'observation des valeurs loin du point de recollement montre l'apparition de phénomènes tridimensionnels. Ces effets sont dus, en partie, à l'interaction de l'écoulement avec les parois latérales de la veine. Enfin, au delà de 20m.s^{-1} des phénomènes tridimensionnels peuvent apparaître et rendre l'étude plus complexe.

Les visualisations permettent de mieux appréhender le comportement général de l'écoulement. En s'intéressant à la moyenne et au maximum de luminance des séquences de visualisations réalisées en plan large, différentes zones d'écoulement sont identifiées (figure 2. 11). Nous observons, au nez de marche, la naissance d'une zone cisailée (1). Elle sépare la zone d'écoulement moyen (2), de la zone recirculée (3). La zone cisailée vient se recoller sur la paroi inférieure en aval de la marche, ce qui définit le point de recollement (4).



figure 2. 11 : Identification des différentes zones de l'écoulement

Dans un second temps, des visualisations réalisées en plan serré permettent d'isoler les différents phénomènes caractérisant l'écoulement. En particulier, en focalisant la zone d'observation juste en aval du point de séparation (zone de mode de couche cisailée), le détachement tourbillonnaire est mis en évidence (figure 2. 12). Il se caractérise par l'oscillation de la nappe de cisaillement, qui s'enroule pour former un tourbillon. Celui-ci se détache et vient s'apparier avec le tourbillon précédent pour former une structure tourbillonnaire plus importante (phénomènes de « merging » puis « pairing »). Cette nouvelle

structure élargit la zone cisailée et est convectée vers l'aval avant d'impacter sur la paroi inférieure de la veine au niveau du point de recollement.

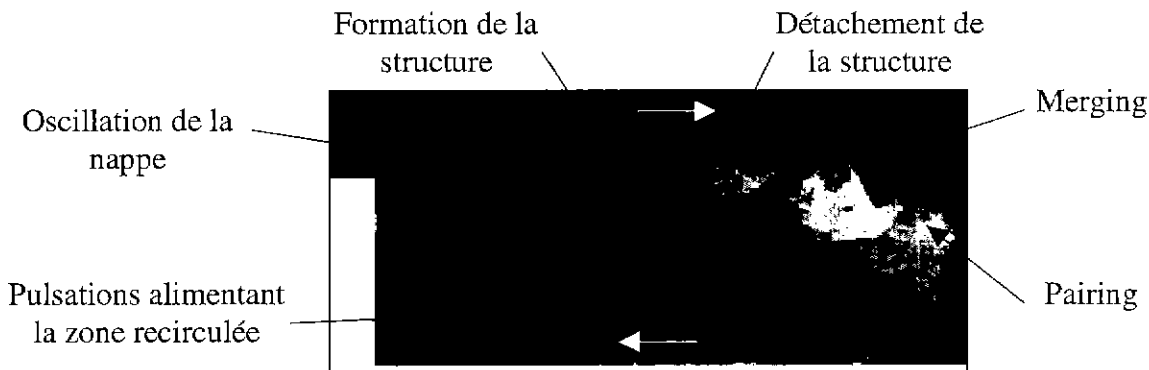


figure 2. 12 : Mise en évidence des phénomènes par visualisation

Ces visualisations permettent aussi de mettre en évidence le phénomène de « respiration » de la zone recirculée. Cette zone est alimentée par un écoulement de retour arrivant sous forme de « pulsations » depuis le point de recollement. Ces « pulsations » augmentent le débit injecté dans la zone recirculée qui est, en quelque sorte, mise sous pression. Lorsque l'alimentation de la zone recirculée devient trop importante, son enceinte de fluide, constituée par la zone cisailée, se disloque pour laisser échapper le « trop plein ». Cette vidange se fait de façon relativement périodique et entraîne une désorganisation momentanée de l'écoulement. Dans un premier temps (t_1), elle entraîne une réduction de la distance de formation tourbillonnaire dans la zone cisailée et les tourbillons générés sont de taille plus importante. Dans un second temps (t_2), la formation tourbillonnaire se fait plus loin de la marche et de façon aléatoire. Des interruptions momentanées de la formation tourbillonnaire peuvent apparaître. Enfin, l'écoulement reprend son organisation moyenne (t_3). L'illustration de ce comportement est donnée sur les visualisations de la figure 2. 13.

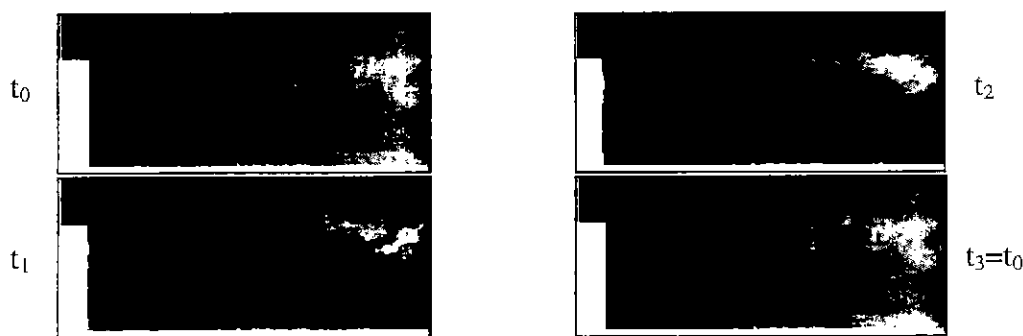


figure 2. 13 : Influence de la vidange de la zone recirculée sur la zone cisailée

Des visualisations réalisées autour du point de recollement (zone de mode de marche) permettent de mettre en évidence l'impact des structures sur la paroi dans une zone comprise entre 5 et 7 hauteurs de marche selon la vitesse de l'écoulement (figure 2. 14). Sous l'effet de l'impact, une partie du débit est convectée vers l'aval et fait apparaître un redéveloppement de l'écoulement, tandis qu'une seconde partie du débit est injectée dans la zone recirculée en écoulement de retour sous forme de « pulsations » entraînant le phénomène de « respiration ». En outre, nous observons que le recollement ne se fait pas en un point unique mais dans une

zone. Les fluctuations de la distance de recollement sont dues à la « respiration » de la zone recirculée.

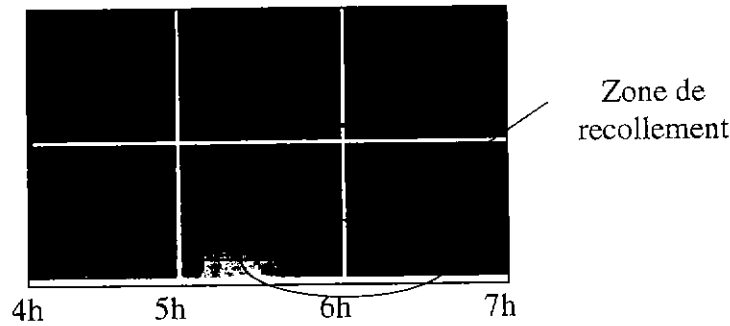


figure 2. 14 : Visualisation au point de recollement

Enfin, tous ces phénomènes sont observés quelle que soit la vitesse de l'écoulement. Néanmoins, plus la vitesse de l'écoulement augmente, plus son organisation se dégrade avec des tourbillons de moins en moins importants, un détachement tourbillonnaire et une respiration de la zone recirculée de moins en moins régulières. Des visualisations réalisées pour une vitesse d'écoulement amont U_e égale à 6m.s^{-1} , présentent une bonne cohérence de l'écoulement avec un détachement tourbillonnaire régulier et des structures importantes. Lorsque la vitesse amont augmente à 12m.s^{-1} , la cohérence de l'écoulement se dégrade. Des intermittences apparaissent dans la formation tourbillonnaire et la taille des tourbillons est réduite. Pour une vitesse de 20m.s^{-1} , la cohérence de l'écoulement se dégrade encore. Des intermittences importantes apparaissent dans la formation tourbillonnaire, les tourbillons présents sont de faible taille et difficiles à identifier.

Les propriétés de l'écoulement aval étant fortement dépendantes des caractéristiques de la couche limite au point de séparation, des visualisations et des sondages de vitesses par mesures fil-chaud et mesures LDA sont réalisés à proximité de la paroi en différentes sections amont et pour différentes conditions d'écoulement. Ils permettent de qualifier l'état de la couche limite et de quantifier ses épaisseurs représentatives (épaisseur de déplacement δ_1 , épaisseur de quantité de mouvement θ et paramètre de forme H_{12}). Les résultats obtenus au niveau du point de séparation ($x=0$) pour trois régimes d'écoulement, sont présentés dans le tableau 2. 1.

U_e (m.s^{-1})	6	12	20
x (mm)	0	0	0
δ (mm)	3.01	2.21	1.92
δ_1 (mm)	0.859	0.683	0.562
θ (mm)	0.324	0.296	0.26
H_{12}	2.650	2.303	2.162
Re_h	19 000	38 000	63 700
Re_θ	124	226	331
régime	laminaire	laminaire	quasi laminaire

tableau 2. 1 : Paramètres de la couche limite amont

Ils mettent en évidence la laminarité de la couche limite pour une vitesse d'écoulement inférieure ou égale à 20m.s^{-1} . Ce résultat se retrouve qualitativement sur les visualisations où les lignes de courant dans la couche limite, matérialisées par les filets de fumée, ont une

trajectoire rectiligne. Au delà de 20m.s^{-1} , la couche limite tend à passer vers une régime transitoire.

Enfin, la caractérisation du champ de vitesse par mesure LDA en aval de la marche, permet de retrouver l'organisation de l'écoulement présentée précédemment. La zone cisailée sépare la zone d'écoulement moyen de la zone recirculée (figure 2. 15). En particulier, cette caractérisation met en évidence l'écoulement de retour dans la zone cisailée ainsi qu'un écoulement contra rotatif à la base de la marche appelé zone d'eau morte.

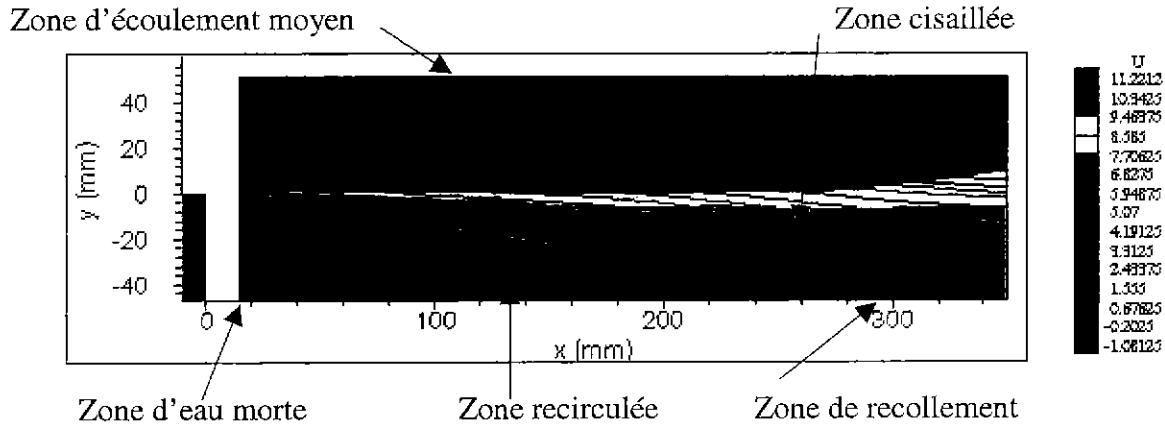


figure 2. 15 : Isovitesses et lignes de courant obtenues par mesures LDA ($U_e=12\text{m.s}^{-1}$)

2.3.1.2. Phénomènes tourbillonnaires caractéristiques

Les phénomènes tourbillonnaires apparaissant dans la couche cisailée sont étroitement liés aux caractéristiques de la couche limite amont (Hasan [49]). Ils dépendent donc de la vitesse de l'écoulement.

La réalisation de visualisations permet de déterminer les distances d'apparition des différents phénomènes (formation tourbillonnaire, détachement, pairing). Les résultats montrent que, dans la gamme de vitesse exploitable, lorsque la vitesse d'écoulement augmente, la distance de formation des tourbillons diminue légèrement ($x_{\text{formation}} = 0.6h, 0.5h$ et $0.4h$ pour $U_e=6\text{m.s}^{-1}, 12\text{m.s}^{-1}$ et 20m.s^{-1}). Néanmoins, ces fluctuations étant faibles, nous pouvons considérer que quelle que soit la vitesse de l'écoulement, les distances caractéristiques des phénomènes restent constantes en moyenne. Ainsi, la formation tourbillonnaire apparaît autour de $0.5h$, le détachement tourbillonnaire autour de $1h$ et le pairing autour de $1.5-2.5h$.

Le post traitement des visualisations permet de déterminer également la fréquence de formation tourbillonnaire (égale aussi à la fréquence de détachement). Pour $U_e=6\text{m.s}^{-1}$ et 12m.s^{-1} , une fréquence bien identifiable apparaît respectivement autour de 130Hz et 340Hz . Pour $U_e=20\text{m.s}^{-1}$, la formation tourbillonnaire est plus difficile à identifier et se traduit, sur les spectres de luminance, par une bosse centrée autour de 420Hz .

U_e (m.s^{-1})	$f_f=f_d$ (Hz)
6	130
12	340
20	~420

tableau 2. 2 : Evolution de f_f obtenue avec les visualisations

Des mesures de fluctuations de pression et de vitesse réalisées à l'aide d'un microphone et d'un fil-chaud, permettent de compléter ces résultats. En particulier, le microphone placé à $1h$ permet d'obtenir les spectres de pression au niveau du détachement tourbillonnaire et d'identifier la fréquence de détachement tourbillonnaire (f_d) et la fréquence de pairing ($f_d/2$). Des exemples de spectres de pression obtenus pour $U_e=6m.s^{-1}$, $12m.s^{-1}$ et $20m.s^{-1}$ sont donnés figure 2. 16. Les fréquences obtenues sont similaires à celles relevées sur les visualisations. En parallèle, ces spectres mettent en évidence la baisse de cohérence de l'organisation de l'écoulement lorsque la vitesse d'écoulement devient trop importante. Elle se traduit par un élargissement du pic d'énergie correspondant au détachement tourbillonnaire et une atténuation du pic correspondant au pairing.

Notons que la mesure de ces spectres permet de mettre en évidence l'aspect instable des phénomènes. En effet, si en moyennant plusieurs spectres instantanés (500 ici) un comportement moyen stable est identifié sur le spectre moyen, des fluctuations importantes de niveaux apparaissent entre des spectres instantanés successifs. Cette instabilité temporelle ne facilitera pas le contrôle de l'écoulement.

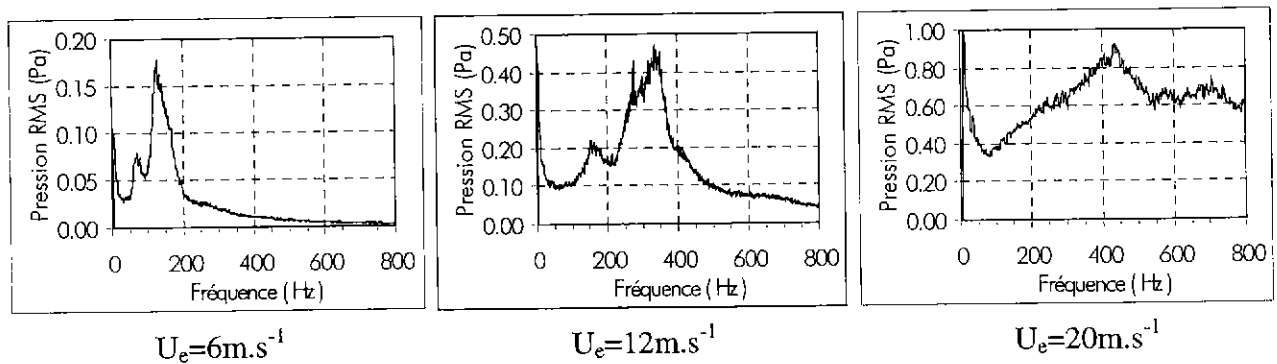


figure 2. 16 : Exemples de spectres de pression obtenus par mesures microphoniques

La mesure de spectres de pression pour différentes vitesses d'écoulement permet de déterminer la courbe d'évolution de la fréquence du détachement tourbillonnaire en fonction de la vitesse de l'écoulement (figure 2. 17). La gamme de fréquence de détachement obtenue est comprise entre 75Hz et 700Hz. Néanmoins, au delà de 400Hz, le détachement tourbillonnaire apparaît sur les spectres sous forme d'une bosse et devient difficilement identifiable pour les fréquences supérieures à 600Hz. Il est donc préférable de limiter la fréquence maximale d'exploitation à 450Hz-500Hz.

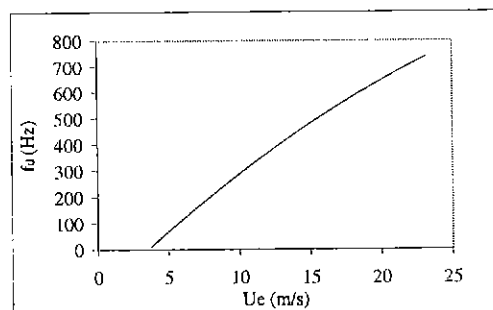


figure 2. 17 : Evolution de la fréquence de détachement tourbillonnaire en fonction de la vitesse de l'écoulement

En parallèle, les profils de vitesses moyennes et fluctuantes obtenus par mesures fil-chaud en différentes sections en aval de la marche, permettent de retrouver les distances d'apparition des phénomènes de détachement et de pairing. En traçant, en fonction de la position de mesure, le maximum de fluctuation de vitesse de chaque profil dans la gamme de fréquence correspondant au phénomène à mettre en évidence, les courbes obtenues présentent un maximum (figure 2. 18). Ce maximum indique la position où le phénomène est pleinement développé. Ainsi, le détachement tourbillonnaire a lieu autour de la hauteur de marche et le pairing autour de 1.5h. Une démarche similaire conduit Hasan ([49]) au même type de résultats.

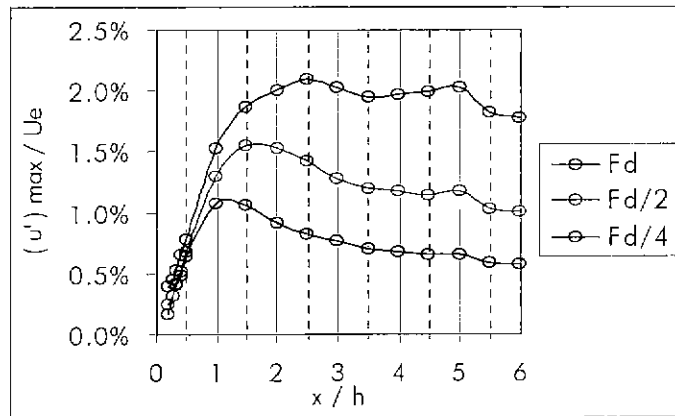


figure 2. 18 : Evolution du maximum de turbulence des profils fil-chaud en fonction de la distance au nez de marche

Enfin, la fréquence de retour de la zone recirculée est difficile à identifier. Les fluctuations de pression et de vitesse correspondantes sont trop faibles pour pouvoir émerger du bruit sur les spectres obtenus par microphone et fil-chaud. Seul un post traitement manuel des visualisations permet d'obtenir une estimation de cette fréquence (tableau 2. 3).

U_e ($m.s^{-1}$)	Fréquence de retour (Hz)
6	~3
12	~15
20	~20
24	~25

tableau 2. 3 : Estimation de la fréquence de retour dans la zone recirculée

2.3.2. Caractérisation acoustique

L'étude étant basée sur les couplages aéroacoustiques, il est nécessaire de caractériser le champ acoustique de la veine. Cette caractérisation passe par l'identification des différents modes propres acoustiques (longitudinaux (x), transverses verticaux (y), transverses horizontaux (z)) en terme de fréquence et de répartition de pression acoustique (position des nœuds et ventres de pression). Elle passe aussi par l'analyse de la planéité acoustique transverse horizontale de la veine et la détermination des impédances d'entrée et de sortie.

Une caractérisation acoustique de l'installation précise ayant été réalisée dans les années 90 ([69] [77] [87]), la caractérisation entreprise ici vise simplement à vérifier que les

modifications géométriques apportées sur l'installation n'ont pas fondamentalement modifié ses caractéristiques acoustiques.

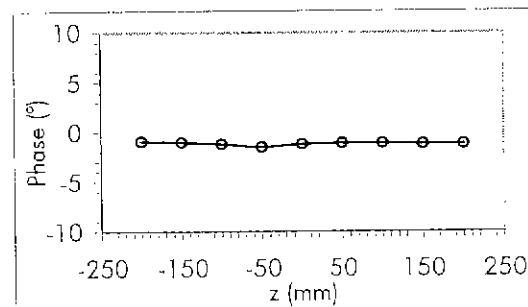
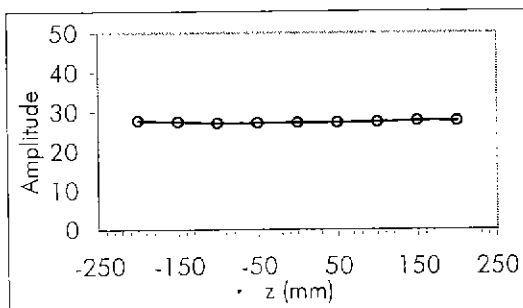
Les caractéristiques des modes propres sont obtenues à partir de mesures de fonction de transfert entre un microphone placé en paroi et un microphone se déplaçant suivant les différents axes. Les modes propres sont détectés par un maximum de l'amplitude de la fonction de transfert, un passage à zéro de sa partie réelle et un maximum de sa partie imaginaire. Le tracé de l'amplitude de la fonction de transfert en fonction de la distance pour chaque axe donne l'allure de la répartition des amplitudes de pression acoustique.

Modes $f(x,y,z)$	f_{mode} (Hz)	Position remarquable d'un nœud de pression	Observations : Lieu d'interaction
$f(1,0,0)$	65 Hz		
$f(2,0,0)$	130 Hz	9 h	
$f(3,0,0)$	202 Hz	6 h	au point de recollement
$f(4,0,0)$	275 Hz	1.5 h	au niveau du pairing
$f(5,0,0)$	340 Hz	0.5 h	à la formation des tourbillons
$f(6,0,0)$	405 Hz	6 h	au point de recollement
$f(0,0,1)$	392 Hz		
$f(0,0,2)$	816 Hz		
$f(0,1,0)$	877 Hz		
$f(0,2,0)$	1750 Hz		

tableau 2. 4 : Récapitulatif des principales caractéristiques acoustiques de la veine

Les résultats obtenus montrent que les modifications de l'installation n'ont quasiment pas d'effet sur ses caractéristiques acoustiques. Seule la fréquence du premier mode longitudinal est réduite de 4Hz, passant de 69Hz à 65Hz. Un récapitulatif des principales caractéristiques acoustiques de la veine est donné dans le tableau 2. 4. Une partie détaillée des résultats est donnée en annexe D.

L'étude de la planéité transverse horizontale pour la gamme de fréquences comprises entre 30Hz et 400Hz conduit à des résultats tout à fait satisfaisants (figure 2. 19).



(a) Amplitude de la fonction de transfert

(a) Phase de la fonction de transfert

figure 2. 19 : Planéité acoustique transverse dans la gamme 30Hz-400Hz

Enfin, les résultats précédents n'ayant pas fait apparaître de changement sensible, l'analyse des impédances acoustiques en entrée de veine (jonction entre le convergent et la veine) et à sa sortie (jonction veine-divergent) n'a pas été renouvelée. La veine est considérée, d'après les travaux antérieurs ([69]), comme étant de type tuyau ouvert en entrée et en sortie.

2.4. Excitation externe

L'étude est menée pour un écoulement non réactif et à température ambiante. L'augmentation de pression engendrée, en réactif, par la combustion, qui favorise les couplages aéroacoustiques et ainsi l'apparition des instabilités de combustion, n'apparaît alors pas. Elle est simulée artificiellement par une excitation acoustique externe de l'écoulement. Ce type d'excitation permet d'introduire des fluctuations de pression et de vitesse supplémentaires de façon non intrusive dans l'ensemble de la veine. Lors de l'adaptation de la soufflerie en soufflerie silencieuse, deux haut-parleurs JBL LE8TH ont été placés en aval de la veine d'essai au niveau du redresseur pour caractériser le champ acoustique. Ayant choisi, pour notre étude, d'utiliser une excitation acoustique, donc non localisée, pour favoriser les couplages, la position des haut-parleurs importe peu. Pour des questions pratiques, ces haut-parleurs aval sont donc utilisés comme source d'excitation externe. Ils permettent de générer des ondes acoustiques dans la gamme de fréquence 35Hz-15KHz. Le signal d'entrée est fourni par le générateur de l'analyseur de spectre B&K couplé à un amplificateur de puissance B&K de type 2706. L'excitation se fait, soit sur une fréquence pure, soit sur une bande de fréquence (Δf) centrée sur la fréquence d'intérêt. Un nombre de Strouhal représentatif de la fréquence d'excitation est calculé à partir de la hauteur de marche :

$$St_{re_h} = \frac{f_c \cdot h}{U}$$

L'amplificateur permet de fixer le niveau de tension du signal d'excitation. Il peut varier de 0 à 10V.

La caractérisation in situ des niveaux de pression et de vitesse injectés par cette source est menée. Une attention particulière est portée sur l'évolution des niveaux de pression et de vitesse acoustiques obtenus autour de la zone de formation tourbillonnaire en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation (figure 2. 20). Ces mesures sont réalisées sans écoulement.

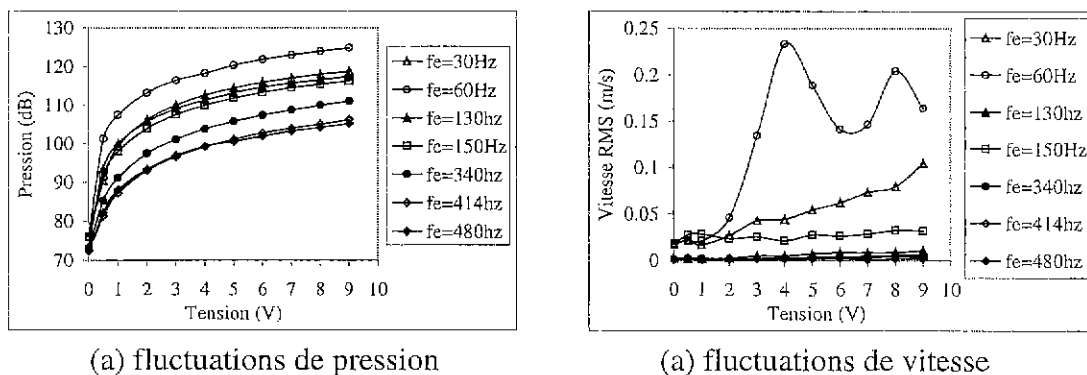


figure 2. 20 : Niveaux de pression et de vitesse acoustiques obtenus à x=35mm avec les haut-parleurs aval

D'importants niveaux de pression et de fluctuations de vitesse acoustiques sont obtenus pour des excitations à $f_e=30\text{Hz}$ et 60Hz . A 340Hz , les niveaux de pression sont importants mais les niveaux de vitesse sont faibles. Enfin pour les fréquences les plus importantes, les niveaux de pression et de vitesse sont plus faibles.

Les niveaux de pression maximums utilisés pour les fréquences d'excitation correspondant aux modes acoustiques sont :

Fréquence	130 Hz	340 Hz	420 Hz
Pression	~110 dB	~100 dB	~90 dB

tableau 2. 5 : Niveaux de pression maximums utilisés avec les haut-parleurs

2.5. Actionneur

Des campagnes de mesures réalisées avec et sans excitation de l'écoulement par les haut-parleurs aval (Cf. chapitre 3), montrent qu'une excitation de type acoustique permet d'influencer l'organisation de l'écoulement et que la zone proche du nez de marche (0 à 3 hauteurs de marche) est la plus réceptive.

La solution retenue pour l'actionneur est donc une source acoustique placée dans le nez de marche permettant de travailler dans la gamme de fréquence d'intérêt (de quelques Hz à 1kHz) et de générer des niveaux de pression au moins du même ordre de grandeur que ceux générés par les deux haut-parleurs aval. Elle est constituée d'un haut-parleur bafflé associé à un système de tuyaux débouchant dans le nez de marche (figure 2. 21). Le contrôle du niveau d'excitation se fait en contrôlant la tension appliquée aux bornes du haut-parleur, qui est limitée à 10V.

Une phase de caractérisation préliminaire a été nécessaire afin de définir la configuration de l'actionneur à retenir (taille, nombre de tuyaux...). Suite à cela, l'actionneur a été réalisé et sa caractérisation aérodynamique et acoustique menée en champ libre. Enfin, une caractérisation de l'actionneur placé in situ a été effectuée.

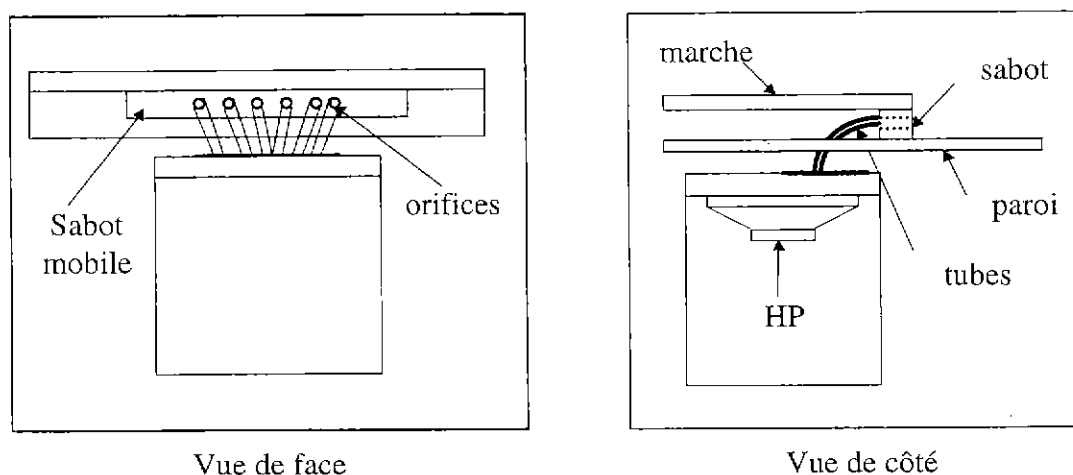


figure 2. 21 : Solution retenue pour l'actionneur

2.5.1. Caractérisation acoustique de l'actionneur

Le détail des investigations est donné en annexe E. Trois types d'essais ont été effectués :

- ☞ Caractérisation in situ de la source existante en aval de la marche (HP aval).
- ☞ Caractérisation des différentes sources pouvant être utilisées dans le nez de marche.
- ☞ Caractérisation des différentes influences (atténuations liées au milieu, aux tuyaux...).

La source retenue suite à ces essais est un haut-parleur JBL de 17 cm de diamètre, monté dans un baffle de 312x312x312mm³. Un caisson de 312x312x30mm³ est fixé devant ce baffle et supporte six tuyaux de 10 mm de diamètre espacés de 27 mm (figure 2. 22).

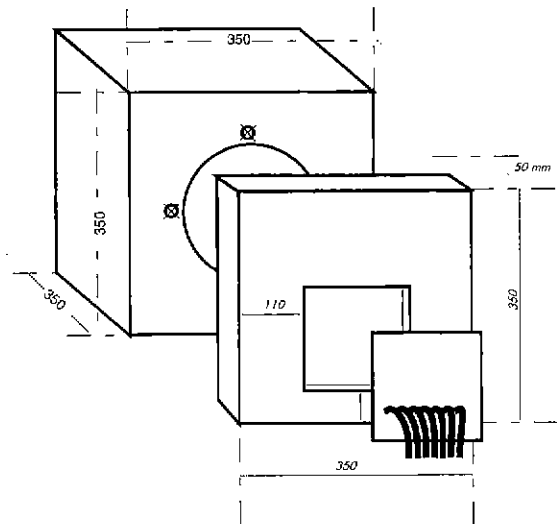


figure 2. 22 : Plan de la source

Les différents modes des cavités formées par ce baffle ont été identifiés afin de s'assurer qu'aucune résonance ne puisse apparaître dans la gamme de fréquence d'exploitation

2.5.1.1. Niveaux de pression

Les niveaux de pression générés par l'actionneur sont mesurés in situ à l'aide d'un microphone placé sur l'axe de la veine à 50, 70 et 100 mm. Les résultats sont présentés dans le tableau 2. 6. En comparant ces résultats avec ceux obtenus avec les haut-parleurs aval de la veine, nous constatons que les niveaux de pression obtenus avec l'actionneur sont satisfaisants (tableau 2. 7).

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Tension HP actionneur	10 V	10 V	10 V
Niveau de pression à 50 mm	107,6 dB	95,0 dB	79,4dB
Niveau de pression à 70 mm	110,5 dB	91,1 dB	87,2 dB
Niveau de pression à 100 mm	110,2 dB	90,2 dB	85,8 dB

tableau 2. 6 : Niveaux de pression expérimentaux in situ avec l'actionneur

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Niveaux de pression maximums avec l'actionneur	107.6 dB	95 dB	79.4 dB
Niveaux de pression maximums utilisés avec les haut-parleurs aval	~110 dB	~100 dB	~90 dB

tableau 2. 7 : Comparaison des sources d'excitation

Nous observons que le niveau de pression généré par l'actionneur n'évolue pas linéairement en fonction de la distance de mesure. Nous mettons ici en évidence l'influence des modes acoustiques de la veine sur l'effet de l'actionneur, et plus particulièrement l'influence de la répartition des nœuds et ventres de pression du mode.

En parallèle, une attention particulière est portée sur l'évolution des niveaux de pression obtenus autour de la distance de formation tourbillonnaire en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation. La comparaison des résultats obtenus pour une excitation avec les haut-parleurs aval (figure 2. 20 (a)) et une excitation avec l'actionneur (figure 2. 23), met en évidence un comportement de l'actionneur proche de celui des haut-parleurs aval, avec cependant une saturation des niveaux injectés pour les fréquences d'excitation les plus importantes ($f_c=414\text{Hz}$ et 480Hz).

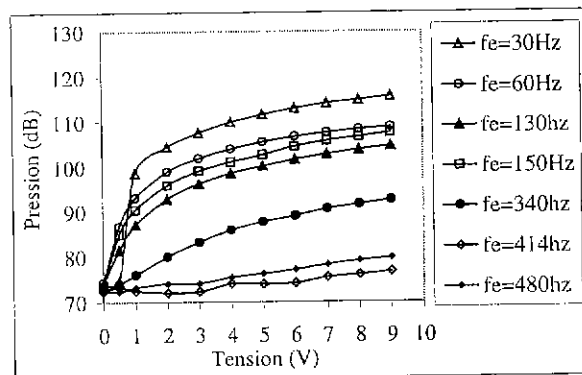


figure 2. 23 : Niveaux de pression obtenus à $x=35\text{mm}$ avec l'actionneur

2.5.1.2. Planéité de l'onde acoustique générée dans la veine

La planéité transversale de l'onde acoustique engendrée par l'actionneur est déterminée par la fonction de transfert entre un microphone de référence placé face à la source et un microphone placé tous les 10mm sur une ligne horizontale de 200mm de long à 70 et 100 mm du nez de marche. Pour la planéité verticale, la fonction de transfert est mesurée sur deux lignes verticales de 160 mm de long à 50 et 100mm du nez de marche. Pour les différentes fréquences d'excitation testées dans la gamme d'exploitation, les fonctions de transfert présentent des amplitudes planes à ± 2 dB et des phases de $\pm 10^\circ$ dans la zone située face à la source ($\pm 40\text{mm}$ de part et d'autre de l'axe de la veine). La planéité de l'onde générée par l'actionneur est donc satisfaisante dans la zone de mesure correspondant à l'écoulement bidimensionnel (milieu de veine).

2.5.2. Caractérisation aérodynamique

La caractérisation aérodynamique de l'actionneur est réalisée, en premier lieu, en champ libre, à partir de mesures de fluctuations de vitesse par fil-chaud. Etant donné les faibles fluctuations de vitesses nécessaires à mesurer pour certains cas d'excitation, les résultats sont à prendre ici avec précaution. En effet, le fil-chaud n'est pas optimisé pour la mesure de vitesses inférieures au mètre par seconde. Les mesures réalisées permettent donc essentiellement d'obtenir les tendances et ordres de grandeur concernant les fluctuations de vitesses existant à la sortie de l'actionneur.

Le déplacement du fil-chaud se fait dans les trois directions x, y et z. Les relevés sont pris pour différentes positions du fil (en x, y et z), pour différentes fréquences (20Hz, 60Hz, 130Hz, 340Hz et 414Hz) et différents niveaux d'excitation (2V, 4V, 6V, 8V et 10V).

Les résultats font apparaître des fluctuations de vitesse non négligeables pour des fréquences d'excitation inférieures à 80Hz. En revanche, pour des fréquences d'excitation supérieures, l'aérodynamique générée par l'actionneur est négligeable (figure 2. 24).

La qualification aérodynamique concernant les excitations à basse fréquence a donc été approfondie et a mis en évidence l'apparition de profils de type jet à la sortie de chaque tuyau, avec des fluctuations de vitesse relativement importantes (de 1 à 5 m/s selon la position du fil-chaud. Pour des fréquences d'excitation inférieures à 80Hz, l'actionneur agit comme un générateur de jets synthétiques pulsés à débit nul (figure 2. 25).

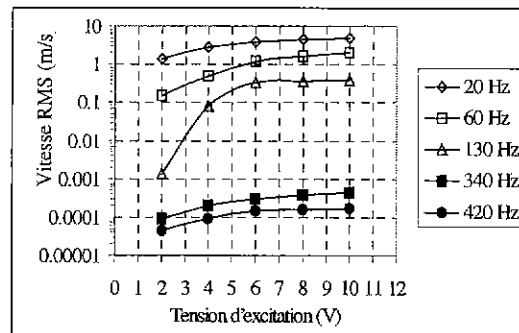


figure 2. 24 : Caractérisation aérodynamique pour différentes fréquences d'excitation (x=35mm)

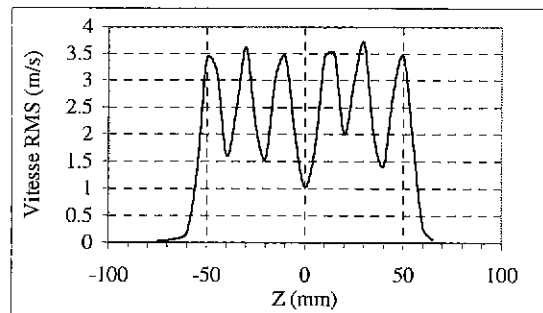


figure 2. 25 : Profils de fluctuations de vitesse pour $f_e = 20\text{Hz}$ (x=35mm)

La qualification aérodynamique de l'actionneur est ensuite menée in situ. Une attention particulière est portée sur l'évolution des niveaux de vitesse obtenus autour de la distance de

formation tourbillonnaire en fonction de la fréquence et de l'amplitude de l'excitation. La comparaison des résultats obtenus pour une excitation avec les haut-parleurs aval (figure 2. 20 (b)) et une excitation avec l'actionneur (figure 2. 26), met en évidence un comportement de l'actionneur proche de celui des haut-parleurs aval. En particulier, d'importantes fluctuations de vitesse sont obtenues pour une excitation à basse fréquence et une saturation est observée pour les fréquences d'excitation les plus importantes.

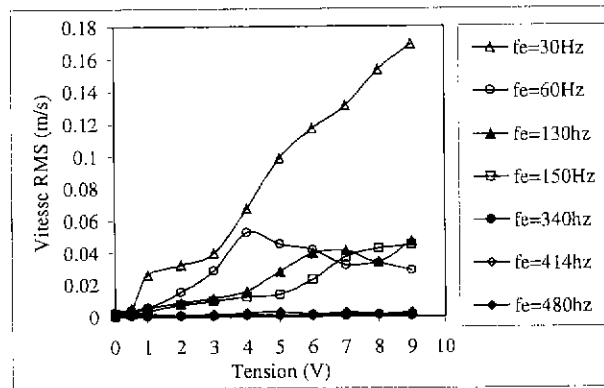


figure 2. 26 : Fluctuations de vitesse acoustique obtenues à $x=35\text{mm}$ avec l'actionneur

La réalisation de visualisations de l'écoulement excité avec l'actionneur à des fréquences inférieures à 80Hz montre que les fluctuations de vitesse injectées par l'actionneur influencent fortement l'écoulement. Quelle que soit la fréquence choisie ($<80\text{Hz}$), un important battement de la couche cisailée apparaît à la fréquence d'excitation, qui génère d'importantes structures tourbillonnaires pénétrant successivement dans la zone recirculée et la zone d'écoulement moyen, ce qui désorganise l'écoulement (figure 2. 27).



figure 2. 27 : Effet aérodynamique de l'actionneur sur l'écoulement pour $f_e=30\text{Hz}$

Ainsi, tant que la fréquence d'excitation est supérieure à 80Hz, les fluctuations de vitesse générées par l'actionneur sont négligeables. En dessous de cette fréquence, celles-ci deviennent relativement importantes et doivent être prises en considération dans l'analyse de l'écoulement.

2.6. Boucle de contrôle

Les capteurs utilisés dans la boucle de contrôle sont de type microphone ou fil-chaud. En effet, nous avons montré que pour une position adaptée, ces capteurs sont capables de mesurer une information représentative du passage des tourbillons dans la couche cisailée, phénomène principal que nous chercherons à contrôler.

Le signal reçu par le capteur est envoyé sur un analyseur de spectre afin de contrôler en temps réel l'évolution fréquentielle des phénomènes.

En parallèle, ce signal est amplifié en tension et peut être éventuellement filtré à l'aide d'un filtre ROCKLAND passe haut et passe bas afin d'isoler le phénomène précis à contrôler. En pratique, dans la plupart des contrôles réalisés, le signal d'entrée n'a pas été filtré.

Le signal résultant est envoyé en entrée d'une carte d'acquisition multivoies qui restitue, après traitement de l'information par un algorithme adapté, le signal de commande. Celui-ci est filtré à l'aide d'un filtre de Bessel en fonction du domaine d'action souhaité et est amplifié par un amplificateur de type B&K 2706 avant d'être injecté aux bornes de l'actionneur.

La carte d'acquisition utilisée est de type OROS-AU32. Elle est couplée à son extension OROS-AP32 et autorise une fréquence d'échantillonnage maximale de 48KHz.

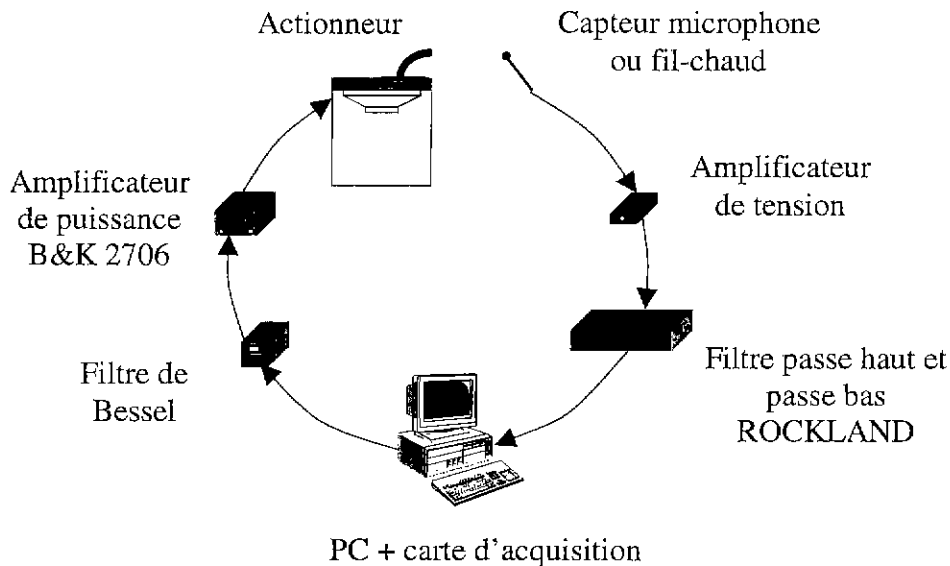
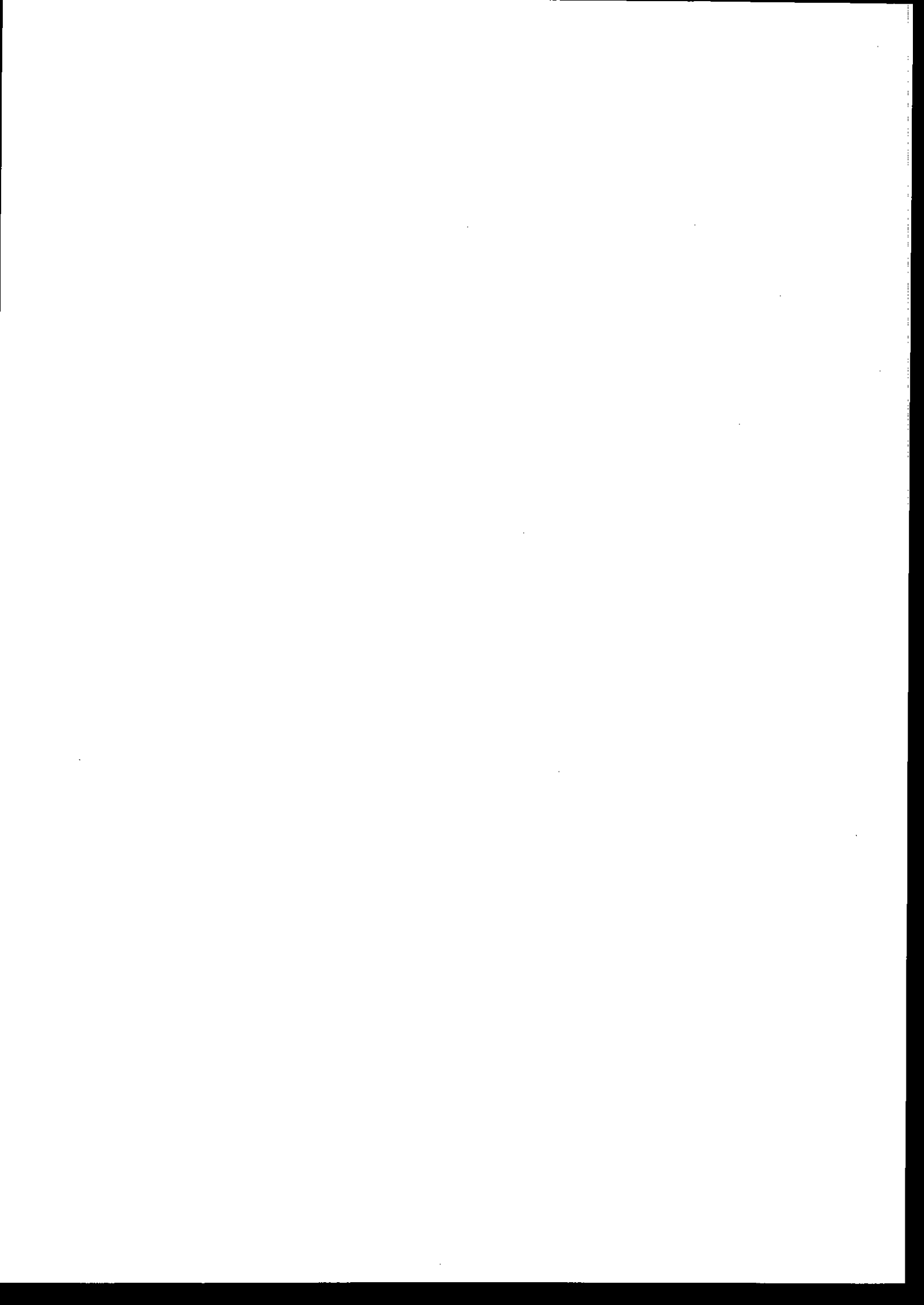


figure 2. 28 : Schéma de principe de la boucle de contrôle

CHAPITRE 3

INFLUENCE D'UNE EXCITATION ACOUSTIQUE

3.1. OBJECTIFS	66
3.2. PRINCIPE	66
3.3. INFLUENCE DE L'EXCITATION SUR LA ZONE CISAILLÉE.....	67
3.3.1. <i>Influence générale</i>	67
3.3.2. <i>Etude paramétrique</i>	71
3.4. INFLUENCE DE L'EXCITATION SUR LA ZONE RECIRCULÉE	80
3.5. INFLUENCE DE L'EXCITATION SUR LE TEMPS DE SÉJOUR.....	83
3.5.1. <i>Principe et configurations de l'étude</i>	83
3.5.2. <i>Résultats</i>	84
3.5.3. <i>Conclusion sur le mélange</i>	86
3.6. CONCLUSIONS	86



Chapitre 3.

Influence d'une excitation acoustique

L'organisation de l'écoulement porteur est un des paramètres influents pouvant modifier la qualité du mélange de la phase gazeuse et de la phase liquide. En modifiant le volume des différentes zones et les débits échangés entre celles-ci, les performances de la chambre de combustion peuvent être influencées. En particulier, une augmentation du volume de la zone recirculée et/ou une diminution de son débit, doit permettre de réduire le facteur de charge dans cette zone et donc d'optimiser le point d'allumage et augmenter la plage de stabilité de la combustion. De même, en augmentant le débit local injecté dans la zone recirculée, les valeurs stœchiométriques peuvent être modifiées pour favoriser l'allumage de la flamme. Ces modifications de débit passent par une modification du débit échangé entre la zone d'écoulement moyen et la zone recirculée via la zone cisailée. Il est alors intéressant de déterminer s'il est possible de modifier ce débit échangé en modifiant, par exemple, la cohérence (taille et périodicité) des structures tourbillonnaires dans la zone cisailée. Enfin, si la zone cisailée est élargie, le volume d'accrochage de la flamme après l'allumage est plus important, ce qui peut augmenter le nombre de gouttes brûlées lors de la combustion.

En parallèle, l'excitation des modes acoustiques dans les chambres de combustion, engendrant les couplages forts responsables de l'apparition des instabilités de combustion, provient du dégagement de chaleur lié à la combustion. L'étude étant menée, dans notre cas, en écoulement non réactif, cette excitation n'existe pas. Il est donc nécessaire de simuler l'augmentation de pression liée à la combustion par une excitation extérieure afin de générer un comportement aérodynamique représentatif de celui existant lors de la naissance d'instabilités de combustion.

3.1. Objectifs

De nombreuses études ont montré que différentes sources d'excitation peuvent modifier l'organisation d'un écoulement de type marche descendante (Cf. chapitre 1). L'objectif principal de ce chapitre est d'étudier l'influence d'une excitation acoustique, donc non intrusive, sur les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. Nous cherchons, d'une part, à déterminer s'il est possible d'utiliser ce type d'excitation pour influencer, et donc contrôler à terme, l'écoulement. D'autre part, nous cherchons à identifier, s'ils existent, les cas d'excitation permettant de retrouver un comportement représentatif de celui existant lors de l'apparition d'instabilités de combustion en écoulement réactif.

3.2. Principe

Le principe de cette étude est d'exciter l'écoulement à l'aide des haut-parleurs placés en aval de la veine d'essai et d'analyser les modifications obtenues sur l'organisation des structures, la morphologie de l'écoulement et le mélange. Cette analyse est réalisée à partir de visualisations de l'écoulement, de mesures de fluctuations de pression et de vitesse obtenues par microphone et fil-chaud, ainsi que de mesures de temps de séjour (paramètre représentatif du mélange) dans différentes zones de l'écoulement. Différents niveaux et fréquences d'excitation sont testés. Une attention particulière est portée sur le cas où la fréquence d'excitation correspond à la fois à la fréquence de formation tourbillonnaire en aval de la marche et à un mode acoustique de la veine (Cf. schéma 3. 1 : $f_e = f_f = f_a$). Ce type de configuration est utilisé afin d'accroître l'effet de l'excitation grâce aux couplages acoustiques et d'essayer ainsi de favoriser les couplages aéroacoustiques. **Nous définissons par couplages acoustiques la réponse des modes de cavité de la veine à l'excitation générée par les haut-parleurs aval (amplification de l'onde de pression).** Cette définition sera utilisée dans tout ce qui suit.

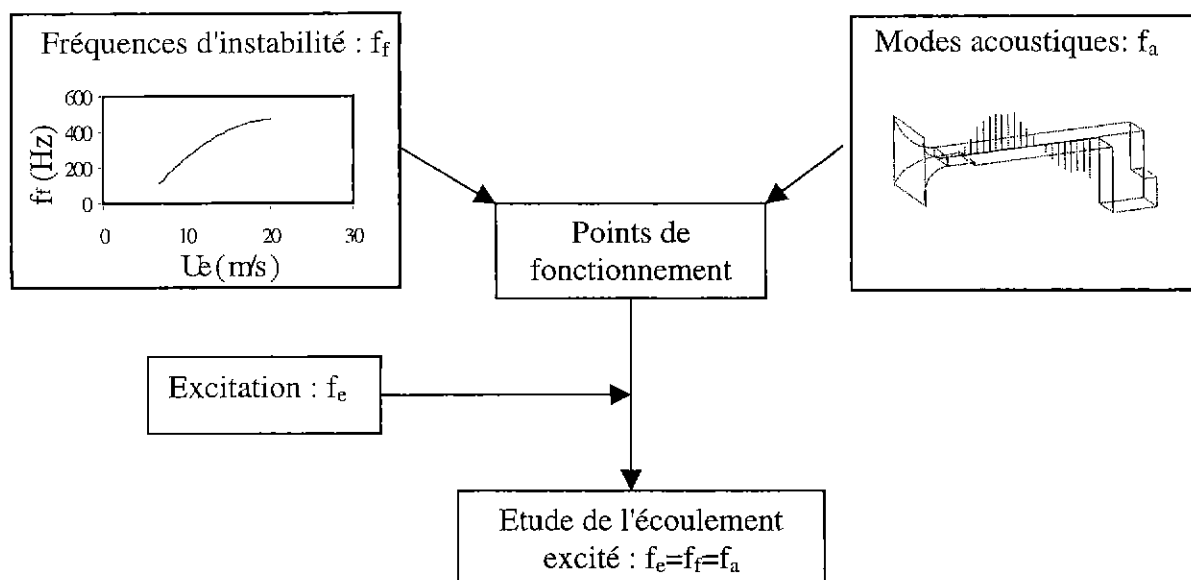


schéma 3. 1 : Configuration d'excitation particulièrement étudiée

Trois vitesses d'écoulement sont retenues ($U_e=6\text{m.s}^{-1}$, 12m.s^{-1} et 20m.s^{-1}). Elles permettent d'obtenir un détachement tourbillonnaire en aval de la marche à une fréquence correspondant respectivement au deuxième mode acoustique longitudinal $f(2,0,0)$, au cinquième mode longitudinal $f(5,0,0)$ et à la première sous harmonique du premier mode transverse vertical $f(0,1,0)/2$. Ces points de fonctionnement permettent d'étudier l'influence de la qualité du mode acoustique excité sur les modifications apportées à l'écoulement lors de l'excitation. Nous pouvons comparer les modifications obtenues en excitant des modes de nature différente (longitudinal/transversal vertical) et des modes de même nature (modes longitudinaux) présentant des répartitions de pression acoustiques différentes. Un récapitulatif des configurations testées est donné dans le tableau 3. 1.

U_e (m.s^{-1})	$f_i=f_d$ (Hz)	Mode acoustique correspondant	Répartition de pression acoustique autour de la formation tourbillonnaire
6	130	$f(2,0,0)$	Ventre de pression
12	340	$f(5,0,0)$	Nœud de pression
20	420	$f(0,1,0)/2$	

tableau 3. 1 : Points de fonctionnement privilégiés

3.3. Influence de l'excitation sur la zone cisailée

La première partie de l'analyse porte sur l'influence de l'excitation sur la zone cisailée. Des visualisations par caméra vidéo rapide et des mesures de pression et de vitesse à l'aide de microphones et fil-chauds, sont réalisées dans cette zone, en particulier dans le domaine compris entre 0 et 3h.

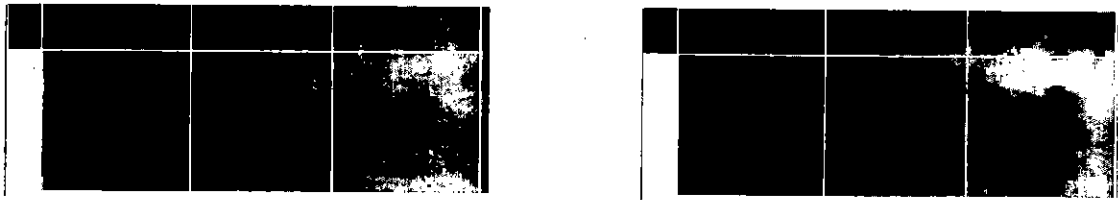
3.3.1. Influence générale

L'ensemble des résultats montre que, pour une excitation à la fréquence de détachement tourbillonnaire, les tendances générales observées sur la zone cisailée sont similaires quelle que soit la vitesse d'écoulement choisie. Seul le degré de modification varie, ce qui fera l'objet d'une étude paramétrique ultérieure.

Ainsi, qualitativement, les visualisations révèlent, sous l'effet de l'excitation, une meilleure cohérence des structures tourbillonnaires dans la zone cisailée (figure 3. 1). La formation tourbillonnaire apparaît plus près du point de séparation, elle est plus régulière et les tourbillons générés sont de taille plus importante, ce qui entraîne un élargissement de la zone cisailée.

Le post traitement des visualisations ainsi que l'analyse des mesures de pression et de vitesse, permettent de confirmer quantitativement ces observations. Les résultats présentés en page 68 pour illustrer cette étude, correspondent au cas $U_e=12\text{m.s}^{-1}$ sans et avec excitation à $f_e=340\text{Hz}$ et $A_e=1\text{V}$ ($Stre_n=1.4^*$).

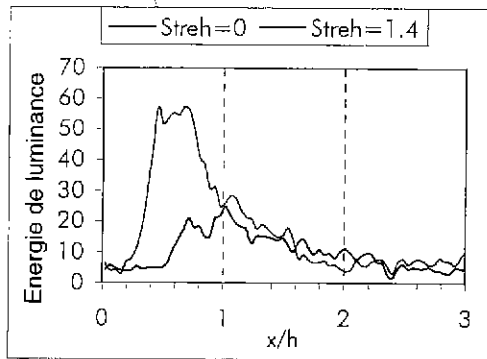
* $Stre_n = \frac{f_e \cdot h}{U_e}$, nombre de Strouhal basé sur la hauteur de marche représentatif de la fréquence d'excitation



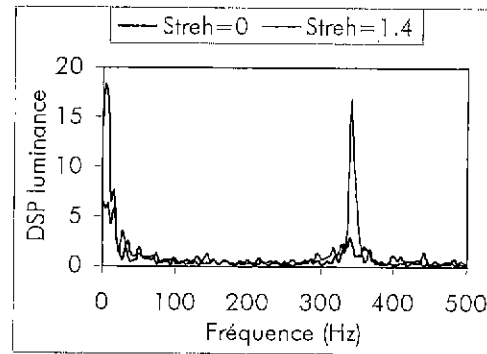
(a) écoulement non excité

(b) écoulement excité $Streh=1.4$; 1V

figure 3.1 : Influence de l'excitation sur les visualisations

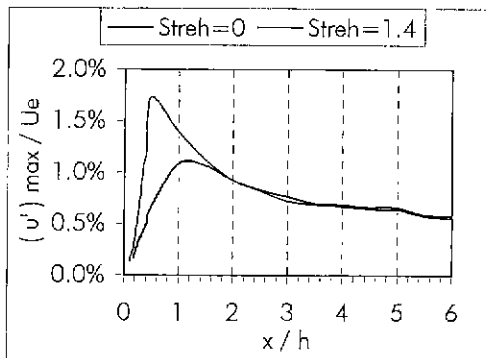


(a) énergie de luminance autour de f_d

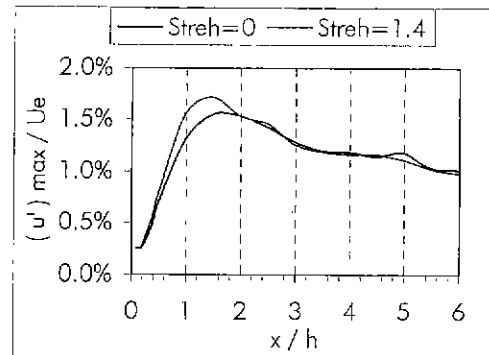


(b) spectres de luminance à 1h

figure 3.2 : Post traitement des visualisations obtenues avec et sans excitation

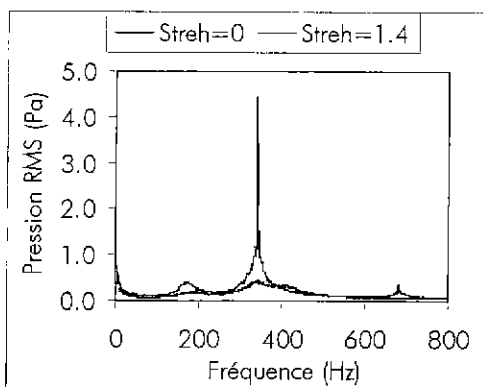


(a) maxima de turbulence autour de f_d

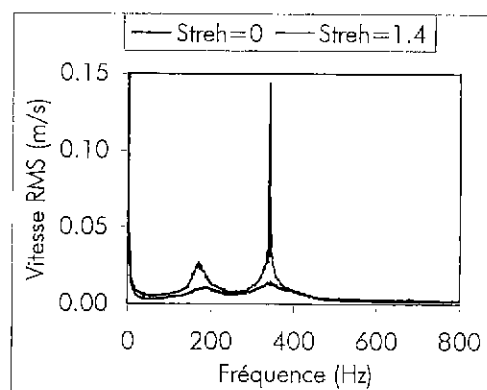


(b) maxima de turbulence autour de $f_d/2$

figure 3.3 : Influence de l'excitation sur les maxima de turbulence relevés par le fil-chaud



(a) spectres de pression à 1h



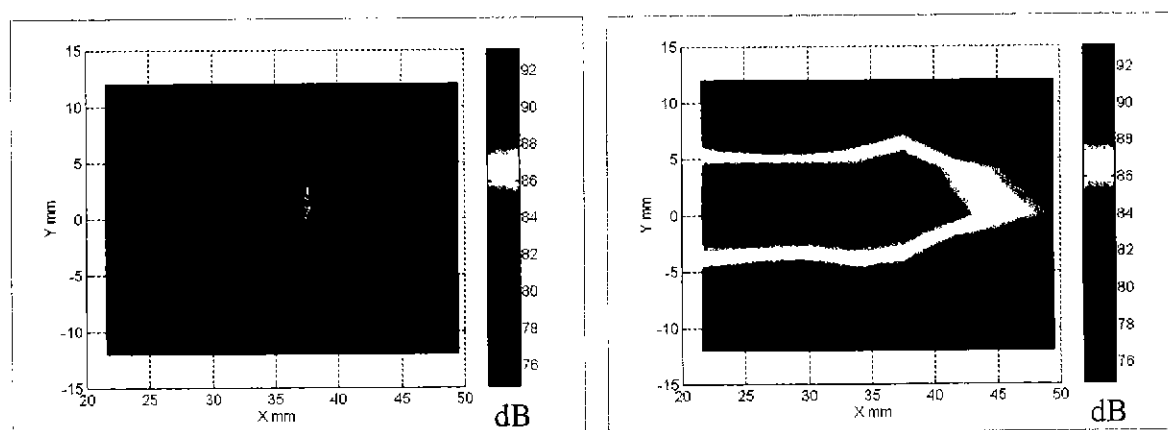
(b) spectres de vitesse à 1h

figure 3.4 : Influence de l'excitation sur les spectres de fluctuations de pression et de vitesse

A cette vitesse et sans excitation ($St_{re_0}=0$), le traitement des visualisations met en évidence une formation tourbillonnaire à 0.6h du nez de marche (figure 3. 2 (a)). Elle n'est pas très bien organisée et apparaît autour d'une fréquence de 340Hz, ce qui se traduit, sur les spectres de luminance, par la présence d'un pic de faible énergie relativement large ($\Delta f=50\text{Hz}$) centré sur 340Hz (figure 3. 2 (b)). Le sondage longitudinal de la zone cisailée par mesure fil-chaud, montre que le détachement tourbillonnaire apparaît à 1h du nez de marche (figure 3. 3 (a)). Celui-ci se fait autour de 340Hz et de façon mal organisée, ce qui se traduit, sur les spectres de pression (figure 3. 4 (a)) et de vitesse (figure 3. 4 (b)) obtenus à cette distance, par la présence d'un pic de faible énergie relativement large ($\Delta f=50\text{Hz}$) centré sur 340Hz.

Sous l'effet de l'excitation, une réduction moyenne de 50% à 70% de la distance de formation tourbillonnaire est observée. Pour le cas d'excitation présenté, la réduction obtenue est de 70% (figure 3. 2 (a) : $x_f=0.2h$). La réduction de la distance de formation tourbillonnaire entraîne une réduction moyenne de 50% de la distance de détachement des tourbillons (figure 3. 3 (a)) et de 20% de la distance de pairing (figure 3. 3 (b)). En parallèle, une augmentation importante de la périodicité de ces phénomènes est observée. Elle se traduit par une importante augmentation des niveaux d'énergie de luminance obtenus à partir des visualisations (figure 3. 2 (a)) et une importante augmentation des fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence de détachement et de pairing. Selon les cas, l'augmentation autour de la fréquence de détachement peut atteindre un facteur 25 pour les fluctuations de pression et un facteur 15 pour les fluctuations de vitesse. Dans le cas présenté ici, les augmentations obtenues sont respectivement d'un facteur 11 (figure 3. 4 (a)) et 10 (figure 3. 4 (b)). Autour de la fréquence de pairing, le facteur maximal d'amplification des fluctuations de pression et de vitesse obtenu est de l'ordre de 5.

La réalisation de cartographies d'isopression dans le champ révèle, sous l'effet de l'excitation, donc de l'amélioration de la cohérence de l'écoulement, une augmentation des niveaux de pression, en particulier autour de la zone cisailée (figure 3. 5).



(a) non excité

(b) excité $f_e=340\text{Hz}$ $A_e=1\text{V}$

figure 3. 5 : Influence de l'excitation sur le champ d'isopression

Enfin, l'observation de l'enveloppe maximale de la zone cisailée obtenue à partir des visualisations, fait apparaître, sous l'effet de l'excitation, un élargissement de cette zone. Celui-ci est plus ou moins important selon la configuration d'étude.

Une étude complémentaire sur l'augmentation des fluctuations de pression permet de mettre en évidence l'apparition de couplages aéroacoustiques lors de l'excitation. **Nous définissons**

par couplages aéroacoustiques le phénomène de bouclage qui existe entre les fluctuations de pression rayonnées par les structures tourbillonnaires de la zone cisailée et l'acoustique de la veine. Ce bouclage entraîne l'introduction de fluctuations de pression supplémentaires au niveau de la zone cisailée qui contribuent à son excitation (couplages aéroacoustiques).

Cette étude consiste à relever les spectres de pression obtenus par mesures microphoniques pour différentes configurations (schéma 3. 2):

1. Le capteur est placé au niveau de la distance de détachement tourbillonnaire, l'écoulement est coupé et la veine excitée ;
2. L'écoulement est rétabli, le capteur est placé hors de la couche cisailée, dans l'écoulement moyen au-dessus du détachement tourbillonnaire et la veine est excitée ;
3. L'écoulement est excité et le capteur est placé dans la zone cisailée au niveau du détachement tourbillonnaire ;
4. L'écoulement n'est pas excité et le capteur est placé dans la zone cisailée au niveau du détachement tourbillonnaire ;

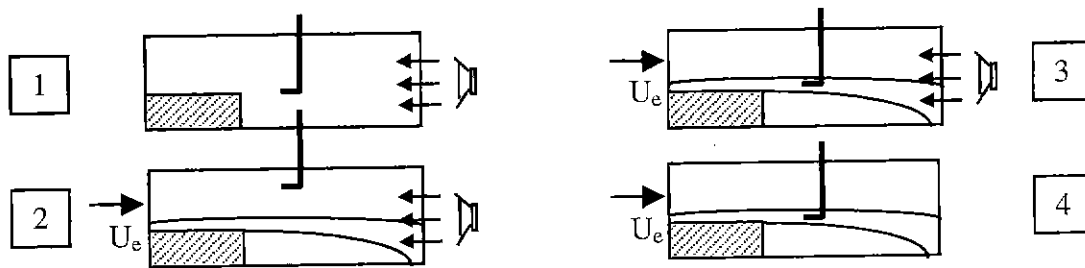


schéma 3. 2 : Mesures expérimentales pour la mise en évidence des couplages aéroacoustiques

Les deux premières configurations permettent de mettre en évidence l'influence de l'écoulement sur l'acoustique dans la veine et de déterminer les fluctuations de pression apportées par l'excitation. Les deux dernières configurations permettent de mesurer les fluctuations de pression pour l'écoulement avec et sans excitation. A partir de ces informations, nous sommes capables de comparer, à une fréquence donnée, l'énergie fournie en entrée (énergie de l'écoulement non excité + énergie apportée par l'excitation) à celle récupérée en sortie (énergie de l'écoulement excité) afin de déterminer un gain d'énergie ($G_{\text{énergie}}$) à partir des valeurs RMS mesurées par le capteur (microphone ou fil-chaud) :

$$G_{\text{énergie}} = \frac{(RMS_{\text{écoulement_excité}})^2}{(RMS_{\text{écoulement_non_excité}})^2 + (RMS_{\text{excitation_seule}})^2}$$

Ce gain vaut 1 si aucune énergie supplémentaire n'apparaît lors de l'excitation de l'écoulement et est supérieur à 1 sinon.

Les résultats obtenus à la fréquence d'excitation montrent que, dans la plupart des cas, l'énergie de l'écoulement excité n'est pas uniquement la somme de l'énergie de l'écoulement non excité et de celle injectée par la source d'excitation (figure 3. 8). Un terme d'énergie supplémentaire, pouvant représenter 80% de l'énergie de l'écoulement excité, apparaît à cette fréquence. Il correspond à l'énergie générée par les couplages aéroacoustiques. Dans l'étude paramétrique suivante, nous verrons que le niveau de cette énergie dépend du mode acoustique excité et du niveau d'excitation.

Les résultats énoncés ci-dessus sont observés pour l'ensemble des points de fonctionnement testés. Cependant, l'importance des modifications apportées par l'excitation peut varier en fonction du cas d'étude. Une étude paramétrique est alors menée afin de déterminer les points de fonctionnement les plus intéressants à conserver pour la suite des investigations.

3.3.2. *Etude paramétrique*

Les différents paramètres que nous faisons varier sont, la vitesse de l'écoulement, la fréquence et l'amplitude de l'excitation. Pour chaque variation d'un des paramètres, nous étudions l'importance des modifications apportées par l'excitation sur les visualisations de l'écoulement et sur les mesures de fluctuations de pression et de vitesse. Pour les cas les plus intéressants, des mesures de champ de vitesse par LDA sont entreprises.

Influence de la vitesse d'écoulement et du mode acoustique excité : $f_e=f_d=f_a$

Nous avons vu, dans le chapitre 2, que l'organisation de l'écoulement en aval de la marche dépend fortement de la vitesse de l'écoulement amont. En particulier, plus la vitesse augmente, plus la fréquence de détachement est importante et plus l'organisation naturelle de l'écoulement se dégrade. Dans le cas où une coïncidence entre la fréquence d'excitation, la fréquence de détachement tourbillonnaire et la fréquence d'un mode acoustique de la veine est cherchée ($f_e=f_d=f_a$), la modification de la vitesse de l'écoulement entraîne une modification de la fréquence des instabilités donc du mode acoustique excité. Il est alors intéressant d'étudier l'influence de l'excitation sur l'écoulement en fonction de la vitesse de l'écoulement amont, c'est à dire en fonction de l'organisation de l'écoulement naturel et du mode acoustique excité.

Trois vitesses d'écoulement sont testées : $U_e=6\text{m.s}^{-1}$, 12m.s^{-1} et 20m.s^{-1} . Elles conduisent à des fréquences de détachement tourbillonnaire égales à 130Hz, 340Hz et 420Hz, qui correspondent respectivement aux fréquences des modes acoustiques $f(2,0,0)$, $f(5,0,0)$ et $f(0,1,0)/2$. Pour chaque cas testé, l'amplitude d'excitation est fixée à 1V.

Sous l'effet de l'excitation, la cohérence de l'écoulement est améliorée, quelle que soit la vitesse amont. Cependant, plus la vitesse de l'écoulement est importante, plus cette amélioration est sensible.

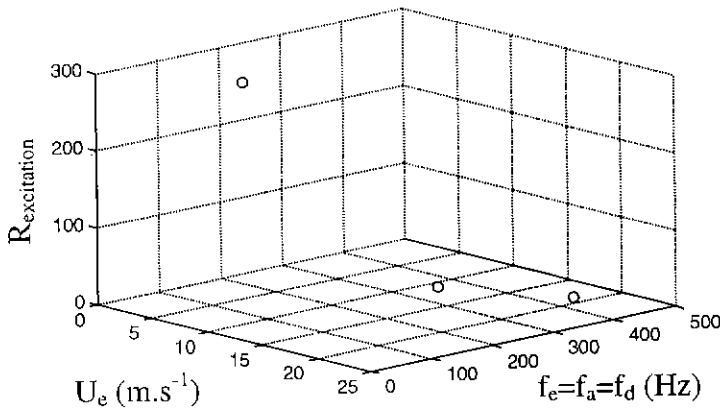
Sur les visualisations, une réduction des distances de formation et détachement tourbillonnaire, de pairing, ainsi qu'une augmentation de la taille des tourbillons, sont observées quelle que soit la vitesse. Néanmoins, pour les faibles vitesses amont, l'écoulement présente une bonne cohérence naturelle avec un détachement tourbillonnaire régulier et des structures importantes. L'influence de l'excitation est alors moins importante (figure 3. 6).

De même, lors des mesures de fluctuations de pression, l'effet organisateur de l'excitation apparaît plus important pour les vitesses d'écoulement les plus élevées (figure 3. 7). En effet, les spectres de pression naturels, obtenus pour les faibles vitesses d'écoulement, présentent un pic d'énergie bien établi autour de la fréquence de détachement tourbillonnaire. L'effet de l'excitation se remarque surtout par l'augmentation du niveau de ce pic (figure 3. 7 (a)). En revanche, pour les vitesses importantes, les spectres de pression naturels présentent une bosse au niveau de la fréquence de détachement des tourbillons. L'excitation permet d'augmenter le niveau d'énergie à cette fréquence et fait surtout apparaître un pic bien identifiable. Le détachement est donc ici fortement piloté et l'organisation de l'écoulement améliorée (figure 3. 7 (b)). Les mêmes observations sont faites à partir des spectres de vitesse.

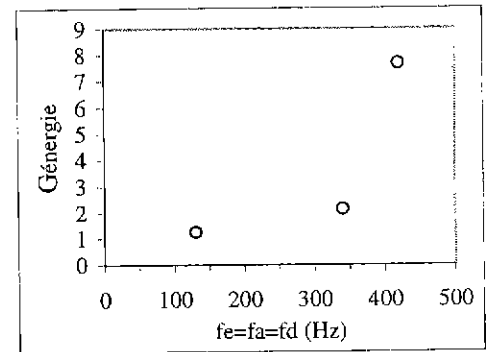
(a) présentant, pour les différentes fréquences d'excitation testées, le rapport ($R_{excitation}$) de l'énergie injectée par l'excitation sur celle liée à l'écoulement naturel :

$$R_{excitation} = \frac{(RMS_{excitation_seule})^2}{(RMS_{écoulement_non_excité})^2}$$

Cependant, la comparaison entre l'énergie récupérée en sortie sur le microphone et celle fournie en entrée montre que, malgré l'importance de l'énergie injectée par l'excitation, l'énergie due aux couplages aéroacoustiques est faible (figure 3. 8 (b) : $G_{énergie} = 1.25$).



(a) Energie due à l'excitation/Energie due à l'écoulement naturel



(b) Gain d'énergie due aux couplages aéroacoustiques

figure 3. 8 : Influence du point de fonctionnement sur les termes de pression

En revanche, pour $U_e = 12 \text{ m.s}^{-1}$, le mode acoustique excité correspondant est $f(5,0,0)$ et présente un nœud de pression au niveau du détachement. Le niveau d'énergie injectée par l'excitation autour de la zone de détachement tourbillonnaire est ici beaucoup plus faible mais une augmentation de 70% de l'énergie due aux couplages aéroacoustiques est notée par rapport au cas $U_e = 6 \text{ m.s}^{-1}$, avec un gain d'énergie $G_{énergie} = 2.14$.

Enfin, pour $U_e = 20 \text{ m.s}^{-1}$, la fréquence excitée correspond à la sous harmonique du premier mode transverse vertical $f(0,1,0)/2$. Dans ce cas, le niveau d'énergie injectée par l'excitation autour de la zone de détachement tourbillonnaire reste faible mais un gain très important d'énergie due aux couplages apparaît. Celui-ci vaut $G_{énergie} = 7.7$, ce qui correspond à une augmentation de 510% par rapport au cas $U_e = 6 \text{ m.s}^{-1}$.

Ainsi, dans le cas où la vitesse de l'écoulement donne une fréquence de détachement tourbillonnaire correspondant à un mode acoustique longitudinal de la veine, l'énergie apportée au niveau du détachement par les couplages aéroacoustiques lors de l'excitation est plus importante si le mode présente un nœud de pression à ce niveau. En outre, la coïncidence de la fréquence de détachement tourbillonnaire avec celle d'un mode acoustique vertical de la veine, permet un apport très important d'énergie due aux couplages.

A partir de ces résultats, et afin de limiter les cas d'étude, nous identifions un point de fonctionnement privilégié. Le cas d'écoulement $U_e = 20 \text{ m.s}^{-1}$ est intéressant en terme d'énergie apportée par les couplages aéroacoustiques mais son étude présente, du fait de sa mauvaise organisation naturelle, des contraintes techniques trop importantes pour une première étude de contrôle. Notre choix s'est donc porté sur le cas correspondant à $U_e = 12 \text{ m.s}^{-1}$, qui constitue un

compromis entre une organisation naturelle relativement cohérente et des couplages aéroacoustiques et des modifications apportées lors de l'excitation suffisamment importants. Dans la suite de cette thèse, la majeure partie des résultats présentés correspondra à ce cas d'écoulement.

Influence de la fréquence d'excitation sur la zone cisailée

Les résultats énoncés jusqu'à présent concernent le cas où la fréquence d'excitation correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire naturelle et à celle d'un mode acoustique de la veine. Pour compléter l'étude, nous étudions, pour une vitesse d'écoulement fixe, l'évolution des modifications apportées à l'écoulement en fonction de la fréquence d'excitation.

Les résultats obtenus pour les différentes vitesses d'écoulement testées montrent que, quelle que soit la fréquence d'excitation choisie, si le niveau d'excitation est suffisant, une modification de la zone cisailée apparaît. En particulier, la formation tourbillonnaire est pilotée, le phénomène tourbillonnaire prépondérant apparaît à la fréquence d'excitation et la cohérence des tourbillons est améliorée. Cependant, des différences sensibles sont observées en fonction de la gamme de fréquences d'excitation utilisée.

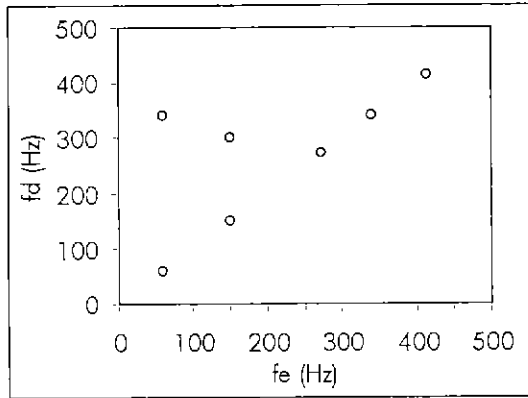
L'influence de la fréquence d'excitation est principalement étudiée pour le cas d'écoulement que nous privilégions ($U_e=12\text{m.s}^{-1}$). Nous nous intéressons notamment à l'évolution en fonction de la fréquence d'excitation :

- de la fréquence de détachement tourbillonnaire (figure 3. 9 (a)) ;
- de la distance de formation tourbillonnaire (figure 3. 9 (b)) ;
- des niveaux de pression injectés par l'excitation et ceux mesurés pour l'écoulement excité (figure 3. 10 (a)) ;
- des niveaux de vitesse injectés par l'excitation et ceux mesurés pour l'écoulement excité (figure 3. 10 (b)) ;
- du gain d'énergie liée aux couplages aéroacoustiques (figure 3. 11).

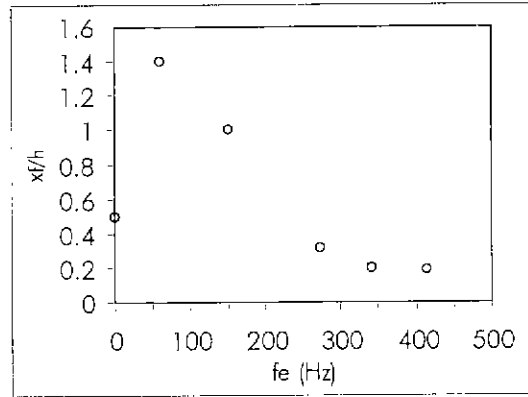
Les résultats présentés correspondent à une amplitude d'excitation de $A_e=2.5V$.

Quatre gammes de fréquences ayant des influences différentes peuvent être définies :

☞ La première comprend les fréquences d'excitation proches de la fréquence de détachement tourbillonnaire ($\Delta f \sim 50\text{Hz}$ centré autour de f_d), donc du mode acoustique correspondant. Dans ce cas, un couplage acoustique apparaît entre l'excitation et le mode de la veine. Les fluctuations de pression injectées sont notables (figure 3. 10 (a)). Le détachement tourbillonnaire est piloté à la fréquence du mode acoustique et des couplages aéroacoustiques forts apparaissent (figure 3. 11). Nous observons une augmentation importante des fluctuations de pression et de vitesse sur les spectres de l'écoulement excité (figure 3. 10), une réduction des distances de formation et de détachement tourbillonnaire (figure 3. 9), et une augmentation de la taille des tourbillons. L'analyse des visualisations de l'écoulement montre que si l'excitation entraîne un élargissement sensible de l'enveloppe maximale de la zone cisailée, son enveloppe moyenne est très peu influencée. Ce résultat se retrouve sur les champs d'isovitesses obtenus à partir de mesures LDA (figure 3. 12). Nous en déduisons qu'une excitation à cette fréquence favorise les couplages acoustiques et aéroacoustiques mais modifie très peu le volume moyen des zones de l'écoulement.

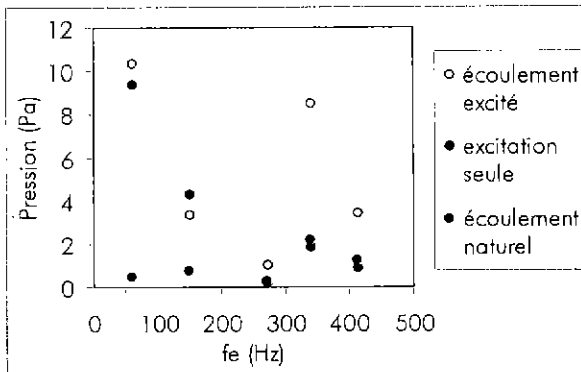


(a) fréquences de détachement tourbillonnaire

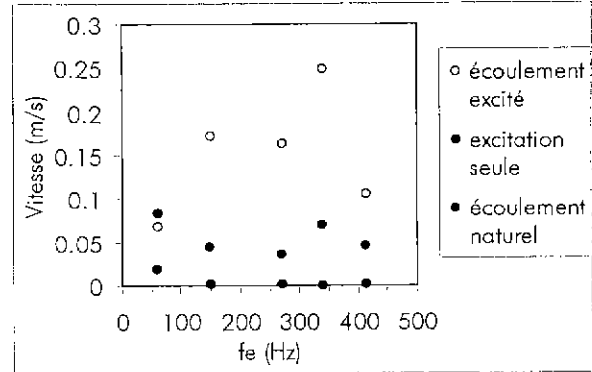


(b) distance de formation du phénomène tourbillonnaire prépondérant ($f_f=f_e$)

figure 3. 9 : Evolution de la fréquence de détachement tourbillonnaire et de la distance de formation tourbillonnaire en fonction de la fréquence d'excitation ($A_e=2.5V$)

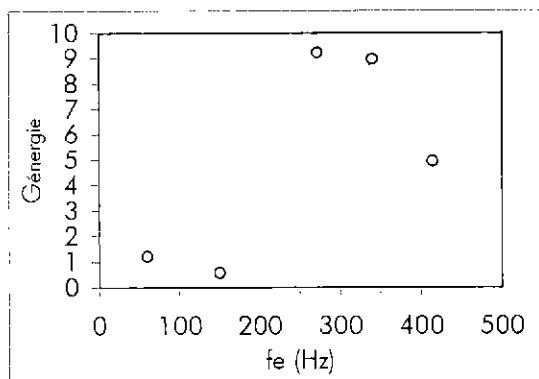


(a) niveaux de fluctuations de pression

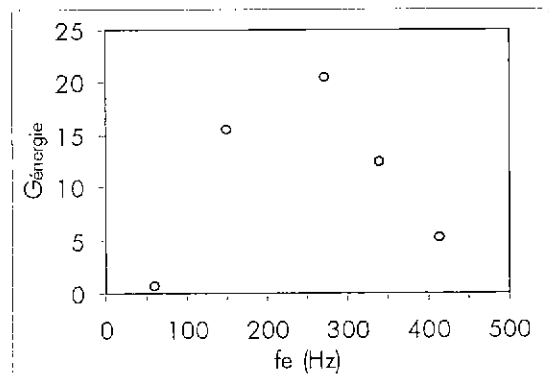


(b) niveaux de fluctuations de vitesse

figure 3. 10 : Evolution des niveaux de fluctuations de pression et de vitesse en fonction de la fréquence d'excitation ($A_e=2.5V$)



(a) fluctuations de pression



(b) fluctuations de vitesse

figure 3. 11 : Gains d'énergie liés aux couplages aéroacoustiques en fonction de la fréquence d'excitation ($A_e=2.5V$)

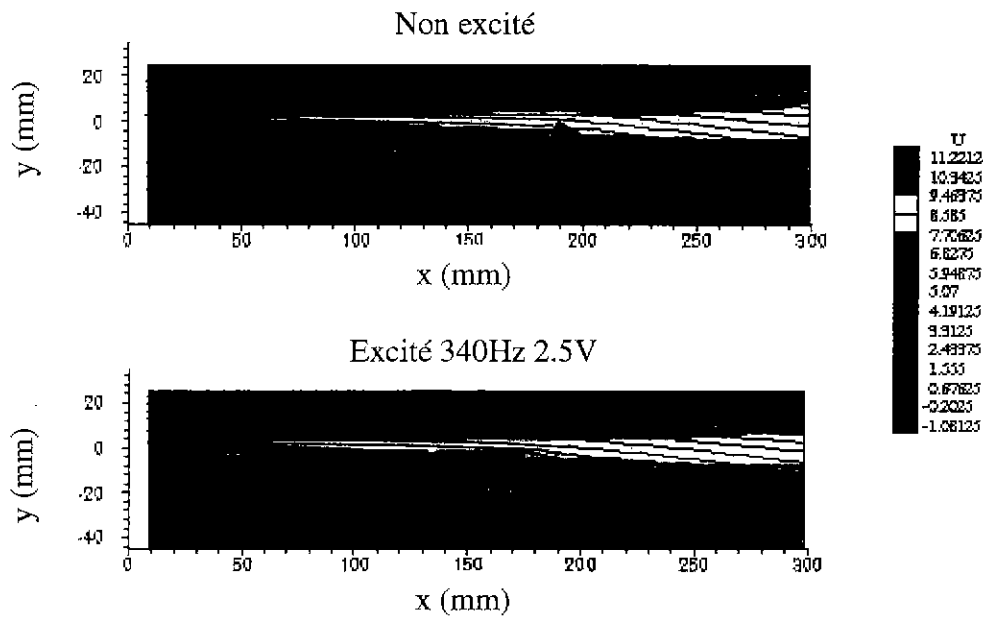


figure 3. 12 : Champs d'isovitesses et lignes de courant obtenus par mesure LDA sans et avec excitation à 340Hz et 2.5V

☞ La seconde gamme correspond à des fréquences d'excitation très basses (<80Hz). Dans ce cas, la source d'excitation introduit, du fait de son mode de fonctionnement, d'importantes fluctuations de pression et de vitesse dans la veine (Cf. Chapitre 2 § 2.5). En particulier si la fréquence d'excitation est de l'ordre de 60Hz, fréquence proche du premier mode acoustique longitudinal de la veine ($f(1,0,0)$), un couplage acoustique apparaît et augmente le niveau de fluctuations injectées (figure 3. 10). Ces fluctuations font apparaître un important battement de la nappe de cisaillement à la fréquence d'excitation et la formation de structures tourbillonnaires de grosse taille à cette fréquence. La longueur de formation de ces structures est plus importante que celle obtenue à 340Hz pour un écoulement non excité. Successivement, les tourbillons générés plongent rapidement vers la paroi inférieure de la veine puis remontent vers la zone d'écoulement moyen. Ce comportement entraîne un élargissement conséquent de la zone cisailée autant instantané que moyen (figure 3. 9 (b)) et une augmentation, sur les spectres de l'écoulement excité, des fluctuations de pression et de vitesse à la fréquence d'excitation (figure 3. 10). Nous verrons par la suite que cet élargissement évolue avec l'amplitude de l'excitation et qu'il entraîne une réduction de la distance moyenne de recollement. L'augmentation des fluctuations de pression et de vitesse observée est donc essentiellement due aux importantes fluctuations introduites par les haut-parleurs à basse fréquence. Le gain d'énergie lié aux couplages aéroacoustiques est faible (figure 3. 11). Enfin, des tourbillons continuent à se détacher à la fréquence d'instabilité naturelle (340Hz ici). Ils suivent la trajectoire des tourbillons générés à la fréquence d'excitation et sont de taille beaucoup plus faible que ces derniers. Un double détachement tourbillonnaire existe donc avec des grosses structures se détachant à faible fréquence, composées de structures plus petites se détachant à la fréquence naturelle (figure 3. 9 et figure 3. 13).

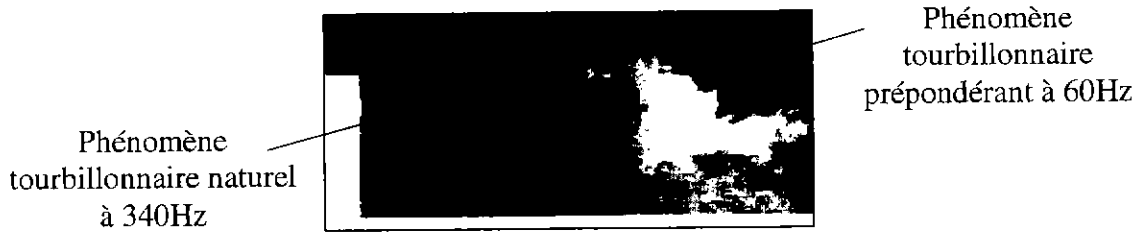


figure 3. 13 : Mise en évidence du double détachement tourbillonnaire apparaissant lors d'une excitation à basse fréquence ($f_e=60\text{Hz}$; $A_e=2.5\text{V}$)

- ☞ La troisième gamme correspond aux fréquences d'excitation comprises entre 80Hz et la fréquence de détachement (f_d) (Cf. $f_e=272\text{Hz}$). Dans ce cas, l'amplification de l'excitation par les couplages acoustiques est faible (figure 3. 10). Le détachement tourbillonnaire est néanmoins piloté à la fréquence d'excitation et une réduction des distances de formation et de détachement tourbillonnaire est observée (figure 3. 9). Les tourbillons générés sont de taille plus importante que dans le cas d'une excitation autour de 340Hz, ce qui entraîne un élargissement de la zone cisailée plus important. En parallèle, nous notons une augmentation des fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence d'excitation sur les spectres de l'écoulement excité (figure 3. 10). Les fluctuations de pression sont supérieures à celles obtenues en sommant les fluctuations de pression de l'écoulement naturel et celles injectées par l'excitation. Ceci met en évidence l'existence de couplages aéroacoustiques pouvant être importants (figure 3. 11). Les couplages acoustiques étant faibles, l'augmentation des fluctuations de pression est donc essentiellement due à la réponse de la zone cisailée à l'excitation et aux couplages aéroacoustiques. Néanmoins, les couplages aéroacoustiques sont ici inférieurs à ceux obtenus avec une excitation à la fréquence de détachement tourbillonnaire naturel. Le niveau total des fluctuations de pression atteint à la fréquence d'excitation est donc inférieur.

Un comportement sensiblement différent apparaît cependant pour une fréquence d'excitation $f_e=150\text{Hz}$ ($St_{re_n}=0.6$). Deux phénomènes tourbillonnaires sont alors observés (figure 3. 9 (a)). Le premier est piloté à 300Hz ($=2 f_e$), il n'est pas prépondérant et apparaît à 0.5h du nez de marche. Le second est beaucoup plus important et apparaît autour de 150Hz à 1h du nez de marche. La formation tourbillonnaire prépondérante se fait donc plus loin que dans le cas naturel ou excité à 272Hz, et les tourbillons générés sont de taille plus importante, ce qui entraîne un élargissement sensible de la zone cisailée. Cet élargissement est observé sur les enveloppes maximales et moyennes de la zone cisailée obtenues à partir des visualisations, ainsi que sur les champs d'isovitesse obtenus à partir de mesure LDA (figure 3. 14). Nous en déduisons une augmentation du volume de la zone cisailée et une réduction du volume de la zone recirculée. L'augmentation des fluctuations de pression et de vitesse à la fréquence d'excitation sur les spectres de l'écoulement excité est ici plus importante que pour une excitation à 272Hz. A ce stade de l'étude, l'hypothèse formulée pour justifier ce comportement est la suivante : la fréquence d'excitation correspond ici à la fois au deuxième mode acoustique longitudinal de la veine (130Hz) et au processus aérodynamique de pairing (apparaissant autour de 170Hz). Un couplage acoustique important apparaît. Il augmente les niveaux de pression et de vitesse dans la veine autour de 150Hz, fréquence correspondant à un mode d'instabilité naturel de l'écoulement (pairing) ne demandant qu'à être amplifié. Le résultat donne un phénomène prépondérant à 150Hz, fortement énergétique.

Nous verrons ultérieurement que ce cas d'excitation entraîne une importante réduction de la distance de recollement. Il est donc particulièrement intéressant à étudier.

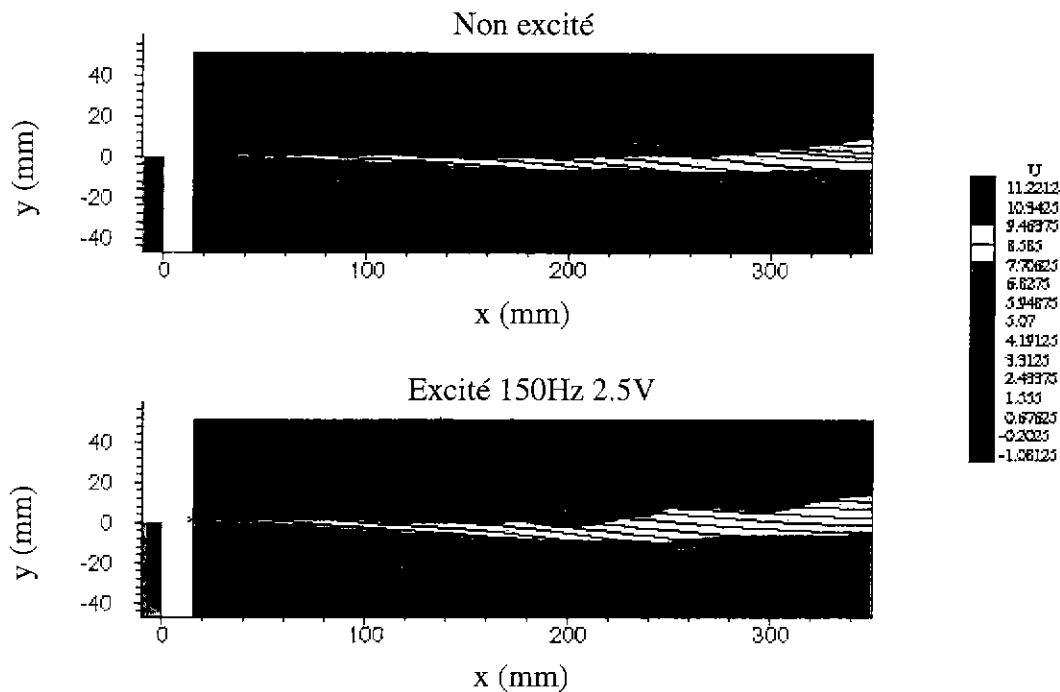


figure 3. 14 : Champ d'isovitesse et lignes de courant obtenus par mesure LDA sans et avec excitation à 150Hz et 2.5V

☞ La dernière gamme correspond à des fréquences d'excitation supérieures à la fréquence de détachement naturelle ($f_e > f_d + 25\text{Hz}$). A ces fréquences, les haut-parleurs injectent des niveaux de fluctuations de pression et de vitesse faibles (Cf. chapitre 2) et l'amplification de l'excitation par l'acoustique de la veine (couplages acoustiques) est faible (figure 3. 10) Malgré cela, l'excitation pilote toujours le détachement tourbillonnaire (figure 3. 9 (a)), ce qui se traduit par une augmentation sensible des fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence d'excitation (figure 3. 10). Celle-ci est essentiellement due à la réponse de la zone cisailée à l'excitation et à l'apparition de couplages aéroacoustiques (figure 3. 11). Les distances de formation et de détachement tourbillonnaire sont réduites par rapport au cas naturel (figure 3. 9 (b)), mais les tourbillons générés sont ici de taille moins importante. Ceci entraîne une légère réduction de l'étalement de la zone cisailée, ce qui peut entraîner une légère augmentation de la distance moyenne de recollement (Cf. § Influence sur la zone recirculée). Mais ces variations ne sont pas suffisamment significatives pour être étudiées ultérieurement.

Dans le cas où la fréquence d'excitation correspond à un mode acoustique de la veine ($f_e = f_a - 420\text{Hz}$ par exemple), le couplage acoustique est plus important et permet d'accentuer ces modifications.

L'élargissement de la zone cisailée observé dans les différents cas, peut se faire de part et d'autre de l'axe de cette zone. Néanmoins, dans la plupart des cas, celui-ci est plus important vers la paroi inférieure que vers l'écoulement moyen.

Il est à noter que l'ensemble de ces résultats est en bon accord avec ceux obtenus dans la littérature. En particulier, le comportement remarquable autour de $St_{re} = 0.6$ et pour les fréquences d'excitation supérieures à celle du détachement naturel, a été observé par Chun et al. ([27]).

Influence de l'amplitude de l'excitation sur la zone cisailée

De façon générale, le degré de modification de l'écoulement dépend du niveau d'excitation. Plus ce niveau augmente, plus les modifications apportées sur les visualisations (figure 3. 15), les niveaux de pression et de vitesse, et sur le gain d'énergie lié aux couplages aéroacoustiques (figure 3. 16 et figure 3. 17), sont importantes. Ce comportement est dû à l'augmentation d'énergie entraînée par l'excitation qui est fonction de l'amplitude d'excitation. Cette augmentation d'énergie est quantifiée par le facteur E_p , calculé autour de la fréquence de détachement à partir des valeurs RMS de pression ou de vitesse, et défini par :

$$E_p = \frac{(RMS_{\text{écoulement_excité_non_contrôlé}})^2 - (RMS_{\text{écoulement_non_excité_non_contrôlé}})^2}{(RMS_{\text{écoulement_non_excité_non_contrôlé}})^2}$$

Ce facteur compare l'énergie apportée par l'excitation (numérateur) à celle de l'écoulement naturel (dénominateur). Plus l'amplitude de l'excitation augmente, plus ce facteur est important (figure 3. 17), donc plus l'énergie due à l'excitation (excitation + couplages acoustiques + couplages aéroacoustiques) est importante par rapport à l'énergie de l'écoulement naturel. Ainsi les modifications apportées à l'écoulement dépendent du niveau d'excitation.

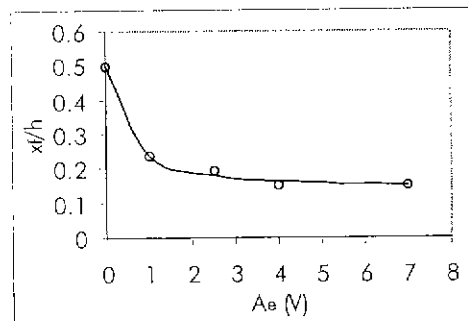


figure 3. 15 : Evolution de la distance de formation tourbillonnaire en fonction de l'amplitude d'excitation ($f_c=340\text{Hz}$)

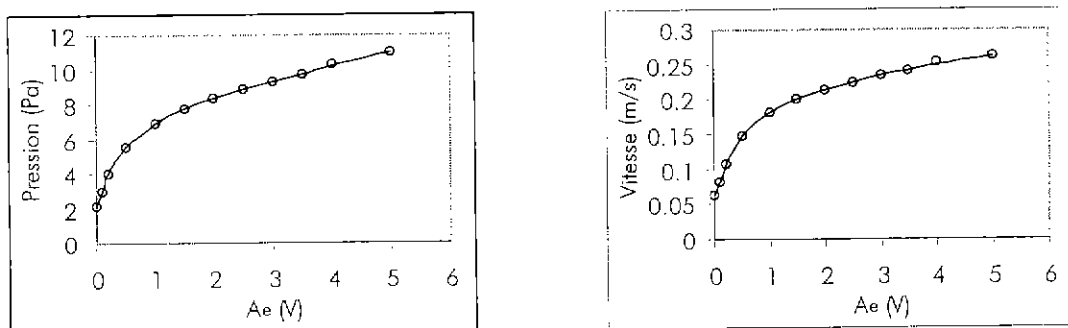


figure 3. 16 : Evolution des niveaux de pression et de vitesse autour $f_d=f_e=340\text{Hz}$ en fonction de l'amplitude d'excitation

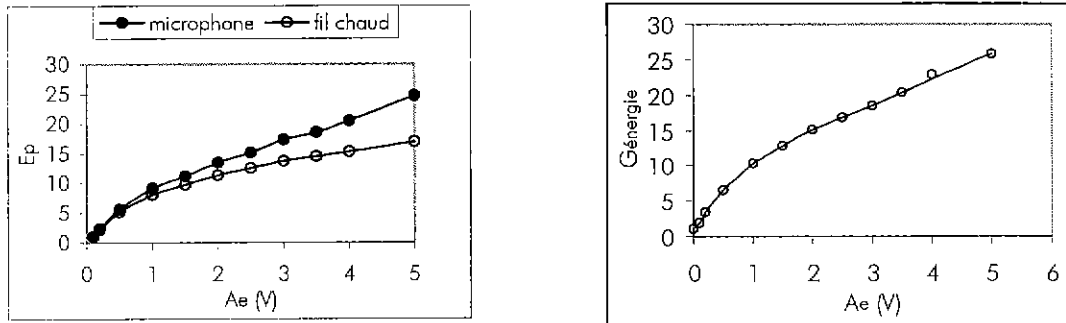


figure 3. 17 : Evolution de l'énergie apportée par l'excitation et du gain d'énergie lié aux couplages aéroacoustiques en fonction de l'amplitude d'excitation ($f_e=340\text{Hz}$)

Cependant, l'évolution des modifications apportées par l'excitation n'est pas linéaire en fonction de l'amplitude d'excitation. En effet, le degré de modification augmente de façon importante lorsque l'amplitude d'excitation varie de 0 à 1V. Au delà, la modification des différents paramètres de l'écoulement est plus progressive (rupture de pente autour de 1V). Ce phénomène est moins marqué sur les gains d'énergie liés aux couplages aéroacoustiques (figure 3. 17 (b)) que sur les niveaux totaux de pression (figure 3. 16 (a)). Ce phénomène s'explique donc essentiellement par les niveaux de fluctuations de pression et de vitesse injectées par les haut-parleurs aval au niveau du détachement tourbillonnaire. Ces niveaux augmentent rapidement pour les tensions d'excitation inférieures à 1V, puis augmentent plus progressivement pour les tensions d'excitation supérieures à 1V (même rupture de pente autour de 1V, Cf. chapitre 2 : excitation externe et figure 3. 18). La veine d'essai agit comme un amplificateur limitant l'effet de l'excitation à partir d'un certain niveau. En particulier, une amplitude d'excitation supérieure à 3V n'apporte pas des modifications de l'écoulement supplémentaires suffisamment importantes pour justifier l'augmentation d'énergie fournie par les haut-parleurs. Quelle que soit la fréquence d'excitation, la gamme d'amplitude d'excitation la plus efficace se situe donc entre 1V et 3V.

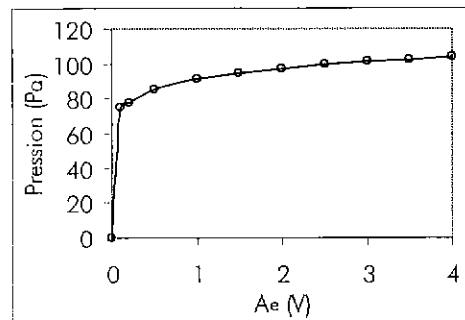


figure 3. 18 : Evolution du niveau de pression injecté par les haut-parleurs aval au niveau du détachement tourbillonnaire en fonction de l'amplitude d'excitation ($f_e=340\text{Hz}$)

3.4. Influence de l'excitation sur la zone recirculée

L'effet de l'excitation sur la zone recirculée est plus difficile à appréhender. Le phénomène de pulsation apparaissant dans cette zone est difficilement mesurable. Seule

l'analyse des visualisations permet d'obtenir des tendances qualitatives générales quant à l'évolution de ce phénomène. En parallèle, les visualisations ainsi que les mesures de champ de vitesse par LDA, permettent de déterminer le comportement du volume de la zone recirculée. Enfin, des mesures LDA réalisées en différentes positions longitudinales le long de la paroi inférieure, permettent de statuer sur l'évolution de la distance moyenne de recollement de la zone cisailée et d'obtenir ainsi une information supplémentaire sur la variation de volume de la zone recirculée.

Les résultats obtenus en particulier à l'aide des visualisations, montrent que sous l'effet d'une excitation, le phénomène de pulsation alimentant la zone recirculée est généralement mieux organisé. Le nombre de pulsations de retour augmente et la périodicité de ce phénomène est améliorée. En parallèle, le volume de la zone recirculée varie. Cette variation résulte des modifications apportées sur la zone cisailée (Cf. Influence de l'excitation sur la zone cisailée). En particulier, la modification de la taille des tourbillons entraîne une modification de l'étalement de la zone cisailée et donc de la distance de recollement.

Les caractéristiques de la zone recirculée dépendent essentiellement de deux paramètres : la fréquence et l'amplitude de l'excitation.

Influence de la fréquence d'excitation sur la zone recirculée

Nous avons vu dans l'étude bibliographique que le phénomène de pulsation qui alimente la zone recirculée est généré par l'impact des structures tourbillonnaires de la zone cisailée sur la paroi au niveau du recollement. Sa fréquence dépend donc de la fréquence de détachement tourbillonnaire, elle-même pilotée par l'excitation. Plus la fréquence d'excitation est élevée, plus le nombre de pulsations est important.

Le volume de la zone recirculée dépend du volume de la zone cisailée et de la distance de recollement. Nous avons vu précédemment que quatre classes de fréquences d'excitation entraînent des modifications de volume différentes de la zone cisailée. Elles entraînent par conséquent des modifications différentes du point de recollement et donc de la zone recirculée.

L'analyse qualitative des visualisations révèle, pour une excitation autour de 150Hz et 60Hz, une réduction sensible du point de recollement moyen et du volume de la zone recirculée. En revanche, pour une excitation autour de la fréquence de détachement (340Hz), cette réduction apparaît très faible. Les mesures LDA réalisées près de la paroi en différentes positions permettent de confirmer ces tendances (figure 3. 19). En particulier, nous retrouvons une importante réduction de la distance de recollement pour une excitation autour de 150Hz et 60Hz. Les réductions peuvent atteindre respectivement 18% et 20% pour une amplitude d'excitation de 8V. En revanche, pour une excitation à la fréquence de détachement (340Hz), la réduction de la distance de recollement est très faible (maximum 7% pour $A_e=8V$). Enfin, une légère augmentation de la distance de recollement (3% maximum pour $A_e=8V$) peut être obtenue pour les fréquences d'excitation les plus élevées (>400Hz).

Remarque : Dans le cas d'une excitation à faible fréquence, l'important battement de la zone cisailée entraîne une fluctuation importante de la position instantanée du point de recollement. Néanmoins les mesures LDA permettent d'identifier une position moyenne de ce point et mettent en évidence la réduction de la distance moyenne de recollement.

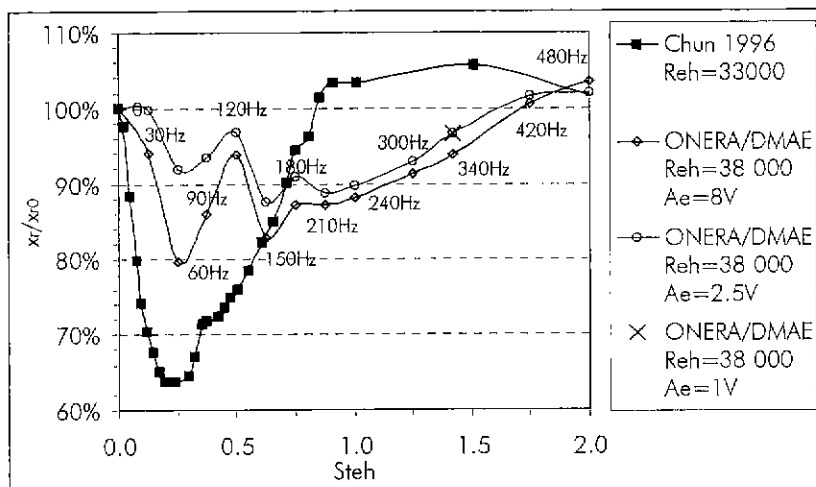


figure 3. 19 : Evolution de la distance moyenne de recollement en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation ($U_e=12m.s^{-1}$)

Ces résultats couplés avec les mesures LDA réalisées dans le champ à $f_e=150Hz$ et $340Hz$ (figure 3. 12 et figure 3. 14), permettent de conclure que lors d'une excitation à $150Hz$, la réduction du volume de la zone recirculée est sensible. En revanche, elle est très faible lors d'une excitation à $340Hz$.

Les tendances observées sont une nouvelle fois en bon accord avec celles obtenues par Chun et al. ([27]). Néanmoins un écart quantitatif existe. Il se justifie principalement par des conditions d'écoulement amont différentes. En particulier, l'épaisseur de couche limite est plus faible dans notre cas (rapport 10 sur δ), et la vitesse d'écoulement est plus importante (rapport 1.15 sur Re_{in}).

Influence de l'amplitude d'excitation sur la zone recirculée

L'influence de l'amplitude d'excitation sur la zone recirculée est essentiellement étudiée à partir des mesures LDA réalisées près de la paroi au niveau du point de recollement. Deux amplitudes d'excitation sont testées : $A_e=2.5V$ et $8V$ (figure 3. 19).

Quelle que soit la fréquence d'excitation, l'effet observé sur la longueur moyenne de recollement croit avec la tension d'excitation. Cette influence est particulièrement marquée pour les fréquences d'excitation correspondant à des nombres de Strouhal de l'ordre de 0.25. Nous retrouvons pour ce nombre de Strouhal ($f_e=60Hz$) l'importance des fluctuations apportées par les haut-parleurs à basse fréquence qui dépendent du niveau d'excitation. Plus l'amplitude d'excitation augmente, plus les fluctuations injectées sont importantes, plus les tourbillons générés sont gros et plus la distance de recollement, donc le volume de la zone recirculée, sont réduits.

Pour les fréquences les plus importantes ($St_{eh} \sim 2$), l'augmentation de l'amplitude d'excitation n'augmente quasiment pas la distance de recollement. Nous retrouvons les limites imposées par la rapide saturation des niveaux de pression et de vitesse injectés par l'actionneur à ces fréquences.

3.5. Influence de l'excitation sur le temps de séjour

Nous avons montré précédemment que l'excitation peut entraîner des modifications aérodynamiques significatives de l'organisation de l'écoulement. Une campagne expérimentale de mesures de temps de séjour est alors entreprise afin de déterminer si ces modifications peuvent influencer le temps de séjour de la phase gazeuse dans différentes zones de l'écoulement.

3.5.1. Principe et configurations de l'étude

Les mesures sont réalisées dans quatre fenêtres :

- fenêtre 1 : $x = (29) - (95)$ mm ; $y = (-50) - (-10)$ mm ;
- fenêtre 2 : $x = (0) - (150)$ mm ; $y = (-50) - (0)$ mm ;
- fenêtre 3 : $x = (138) - (164)$ mm ; $y = (-14) - (12)$ mm ;
- fenêtre 4 : $x = (0) - (50)$ mm ; $y = (-50) - (-10)$ mm ;

Une représentation schématique de la position de chaque fenêtre est donnée schéma 3. 3. Elles permettent de mesurer un temps caractéristique dans différentes parties de la zone recirculée (fenêtres 1, 2 et 4) et dans la zone cisailée (fenêtre 3).

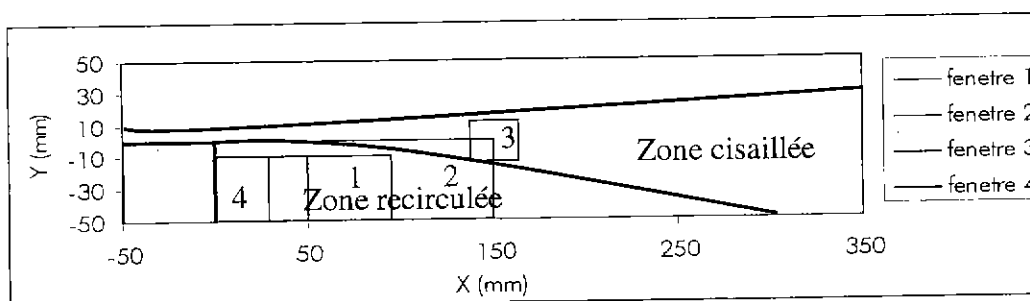


schéma 3. 3 : Fenêtres de mesure du temps de séjour

L'influence de la fréquence d'excitation est étudiée pour deux vitesses d'écoulement afin de déterminer si les modifications observées dépendent des conditions d'étude. La première vitesse correspond au cas d'écoulement privilégié $U_e=12 \text{ m.s}^{-1}$. Pour la seconde ($U_e=20 \text{ m.s}^{-1}$), l'écoulement naturel est mal organisé et l'effet organisateur de l'excitation est important, ce qui nous permet de mettre en évidence l'influence de l'amélioration de la cohérence de l'écoulement sur les temps de séjour des différentes zones. Ceux-ci sont relevés pour un écoulement non excité, excité à la fréquence de détachement tourbillonnaire et excité à basse fréquence (30Hz). Nous pouvons ainsi déterminer les modifications apportées lorsque, d'une part, les couplages naturels sont forcés et, d'autre part, lorsqu'un forçage acoustique important est imposé à l'écoulement. L'excitation basse fréquence choisie n'est pas celle qui permet d'obtenir le maximum de réduction de la distance de recollement. Mais elle se situe, dans les deux cas d'écoulement, entre la fréquence de retour de la zone cisailée et le premier mode acoustique de la veine. Nous cherchons ainsi à favoriser les couplages entre ces phénomènes afin d'étudier leur influence sur le temps de séjour dans la zone recirculée.

3.5.2. Résultats

Les résultats obtenus pour les deux vitesses sont présentés sur la figure 3. 20. Rappelons que le temps de séjour (τ) est défini comme étant le rapport entre le volume de la zone de mesure et le débit injecté dans cette zone :

$$\tau = \frac{V_{zone}}{Q_{inj_zone}}$$

Lorsque la fenêtre de mesure est prise dans une même zone de l'écoulement (dans la zone recirculée par exemple), le volume à considérer est celui de la zone de l'écoulement étudiée, qui peut varier. En revanche, lorsque la fenêtre de mesure comprend différentes zones de l'écoulement (zone recirculée + une partie de la zone cisailée par exemple), le volume de mesure à considérer est celui de la fenêtre de mesure, qui reste constant. Nous parlons alors d'un temps de transit (τ') défini comme le rapport du volume de la fenêtre de mesure sur le débit injecté dans cette fenêtre :

$$\tau' = \frac{V_{fenêtre}}{Q_{inj_fenêtre}}$$

Remarque : Pour le cas correspondant à $U_e=12\text{m.s}^{-1}$, un problème de sauvegarde des résultats relatifs à la fenêtre 4 est survenu. Cependant, l'ensemble des tendances se retrouvant systématiquement dans les deux cas de vitesse, nous supposons que les résultats auraient été qualitativement similaires à ceux obtenus pour $U_e=20\text{m.s}^{-1}$.

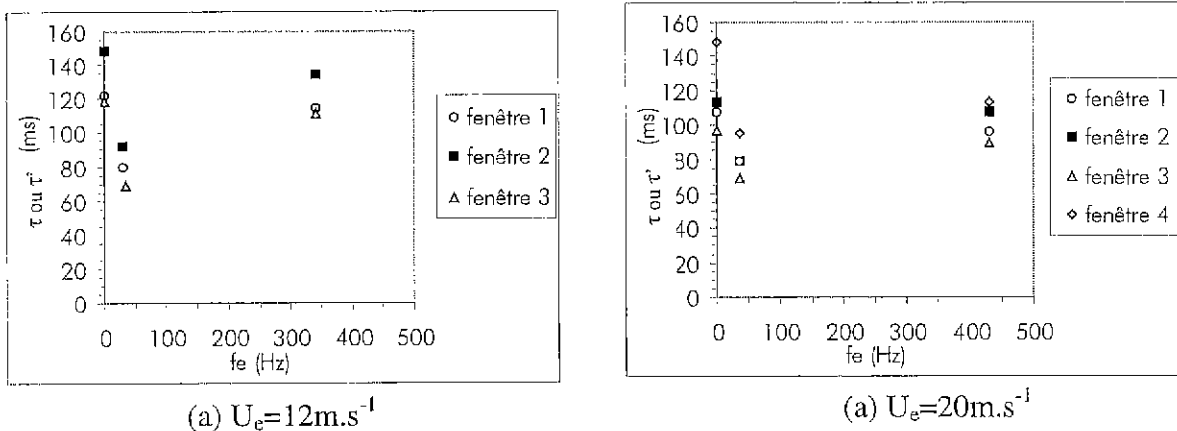


figure 3. 20 : Evolution du temps de séjour ou de transit dans différentes fenêtres de mesure pour $U_e=12\text{m.s}^{-1}$ et $U_e=20\text{m.s}^{-1}$

Écoulement non excité

Dans les deux cas de vitesse sans excitation, la phénoménologie naturelle de l'écoulement se retrouve sur la mesure du temps de séjour :

- ☞ le temps de séjour est plus important dans la zone recirculée où les vitesses sont relativement faibles, que dans la zone cisailée où les vitesses sont plus élevées. L'ordre des temps de séjour est donc respecté ;
- ☞ lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, les temps de séjour des différentes zones diminuent dans les mêmes rapports.

Excitation à la fréquence de détachement naturelle

Lorsque l'écoulement est excité à la fréquence de détachement naturelle, les temps de séjour conservent le même ordre mais sont légèrement réduits quelle que soit la zone de mesure. Ces résultats sont à prendre avec précaution car les variations observées restent dans la gamme d'erreur de mesure (~10 à 15 ms). Néanmoins, ils se retrouvent systématiquement sur les deux cas de vitesse. Nous considérons donc ces résultats comme des tendances générales représentatives.

L'interprétation est la suivante : l'excitation à $f_e=f_d=f_a$ vient accrocher le mode acoustique de la veine d'essai correspondant et piloter l'écoulement. Des couplages aéroacoustiques apparaissent. L'ensemble de ces phénomènes entraîne :

- ☞ une augmentation des fluctuations de vitesse dans la zone cisailée qui augmentent le débit échangé entre la zone d'écoulement moyen et la zone cisailée ($Q_{inj} \uparrow$). En parallèle la variation de volume de cette zone est très faible (Cf. influence de la fréquence 3.3.2). Il en résulte une réduction du temps de séjour dans la zone cisailée ;
- ☞ une légère réduction du volume de la zone recirculée. Mais celle-ci est trop faible pour engendrer une variation suffisante de la surface d'échange entre la zone cisailée et la zone recirculée (peu de modification du point de recollement). Le débit injecté dans la zone recirculée reste donc quasi-constant. Ce qui conduit à une légère réduction du temps de séjour dans cette zone.

Excitation à basse fréquence

Les résultats obtenus pour une excitation à basse fréquence sont plus délicats à analyser. En effet, en excitant l'écoulement à basse fréquence, un important battement de la couche cisailée apparaît. Il génère des structures tourbillonnaires de taille importante qui plongent périodiquement dans la zone recirculée. Ceci entraîne un élargissement conséquent de la zone cisailée et une réduction de la distance moyenne de recollement. Le volume moyen de la zone recirculée est alors sensiblement réduit. Ainsi, sous l'effet de l'excitation seule la fenêtre 4 reste encore dans la zone recirculée et mesure avec et sans excitation le temps de séjour dans cette zone. En revanche, les fenêtres 1 et 2 prennent désormais en compte une partie de la couche cisailée. Le volume de mesure à considérer est alors celui de la fenêtre de mesure ($V=V_{fenêtre}=Cste$) et la comparaison avec et sans excitation ne porte plus sur un temps de séjour mais sur un temps de transit. De même, le battement de la zone cisailée étant très important, la fenêtre de mesure numéro 3 reste dans la zone cisailée en moyenne. Mais en instantané, celle-ci prend périodiquement en compte une partie de la zone recirculée. Elle ne mesure donc pas un temps de séjour représentatif de la zone cisailée mais un temps de transit. La comparaison porte donc sur les temps de transit obtenus avec et sans excitation.

La complexité de ce comportement rend l'interprétation des résultats délicate. Nous pouvons simplement dire que dans le cas d'une excitation à basse fréquence, les volumes des différentes zones de l'écoulement sont modifiés ce qui entraîne une réduction des temps de transit au niveau de la zone cisailée et de la zone recirculée. En terme d'amélioration du rendement ce type d'excitation n'apparaît donc pas favorable.

3.5.3. Conclusion sur le mélange

La phénoménologie naturelle de l'écoulement ainsi que les modifications aérodynamiques de l'écoulement apportées par l'excitation se retrouvent dans les mesures expérimentales des temps de séjour ou de transit. La méthode de mesure est donc validée. Néanmoins, sa précision actuelle (10 à 15ms) permet d'obtenir uniquement des tendances générales sur l'évolution de ces temps caractéristiques :

- ☞ Seule une réduction des temps de séjour et de transit est possible pour les différentes fenêtres de mesure utilisées et ce, quel que soit le type d'excitation testé. En particulier une importante réduction de ces temps est observée lors d'une excitation à basse fréquence. Il semble donc qu'une augmentation du temps de séjour dans la zone recirculée soit difficile à obtenir.
- ☞ La variation du temps de séjour dans la zone recirculée dépend essentiellement de la variation de son volume.
- ☞ L'excitation tend à augmenter le débit échangé entre la zone d'écoulement moyen et la zone cisailée et recirculée.

3.6. Conclusions

L'excitation acoustique utilisée permet de modifier les caractéristiques de l'écoulement présent derrière une marche descendante. Des couplages acoustiques et aéroacoustiques peuvent être favorisés faisant apparaître d'importantes modifications aérodynamiques de l'écoulement. La zone la plus réceptive à l'excitation se situe entre 0 et 3h, zone correspondant au mode d'instabilité de couche cisailée. Le détachement tourbillonnaire de la zone cisailée peut être fortement piloté, ce qui entraîne une modification des différents volumes de l'écoulement. Dans la plupart des cas, l'excitation entraîne une augmentation des fluctuations de pression et de vitesse dans la zone cisailée, un élargissement de cette zone avec une amélioration de la cohérence des structures tourbillonnaires, une réduction de la longueur de recollement, une réduction du volume de la zone recirculée et une amélioration du phénomène de pulsation alimentant cette zone.

Certaines fréquences d'excitation sont remarquables. En particulier, une coïncidence entre la fréquence de détachement naturelle, la fréquence d'excitation et la fréquence d'un mode acoustique de la veine, entraîne des couplages acoustiques et aéroacoustiques importants dès les faibles niveaux d'excitation. Ils améliorent l'organisation de l'écoulement mais la modification des volumes des différentes zones est relativement faible.

Une excitation à 150Hz s'avère très efficace. Les couplages acoustiques sont forts dès les faibles amplitudes d'excitation et pilotent les phénomènes tourbillonnaires, en particulier le pairing. Il en résulte une importante modification de la taille des tourbillons, un élargissement conséquent de la zone cisailée et une réduction sensible de la distance de recollement et du volume de la zone recirculée.

Enfin, une excitation à basse fréquence (60Hz) introduit d'importantes fluctuations de pression et de vitesse au niveau du détachement tourbillonnaire du fait du mode de fonctionnement des haut-parleurs. L'organisation de l'écoulement est fortement modifiée avec l'apparition de deux phénomènes tourbillonnaires. Le premier, prépondérant, se fait à basse fréquence (60Hz) avec des tourbillons de taille importante qui perturbent périodiquement la zone recirculée et la zone d'écoulement moyen. Le second est moins

important et se fait à la fréquence de détachement naturelle (340Hz). Un double détachement tourbillonnaire existe donc avec des grosses structures se détachant à faible fréquence, composées de structures plus petites se détachant à la fréquence naturelle. Ce type d'excitation entraîne un élargissement important de la zone cisailée et une réduction de la distance de recollement et du volume de la zone recirculée, mais le niveau de modifications apportées dépend beaucoup de l'amplitude d'excitation.

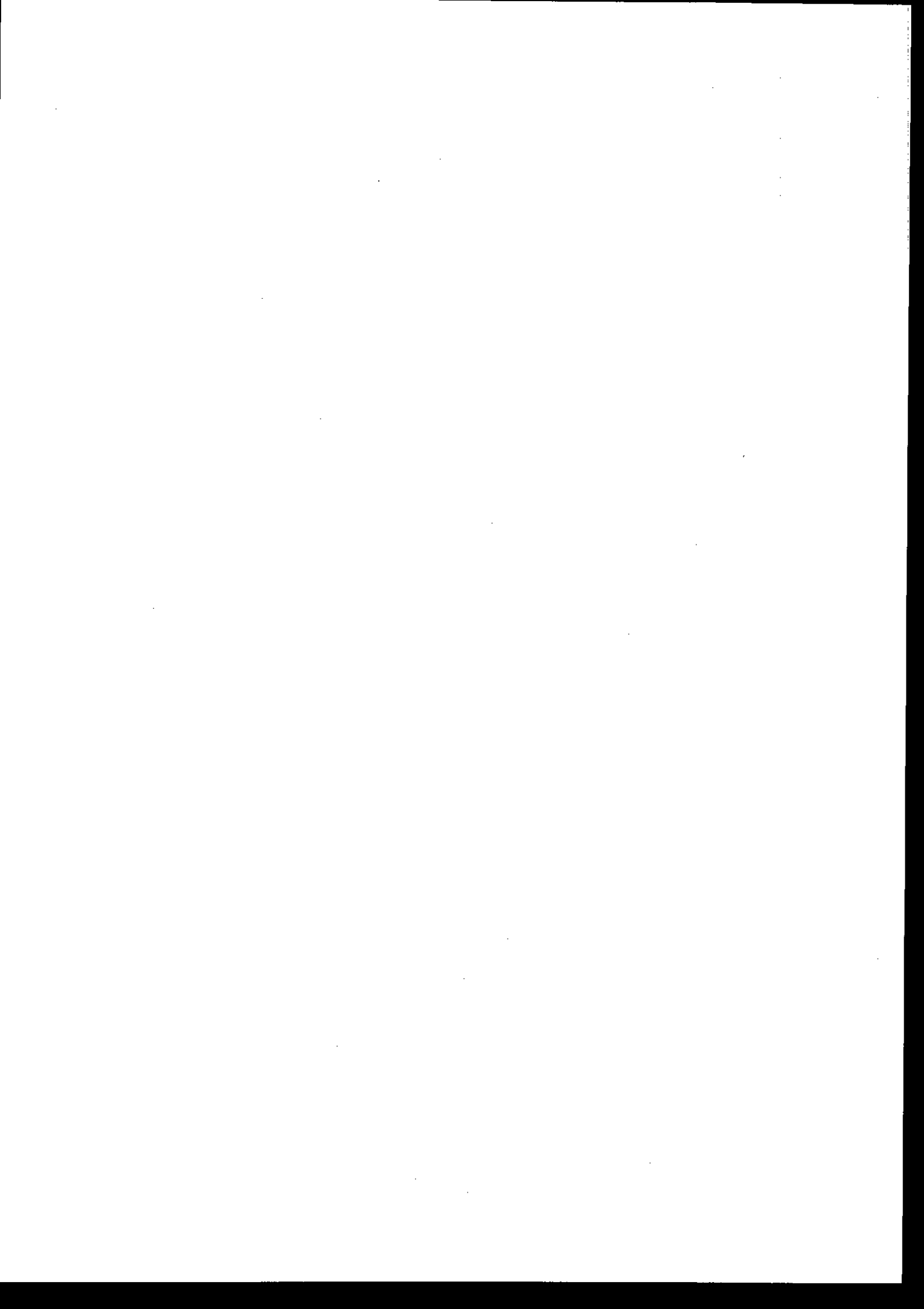
Ces modifications de l'écoulement observées pour les différentes excitations, influencent les temps de séjour et de transit de la phase gazeuse. Quelle que soit l'excitation utilisée, seule une réduction de ces temps caractéristiques a pu être obtenue. Une augmentation du temps de séjour dans la zone recirculée semble donc difficile à obtenir. Ainsi, en terme de mélange de la phase gazeuse, l'excitation de l'écoulement ne permet pas d'améliorer la plage de stabilité. Elle tend, au contraire, à la réduire, ce qui peut être néfaste au rendement. La stratégie de contrôle du mélange est donc abandonnée. Nous nous concentrons sur le contrôle des instabilités de combustion.

Ainsi, l'excitation acoustique étant capable d'influencer l'écoulement, une stratégie de contrôle incluant un actionneur acoustique apparaît envisageable. Les trois types d'excitation cités précédemment ($f_e=f_d=340\text{Hz}$; $f_e=150\text{Hz}$; $f_e=60\text{Hz}$) permettent de retrouver, pour un écoulement à $U_e=12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, une partie des phénomènes apparaissant en écoulement réactif qui engendrent la naissance des instabilités de combustion. Elles définissent donc des cas tests à privilégier.

CHAPITRE 4

DÉFINITION ET MISE EN PLACE DE LA BOUCLE DE CONTRÔLE

4.1. OBJECTIFS	91
4.2. IDENTIFICATION DES BESOINS ET DES IMPÉRATIFS	91
4.3. DÉFINITION DE LA BOUCLE DE CONTRÔLE	92
4.4. DÉMARCHE SUIVIE	94
4.5. CONTRÔLE DE L'ÉCOULEMENT NATUREL	95
4.5.1. Généralités	95
4.5.2. Contrôle à partir du microphone	96
4.5.3. Contrôle à partir du fil-chaud	97
4.5.4. Conclusions sur le contrôle de l'écoulement naturel	98
4.6. CONTRÔLE DE L'ÉCOULEMENT EXCITÉ	98
4.6.1. Contrôle de l'écoulement excité à la fréquence de détachement (340Hz)	99
4.6.1.1. Contrôle à partir du microphone	100
4.6.1.2. Contrôle à partir du fil-chaud	102
4.6.1.3. Stabilité et reproductibilité du contrôle	103
4.6.2. Etude paramétrique	104
4.6.2.1. Influence de l'amplitude de l'excitation externe	104
4.6.2.2. Influence de la fréquence de l'excitation externe	105
4.6.3. Conclusions	113
4.7. DÉFINITION D'UNE LOI DE DÉCOMPOSITION D'UN DES PARAMÈTRES REPRÉSENTATIFS DE L'ÉCOULEMENT	113
4.7.1. Objectif	113
4.7.2. Approche physique de la loi	113
4.7.3. Définition théorique de la loi	114
4.7.4. Application de la loi aux cas généraux d'excitation	117
Contrôle sur le microphone	117
Contrôle sur le fil-chaud	118
4.7.5. Application de la loi aux cas particuliers d'excitation	119
4.7.5.1. Ecoulement excité à 60Hz	120
4.7.5.2. Ecoulement excité à 150Hz	121
4.8. UNE SIMULATION PLUS REPRÉSENTATIVE DES PHÉNOMÈNES DE BOUCLAGE ET LEUR CONTRÔLE	123
4.8.1. Objectif	123
4.8.2. Principe	124
4.8.3. Influence de l'excitation	124
4.8.4. Influence du contrôle	126
4.8.5. Conclusions sur le contrôle de l'écoulement soumis à une excitation variable	127
4.9. CONCLUSIONS	127



Chapitre 4.

Définition et mise en place de la boucle de contrôle

4.1. Objectifs

Le premier objectif de ce chapitre est de définir et de mettre en place une boucle de contrôle expérimentale adaptée à notre étude. Cette définition passe par une identification des besoins et des impératifs liés à la géométrie de l'écoulement étudié et par la détermination d'un algorithme de contrôle adapté. A partir de la boucle définie, des premiers tests de contrôle sont réalisés afin de statuer sur les possibilités de contrôle des différents paramètres de l'écoulement. En particulier, nous cherchons à déterminer si le contrôle des phénomènes aérodynamiques fortement instationnaires est possible. Ces tests sont réalisés à partir d'un écoulement naturel, puis d'un écoulement excité à l'aide des haut-parleurs aval afin de simuler de façon simple l'apparition d'instabilités de combustion.

Le second objectif de ce chapitre est de définir, à partir de l'analyse des résultats de contrôle, une loi de décomposition théorique d'un des paramètres représentatifs de l'écoulement, prenant en compte les effets de l'excitation et du contrôle.

Enfin, nous chercherons à réaliser une simulation expérimentale plus représentative des phénomènes de bouclage engendrant l'apparition des instabilités de combustion, afin de statuer sur les possibilités de contrôle dans les chambres de combustion.

4.2. Identification des besoins et des impératifs

L'étude menée dans le chapitre 3 a montré qu'une excitation acoustique permet de modifier sensiblement l'organisation de l'écoulement. La zone la plus réceptive à l'excitation se situe dans la couche cisailée, entre 0 et 3h en aval de nez de marche. Il apparaît donc nécessaire de contrôler les phénomènes présents dans cette zone. Ce contrôle peut être réalisé à l'aide de l'actionneur acoustique précédemment défini, localisé dans le nez de marche (Cf. chapitre 2) et qui agit de façon non intrusive.

Le contrôle des phénomènes apparaissant entre 0 et 3h dans la zone cisailée passe par la mesure d'une information représentative de ces phénomènes. Lors de la qualification de l'écoulement (Cf. chapitre 2), seul un capteur placé dans la couche cisailée (ou à sa proche périphérie) entre 0.5h et 1.5h en aval du nez de marche, a permis de mesurer une information représentative du détachement tourbillonnaire ou du pairing. Il apparaît donc nécessaire, dans la stratégie de contrôle, de placer le capteur dans cette zone de l'écoulement. Dans ce cas, un effort particulier sur la taille et le système de fixation du capteur doit être fait afin de limiter la perturbation de l'écoulement.

Une partie des phénomènes à contrôler est d'origine aérodynamique, une autre partie est d'origine acoustique (excitation + couplages acoustiques), tandis qu'une dernière partie résulte de couplages aéroacoustiques*. La complexité de cette décomposition rend le choix du capteur de contrôle important selon le phénomène source que nous désirons contrôler. L'écoulement en aval de la marche engendre des fluctuations de pression et de vitesse. Dans la plupart des cas, l'excitation par les haut-parleurs ou l'actionneur introduit plus de fluctuations de pression que de fluctuations de vitesse. Un contrôle des phénomènes aérodynamiques passe alors par l'utilisation d'un capteur sensible aux fluctuations de vitesse (type fil-chaud). Un contrôle des phénomènes acoustiques et de l'ensemble des phénomènes (selon la position du capteur) passe plutôt par l'utilisation d'un capteur sensible aux fluctuations de pression (type microphone).

La complexité du contrôle vient aussi de l'aspect instable des phénomènes. En effet, si l'organisation de l'écoulement est en moyenne stable, elle présente des fluctuations instantanées pouvant être importantes, en particulier pour un écoulement non excité. Cette instabilité des phénomènes se traduit par des fluctuations importantes de niveau sur les spectres de pression et de vitesse au cours du temps. L'excitation présente l'avantage de stabiliser l'écoulement en limitant ses fluctuations. Dans tous les cas, il est nécessaire d'utiliser un algorithme de contrôle suffisamment robuste pour tolérer des fluctuations importantes du signal à contrôler sans diverger.

Enfin, un signal de référence représentatif des phénomènes apparaissant initialement dans l'écoulement (excité ou non) et non influencé par le contrôle ne peut pas être obtenu. En effet, tous les phénomènes responsables de l'organisation de l'écoulement sont liés par une relation de cause à effet. En contrôlant un phénomène, l'ensemble des phénomènes est influencé, en particulier au niveau de la couche cisailée. Un contrôle réalisé, par exemple, sur un capteur placé au niveau du détachement tourbillonnaire ou du pairing, influencera le signal reçu par un capteur placé en amont au niveau de la formation tourbillonnaire.

4.3. Définition de la boucle de contrôle

Suite à l'identification des besoins précédente, la boucle de contrôle peut être définie. Nous avons vu dans le chapitre 1 que les algorithmes classiques de type LMS (Least Mean Square) nécessitent un signal de référence non influencé par le contrôle. Ce type d'algorithme n'est donc pas adapté à notre cas d'étude. En revanche, l'adaptation de cet algorithme définie par Erikson et al. ([39] [40]) et Overbeek et al. ([108]) est adéquate. L'algorithme RLMS obtenu (Recursive Least Mean Square) inclut l'influence de l'actionneur secondaire sur le signal de référence corrélé à la source de bruit primaire (Cf. chapitre 1). Il autorise ainsi

* Selon la définition établie, rappelée en entête de document

l'utilisation d'un seul capteur servant à la fois de capteur d'erreur et de capteur de référence (figure 4. 1).

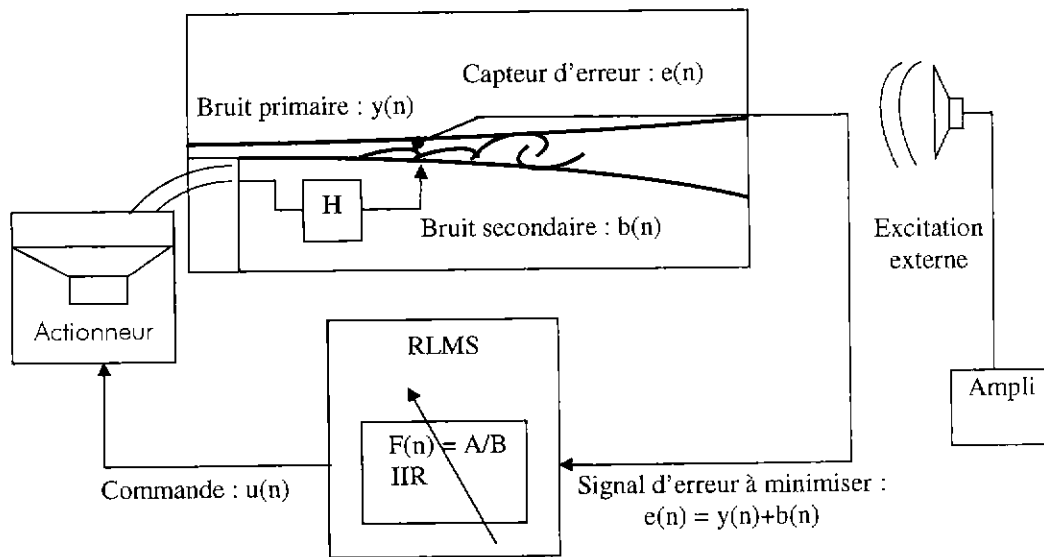


figure 4. 1 : Boucle de contrôle RLMS utilisée

Le signal d'erreur $e(n)$ est composé :

- ☞ du bruit primaire $y(n)$ généré par l'écoulement excité ou non ;
- ☞ du bruit secondaire $b(n)$ qui résulte du signal généré par l'actionneur influencé par l'acoustique dans la veine.

Une série de campagnes d'essais préliminaires a permis de mettre en évidence que la fonction de transfert (H) mesurée entre le capteur d'erreur et le signal d'entrée de l'actionneur peut être considérée comme représentative de l'influence de l'acoustique sur l'excitation issue de l'actionneur. Dans le processus de contrôle, cette fonction de transfert est identifiée au préalable en excitant l'écoulement via l'actionneur avec un bruit blanc.

Le signal d'erreur $e(n)$ est filtré avec un filtre à Réponse Impulsionnelle Infinie ($F(n)=IIR$). Les coefficients de ce filtre sont calculés à chaque pas d'échantillonnage par la méthode des gradients (Cf. chapitre 1) afin d'injecter une commande $u(n)$ aux bornes de la source secondaire (actionneur) permettant de minimiser le signal quadratique reçu par le capteur d'erreur $e^2(n)$. Au fur et à mesure des itérations, l'algorithme converge et oscille autour d'une solution stable. Afin d'optimiser la rapidité de convergence, le coefficient de convergence le mieux adapté est calculé en ligne à chaque pas d'échantillonnage (ρ variable). Cette méthode est ainsi complètement adaptative.

Il est important de noter que dans le cas d'un écoulement excité par une excitation extérieure provenant des haut-parleurs aval, **le signal de cette excitation n'est à aucun moment pris en compte dans la boucle de contrôle comme un signal de référence**. Nous nous rapprochons ici d'un cas de contrôle envisageable en chambre de combustion. La combustion engendre une augmentation des fluctuations de pression dans la chambre qui excite l'écoulement. Mais le signal d'excitation n'est pas accessible pour apparaître comme un signal de référence dans la boucle de contrôle. Seule l'identification de H dans la chambre de combustion permet de prendre en compte l'influence de cette excitation sur l'écoulement.

Enfin, les capteurs utilisés dans cette boucle de contrôle sont de deux types :

- ☞ un microphone sensible aux fluctuations de pression permettant de mettre en évidence l'influence du contrôle sur l'acoustique dans la veine et sur les phénomènes aérodynamiques selon sa position ;
- ☞ un fil-chaud sensible aux fluctuations de vitesse permettant de mettre en évidence l'influence du contrôle sur l'aérodynamique de l'écoulement.

Ces capteurs sont placés très proches l'un de l'autre, dans la couche cisailée, autour du détachement tourbillonnaire (Cf. figure 4. 2: $(x,y)=(0.7h,0.08h)$). Cette position a été optimisée afin d'obtenir une information représentative du détachement tourbillonnaire à la fois sur le fil-chaud et sur le microphone. Afin de limiter les perturbations engendrées dans le plan de mesure par la présence de ces capteurs, le microphone est de faible taille (1/8") et muni d'une ogive, le fil-chaud est incliné à 45° afin que le support de sonde soit à l'extérieur de la zone cisailée, et les deux capteurs sont tenus par des systèmes de cannes coudées.



figure 4. 2 : Dispositif pour la mesure simultanée des fluctuations de pression et de vitesse

4.4. Démarche suivie

Le contrôle est effectué successivement sur le microphone et sur le fil-chaud. Dans les deux cas nous relevons :

- ☞ le spectre de pression mesuré par le microphone ($P'(f)$) ;
- ☞ le spectre de vitesse mesuré par le fil-chaud ($v'(f)$) ;
- ☞ la cohérence entre ces deux capteurs ;
- ☞ la fonction de transfert de type microphone/fil-chaud (H_{m-f}) ;
- ☞ les visualisations rapides de l'écoulement ;

et nous comparons ces résultats avec ceux obtenus sans contrôle. Pour quantifier l'effet du contrôle sur les spectres de l'écoulement, nous définissons, d'une part, un facteur de réduction (Fr) calculé à partir des valeurs RMS relevées soit par le microphone soit par le fil-chaud :

$$Fr(\%) = \frac{(\text{RMS sans contrôle})^2 - (\text{RMS avec contrôle})^2}{(\text{RMS sans contrôle})^2} \quad 4.1$$

Ce facteur permet de comparer la modification d'énergie entraînée par le contrôle à l'énergie de l'écoulement initial avant contrôle. Il est calculé sur une bande de fréquence (Δf) de 50Hz centrée autour de la fréquence d'intérêt. Les fréquences auxquelles nous nous intéressons correspondent à la fréquence de détachement tourbillonnaire (f_d), de pairing ($f_d/2$) et d'excitation si elle a lieu (f_e).

D'autre part, un deuxième facteur de réduction, noté Fr_2 , est calculé lors du contrôle de l'écoulement excité. Il est représentatif de la capacité du contrôle à faire tendre l'écoulement excité vers l'écoulement naturel. Il est défini par :

$$Fr_2(\%) = 1 - \frac{(\text{RMS excité avec contrôle})^2 - (\text{RMS naturel})^2}{(\text{RMS excité sans contrôle})^2 - (\text{RMS naturel})^2} \quad 4.2$$

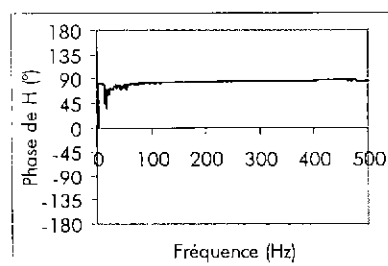
Si le contrôle n'a aucun effet sur l'écoulement, $(\text{RMS excité avec contrôle})^2 = (\text{RMS excité sans contrôle})^2$ et $Fr_2 = 0\%$. En revanche, si le contrôle tend à ramener l'écoulement excité vers l'écoulement naturel, c'est à dire si $(\text{RMS excité avec contrôle})^2$ tend vers $(\text{RMS naturel})^2$, Fr_2 tend vers 100%.

L'ensemble des résultats de contrôle de l'écoulement avec ou sans excitation externe, présenté dans la suite de ce chapitre, correspond au cas d'écoulement privilégié $U_e = 12 \text{ m.s}^{-1}$. Nous rappelons que pour une telle vitesse, la fréquence de détachement naturelle des tourbillons dans la zone cisailée est de $f_d = 340 \text{ Hz}$, fréquence coïncidant avec celle du cinquième mode acoustique longitudinal de la veine ($f(5,0,0)$).

4.5. Contrôle de l'écoulement naturel

4.5.1. Généralités

Lorsque l'écoulement est non contrôlé et non excité, deux pics d'énergie apparaissent sur les spectres de fluctuations de vitesse et de pression obtenus avec le fil-chaud et le microphone. Ils sont relativement larges en fréquence et correspondent au détachement tourbillonnaire ($f_d = 340 \text{ Hz}$) et au phénomène de pairing ($f_d/2 = 170 \text{ Hz}$) apparaissant dans la zone cisailée. La phase de la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ mesurée entre le microphone et le fil-chaud placés dans la zone cisailée est de 90° (figure 4. 3).



non contrôlé

figure 4. 3 : Phase de la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$

Les fluctuations de pression dans la zone cisailée sont donc en avance de phase de 90° par rapport aux fluctuations de vitesse. Ce résultat coïncide bien avec les phénomènes tourbillonnaires présents dans la zone cisailée. En effet, un tourbillon se caractérise par :

- ☞ un minimum de pression et un point d'inflexion de vitesse en son cœur ;
- ☞ des extremum de vitesse à sa périphérie ;
- ☞ un maximum de pression entre son cœur et sa queue.

Le résultat donne une avance de phase de 90° de la pression sur la vitesse (schéma 4. 1).

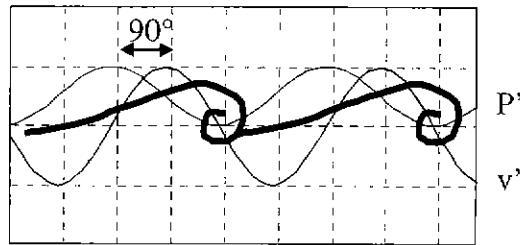
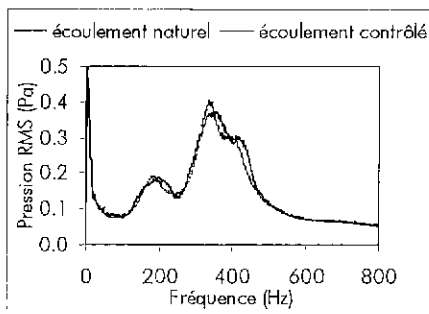


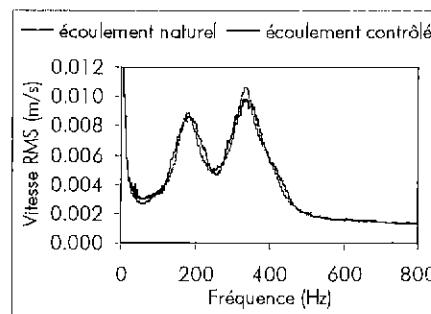
schéma 4. 1 : Représentation des signaux de pression et de vitesse dans la zone cisailée

4.5.2. Contrôle à partir du microphone

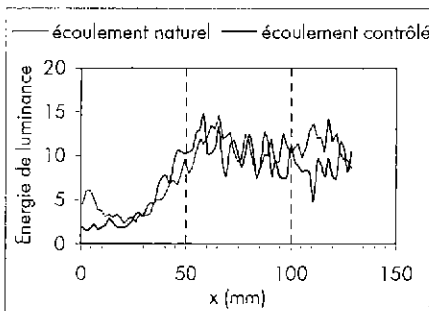
Un contrôle sur le microphone (figure 4. 4) entraîne une réduction des niveaux de fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence de détachement. Mais celle-ci est très légère avec des facteurs de réduction (Fr) inférieurs à 5% sur les deux types de spectre. En parallèle, le post traitement des visualisations révèle l'inefficacité du contrôle à influencer l'organisation de l'écoulement. En particulier, la périodicité et la distance de formation des tourbillons ne sont pas modifiées.



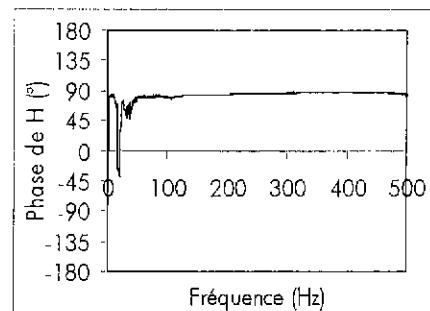
(a) : spectres de fluctuations de pression (microphone)



(b) : spectres de fluctuations de vitesse (fil-chaud)



(c) : évolution de l'énergie de luminance (visualisations)



(d) Phase de la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$

figure 4. 4 : Influence du contrôle sur les paramètres de l'écoulement non excité ($U_e=12m.s^{-1}$)

Contrôle sur le microphone (($x ; y$)=($0.7h ; 0.08h$)) pour le microphone et le fil-chaud)

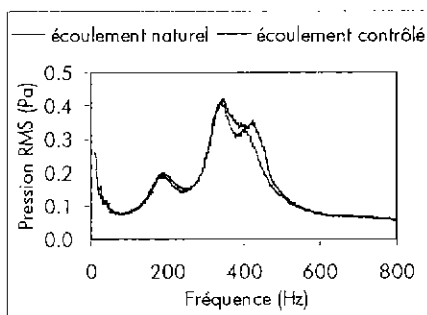
D'autres positions du microphone et du fil-chaud (($x ; y$)=($1h ; 0.08h$)) permettent d'obtenir, lors du contrôle sur le microphone, un facteur de réduction plus important sur les fluctuations

de pression autour de f_d ($Fr \sim 30\%$). Mais les spectres de fluctuations de vitesse ne présentent toujours pas de réduction supérieure à 5% et les visualisations ne révèlent pas de modifications supplémentaires.

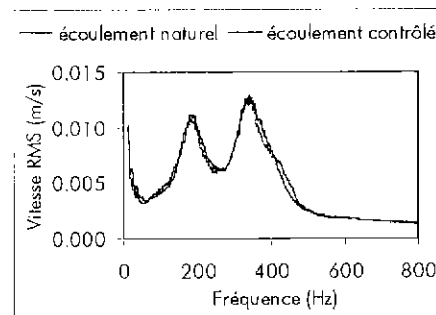
Enfin, dans tous les cas, le contrôle ne modifie pas la phase entre les fluctuations de pression et de vitesse dans la zone cisailée. Celle-ci reste égale à 90° (figure 4. 4 (d)).

4.5.3. Contrôle à partir du fil-chaud

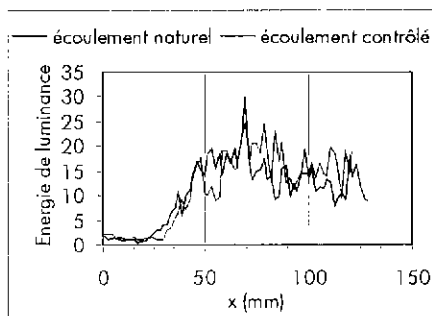
Dans le cas d'un contrôle sur le fil-chaud (figure 4. 5), nous essayons de contrôler essentiellement les phénomènes aérodynamiques de l'écoulement puisque les fluctuations de vitesse liées à l'acoustique de la veine et aux couplages acoustiques naturels sont faibles devant celles engendrées par l'écoulement. Sous l'effet du contrôle, aucune réduction n'est observée autour des fréquences caractéristiques sur les spectres de fluctuations de pression et de vitesse. Au contraire, certains tests de contrôle ont pu révéler une légère augmentation de ces fluctuations ($Fr \sim 5\%$ sur les deux capteurs). En parallèle, aucune modification n'est observée sur l'organisation de l'écoulement lors de l'analyse des visualisations. Enfin, la phase entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesse dans la zone cisailée n'est pas modifiée. Les fluctuations de pression restent en avance de phase de 90° par rapport aux fluctuations de vitesse (figure 4. 5 (d)).



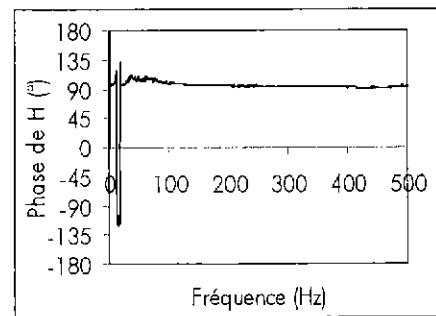
(a) : spectres de fluctuations de pression (microphone)



(b) : spectres de fluctuations de vitesse (fil-chaud)



(c) : évolution de l'énergie de luminance (visualisations)



(d) Phase de la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$

figure 4. 5 : Influence du contrôle sur les paramètres de l'écoulement non excité ($U_e=12m.s^{-1}$)
Contrôle sur le fil-chaud ((x ; y)=(0.7h ; 0.08h) pour le microphone et le fil-chaud)

4.5.4. Conclusions sur le contrôle de l'écoulement naturel

L'ensemble de ces résultats obtenus avec les deux types de capteur nous amène à conclure que, quel que soit le capteur d'erreur utilisé et quelle que soit sa position, l'organisation naturelle de l'écoulement ne peut pas être contrôlée. Seules les fluctuations de pression et de vitesse issues des couplages acoustiques et aéroacoustiques naturels peuvent être réduites. Ces fluctuations étant faibles pour un écoulement non excité, le contrôle ne peut entraîner qu'une faible réduction des spectres de pression et de vitesse. De plus, ces fluctuations sont plus importantes en pression qu'en vitesse. Un contrôle sur le microphone s'avère donc légèrement plus efficace qu'un contrôle sur le fil-chaud. Néanmoins, l'influence du contrôle sur l'écoulement non excité est globalement négligeable et se ramène à de l'antibruit.

Différents facteurs permettent de justifier physiquement ces conclusions :

- ☞ le détachement tourbillonnaire est instable en terme de phase. Les tourbillons se forment à une fréquence relativement bien établie mais sous forme de trains apparaissant à des phases aléatoires. Ces sauts de phase font que l'algorithme a du mal à identifier la bonne phase du signal à générer pour contrôler les phénomènes ;
- ☞ la présence des tourbillons dans la zone cisailée est liée à l'excitation des modes d'instabilités de la nappe par un bruit extérieur. Nous avons vu dans l'étude bibliographique (Cf. chapitre 1 § 1.2) qu'une perturbation très faible de la nappe suffit pour entraîner l'enroulement des structures. Aussi performant que soit le contrôleur, il ne permettra jamais d'éliminer entièrement les différentes sources de bruit extérieures (bruit du ventilateur, vibration de structure...). Un contrôle total du bruit n'est pas possible. Ainsi, il existe toujours une petite perturbation qui excite la nappe et engendre l'apparition de vortex ;
- ☞ le contrôle est local et l'actionneur agit de façon globale. Si l'information est minimisée au niveau du capteur, l'excitation de la nappe continue d'exister dans le reste de l'espace. Une amélioration de l'efficacité du contrôle passerait par l'utilisation de plusieurs capteurs d'erreur répartis dans la zone cisailée.

4.6. Contrôle de l'écoulement excité

La démarche suivie est toujours la même. Dans un premier temps l'écoulement est excité à l'aide des haut-parleurs aval afin de favoriser les couplages acoustiques et aéroacoustiques et obtenir un comportement de l'écoulement similaire à celui apparaissant dans les chambres de combustion lors de la naissance des instabilités de combustion. Dans un second temps, l'écoulement excité est contrôlé en utilisant la boucle RLMS et l'influence du contrôle est analysée. Nous cherchons, en particulier, à déterminer si :

- ☞ la boucle de contrôle définie est adaptée à l'étude en déterminant notamment si la commande de contrôle est générée dans la bonne gamme de fréquence ;
- ☞ des phénomènes aérodynamiques de l'écoulement peuvent être atténués, en particulier les instabilités prépondérantes engendrées par l'excitation.

La première analyse porte sur l'efficacité du contrôle sur l'écoulement excité à la fréquence de détachement tourbillonnaire (340Hz) à une amplitude fixe $A_e=2.5V$. La démarche consiste à contrôler l'écoulement successivement à partir du microphone puis du fil-chaud afin de déterminer l'influence du contrôle en fonction du choix du capteur dans ce cas d'excitation.

De même nous étudions la stabilité et la reproductibilité du contrôle avec les deux types de capteur utilisés.

Une analyse paramétrique est ensuite menée afin de déterminer l'influence de l'amplitude et de la fréquence de l'excitation externe sur l'efficacité du contrôle. Comme précédemment une étude de l'influence du capteur d'erreur utilisé sur l'efficacité du contrôle est entreprise.

Ces deux analyses se complètent. Elles permettent de mieux comprendre le mode de fonctionnement de la boucle de contrôle sur la physique de l'écoulement, de statuer sur l'importance du choix du capteur d'erreur, et de proposer ainsi une loi de décomposition d'un paramètre représentatif de l'écoulement.

Il est important de rappeler que, dans le cas d'une excitation externe de l'écoulement par les haut-parleurs aval, **le signal d'excitation n'est en aucun instant pris en compte dans la boucle de contrôle comme un signal de référence**. C'est à dire que nous ne nous contentons pas d'essayer de contrôler un signal dont la fréquence et la phase sont parfaitement connues, mais nous tâchons de contrôler des phénomènes complexes (aérodynamiques + acoustiques + couplages) dont l'identification préalable est effectuée par le processus de contrôle.

4.6.1. Contrôle de l'écoulement excité à la fréquence de détachement ($f_e=f_d=f_a=340\text{Hz}$)

Dans le chapitre 3, l'influence d'une telle excitation sur les caractéristiques de l'écoulement a été étudiée. En particulier, nous avons montré que cette excitation entraîne une amélioration de la cohérence des structures dans la zone cisailée (taille +périodicité). Elle se traduit notamment sur les spectres de fluctuations de pression et de vitesse par :

- ☞ une importante augmentation des fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence de détachement tourbillonnaire (340Hz) et de pairing (170Hz) ;
- ☞ par des pics d'énergie moins larges à ces fréquences.

Les distances de formation et de détachement tourbillonnaire sont raccourcies et la périodicité de ces phénomènes est améliorée. En revanche l'élargissement de la zone cisailée et la réduction de sa distance de recollement sont faibles, ce qui entraîne une diminution du volume de la zone recirculée négligeable. Enfin, la phase entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesse autour de 340Hz reste égale à 90° . Les fluctuations de pression sont en avance de phase par rapport aux fluctuations de vitesse (figure 4. 6).

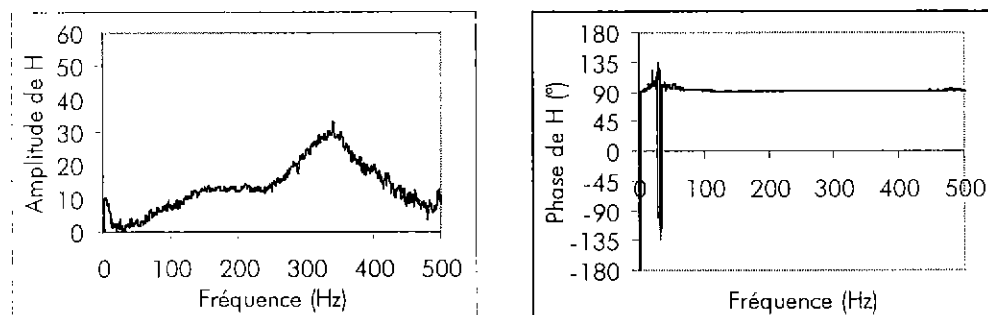


figure 4. 6 : Fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ pour l'écoulement excité à 340Hz ($U_e=12\text{m.s}^{-1}$)

Le contrôle d'un tel écoulement est réalisé successivement sur deux capteurs :

- ☞ le microphone, qui permet un contrôle des fluctuations de pression donc de l'ensemble des phénomènes (aérodynamiques+acoustiques+couplages) ;
- ☞ le fil-chaud, qui permet un contrôle des fluctuations de vitesse plutôt représentatives de l'aérodynamique de l'écoulement.

4.6.1.1. *Contrôle à partir du microphone*

Le contrôle de l'écoulement à partir du microphone s'avère très efficace (figure 4. 7, figure 4. 8 et figure 4. 9). La commande est générée dans la bonne gamme de fréquence et un faible niveau de commande suffit pour entraîner une réduction importante des fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence de détachement tourbillonnaire et de pairing.

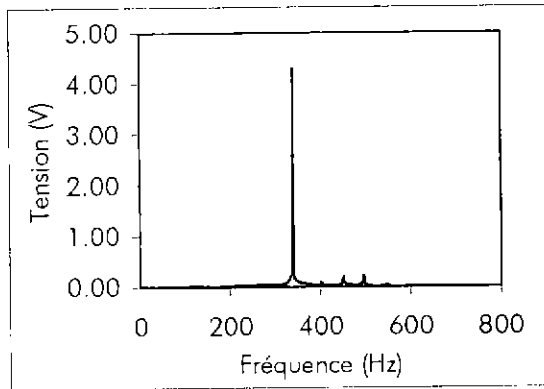
Les facteurs de réduction (Fr) obtenus autour de la fréquence de détachement sont de 77% pour les fluctuations de pression et de 72% pour les fluctuations de vitesse. Au niveau du pairing, ces facteurs de réduction sont de 60% sur les deux spectres.

En s'intéressant aux facteurs de réduction Fr_2 , nous observons que le contrôle réduit, sur les deux spectres, 82% des fluctuations de pression et 77% des fluctuations de vitesse apportées à la fréquence de détachement tourbillonnaire par les couplages acoustiques et aéroacoustiques liés à l'excitation. Le contrôle tend donc à réduire l'effet de l'excitation et à ramener les spectres de pression et de vitesse de l'écoulement excité vers ceux de l'écoulement naturel sans pour autant y arriver complètement. Les spectres finaux obtenus après contrôle présentent des pics d'énergie autour de f_d et $f_d/2$ qui restent plus importants que sur les spectres de l'écoulement naturel. L'écoulement excité contrôlé conserve donc une meilleure organisation que celle de l'écoulement naturel.

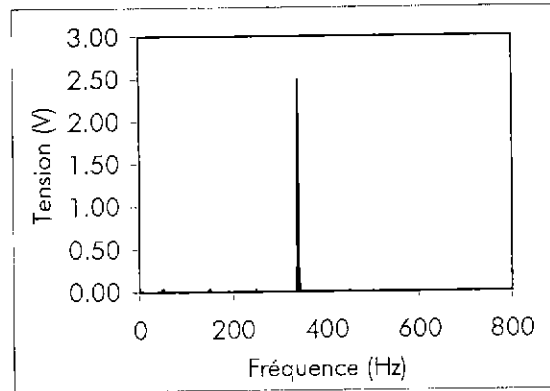
La fonction de transfert mesurée entre le microphone et le fil-chaud ($H_{m-f}(f)$) met en évidence que les fluctuations de pression et de vitesse conservent le même déphasage après contrôle (90°).

En parallèle, nous observons que le spectre de pression est fortement creusé à la fréquence pure d'excitation mais des niveaux d'énergie plus importants persistent aux fréquences avoisinantes. Sur le spectre de vitesse, un résidu de pic persiste à la fréquence pure d'excitation. Le contrôle sur le microphone permet donc de réduire, d'une part, la majeure partie de l'excitation qui influence l'aérodynamique de l'écoulement et, d'autre part, de réduire la partie acoustique de l'excitation qui n'influence pas l'écoulement (contrôle acoustique).

Ces résultats se retrouvent sur l'analyse des visualisations de l'écoulement. Le contrôle entraîne une détérioration de l'organisation de l'écoulement excité. La périodicité de la formation des tourbillons est moins bien établie, les tourbillons générés sont de taille moins importante et la distance de formation tourbillonnaire est rallongée ($\Delta x_f = +0.16h$). Cependant l'écoulement contrôlé excité reste mieux organisé que l'écoulement naturel. Le contrôle tend donc à ramener l'organisation de l'écoulement excité vers celle de l'écoulement naturel sans pour autant y arriver totalement.

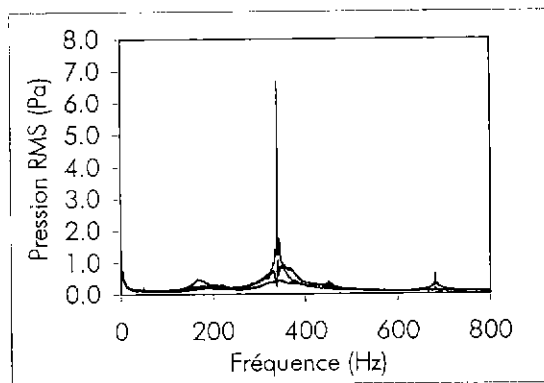


(a) commande

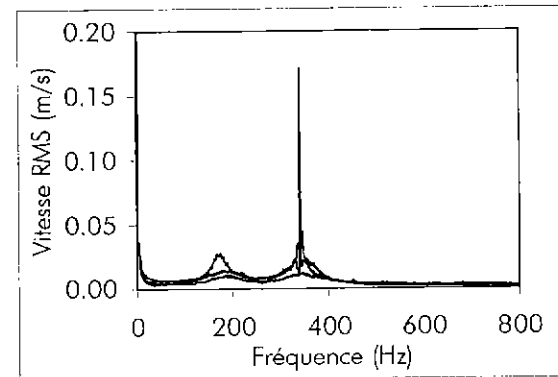


(b) excitation externe

figure 4. 7 : Spectres des signaux de la commande et de l'excitation externe



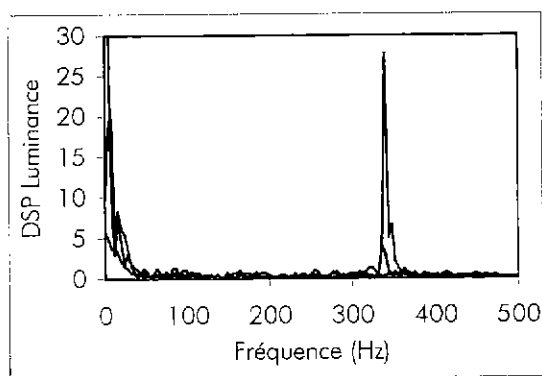
(a) spectres des fluctuations de pression



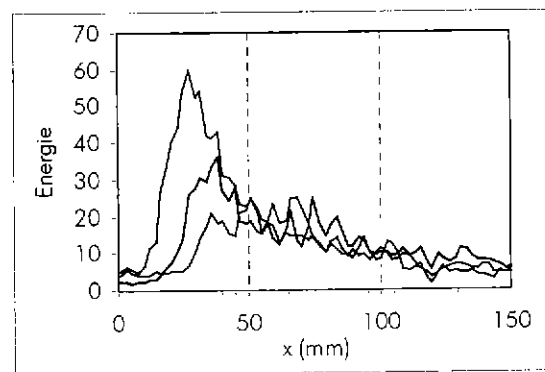
(b) spectres des fluctuations de vitesse

— écoulement naturel — écoulement excité — écoulement excité contrôlé

figure 4. 8 : Influence du contrôle sur les spectres des fluctuations de pression et de vitesse : $U_e=12\text{m.s}^{-1}$; $f_e=340\text{Hz}$; $A_e=2.5\text{V}$; **contrôle sur le microphone**



(a) spectres de luminance à $x/h=0.5$



(b) évolution de l'énergie de luminance

— écoulement naturel — écoulement excité — écoulement excité contrôlé

figure 4. 9 : Influence du contrôle sur les visualisations : $U_e=12\text{m.s}^{-1}$; $f_e=340\text{Hz}$; $A_e=2.5\text{V}$; **contrôle sur le microphone**

4.6.1.2. Contrôle à partir du fil-chaud

Le contrôle de l'écoulement excité à partir du fil-chaud s'avère tout aussi efficace (Cf. figure 4. 10, figure 4. 11 et figure 4. 12). La commande est générée dans la bonne gamme de fréquence et un faible niveau de commande suffit pour entraîner une réduction importante des fluctuations de pression et de vitesse autour de la fréquence de détachement tourbillonnaire et de pairing.

Les facteurs de réduction (Fr) obtenus autour de la fréquence de détachement sont ici de 78% pour les fluctuations de pression et de vitesse. Ceux obtenus autour du pairing sont de 55% sur les deux spectres.

La détermination des facteurs de réduction Fr2 montre que le contrôle réduit 83% des fluctuations de pression et 85% des fluctuations de vitesse apportées autour de la fréquence de détachement tourbillonnaire par les couplages acoustiques et aéroacoustiques liés à l'excitation.

Les fluctuations de pression et de vitesse conservent le même déphasage après contrôle (90°)

En parallèle, contrairement au cas précédant avec un contrôle sur le microphone (Cf. 4.6.1.1), les spectres de pression et de vitesse de l'écoulement contrôlé présentent un résidu de pic à la fréquence pure d'excitation. Le contrôle sur le fil-chaud permet donc de réduire uniquement la majeure partie de l'excitation qui influence l'aérodynamique de l'écoulement.

En effet, les fluctuations de vitesse associées à la partie de l'excitation externe qui n'influence pas l'aérodynamique de l'écoulement étant trop faibles pour être détectées par le fil-chaud, le contrôle de cette partie (contrôle acoustique) n'a ici pas lieu. Le pic d'énergie à 340Hz n'est alors pas entièrement creusé sur le spectre de pression.

Ainsi, comme lors du contrôle sur le microphone, le contrôle sur le fil-chaud tend à réduire l'effet de l'excitation et à ramener les spectres de pression et de vitesse de l'écoulement excité vers ceux de l'écoulement naturel sans pour autant y arriver complètement. L'écoulement excité contrôlé conserve une meilleure organisation que celle de l'écoulement naturel. En revanche, le contrôle de l'acoustique (i.e. des fluctuations de pression dues à l'excitation qui n'influencent pas l'aérodynamique de l'écoulement) est moins efficace.

L'influence aérodynamique du contrôle sur le fil-chaud est confortée par l'analyse des visualisations de l'écoulement. Elles révèlent, sous l'effet du contrôle, une périodicité de formation des tourbillons moins bien établie, des tourbillons de taille moins importante et une distance de formation tourbillonnaire rallongée ($\Delta x_f = +0.15h$). Cependant l'écoulement contrôlé excité reste mieux organisé que l'écoulement naturel.

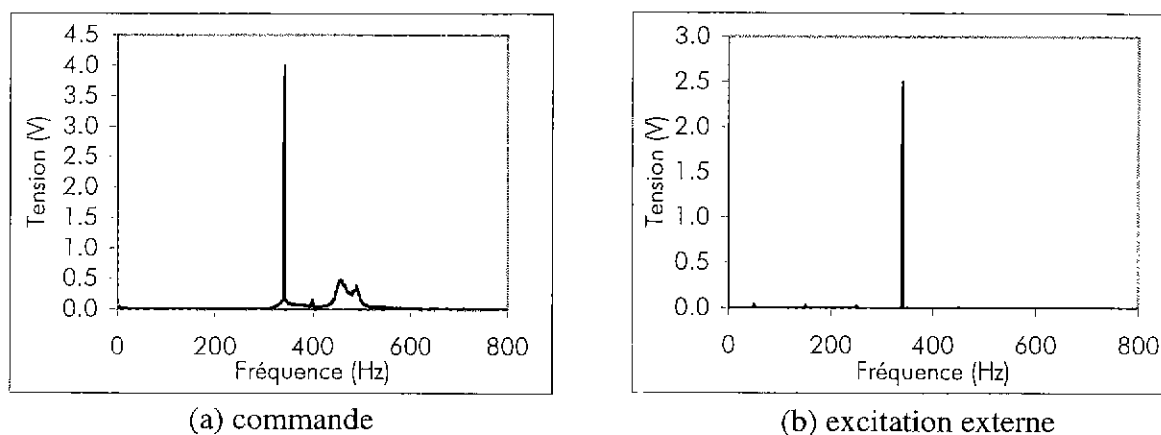
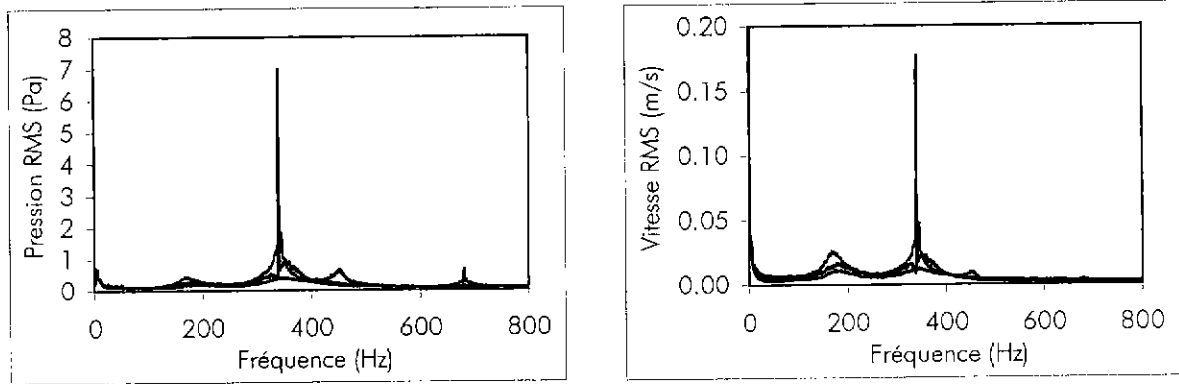


figure 4. 10 : Spectres des signaux de la commande et de l'excitation externe

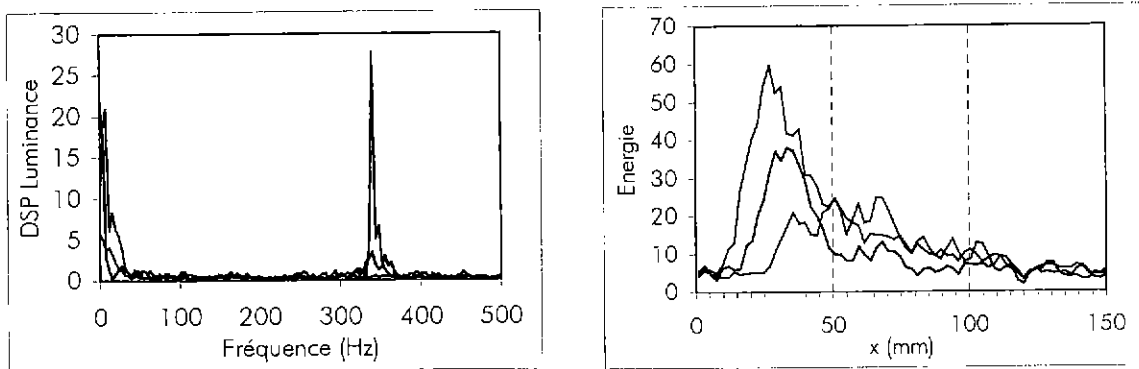


(a) spectres des fluctuations de pression

(b) spectres des fluctuations de vitesse

— écoulement naturel — écoulement excité — écoulement excité contrôlé

figure 4.11 : Influence du contrôle sur les spectres des fluctuations de pression et de vitesse : $U_e=12\text{m.s}^{-1}$; $f_e=340\text{Hz}$; $A_e=2.5\text{V}$; **contrôle sur le fil-chaud**



(a) spectres de luminance à $x/h=0.5$

(b) évolution de l'énergie de luminance

— écoulement naturel — écoulement excité — écoulement excité contrôlé

figure 4.12 : Influence du contrôle sur les visualisations : $U_e=12\text{m.s}^{-1}$; $f_e=340\text{Hz}$; $A_e=2.5\text{V}$; **contrôle sur le fil-chaud**

4.6.1.3. Stabilité et reproductibilité du contrôle

Pour les deux types de capteur d'erreur, dix tests de contrôle sont réalisés à des instants différents afin de vérifier la reproductibilité des résultats. Les spectres de fluctuations de pression et de vitesse sont sauvegardés une demi-heure après le lancement du processus de contrôle afin de tester sa stabilité.

Quel que soit le capteur d'erreur utilisé, après la phase d'identification de la fonction de transfert H et pour un coefficient de convergence initial adapté, l'algorithme converge rapidement vers une solution stable (en moins de 5s). Le contrôleur arrive alors à suivre les fluctuations temporelles du signal à contrôler et assure un contrôle de ce signal stable dans le temps. Les spectres de pression et de vitesse finaux obtenus pour les dix tests de contrôle sont très proches (Cf. figure 4.13).

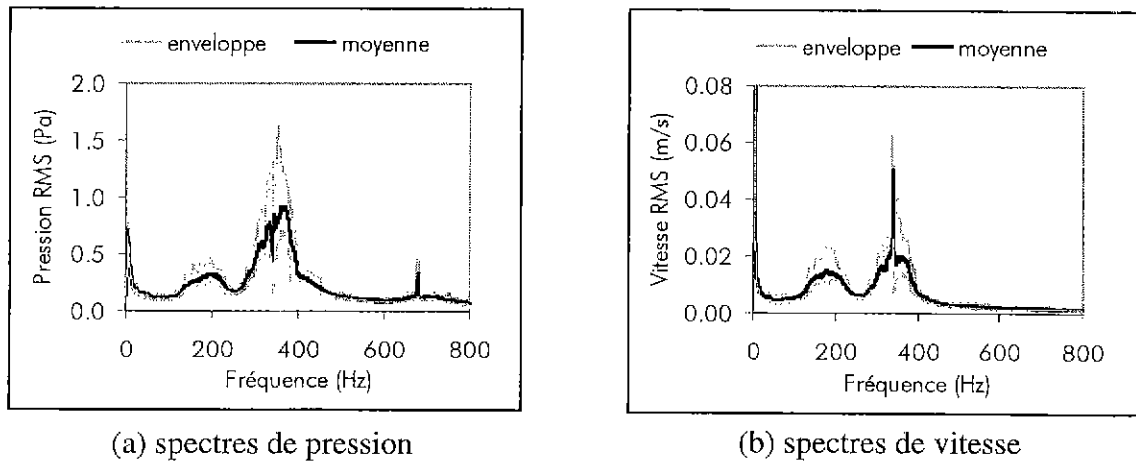


figure 4. 13 : Enveloppes et moyennes des spectres des fluctuations de pression et de vitesse obtenues pour dix tests de contrôle : **contrôle sur le microphone**

Les fluctuations maximales observées sur les facteurs de réductions Fr et $Fr2$ calculés autour de la fréquence de détachement sont de $\pm 10\%$. Le contrôle de l'écoulement excité à la fréquence de détachement tourbillonnaire est donc stable et reproductible.

4.6.2. Etude paramétrique

Une étude paramétrique est entreprise afin de statuer sur l'aspect adaptatif de la boucle de contrôle utilisée et de déterminer les limites de cette méthode. Deux paramètres sont essentiellement modifiés : l'amplitude et la fréquence de l'excitation externe. Pour chaque cas d'excitation, les résultats du contrôle sur le microphone et sur le fil-chaud sont comparés. La vitesse de l'écoulement est toujours fixée à $12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

4.6.2.1. Influence de l'amplitude de l'excitation externe

La fréquence de l'excitation est ici fixée à 340Hz et son amplitude varie de 0 à 4V. Quel que soit le capteur d'erreur utilisé, plus l'amplitude de l'excitation augmente plus l'effet du contrôle est sensible. En particulier les facteurs de réduction Fr et $Fr2$ sont plus importants (figure 4. 14 et figure 4. 15).

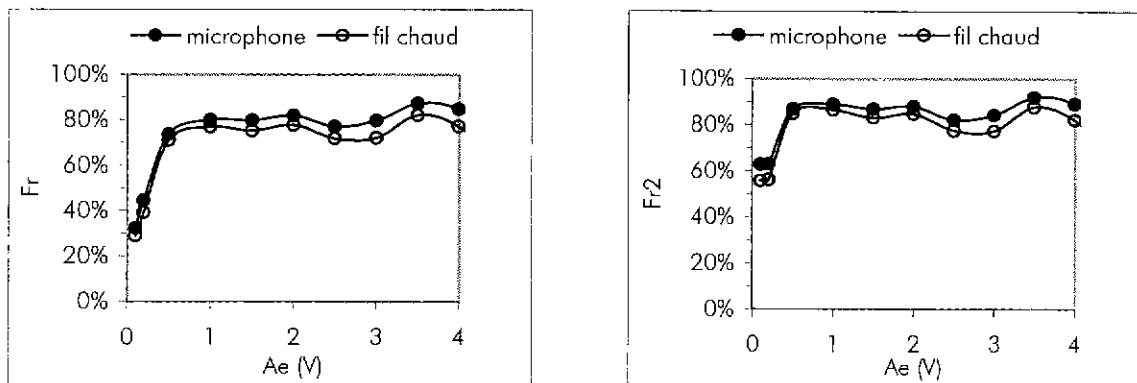


figure 4. 14 : Influence de l'amplitude de l'excitation externe sur les facteurs de réduction Fr et $Fr2$ obtenus autour de la fréquence de détachement sur les spectres de pression et de vitesse lors du **contrôle sur le microphone** ($U_e=12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$; $f_e=340\text{Hz}$)

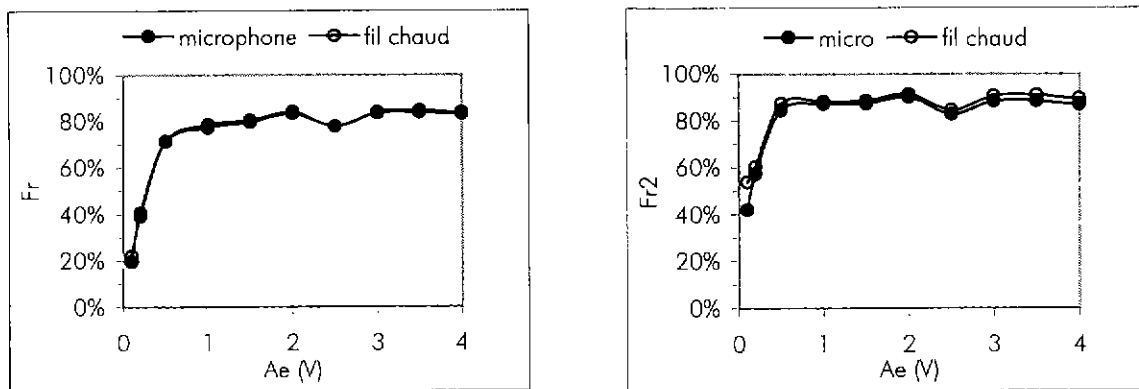


figure 4. 15 : Influence de l'amplitude de l'excitation externe sur les facteurs de réduction Fr et $Fr2$ obtenus autour de la fréquence de détachement sur les spectres de pression et de vitesse lors du **contrôle sur le fil-chaud** ($U_e=12m.s^{-1}$; $f_e=340Hz$)

Néanmoins, une limitation de l'efficacité du contrôle apparaît pour les amplitudes d'excitation supérieures à 1V. Quelle que soit l'amplitude d'excitation supérieure à ce niveau, le contrôle présente la même efficacité avec des facteurs de réduction Fr et $Fr2$ avoisinant respectivement 80% et 90% quel que soit le capteur d'erreur utilisé. Cette limitation s'explique par le comportement de l'effet de l'excitation sur l'écoulement en fonction de l'amplitude d'excitation présenté dans le chapitre 3. En effet, les amplitudes d'excitation supérieures à 1V conduisent à une même organisation de l'écoulement et à des niveaux de fluctuations de pression et de vitesse du même ordre autour de la fréquence de détachement. Si les écoulements présentent des caractéristiques proches, l'efficacité du contrôle est donc la même.

Ce résultat se traduit sur les visualisations, par un retour vers une même organisation de l'écoulement contrôlé quelle que soit l'amplitude de l'excitation. Cette organisation tend vers celle de l'écoulement naturel sans pour autant y arriver. L'écoulement contrôlé reste mieux organisé que l'écoulement naturel, avec une distance de formation tourbillonnaire plus courte et une meilleure périodicité de détachement.

4.6.2.2. Influence de la fréquence de l'excitation externe

L'amplitude de l'excitation externe est de nouveau fixée à $A_e=2.5V$ et nous étudions l'influence de la fréquence de l'excitation sur les effets du contrôle réalisé à partir du microphone puis du fil-chaud. Quatre fréquences d'excitation sont testées : 340Hz, 272Hz, 150Hz et 60Hz.

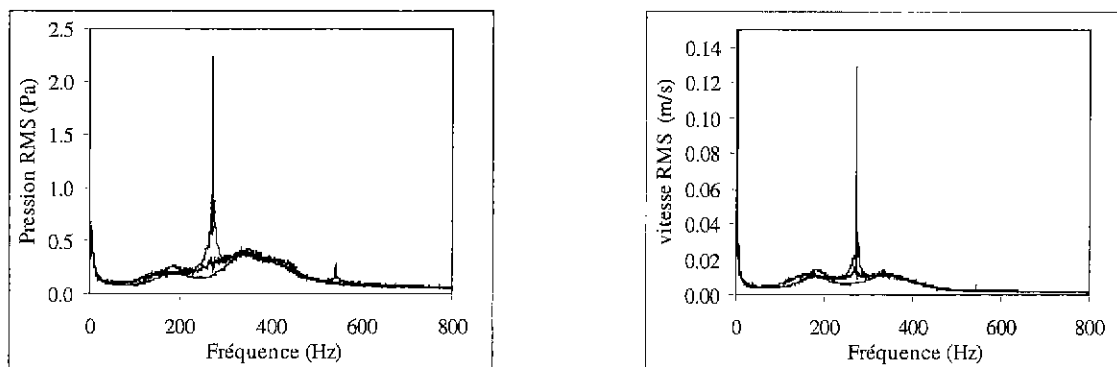
Excitation à 340Hz

La première fréquence d'excitation (340Hz) correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire et du cinquième mode acoustique longitudinal de la veine. Ce cas d'excitation a largement été étudié précédemment et le contrôle sur le microphone et sur le fil-chaud s'avère très efficace. Les facteurs de réduction Fr et $Fr2$ obtenus à la fréquence de détachement sur les spectres de pression et de vitesse sont respectivement de l'ordre de 80% et 90% quel que soit le capteur d'erreur utilisé. L'écoulement contrôlé tend vers une organisation proche de celle de l'écoulement naturel sans pour autant y arriver. Il reste mieux organisé.

Excitation à 272Hz

La seconde fréquence d'excitation (272Hz) ne correspond à aucune fréquence caractéristique. Nous avons montré, dans le chapitre 3, que ce type d'excitation entraîne de faibles couplages acoustiques et d'importants couplages aéroacoustiques* qui pilotent le détachement tourbillonnaire à 272Hz et modifient l'organisation de l'écoulement. La mesure de la fonction de transfert entre le microphone et le fil-chaud ($H_{m-f}(f)$) révèle que les fluctuations de pression restent en avance de phase de 90° par rapport aux fluctuations de vitesse.

Le contrôle sur le microphone (figure 4. 16) entraîne une importante réduction des fluctuations de pression autour de 272Hz qui se traduit par une réduction importante du phénomène tourbillonnaire existant à cette fréquence. Mais celui-ci reste prépondérant, ce qui se traduit sur le spectre de vitesse de l'écoulement contrôlé par la persistance d'un pic d'énergie à 272Hz.



— écoulement naturel - - - écoulement excité . . . écoulement excité contrôlé

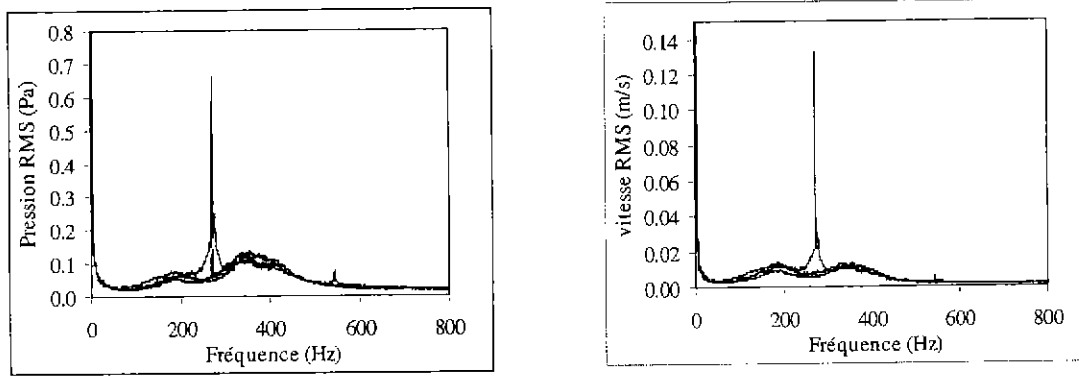
figure 4. 16 : Contrôle de l'écoulement excité à 272Hz : **contrôle sur le microphone**

Les facteurs de réduction Fr et $Fr2$ sont de 77% et 84% sur les fluctuations de pression et de vitesse, et la distance de formation des tourbillons à 272Hz passe de 0.3h à 0.4h. Le contrôle sur le microphone permet donc, d'une part d'amortir les phénomènes aérodynamiques engendrés par l'excitation, mais ceux-ci restent prépondérants. D'autre part, il réduit les fluctuations de pression acoustiques injectées par l'excitation, qui n'influencent pas l'aérodynamique, permettant ainsi d'éliminer le pic d'énergie à 272Hz sur le spectre des fluctuations de pression.

En revanche, le contrôle sur le fil-chaud (figure 4. 17) entraîne un retour de l'écoulement vers son organisation naturelle avec un détachement tourbillonnaire prépondérant repassant à 340Hz. Le détachement tourbillonnaire à 272Hz est contrôlé. La formation tourbillonnaire à 340Hz est cependant mal organisée et se fait légèrement plus près du nez de marche que dans le cas naturel. L'écoulement ne retrouve pas complètement son organisation naturelle. Le niveau des fluctuations de pression autour de 272Hz reste néanmoins supérieur à celui de l'écoulement naturel. Les facteurs de réductions Fr et $Fr2$ obtenus autour de 272Hz sont de l'ordre de 86% et 93% pour les fluctuations de pression contre 92% et 96% pour les fluctuations de vitesse.

Le contrôle sur le fil-chaud amorti donc essentiellement les phénomènes aérodynamiques liés à l'excitation. Les phénomènes purement acoustiques ne sont pas contrôlés et un pic d'énergie persiste à 272Hz sur le spectre de pression.

* Selon la définition établie, rappelée en entête de document



— écoulement naturel - - - écoulement excité . . . écoulement excité contrôlé

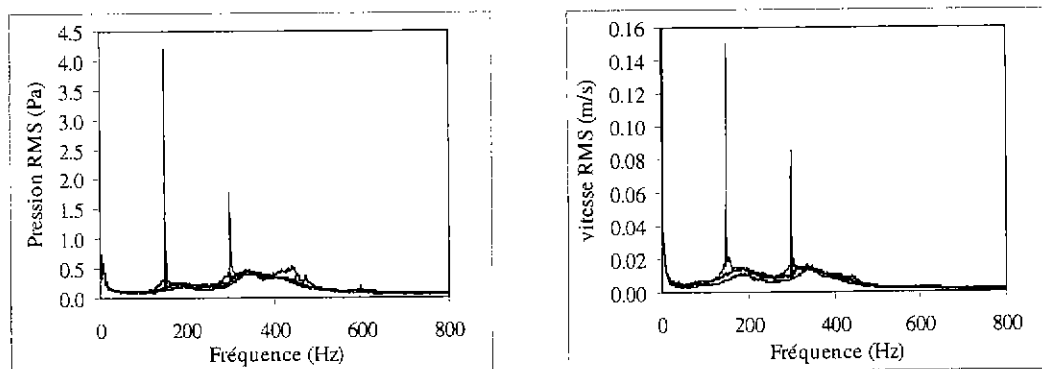
figure 4. 17 : Contrôle de l'écoulement excité à 272Hz : **contrôle sur le fil-chaud**

Pour cette fréquence d'excitation le choix du capteur d'erreur influence l'efficacité du contrôle.

Excitation à 150Hz

Le contrôle de l'écoulement excité à 150Hz donne des résultats plus délicats à interpréter. En effet, l'efficacité du contrôle dépend beaucoup du capteur d'erreur utilisé. Nous avons montré, dans le chapitre 3, que ce type d'excitation entraîne d'importants couplages acoustiques qui modifient fortement l'organisation de l'écoulement. Nous obtenons un comportement représentatif de celui existant dans les chambres de combustion lors de l'apparition d'instabilités de combustion, avec notamment l'apparition de structures fortement énergétiques élargissant l'épaisseur de la zone cisailée et réduisant la longueur de recollement et le volume de la zone recirculée. Notons que le même type de résultats est obtenu par Mc Manus et al. ([74]) lors d'une excitation à 160Hz d'un écoulement de marche descendante présentant des caractéristiques proches de notre écoulement.

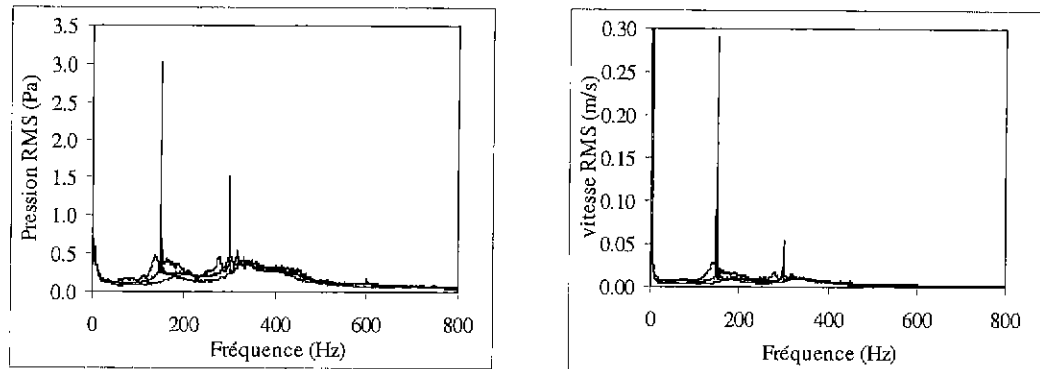
Un contrôle effectué à partir du fil-chaud (figure 4. 18) entraîne un retour de l'écoulement vers son organisation naturelle, avec une importante réduction des fluctuations de vitesse à 150Hz ($Fr \sim 85\%$, $Fr_2 \sim 90\%$) qui entraîne une importante atténuation des instabilités générées à cette fréquence et un retour du détachement tourbillonnaire prépondérant autour de 340Hz. Cependant, les fluctuations de pression sont fortement augmentées autour de 150Hz ($Fr \sim 66\%$ et $Fr_2 \sim 70\%$).



— écoulement naturel - - - écoulement excité . . . écoulement excité contrôlé

figure 4. 18 : Contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le fil-chaud**

A l'inverse, un contrôle sur le microphone (figure 4. 19) entraîne une accentuation des modifications aérodynamiques de l'écoulement apportées par l'excitation. En effet, si les fluctuations de pression à 150Hz sont contrôlées ($Fr \sim 52\%$ et $Fr2 \sim 55\%$), les fluctuations de vitesse sont fortement augmentées ($Fr \sim 595\%$, $Fr2 \sim 650\%$), ce qui se traduit, sur les visualisations de l'écoulement, par une augmentation de la cohérence des structures tourbillonnaires. Elles sont fortement énergétiques et se forment très près du nez de marche.



— écoulement naturel - - - écoulement excité . . . écoulement excité contrôlé

figure 4. 19 : Contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le microphone**

Cette différence de comportement s'explique par la rotation de phase existant entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesse générées à 150Hz au niveau du capteur d'erreur lors de l'excitation de l'écoulement. En effet, la fonction de transfert H_{m-f} mesurée entre le microphone et le fil-chaud pour l'écoulement excité non contrôlé met en évidence ce changement de phase (figure 4. 20). Les fluctuations de pression qui étaient, sans excitation, en avance de phase de 90° par rapport aux fluctuations de vitesse, sont désormais en retard de phase de 90° . Soit une rotation de phase de 180° .

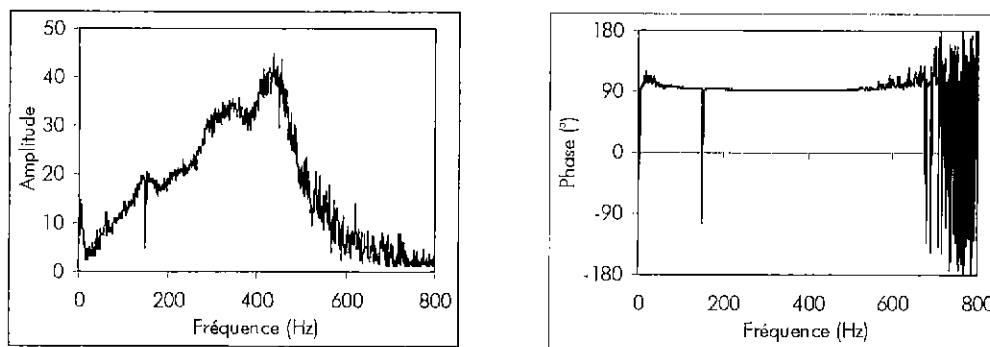


figure 4. 20 : Fonction de transfert H_{m-f} entre le microphone et le fil-chaud pour l'écoulement excité à 150Hz non contrôlé ($U_e = 12 \text{ m.s}^{-1}$, $A_e = 2.5 \text{ V}$)

Ainsi, en cherchant à contrôler les fluctuations de pression, l'actionneur injecte, au niveau du capteur d'erreur, des fluctuations de pression à la phase opposée. Les structures tourbillonnaires décalant les fluctuations de vitesse de -90° par rapport aux fluctuations de pression, les fluctuations de vitesse correspondant à l'effet de l'actionneur coïncident en phase aux fluctuations de vitesse de l'écoulement excité. Les fluctuations de pression sont alors atténuées tandis que les fluctuations de vitesse sont pilotées et augmentées, ce qui entraîne une augmentation des phénomènes aérodynamiques (schéma 4. 2).

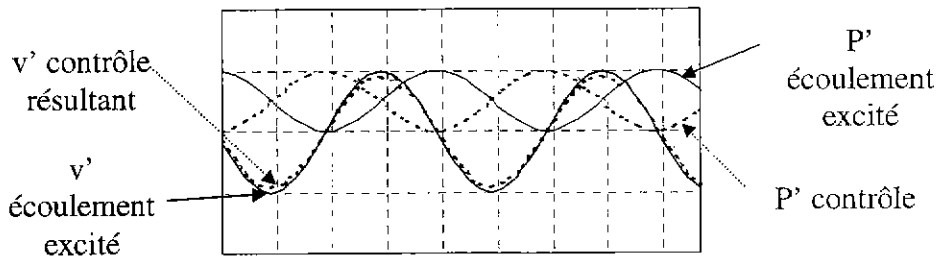


schéma 4. 2 : Représentation des fluctuations de pression et de vitesse reçues par les capteurs lors du contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le microphone**

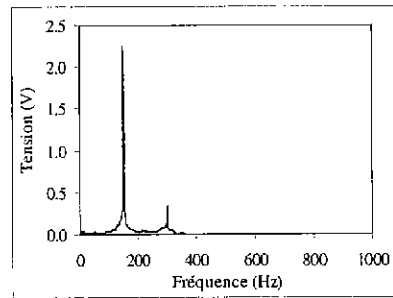


figure 4. 21 : Niveau de tension de la commande lors du contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le microphone**

Les niveaux de pression à contrôler étant importants, les niveaux de pression générés par l'actionneur doivent être importants (commande d'excitation élevée (figure 4. 21)), ce qui se traduit par une importante augmentation des fluctuations de vitesse aérodynamiques.

A l'inverse, en cherchant à contrôler les fluctuations de vitesse (contrôle sur le fil-chaud), l'actionneur doit maintenant injecter au niveau du capteur d'erreur des fluctuations de vitesse à la phase opposée. Ce qui se traduit, par l'intermédiaire des structures tourbillonnaires, par des fluctuations de pression injectées à la même phase que celles de l'écoulement excité. Les fluctuations de vitesse sont alors réduites, ce qui entraîne une réduction des phénomènes aérodynamiques, tandis que les fluctuations de pression sont augmentées (schéma 4. 3).

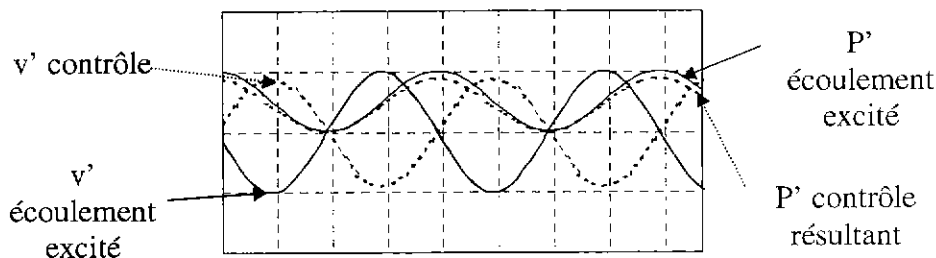


schéma 4. 3 : Représentation des fluctuations de pression et de vitesse reçues par les capteurs lors du contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le fil-chaud**

En réalité, lors du contrôle des fluctuations de vitesse, la commande appliquée aux bornes de l'actionneur est faible (figure 4. 22). Les fluctuations de pression injectées par l'actionneur sont par conséquent faibles. Elles ne sont donc pas responsables de l'augmentation des fluctuations de pression totales observée après contrôle. Cette augmentation est essentiellement due à l'atténuation des phénomènes aérodynamiques à 150Hz. Ces phénomènes, qui généraient des fluctuations de pression opposées en phase à celles générées par l'excitation, limitaient l'effet de l'excitation sur le microphone. En les contrôlant, le microphone peut recevoir l'ensemble des fluctuations de pression dues à l'excitation qui ne

sont pas contrôlées. Après contrôle, le microphone reçoit à 150Hz essentiellement des fluctuations de pression acoustiques ($P'_{total}(t) \sim P'_{excitation}(t)$).

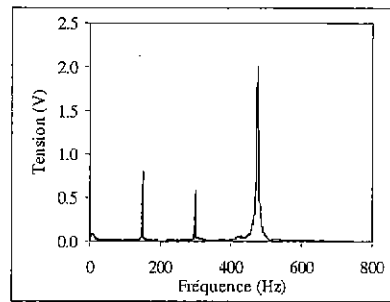


figure 4. 22 : Niveau de tension de la commande lors du contrôle de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le fil-chaud**

Le contrôle le plus efficace en terme de contrôle aérodynamique est, dans ce cas, celui réalisé à partir du fil-chaud. Ce résultat se traduit sur les champs de vitesse et les lignes de courant par un retour de l'écoulement vers son organisation naturelle (figure 4. 23).

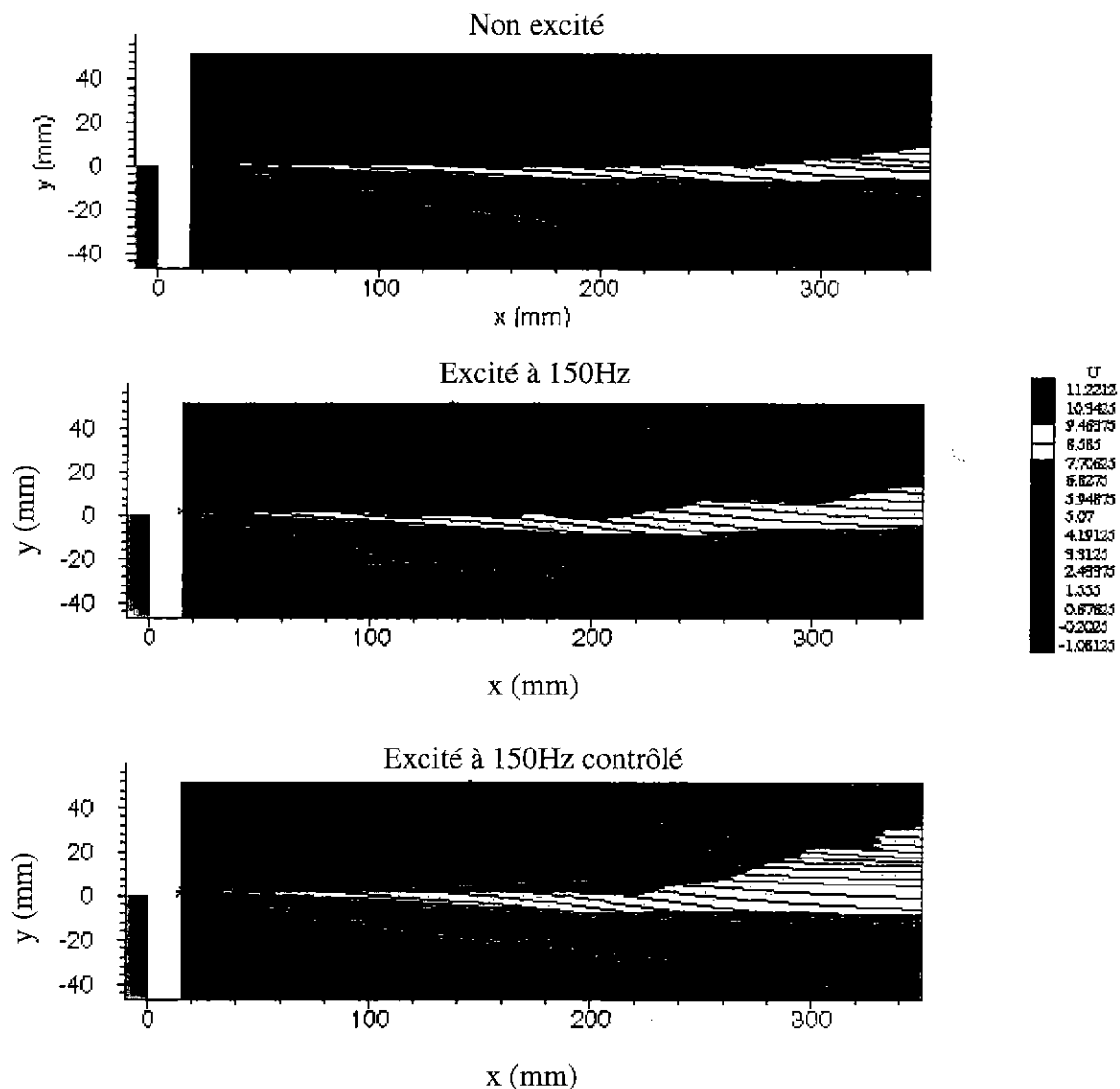


figure 4. 23 : Influence du contrôle sur les champs d'isovitesse et les lignes de courant de l'écoulement excité à 150Hz : **contrôle sur le fil-chaud**

Excitation à 60Hz

Enfin, l'efficacité du contrôle de l'écoulement excité à 60Hz dépend aussi du capteur d'erreur utilisé. Un contrôle à partir du fil-chaud (figure 4. 24) entraîne une faible réduction des fluctuations de pression à 60Hz ($Fr=Fr_2\sim 22\%$). Cependant, une importante réduction des fluctuations de vitesse est notée ($Fr\sim 88\%$, $Fr_2\sim 98\%$) qui se traduit, sur les visualisations, par une réduction du phénomène tourbillonnaire généré à 60Hz par l'excitation externe et un retour de l'écoulement vers l'écoulement naturel. Le détachement tourbillonnaire prépondérant réapparaît autour de 340Hz. Les phénomènes simulant les instabilités de combustion sont donc bien contrôlés.

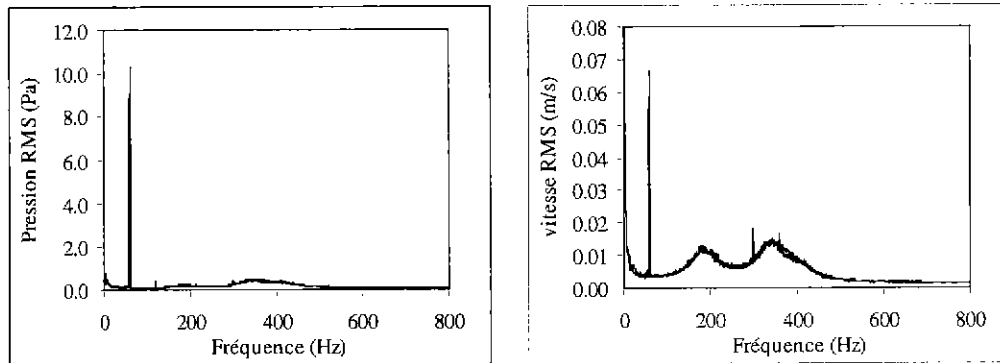


figure 4. 24 : Contrôle de l'écoulement excité à 60Hz : **contrôle sur le fil-chaud**

Le contrôle à partir du microphone entraîne, quant à lui, une importante réduction des fluctuations de pression à 60Hz ($Fr=Fr_2\sim 99\%$) mais augmente fortement les fluctuations de vitesse ($Fr\sim 3500\%$, $Fr_2\sim 3800\%$). Le résultat donne la présence d'instabilités encore plus importantes à 60Hz sur les visualisations. Le contrôle sur le microphone accentue donc l'effet de l'excitation externe.

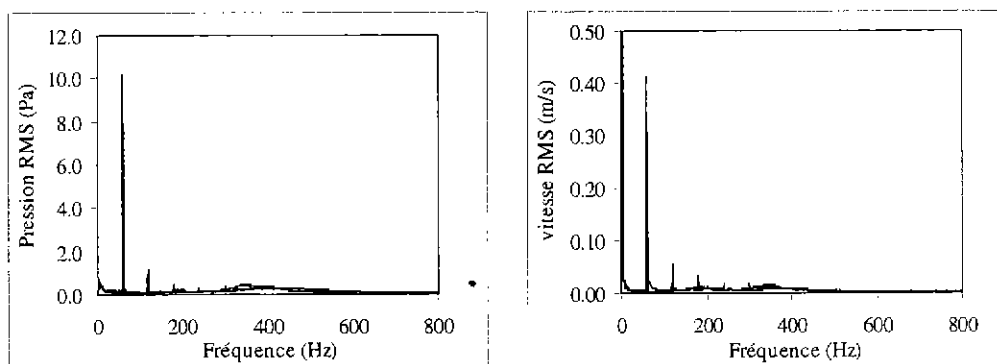


figure 4. 25 : Contrôle de l'écoulement excité à 60Hz : **contrôle sur le microphone**

Ici aucun changement de phase n'apparaît entre les fluctuations de pression et de vitesse autour de 60Hz lors de l'excitation de l'écoulement. Ce comportement s'explique donc essentiellement par le mode de fonctionnement de l'actionneur à basse fréquence. En effet, nous avons montré, dans le chapitre 2, qu'à basse fréquence ($<80\text{Hz}$), l'actionneur génère des niveaux de fluctuations de pression et de vitesse importants.

Lors du contrôle sur le fil-chaud, les niveaux des fluctuations de vitesse à contrôler autour de 60Hz sont faibles ($\sim 0.065\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Une faible amplitude de la commande est alors suffisante pour contrôler les phénomènes aérodynamiques ($\sim 1.2\text{V}$). Le niveau des fluctuations de

pression injecté par l'actionneur est donc faible, ce qui conduit à une faible réduction des fluctuations de pression.

En revanche, lors du contrôle sur le microphone, les niveaux de fluctuations de pression à contrôler autour de 60Hz sont importants (~10Pa). Le niveau de la commande doit donc être plus important (~15V). L'actionneur introduit alors des fluctuations de vitesse conséquentes à 60Hz. Le phénomène tourbillonnaire engendré à cette fréquence est ainsi accentué. Le contrôle s'apparente, dans ce cas, à de l'antibruit et non à un contrôle aérodynamique.

Influence sur le point de recollement

A partir de ces résultats, une campagne de mesure LDA est entreprise afin de déterminer l'influence du contrôle sur la position du point de recollement en fonction de la fréquence de l'excitation externe (figure 4. 26). L'objectif étant ici de contrôler l'aérodynamique de l'écoulement, le capteur d'erreur utilisé est le fil-chaud.

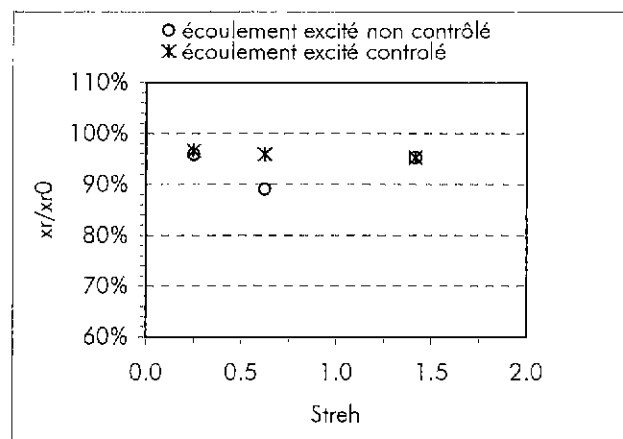


figure 4. 26 : Influence du **contrôle sur le fil-chaud** sur le point de recollement moyen en fonction de la fréquence de l'excitation externe ($A_e=2.5V$)

Pour les fréquences d'excitation externe égales à 60Hz et 340Hz, où les réductions de la distance de recollement sont faibles, aucune modification n'est notée sous l'effet du contrôle. La distance de recollement avec et sans contrôle est réduite de 5% par rapport à celle de l'écoulement naturel.

En revanche, pour une fréquence d'excitation externe de 150Hz, où la réduction de la distance de recollement sous l'effet de l'excitation est sensible ($x_r/x_{r0}=-12\%$), le contrôle s'avère efficace et ramène la distance de recollement vers la distance naturelle ($x_r/x_{r0}=-5\%$ après contrôle).

En parallèle nous observons que la distance de recollement obtenue après contrôle est la même quelle que soit la fréquence de l'excitation externe. Cette distance est réduite de 5% par rapport à celle de l'écoulement naturel. Une saturation de l'effet du contrôle sur la distance de recollement apparaît. Il ne permet pas de retrouver l'organisation naturelle de l'écoulement. Ce comportement peut s'expliquer par l'incapacité du contrôleur à contrôler entièrement sur tout l'espace l'influence de l'excitation. L'écoulement excité contrôlé reste alors toujours mieux organisé que l'écoulement naturel, ce qui se traduit par une distance de recollement plus courte.

4.6.3. Conclusions

L'ensemble de ces résultats tend à montrer que quelles que soient les modifications de l'écoulement apportées par une excitation externe, le contrôle est très efficace. Il permet de ramener l'écoulement vers son organisation naturelle même si l'écoulement contrôlé reste globalement mieux organisé que l'écoulement naturel. Les couplages acoustiques et aéroacoustiques modifiant l'organisation de l'écoulement sont fortement contrôlés. Les phénomènes simulant les instabilités de combustion peuvent donc être contrôlés avec la boucle de contrôle définie.

Cependant, l'importance du choix du capteur d'erreur est mise en évidence. En particulier, le contrôle des phénomènes aérodynamiques passe par le contrôle des fluctuations de vitesse qui peuvent être, dans certains cas, en opposition de phase avec les fluctuations de pression mesurées dans la zone cisailée. Il est donc préférable d'utiliser un capteur essentiellement sensible aux fluctuations de vitesse (par exemple le fil-chaud). En revanche, le contrôle de l'acoustique dans la veine passe par le contrôle des fluctuations de pression, donc préférablement par l'utilisation d'un capteur sensible à ces fluctuations (microphone par exemple).

4.7. Définition d'une loi de décomposition d'un des paramètres représentatifs de l'écoulement

4.7.1. Objectif

Suite aux résultats de contrôle obtenus précédemment pour l'écoulement avec et sans excitation externe, nous cherchons à définir une loi de décomposition théorique d'un paramètre représentatif de l'écoulement afin de déterminer le mode de fonctionnement du contrôle. Cette loi doit donc prendre en compte l'effet de l'excitation et des couplages acoustiques et aéroacoustiques.

4.7.2. Approche physique de la loi

L'approche physique de la loi consiste à considérer la présence de quatre phénomènes principaux dans la veine :

- ☞ L'excitation externe qui provient des haut-parleurs aval et qui est amplifiée par l'acoustique de la veine (couplages acoustiques) ;
- ☞ Le bruit de la veine amplifié par l'acoustique de la veine (bruit du ventilateur, turbulence de petite échelle...) ;
- ☞ Le détachement tourbillonnaire ;
- ☞ Les couplages aéroacoustiques.

Nous rappelons que nous définissons par couplages aéroacoustiques le phénomène de bouclage qui existe entre les fluctuations de pression rayonnées par les structures tourbillonnaires et l'acoustique de la veine, qui excite la zone cisailée.

Tous ces phénomènes engendrent des fluctuations de pression. Nous choisissons donc de définir une loi de décomposition des fluctuations de pression présentes dans la veine.

Dans notre approche, nous considérons que les fluctuations de pression sont de deux origines : acoustique et aérodynamique.

Les fluctuations de pression acoustiques proviennent :

- ☞ de l'excitation externe amplifiée par l'acoustique de la veine ($P'_{excitation}(t)$);
- ☞ du bruit de la veine amplifié par l'acoustique de la veine ($P'_{bruit}(t)$);
- ☞ des fluctuations de pression rayonnées par les structures tourbillonnaires qui excitent l'acoustique de la veine ($P'_{champ_lointain}(t)$);

Les fluctuations de pression aérodynamiques proviennent du passage des structures tourbillonnaires au niveau des capteurs ($P'_{champ_proche}(t)$ résultat des vortex entraînés par le cisaillement, l'excitation et les couplages aéroacoustiques);

4.7.3. Définition théorique de la loi

A partir de l'approche physique précédente, une loi de décomposition théorique des fluctuations de pression est proposée. La veine d'essai est schématisée par un amplificateur acoustique caractérisé par sa fonction de transfert $h_{acoust}(t)$ ($=H_{acoust}(f)$) et un amplificateur aérodynamique caractérisé par sa fonction de transfert $h_{zc}(t)$ ($=H_{zc}(f)$). De façon générale, le bruit naturel de la veine est négligeable mais nous continuerons de l'inclure dans la démarche. L'excitation externe, provenant des haut-parleurs aval, introduit des fluctuations de pression acoustiques ($P'_{excitation_0}(t)$) et des fluctuations de vitesse qui sont amplifiées par l'acoustique de la veine (couplages acoustiques). Il en est de même pour le bruit naturel.

D'une part, ces fluctuations de pression sont reçues directement par le microphone :

$$P'_{excitation}(t) = h_{acoust}(t) * P'_{excitation_0}(t) \quad 4.3$$

$$|P'_{excitation}(f)| = |H_{acoust}(f) \cdot P'_{excitation_0}(f)| \quad 4.4$$

et

$$P'_{bruit}(t) = h_{acoust}(t) * P'_{bruit_0}(t) \quad 4.5$$

$$|P'_{bruit}(f)| = |H_{acoust}(f) \cdot P'_{bruit_0}(f)| \quad 4.6$$

D'autre part, elles sont injectées dans la zone cisailée où elles amplifient les phénomènes tourbillonnaires. La taille des tourbillons étant augmentée, leur convection génère une onde de pression plus importante ($P'_{champ_lointain}(t)$) qui excite l'acoustique de la veine. Les fluctuations de pression rayonnées par la zone cisailée sont alors amplifiées ($h_{acoust}(t) * P'_{champ_lointain}(t)$). Ces fluctuations de pression sont d'une part reçues directement par le microphone. Elles sont généralement faibles devant les fluctuations de pression injectées par l'excitation externe. D'autre part, elles sont de nouveau injectées dans la zone cisailée qui les amplifient ($h_{zc}(t) * h_{acoust}(t) * P'_{champ_lointain}(t)$). Un phénomène de bouclage apparaît et entraîne des couplages aéroacoustiques. Ces couplages aéroacoustiques contribuent à l'excitation de la zone cisailée dont la taille des tourbillons se trouve augmentée. Après stabilisation des phénomènes, la zone cisailée génère des fluctuations de pression aérodynamiques, corrélées aux fluctuations de vitesse ($v'_{aéro}(t)$) mesurées par le fil-chaud, et reflétant la réponse de la zone cisailée aux différentes sources d'excitation (bruit de veine, excitation et couplages).

Au total, nous obtenons :

$$P'_{acoustique}(t) = P'_{excitation}(t) + P'_{bruit}(t) + h_{acoust}(t) * P'_{champ_lointain}(t) \quad 4.7$$

$$|P'_{\text{acoustique}}(f)|^2 = |P'_{\text{excitation}}(f)|^2 + |P'_{\text{bruit}}(f)|^2 + |H_{\text{acoust}}(f) \cdot P'_{\text{champ_lointain}}(f)|^2 \quad 4.8$$

et

$$P'_{\text{aéro}}(t) = h_{zc}(t) \cdot h_{\text{acoust}}(t) \cdot (P'_{\text{excitation}_0}(t) + P'_{\text{bruit}_0}(t) + P'_{\text{champ_lointain}}(t)) \quad 4.9$$

$$|P'_{\text{aéro}}(f)|^2 = |H_{zc}(f) \cdot H_{\text{acoust}}(f) \cdot (P'_{\text{excitation}_0}(f) + P'_{\text{bruit}_0}(f) + P'_{\text{champ_lointain}}(f))|^2 \quad 4.10$$

Une représentation schématique de la loi de décomposition obtenue est présentée schéma 4. 4.

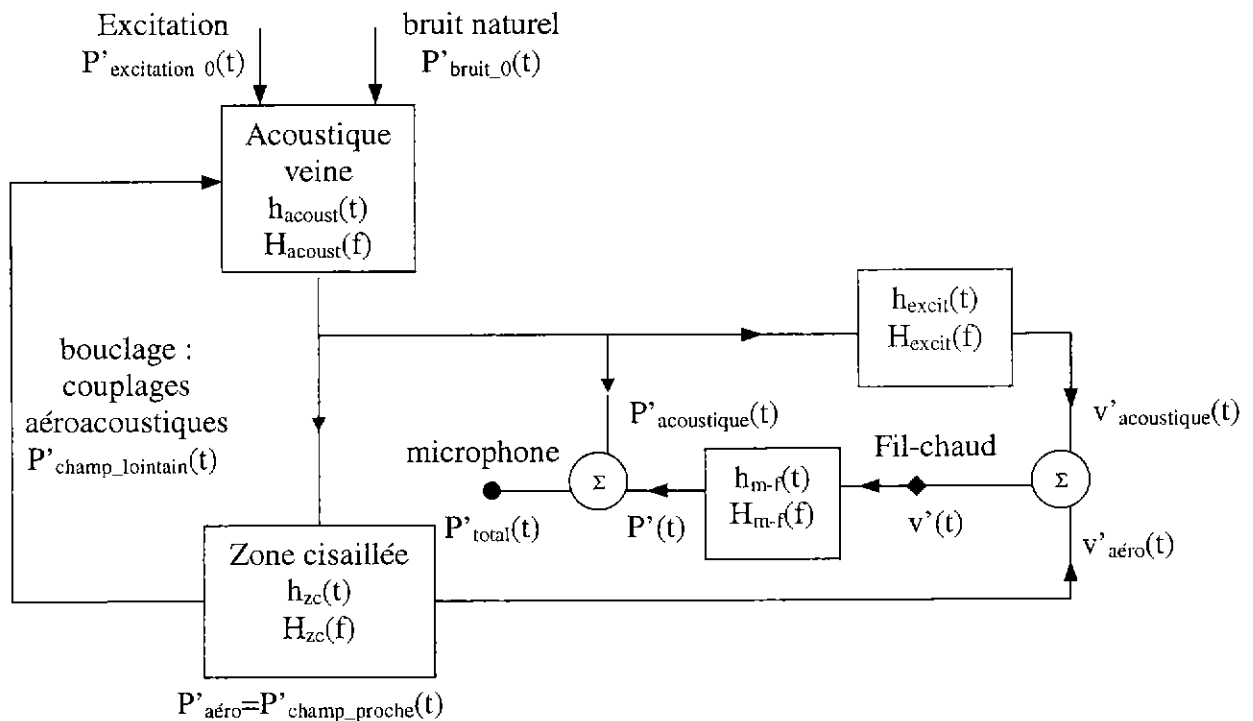


schéma 4. 4 : Loi de décomposition théorique des fluctuations de pression totales

Expérimentalement, dans la plupart des cas le microphone et le fil-chaud permettent d'accéder aux différents termes :

- ☞ Les fluctuations de pression et de vitesse liées au bruit naturel de la veine sont obtenues en plaçant le microphone et le fil-chaud hors de la couche cisailée, dans l'écoulement moyen non excité. De façon générale, ce bruit est négligeable.
- ☞ Les fluctuations de pression et de vitesse acoustiques ($P'_{\text{excitation}}(t)$ et $v'_{\text{excitation}}(t)$) injectées directement par l'excitation externe au niveau des capteurs sont mesurées, respectivement par le microphone et le fil-chaud placés au niveau du détachement tourbillonnaire, en supprimant l'écoulement et en excitant la veine. La corrélation entre ces fluctuations est schématisée par la fonction de transfert ($H_{\text{excit}}(f)$) mesurée entre le microphone (voie B) et le fil-chaud (voie A) :

$$H_{\text{excit}}(f) = \left[\frac{G_{AB}(f)}{G_{AA}(f)} \right]_{U_c=0} = \left[\frac{A^*(f) \cdot B(f)}{A^*(f) \cdot A(f)} \right]_{U_c=0} \quad 4.11$$

Dans la plupart des cas, les fluctuations de vitesse injectées par l'excitation externe sont négligeables donc $H_{excit}(f)$ est nulle et le fil-chaud mesure essentiellement les fluctuations de vitesse liées à l'aérodynamique de la couche cisailée lorsque l'écoulement est rétabli :

$$v'(t) = v'_{aéro}(t) ; v'(f) = v'_{aéro}(f) \quad 4.12$$

- ☞ Les fluctuations de pression acoustiques liées au champ lointain sont obtenues en plaçant le microphone hors de la couche cisailée. En comparant les niveaux de pression mesurés avec l'écoulement excité à ceux obtenus sans écoulement avec excitation, et en supposant que les longueurs d'ondes acoustiques sont grandes devant le changement de position du microphone, nous obtenons les fluctuations de pression liées au champ lointain. Il en est de même pour les fluctuations de vitesse.
- ☞ Si les fluctuations de vitesse acoustiques introduites par l'excitation externe sont négligeables ($H_{excit} \sim 0$ et $v' = v'_{aéro}$), les fluctuations de pression aérodynamiques engendrées par le champ proche et le champ lointain sont obtenues, dans la plupart des cas, à partir des fluctuations de vitesse mesurées par le fil-chaud et de la fonction de transfert ($H_{m-f}(f)$) mesurée entre le microphone (voie B) et le fil-chaud (voie A) placés très proche l'un de l'autre dans la zone cisailée au niveau du détachement tourbillonnaire :

$$H_{m-f}(f) = \left[\frac{G_{AB}(f)}{G_{AA}(f)} \right] = \left[\frac{A^*(f) \cdot B(f)}{A^*(f) \cdot A(f)} \right] \quad 4.13$$

En effet, dans la plupart des cas d'excitation, l'amplitude de la fonction de transfert mesurée entre un microphone placé dans la zone cisailée et un microphone placé loin de la zone cisailée (dans l'écoulement moyen), est faible. Les fluctuations de pression mesurées par le microphone dans la zone cisailée correspondent donc essentiellement aux fluctuations de pression liées aux structures tourbillonnaires (donc à $P'_{aéro}$). Ainsi, en moyennant un nombre de mesures suffisant, la fonction de transfert ($H_{m-f}(f)$) permet de déterminer la partie des fluctuations de pression mesurées par le microphone qui est corrélée aux fluctuations de vitesse, donc de déterminer les fluctuations de pression liées uniquement à l'aérodynamique. Dans le schéma 4. 4, $P'(t)$ peut alors être remplacé par $P'_{aéro}(t)$. Nous obtenons alors :

$$P'_{aéro}(t) = h_{zc}(t) \cdot h_{acoust}(t) \cdot (P'_{excitation_0}(t) + P'_{bruit_0}(t) + P'_{champ_lointain}(t)) = v'(t) \cdot h_{m-f}(t) \quad 4.14$$

$$|P'_{aéro}(f)|^2 = |H_{zc}(f) \cdot H_{acoust}(f) \cdot (P'_{excitation_0}(f) + P'_{bruit_0}(f) + P'_{champ_lointain}(f))|^2 = |v'(f) \cdot H_{m-f}(f)|^2 \quad 4.15$$

Au final, la loi de décomposition des fluctuations de pression dans la veine est :

$$P'_{total}(t) = P'_{excitation}(t) + P'_{bruit}(t) + h_{acoust}(t) \cdot P'_{champ_lointain}(t) + v'(t) \cdot h_{m-f}(t) \quad 4.16$$

$$|P'_{total}(f)|^2 = |P'_{excitation}(f)|^2 + |P'_{bruit}(f)|^2 + |H_{acoust}(f) \cdot P'_{champ_lointain}(f)|^2 + |v'(f) \cdot H_{m-f}(f)|^2 \quad 4.17$$

La décomposition donnée dans le domaine fréquentiel suppose que les différents termes sont décorrélés.

4.7.4. Application de la loi aux cas généraux d'excitation

Dans la plupart des cas, c'est-à-dire pour une fréquence d'excitation supérieure à 80Hz, les fluctuations de vitesse injectées par l'excitation externe sont négligeables. La fonction de transfert ($H_{excit}(f)$) est donc nulle. De plus la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ permet d'accéder aux fluctuations de pression liées à l'aérodynamique de l'écoulement. La loi 4. 17 est donc applicable. En outre, les fluctuations de pression liées au champ lointain reçues directement par le microphone sont faibles devant les fluctuations de pression injectées par l'excitation externe. En revanche l'amplification de ces fluctuations par la zone cisailée est sensible (apparition de couplages acoustiques). Nous obtenons alors :

$$P'_{total}(t) = P'_{excitation}(t) + v'(t) \cdot h_{m-f}(t)$$

$$|P'_{total}(f)|^2 = |P'_{excitation}(f)|^2 + |v'(f) \cdot H_{m-f}(f)|^2$$

Ainsi, les résultats obtenus, par exemple pour une excitation à 340Hz, révèlent une parfaite adéquation entre les fluctuations de pression expérimentales et théoriques (figure 4. 27). La loi définie est donc validée pour ces configurations d'étude. Elle permet de prendre en compte l'effet de l'excitation et des couplages acoustiques et aéroacoustiques.

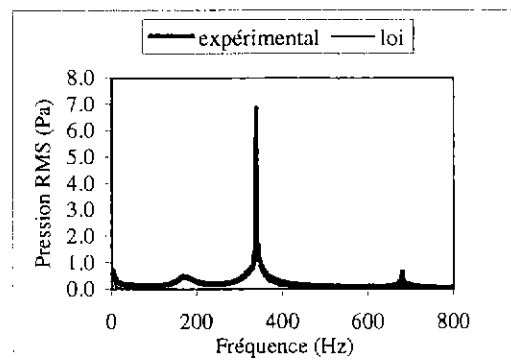


figure 4. 27 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression totales au cas $U_e = 12 \text{ m.s}^{-1}$ excité à $f_e = 340 \text{ Hz}$ et $A_e = 2.5 \text{ V}$

L'application de cette loi aux cas contrôlés permet de mettre en évidence le mode d'action du contrôle.

Contrôle sur le microphone

Lors du contrôle sur le microphone nous obtenons deux résultats :

1. Les fluctuations de pression cohérentes à l'écoulement ($v'(f) \cdot H_{m-f}(f)$) sont fortement atténuées :

$$(v'(f) \cdot H_{m-f}(f))_{excité_contrôlé} \ll (v'(f) \cdot H_{m-f}(f))_{excité_non_contrôlé}$$

En parallèle, nous avons montré dans de paragraphe 4.5 que les fluctuations de pression liées à l'écoulement naturel ne peuvent pas être contrôlées. Donc dans $(v'(f) \cdot H_{m-f}(f))_{excité}$, les fluctuations de pression liées à l'organisation naturelle de l'écoulement ne peuvent pas être contrôlée.

Nous en déduisons que le contrôle réduit les fluctuations de pression aérodynamiques entraînées par l'excitation.

2. En supposant que le contrôle n'agit pas sur les fluctuations de pression injectées par l'excitation externe au niveau du capteur d'erreur ($P'_{excitation}(f)$ est constant avec et sans contrôle), nous observons que les fluctuations de pression obtenues par l'intermédiaire de la loi sont supérieures à celles obtenues expérimentalement (figure 4. 28 (a)) :

$$|P'_{excitation}(f)|^2 + |v'(f).H_{m-f}(f)|^2_{contrôle} > |P'_{total}(f)|^2$$

En revanche, les fluctuations de pression uniquement cohérentes à l'écoulement ($(v'(f).H_{m-f}(f))_{contrôle}$) sont de l'ordre des fluctuations de pression mesurées par le microphone ($P'_{total}(f)$) (figure 4. 28 (b)) :

$$|v'(f).H_{m-f}(f)|^2_{contrôle} \sim |P'_{total}(f)|^2$$

Le contrôle permet donc de réduire presque entièrement l'effet acoustique de l'excitation externe :

$$P'_{excitation}(f) \searrow \text{ et } P'_{excitation}(f) \sim 0 \text{ (après contrôle)}$$

En conclusion, le contrôle sur le microphone permet un contrôle très efficace de l'acoustique et de l'aérodynamique engendrée par l'excitation. L'information reçue par le microphone après contrôle est essentiellement liée à l'aérodynamique de l'écoulement naturel que nous ne pouvons pas contrôler.

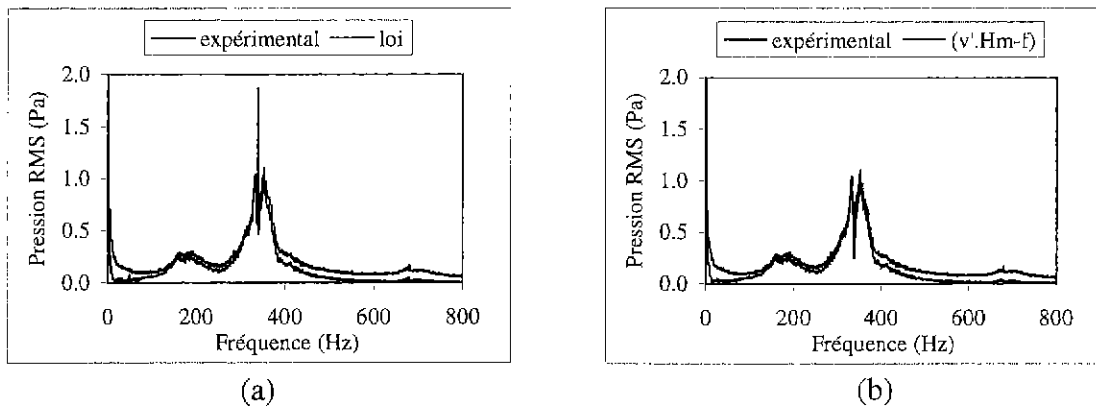


figure 4. 28 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_e=340Hz$ et $A_e=2.5V$, **contrôle sur le microphone**

Contrôle sur le fil-chaud

Les résultats obtenus à partir d'un contrôle sur le fil-chaud présentent quelques différences.

1. Comme précédemment (contrôle sur le microphone), les fluctuations de pression cohérentes à l'écoulement ($v'(f).H_{m-f}(f)$) sont ici fortement atténuées :

$$(v'(f).H_{m-f}(f))_{excité_contrôlé} \ll (v'(f).H_{m-f}(f))_{excité_non_contrôlé}$$

Le contrôle réduit donc les fluctuations de pression aérodynamiques entraînées par l'excitation.

2. En revanche, nous observons que :

☞ les fluctuations de pression obtenues après contrôle par l'intermédiaire de la loi sont supérieures à celles mesurées sur le microphone (figure 4. 29 (a)) :

$$|P'_{excitation}(f)|^2 + |v'(f).H_{m-f}(f)|^2_{contrôle} > |P'_{total}(f)|^2$$

☞ les fluctuations de pression cohérentes à l'écoulement $((v'(f).H_{m-f}(f))_{contrôle})$ sont ici sensiblement inférieures à celles mesurées sur le microphone (figure 4. 29 (b)).

$$|v'(f).H_{m-f}(f)|^2_{contrôle} < |P'_{total}(f)|^2$$

Nous en déduisons que les fluctuations de pression qui n'agissent pas sur l'aérodynamique ne sont pas contrôlées. Le microphone continue donc de recevoir une information acoustique de l'excitation externe :

$$P'_{excitation}(f) \searrow \text{ et } P'_{excitation}(f) \neq 0 \text{ (après contrôle)}$$

Le contrôle sur le fil-chaud permet donc de contrôler l'effet aérodynamique de l'excitation mais ne permet pas de contrôler entièrement son effet acoustique.

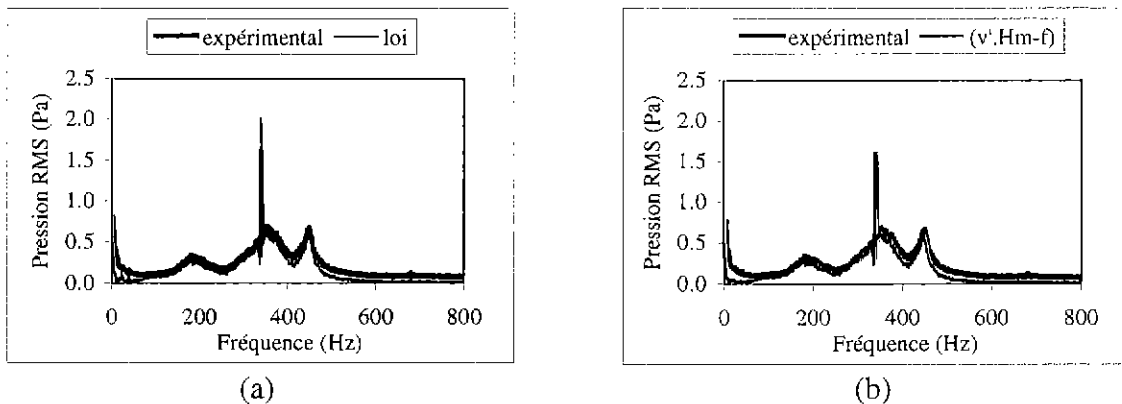


figure 4. 29 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_e=340Hz$ et $A_e=2.5V$, **contrôle sur le fil-chaud**

4.7.5. Application de la loi aux cas particuliers d'excitation

La loi de décomposition définie s'avère représentative des fluctuations de pression présentes dans la veine d'essai dans la plupart des cas d'écoulement excité. Cependant pour deux configurations d'excitation remarquables, la reconstruction des fluctuations de pression à partir des différents termes de la loi obtenus expérimentalement, n'apparaît pas adaptée. Il s'agit des cas d'excitation à basse fréquence et à 150Hz. L'analyse des résultats et la formulation d'hypothèses permettent de donner une explication à ces changements de comportement.

4.7.5.1. *Écoulement excité à 60Hz*

Sans contrôle, un écart significatif est observé entre les niveaux de pression obtenus expérimentalement à 60Hz et ceux obtenus à l'aide de la loi de décomposition (figure 4. 30). Les niveaux de pression expérimentaux sont inférieurs de 26% aux niveaux théoriques.

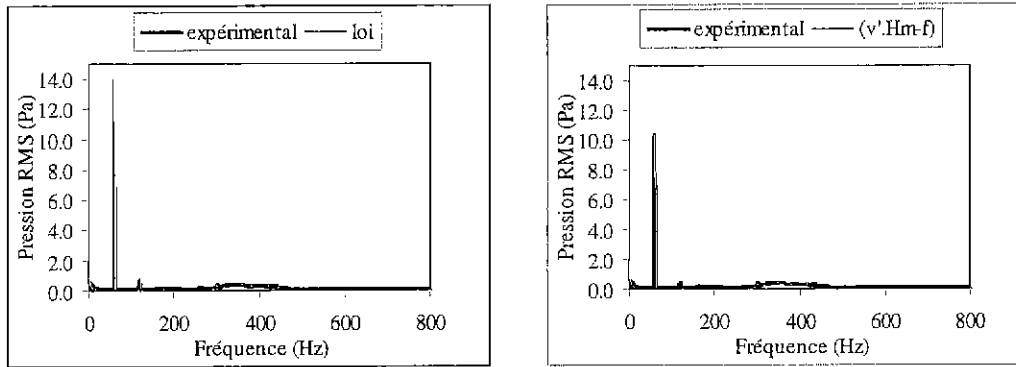


figure 4. 30 : Application de la loi de décomposition des fluctuations de pression au cas $U_e=12m.s^{-1}$ excité à $f_e=60Hz$ et $A_e=2.5V$

Cet écart s'explique par une mauvaise détermination expérimentale des différents termes de la loi. En effet, le niveau des fluctuations de pression est du même ordre que celui obtenu par le terme $(v'(f).H_{m-f}(f))$ censé ne mesurer que les fluctuations de pression cohérentes à l'écoulement. Tout se passe comme si aucune fluctuation de pression acoustique n'était reçue par le microphone. En réalité, dans ce cas d'excitation, le terme $(v'(f).H_{m-f}(f))$ ne mesure pas uniquement les fluctuations de pression cohérentes à l'écoulement ($P'(t) \neq P'_{aéro}(t)$). En effet, nous avons montré, lors de la qualification de l'installation, qu'une excitation externe à basse fréquence à partir des haut-parleurs aval introduit d'importantes fluctuations de pression et de vitesse au niveau du détachement tourbillonnaire. La fonction de transfert $H_{excit}(f)$ n'est donc plus négligeable et le fil-chaud mesure des fluctuations de vitesse corrélées à la fois aux fluctuations de pression aérodynamiques et aux fluctuations de pression acoustiques. Ainsi, $(v'(f).H_{m-f}(f))$ prend en compte les fluctuations de pression acoustiques injectées par l'excitation externe. Dans ce cas nous obtenons :

$$|P'_{total}(f)|^2 = |v'(f).H_{m-f}(f)|^2 \quad 4. 18$$

La loi définie reste donc valable mais nous ne sommes plus capables de distinguer expérimentalement les fluctuations de pression acoustiques des fluctuations de pression aérodynamiques.

Dans le paragraphe 4.6.2.2, le mécanisme de contrôle a été présenté. Lors du contrôle sur le fil-chaud, les niveaux de fluctuations de vitesse à contrôler autour de 60Hz sont faibles. Une faible amplitude de la commande est alors suffisante. Le niveau des fluctuations de pression injectées par l'actionneur est donc faible, ce qui conduit à une faible réduction des fluctuations de pression. Le contrôle porte ici sur l'aérodynamique et l'acoustique dans la veine.

En revanche, lors du contrôle sur le microphone, les niveaux de fluctuations de pression à contrôler autour de 60Hz sont importants. Le niveau de la commande doit donc être plus important. L'introduction de fluctuations de vitesse à 60Hz est alors conséquente, ce qui se

traduit par une augmentation des fluctuations de vitesse autour de 60Hz. Le contrôle s'apparente, dans ce cas, à de l'antibruit.

4.7.5.2. *Écoulement excité à 150Hz*

Avec cette fréquence d'excitation et pour l'écoulement non contrôlé, un écart significatif est aussi observé entre les niveaux de pression obtenus à 150Hz expérimentalement et ceux obtenus à l'aide de la loi de décomposition. Les niveaux de pression expérimentaux sont inférieurs de 33% aux niveaux théoriques. La loi semble être ici mal adaptée. Pour tenter de comprendre pourquoi, nous pouvons formuler certaines hypothèses à partir des résultats obtenus.

Nous avons vu lors de la qualification de l'installation que l'excitation à 150Hz injecte très peu de fluctuations de vitesse acoustiques directement au niveau des capteurs. Nous ne pouvons donc pas justifier la différence de résultat par une fonction de transfert $H_{excit}(f)$ non nulle comme précédemment.

En revanche, les fluctuations de pression acoustiques injectées par l'excitation au niveau des capteurs sont importantes. D'importants couplages acoustiques existent. En parallèle, les fluctuations de pression mesurées par le microphone, qui sont dans la plupart des cas en avance de phase de 90° par rapport aux fluctuations de vitesse mesurées par le fil-chaud, sont ici en retard de phase de 90° (figure 4. 20). Or nous savons que les fluctuations de pression engendrées par l'aérodynamique des tourbillons sont toujours en avance de phase de 90° par rapport aux fluctuations de vitesse liées aux tourbillons. Les fluctuations de pression mesurées par le microphone pour l'écoulement excité à 150Hz sont donc en opposition de phase par rapport aux fluctuations de pression liées à l'aérodynamique des tourbillons. Le microphone mesure donc, dans ce cas, essentiellement des fluctuations de pression acoustiques qui sont en opposition de phase par rapport aux fluctuations de pression aérodynamiques.

Trois hypothèses sont alors formulées :

1. Pour justifier la rotation de phase, nous supposons que la zone cisailée agit comme un amplificateur qui déphase de ϕ_j les fluctuations de pression liées à l'excitation qui influencent l'écoulement. Ce déphasage est introduit par les phénomènes convectifs de la zone cisailée. La réponse de cet amplificateur n'est pas constante en amplitude et en phase en fonction de la fréquence d'excitation.
2. Si la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ permet, dans la plupart des cas d'excitation, de déterminer les fluctuations de pression liées uniquement à l'aérodynamique, ce n'est plus le cas lors d'une excitation de l'écoulement à 150Hz. Une corrélation importante apparaît entre les fluctuations de pression acoustique introduites par l'excitation externe et les fluctuations de vitesse mesurées par le fil-chaud. Dans ce cas $H_{m-f}(f) \neq H_{aéro}(f)$.
3. Enfin, lors du contrôle, l'actionneur étant proche du capteur ($x/h=0.7$), les fluctuations qu'il injecte sont reçues directement par les capteurs ($P'_{commande}(t)$). En parallèle ces fluctuations sont filtrées par l'acoustique de la veine ($h''_{acoust}(t) * P'_{commande}(t)$) avant d'être injectées et filtrées dans la zone cisailée. Les fluctuations agissant le plus rapidement lors du contrôle sont celles reçues directement par le capteur.

A partir de ces hypothèses, la décomposition des fluctuations de pression obtenue est celle présentée schéma 4. 5 .

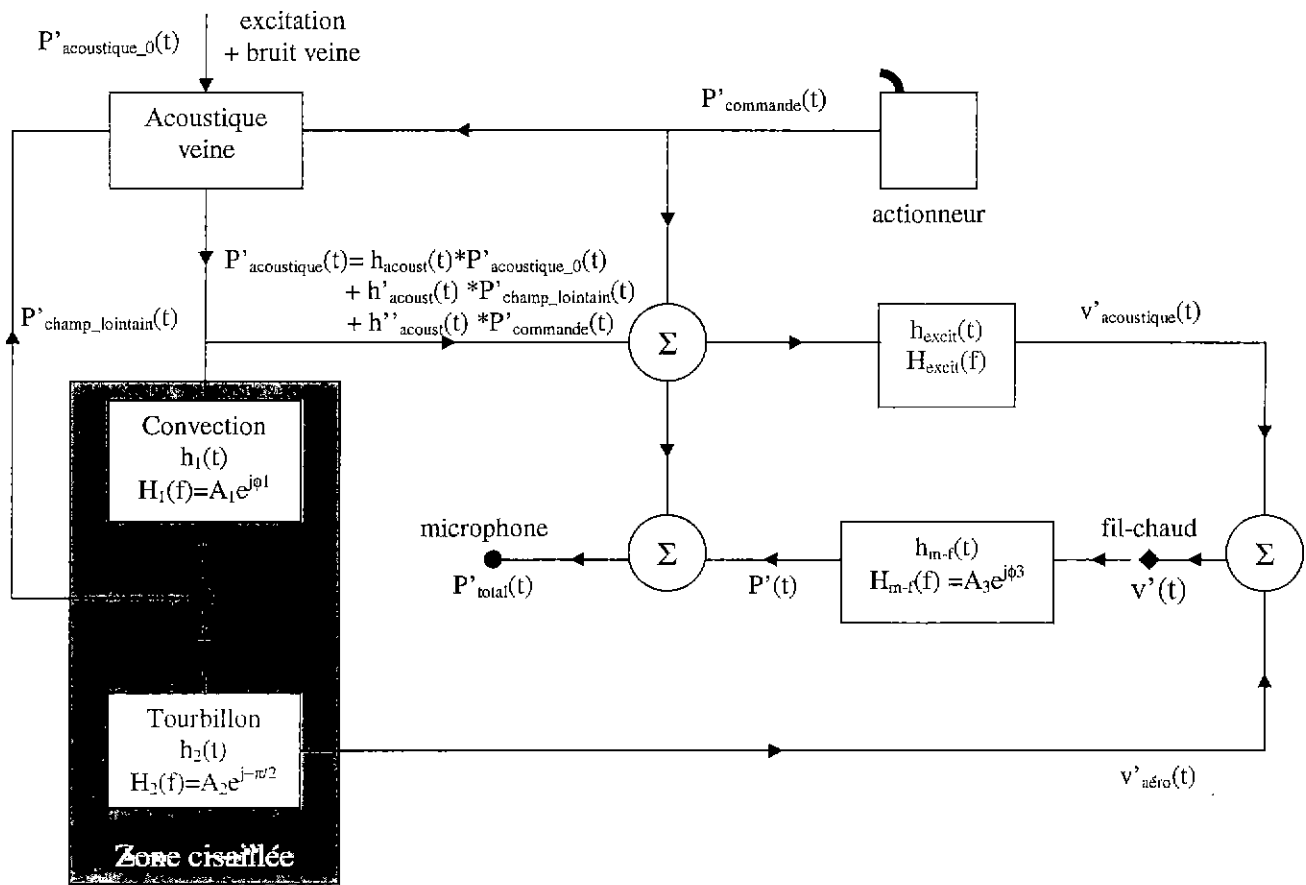


schéma 4. 5 : Hypothèse de décomposition des fluctuations de pression

Cette loi devient applicable à tous les cas d'excitation :

☞ Dans la plupart des cas (hors excitation à 150Hz et inférieure à 80Hz) le déphasage introduit par la zone cisailée est nul ($\phi_1=2k\pi$) et la fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ mesurée entre le microphone et le fil-chaud permet d'accéder aux fluctuations de pression liées à l'aérodynamique de l'écoulement ($H_{m-f}(f)=H_{aéro}(f)$ et $P'(t)=P'_{aéro}(t)$). Les fluctuations de pression aérodynamiques ($P'_{aéro}(t)$) et celles injectées par l'acoustique ($P'_{acoustique}(t)$) sont donc en phase ($\phi_3=-\pi/2$). Cette description correspond au cas d'excitation à 340Hz (Cf. § 4.7.4) où nous obtenons :

$$P'_{total}(t) = P'_{excitation}(t) + v'(t) * h_{m-f}(t) \quad 4.19$$

$$|P'_{total}(f)|^2 = |P'_{excitation}(f)|^2 + |v'(f) \cdot H_{m-f}(f)|^2 \quad 4.20$$

le bruit naturel de la veine étant négligeable.

En contrôlant sur le microphone, l'actionneur injecte au niveau du microphone un signal de pression ($P'_{commande}(t)$) en opposition de phase par rapport à ($P'_{total}(t)$), donc opposé en phase au signal acoustique ($P'_{acoustique}(t)$) et au signal aérodynamique ($P'_{aéro}(t)$). Le résultat donne un contrôle de l'acoustique et de l'aérodynamique. Il en est de même en contrôlant sur le fil-chaud. Les termes ($P'_{aéro}(t)$), ($P'_{acoustique}(t)$) et ($P'_{total}(t)$) étant en phase, en contrôlant ($P'_{aéro}(t)$) nous contrôlons les autres termes.

☞ En revanche, dans le cas d'une excitation à 150Hz, les niveaux de pression liés à l'excitation sont importants et la zone cisailée déphase de 180° ($\phi_1 = -\pi$) les fluctuations de pression liées à l'excitation qui influencent l'écoulement. D'autre part, une corrélation importante apparaît entre les fluctuations de pression acoustique introduites par l'excitation externe et les fluctuations de vitesse mesurées par le fil chaud. La fonction de transfert $H_{m-f}(f)$ mesurée entre le microphone et le fil-chaud ne permet plus d'accéder aux fluctuations de pression liées à l'aérodynamique de l'écoulement, ($H_{m-f}(f) \neq H_{aéro}(f)$ et $P'(t) \neq P'_{aéro}(t)$). Les mesures réalisées ne permettent donc plus d'obtenir chacun des termes de la loi.

Ainsi, en calculant $|P'_{total}(f)|^2 = |P'_{excitation}(f)|^2 + |v'(f) \cdot H_{m-f}(f)|^2$, nous surestimons le niveau de fluctuations de pression.

Lors du contrôle, l'hypothèse de la prédominance de l'effet direct de l'actionneur permet de justifier la différence de comportement observée en fonction du capteur d'erreur utilisé. En effet, les fluctuations de pression, essentiellement acoustiques, mesurées par le microphone étant opposées en phase à celles engendrées par l'aérodynamique de l'écoulement, en essayant de contrôler le signal du microphone, l'actionneur injecte des fluctuations de pression qui arrivent sur le microphone à la même phase que les fluctuations de pression aérodynamiques. Les phénomènes tourbillonnaires à 150Hz sont alors amplifiés ce qui augmente les fluctuations de vitesse à cette fréquence. Le processus inverse apparaît lors du contrôle sur le fil-chaud, ce qui conduit à une réduction des phénomènes tourbillonnaires à 150Hz et une augmentation du niveau de pression mesuré par le microphone.

A ce stade de l'étude, les trois hypothèses formulées n'ont pas pu être vérifiées. La question reste donc ouverte.

4.8. Une simulation plus représentative des phénomènes de bouclage et leur contrôle

4.8.1. Objectif

Les excitations externes utilisées jusqu'à présent pour simuler les phénomènes de bouclage engendrant l'apparition des instabilités de combustion, sont générées par les haut-parleurs aval alimentés par un signal de tension dont la fréquence et le niveau sont fixés. Lors du contrôle, ce signal n'est pas influencé. Les haut-parleurs génèrent alors la même excitation que l'écoulement soit contrôlé ou non. Cette source d'excitation n'est donc pas suffisamment représentative de celle existant dans les chambres de combustion. En effet, l'augmentation des niveaux de pression dans les chambres de combustion engendrant l'apparition des couplages acoustiques et aéroacoustiques et donc les instabilités de combustion, provient du dégagement de chaleur instationnaire lié à la combustion. Ce dégagement de chaleur est sensible à la qualité du mélange carburant/air. Or, nous avons vu, dans les études précédentes, que le contrôle permet de modifier l'organisation aérodynamique de l'écoulement. En modifiant l'organisation de l'écoulement, la qualité du mélange est influencée, ce qui modifie le dégagement de chaleur instationnaire.

L'objectif de cette partie de l'étude est donc d'appliquer aux bornes des haut-parleurs aval un signal d'excitation influencé par le contrôle afin de se rapprocher de la configuration réelle

existant en chambre de combustion et de déterminer si la boucle de contrôle est suffisamment adaptative pour suivre l'évolution des effets entraînés par une excitation variable.

4.8.2. Principe

Le principe consiste à utiliser le fil-chaud placé dans la zone cisailée comme capteur d'erreur et d'appliquer, aux bornes des haut-parleurs aval, le signal de tension qu'il mesure. Si le contrôle modifie l'organisation de l'écoulement excité, le signal reçu par le fil-chaud varie et l'excitation externe est modifiée.

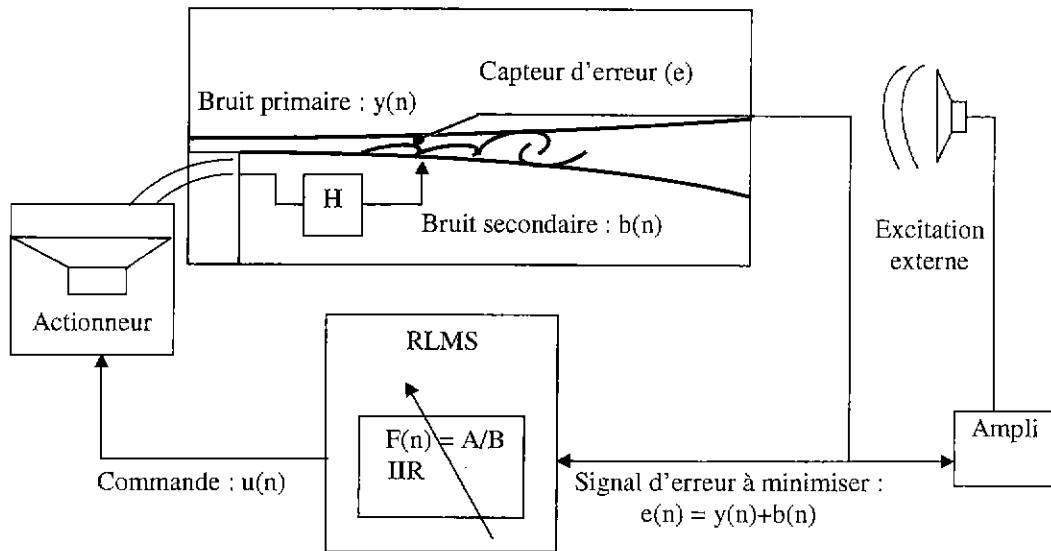


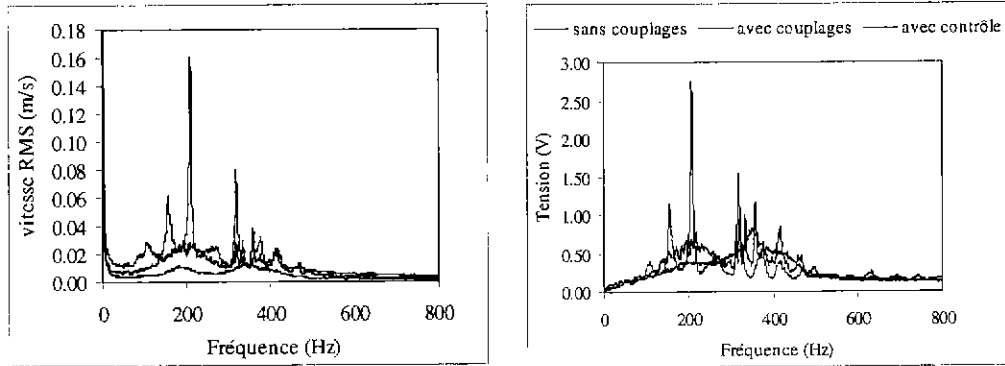
figure 4. 31 : Principe de la boucle de contrôle pour une simulation plus représentative des phénomènes de bouclage

Le signal du fil-chaud injecté sur les haut-parleurs aval n'est pas filtré. Seule une amplification de ce signal est nécessaire du fait des faibles niveaux de tension mesurés par le fil-chaud. Le gain de l'amplificateur est fixé de sorte que le niveau de tension du signal d'excitation appliqué en entrée des haut-parleurs ne dépasse pas 9V (la limite supérieure d'exploitation étant de 10V).

4.8.3. Influence de l'excitation

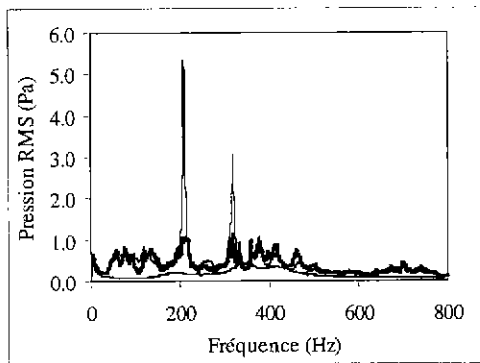
En premier lieu, les haut-parleurs ne sont pas raccordés à l'amplificateur. L'écoulement développe son organisation naturelle. Le spectre des fluctuations de vitesse reçues par le fil-chaud est large bande de fréquence avec deux pics d'énergie identifiables autour de 340Hz et 170Hz, fréquences correspondant respectivement au détachement tourbillonnaire et au pairing (figure 4. 32 (a) courbe verte). Ce signal amplifié constitue le signal d'excitation initial (figure 4. 32 (b) : signal noté « sans couplages » tracé en bleu).

Lorsque les haut-parleurs sont raccordés à l'amplificateur, des couplages importants apparaissent entre l'excitation, l'écoulement et l'acoustique de la veine. Ces couplages acoustiques et aéroacoustiques pilotent le détachement tourbillonnaire et modifient fortement l'organisation de l'écoulement. Le signal mesuré par le fil-chaud, donc le signal d'excitation, est progressivement modifié jusqu'à une stabilisation des phénomènes.

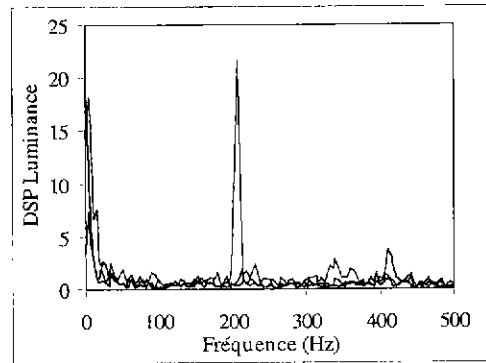


(a) spectres de vitesse fil-chaud

(b) évolution du signal d'excitation



(c) spectres de pression microphone



(d) visualisations

— écoulement naturel — écoulement excité — écoulement excité contrôlé

figure 4. 32 : Influence de l'excitation « fil-chaud » et du contrôle sur les paramètres de l'écoulement ($U_e=12m.s^{-1}$) : **contrôle sur le fil-chaud**

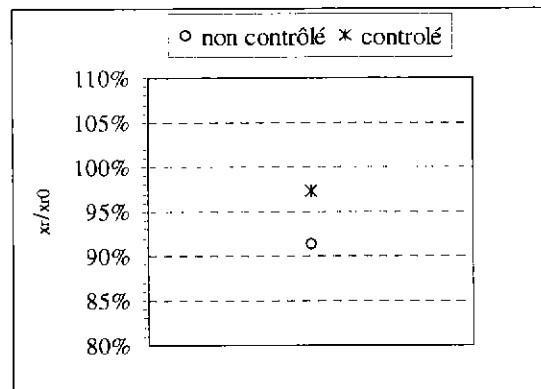


figure 4. 33 : Evolution de la distance de recollement de la zone cisailée sous l'effet de l'excitation « fil-chaud » puis du contrôle ($U_e=12m.s^{-1}$) : **contrôle sur le fil-chaud**

Après stabilisation, le spectre du signal mesuré par le fil-chaud (figure 4. 32 (a)), donc le spectre du signal d'excitation (noté « avec couplages » sur la figure 4. 32 (b)), présente trois pics d'énergie identifiables autour de 150Hz, 200Hz et 340Hz, avec une prépondérance du pic à 200Hz. Le spectre des fluctuations de pression mesurées par le microphone présente seulement les pics à 200Hz et 340Hz avec une prédominance du pic à 200Hz (figure 4. 32

(c)). Ce pic prépondérant se traduit, sur les visualisations, par la présence d'un phénomène tourbillonnaire fortement énergétique autour de 200Hz (figure 4. 32 (d)). Les tourbillons générés sont de taille importante et leur longueur de formation est réduite de 80% par rapport au cas naturel. La zone cisailée est sensiblement élargie et la distance de recollement de la zone cisailée est réduite (figure 4. 33), ce qui entraîne une réduction du volume de la zone recirculée.

L'interprétation de ces résultats est la suivante : en excitant la veine avec un bruit large bande particulièrement énergétique autour de 170Hz et 340Hz, l'ensemble de ses modes acoustiques est excité. En particulier le mode $f(5,0,0)$ (~340Hz) et le mode $f(3,0,0)$ (~200Hz) qui est particulièrement réactif. Les fluctuations de pression injectées par l'excitation à 200Hz au niveau du détachement tourbillonnaire (position des capteurs) sont donc importantes. Or un des modes d'instabilité de la nappe cisailée se trouve près de cette fréquence (pairing~170Hz). Ainsi, en favorisant les couplages acoustiques autour de 200Hz, le mode d'instabilité correspondant au pairing est excité et devient le phénomène tourbillonnaire prépondérant. Le pairing est piloté par le mode acoustique à 200Hz. Les effets de cette excitation sont donc proches de ceux obtenus lors de l'excitation à la fréquence fixe de 150Hz.

4.8.4. *Influence du contrôle*

Le contrôle vise ici à modifier l'aérodynamique de l'écoulement excité. Le fil-chaud est donc utilisé comme capteur d'erreur. Sous l'effet du contrôle, une modification progressive du signal de vitesse reçu par le fil-chaud est notée. Elle conduit à une modification progressive du signal d'excitation. Après stabilisation du contrôle, une réduction globale des niveaux d'énergie est obtenue sur les spectres de vitesse avec la suppression des pics situés autour de 150Hz, 200Hz et 340Hz (figure 4. 32 (a)). De même, une réduction des pics d'énergie autour de 200Hz et 340Hz est observée sur les spectres de pression (figure 4. 32 (c)). Un retour vers les spectres de pression et de vitesse de l'écoulement naturel est donc observé. En parallèle, les visualisations révèlent un amortissement des instabilités à 200Hz (figure 4. 32 (d)) et une augmentation de la distance de formation tourbillonnaire. L'étalement de la zone cisailée est réduit. Les mesures LDA réalisées près de la paroi inférieure font apparaître un retour de la distance de recollement (figure 4. 33) vers la distance de recollement naturelle. Le volume de la zone recirculée est donc augmenté et se rapproche de celui obtenu pour l'écoulement naturel. Enfin, le signal d'excitation après contrôle ne présente plus de fréquence caractéristique. Il est proche de celui injecté initialement aux bornes des haut-parleurs. Cependant, avec contrôle, les couplages acoustiques entraînés par ce type d'excitation sont quasiment supprimés. Le contrôle permet donc de réduire fortement les couplages acoustiques et aéroacoustiques entraînés par l'excitation.

Pour les différents tests de contrôle réalisés au cours de cette étude, l'algorithme converge rapidement vers une solution stable et s'avère parfaitement robuste.

Ainsi, le contrôle permet de réduire fortement les couplages acoustiques et aéroacoustiques entraînés par l'excitation, d'amortir les instabilités prépondérantes générées par ces couplages (type instabilités de combustion), et de retrouver une organisation de l'écoulement proche de l'organisation naturelle. La boucle de contrôle est donc suffisamment adaptative pour suivre l'évolution des phénomènes entraînés par une excitation variable. Ce résultat permet de rester optimiste pour le contrôle des instabilités de combustion en chambre de combustion.

Remarque : la loi de décomposition des fluctuations de pression ne peut pas être vérifiée expérimentalement pour ce cas d'excitation. En effet, le signal d'excitation provient ici de l'organisation aérodynamique de l'écoulement. La détermination expérimentale des fluctuations de pression uniquement acoustiques n'est donc plus possible.

4.8.5. Conclusions sur le contrôle de l'écoulement soumis à une excitation variable

Une simulation plus représentative des phénomènes de bouclage existant dans les chambres de combustion peut être réalisée en utilisant, comme signal d'excitation externe, le signal de tension mesuré par le fil-chaud placé dans la zone cisailée.

La boucle de contrôle expérimentale définie permet, à partir d'un capteur fil-chaud, de contrôler de façon efficace l'aérodynamique de l'écoulement excité. Les couplages acoustiques et aéroacoustiques sont fortement atténués, les instabilités simulant les instabilités de combustion sont amorties et l'écoulement est ramené vers son organisation naturelle. La boucle de contrôle est donc suffisamment adaptative pour suivre l'évolution des phénomènes engendrés par une excitation variable.

Ce résultat permet de rester optimiste quant au contrôle des instabilités de combustion en chambre de combustion où la source d'excitation (=dégagement de chaleur instationnaire issu de la combustion) sera influencée par le contrôle.

4.9. Conclusions

La boucle de contrôle expérimentale définie, basée sur un algorithme de type RLMS, permet d'obtenir des résultats de contrôle significatifs.

1. Le contrôle de l'organisation de l'écoulement naturel s'avère, à ce jour, inefficace quel que soit le type de capteur utilisé (microphone ou fil-chaud). Nous expliquons cette inefficacité de la façon suivante :
 - ☞ le détachement tourbillonnaire est instable en terme de phase, sauts de phase qui font que l'algorithme a du mal à identifier la bonne phase du signal à générer pour contrôler les phénomènes ;
 - ☞ le contrôleur ne permet pas d'éliminer entièrement les différentes sources de bruit extérieures (bruit du ventilateur, vibration de structure...). Un contrôle total du bruit n'est pas possible. Il existe donc toujours une petite perturbation qui excite la nappe et engendre l'apparition de vortex ;
 - ☞ le contrôle est local et l'actionneur agit de façon globale. Si l'information est minimisée au niveau du capteur, l'excitation de la nappe continue d'exister dans le reste de l'espace.
2. En revanche, le contrôle de l'écoulement excité permet, dans la plupart des cas, de réduire de façon importante les fluctuations de pression et de vitesse engendrées par l'excitation, de réduire les couplages acoustiques et aéroacoustiques et de ramener l'organisation de l'écoulement excité vers celle de l'écoulement naturel sans pour autant y arriver complètement. Les phénomènes simulant l'apparition des instabilités de combustion sont

fortement atténués mais l'écoulement contrôlé reste mieux organisé que l'écoulement naturel.

En parallèle, l'importance du choix du capteur est mise en évidence. Dans la plupart des cas d'excitation, le contrôle sur le microphone ou sur le fil-chaud s'avère efficace. Néanmoins, il est préférable de choisir le capteur d'erreur en fonction du paramètre à contrôler. En effet, pour certains cas particuliers d'excitation (basse fréquence et 150Hz), le contrôle des fluctuations de pression peut entraîner une augmentation des fluctuations de vitesse et inversement. Dans ce cas un mauvais choix de capteur peut entraîner un effet inverse à celui désiré. Aussi est-il préférable d'utiliser un capteur sensible essentiellement à l'aérodynamique dans la veine pour contrôler l'organisation de l'écoulement. Le contrôle de l'acoustique dans la veine passera plutôt par l'utilisation d'un capteur sensible aux fluctuations de pression.

Dans tous les cas de contrôle testés, le contrôle s'est avéré stable et reproductible.

A partir des résultats obtenus, une loi de décomposition des fluctuations de pression présentes dans la veine a été définie et validée dans la plupart des cas testés. Elle permet de prendre en compte l'effet de l'excitation et des couplages acoustiques et aéroacoustiques, et de mieux comprendre, en fonction du capteur d'erreur utilisé, le mode d'action du contrôle sur les différents paramètres responsables de ces fluctuations de pression. Néanmoins, l'application de cette loi aux cas particuliers d'excitation à 60Hz et 150Hz s'est avérée plus délicate et nous a conduit à poser un certain nombre d'hypothèses. La vérification de celles-ci n'ayant pu être réalisée, la question de la validité générale de cette loi reste donc ouverte.

Enfin, une simulation plus représentative des phénomènes de bouclages existant dans les chambres de combustion a pu être réalisée en utilisant, comme signal d'excitation externe, le signal de tension mesuré par le fil-chaud placé dans la zone cisillée. La boucle de contrôle expérimentale définie, dans ce cas, à partir d'un capteur fil-chaud, permet de contrôler de façon efficace les instabilités aérodynamiques de l'écoulement excité simulant les instabilités de combustion. La boucle de contrôle est donc suffisamment adaptative pour suivre l'évolution des phénomènes engendrés par une excitation variable.

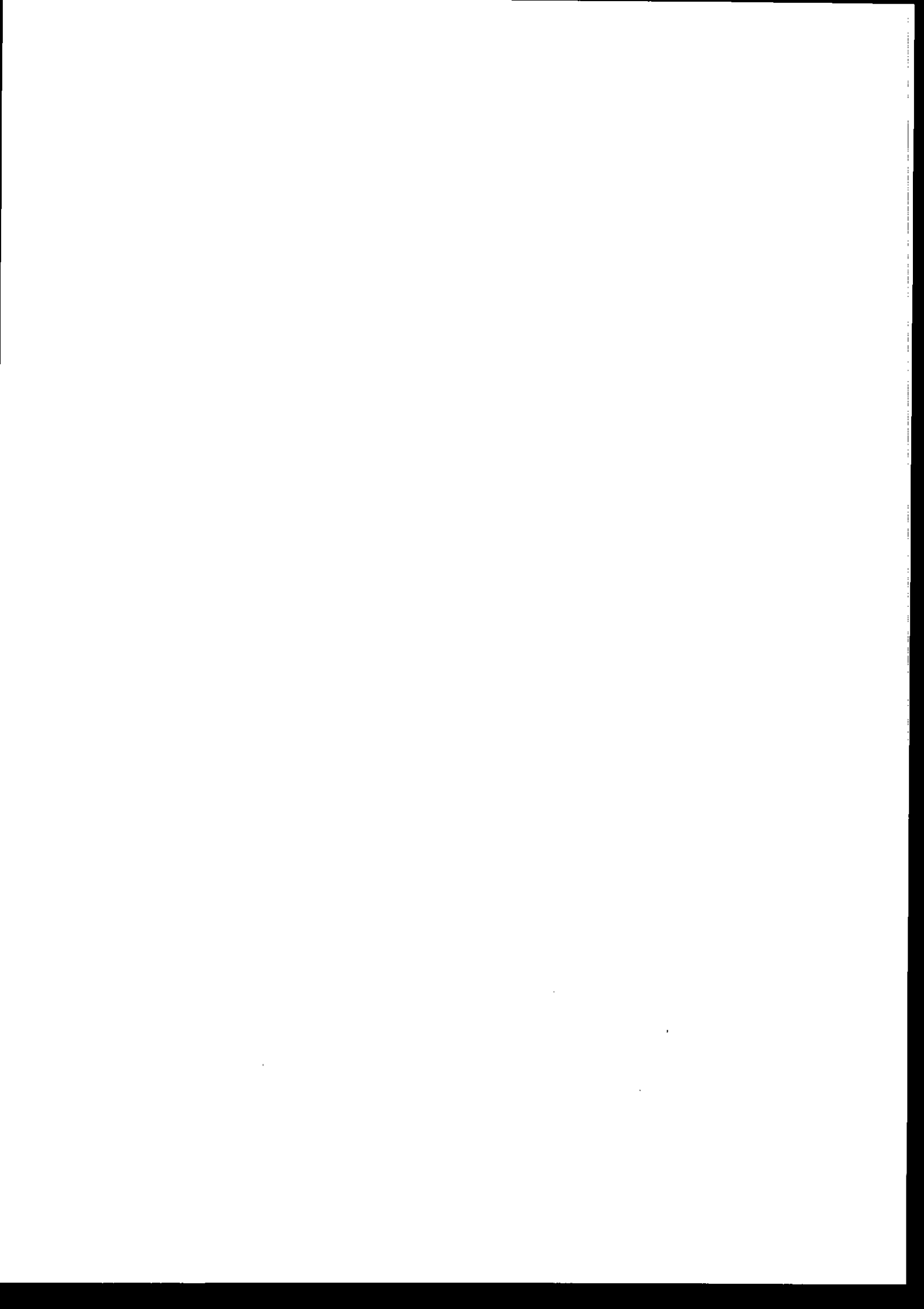
Lors de l'étude bibliographique, l'organisation de l'écoulement porteur (gazeux) est apparu comme un des paramètres déterminants dans la qualité du mélange, mélange qui conditionne le dégagement de chaleur instationnaire en partie responsable de l'apparition des instabilités de combustion. Ainsi les résultats de contrôle obtenus, qui montrent l'efficacité de la boucle à contrôler l'organisation de l'écoulement excité (excitation simulant le dégagement de chaleur), permettent de rester optimiste quant au contrôle de l'organisation de l'écoulement dans les chambres de combustion pour contrôler les instabilités de combustion.

En parallèle, l'étude bibliographique a permis de mettre en évidence un deuxième paramètre déterminant dans la qualité du mélange lors d'une injection de carburant liquide. Il s'agit de la nature de l'injection du carburant. Elle permet de modifier l'interaction entre la phase gazeuse et la phase liquide et d'influencer la répartition spatiale des gouttes donc la combustion. Aussi, afin d'élargir les perspectives de notre étude, une première approche diphasique est-elle entreprise dans le chapitre 5 suivant.

CHAPITRE 5

INVESTIGATIONS DIPHASIQUES ET PERSPECTIVES

5.1. OBJECTIFS	132
5.2. SYSTÈME D'INJECTION UTILISÉ	132
5.2.1. <i>L'injecteur</i>	132
5.2.2. <i>Le déviateur de gouttes</i>	133
5.2.3. <i>Système d'injection final</i>	134
5.2.4. <i>Chaîne de commande, techniques de mesure et de post traitement</i>	135
5.3. QUALIFICATION SUR L'INSTALLATION « JET LIBRE ».....	137
5.3.1. <i>Banc d'essai et point de fonctionnement</i>	137
5.3.2. <i>Influence de l'excitation sur l'écoulement porteur</i>	139
5.3.3. <i>Influence du nombre de Stokes</i>	140
5.3.4. <i>Influence de la phase d'injection</i>	143
5.4. APPLICATION SUR « LA MARCHÉ »	150
5.4.1. <i>Influence de l'excitation</i>	150
5.4.2. <i>Influence du nombre de Stokes</i>	150
5.4.3. <i>Influence de la phase d'injection</i>	152
5.5. CONCLUSIONS	156



Chapitre 5.

Investigations diphasiques et perspectives

L'optimisation du mode de fonctionnement des chambres de combustion passe, en partie, par l'optimisation de la répartition spatiale du carburant. Lors d'une injection du carburant sous forme liquide, l'interaction entre les gouttes et les structures tourbillonnaires de l'écoulement porteur va jouer un rôle essentiel dans la répartition spatiale du carburant donc dans le dégagement de chaleur instationnaire. Les expériences sur l'injection pulsée de gouttelettes dans des structures tourbillonnaires, réalisées notamment par Yu *et al.* ([118] [119]), montrent que la synchronisation de l'injection avec une formation tourbillonnaire permet de modifier la répartition spatiale des gouttes. Elle permet donc de jouer un rôle sur la relation de phase existant entre le dégagement de chaleur instationnaire et le champ de pression acoustique dans la chambre, relation de phase responsable de l'apparition des instabilités de combustion (Cf. chapitre Introduction). Une des stratégies de contrôle des instabilités de combustion consiste donc à optimiser en temps réel la phase d'injection du carburant en fonction de l'apparition des structures tourbillonnaires, afin que l'onde de pression générée par le dégagement de chaleur instationnaire n'apparaisse pas à la même phase que l'onde de pression du champ acoustique de la chambre.

En vue d'élargir les perspectives de notre étude, nous nous intéressons donc au contrôle de l'injection de la phase liquide. Ce chapitre résume les premières investigations menées sur l'interaction gouttes/structures tourbillonnaires. L'objectif étant de déterminer si, à terme, le mode de fonctionnement des chambres de combustion peut être optimiser par un double contrôle actif :

- ☞ un contrôle de l'organisation aérodynamique de l'écoulement ;
- ☞ un contrôle de l'injection de la phase liquide.

5.1. Objectifs

Cette étude a pour but de mettre en évidence l'influence de la taille des gouttes et de la phase entre l'injection et l'apparition des structures tourbillonnaires en aval de la marche, sur la répartition spatiale des gouttes dans l'écoulement. Pour cela, nous souhaitons contrôler au mieux les paramètres et notamment la taille des gouttes et leur zone d'interaction avec la structure tourbillonnaire. Dans les travaux précédemment cités ([118] [119]), l'injection se fait sous forme d'un spray polydispense avec un diamètre moyen de Sauter compris entre 40 et

50 μm (diamètre de Sauter = $\frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2}$ où n_i est le nombre de gouttes et d_i le diamètre de la $i^{\text{ème}}$

goutte). Ce type d'injection n'est donc pas adapté à nos besoins. Nous devons alors définir un système d'injection nous permettant de pulser des trains réguliers de gouttes monodisperses à intervalles de temps constants et courts par rapport à la période de détachement tourbillonnaire, avec la possibilité de contrôler la phase d'injection.

5.2. Système d'injection utilisé

5.2.1. L'injecteur

L'injecteur choisi est un injecteur de gouttes monodisperses largement utilisé dans le département ([1] [3] [41] [91] [110]). Il est équipé d'une céramique piézo-électrique qui génère une instabilité de Rayleigh à la surface du jet liquide (figure 5. 1). Cette instabilité croît jusqu'à la désintégration du jet liquide en un jet de gouttes sphériques, de même taille (d_g), même vitesse (V_g) et équidistantes ($S_g = \text{cste}$). Un diaphragme placé en sortie d'injecteur permet de faire varier l'orifice d'injection.

Le diamètre des gouttes est lié au débit d'injection (Q_{inj}) et à la fréquence d'excitation de la céramique piézo-électrique ($f_{\text{céramique}}$) par la loi suivante :

$$d_g = \sqrt[3]{\frac{6Q_{inj}}{\pi \cdot f_{\text{céramique}}}} \quad 5.1$$

Le débit d'injection dépend du diamètre de l'orifice de sortie de l'injecteur ($\Phi_{\text{diaphragme}}$) ainsi que de la vitesse d'injection du liquide (V_{inj}) donc de la pression appliquée à l'entrée de liquide (ΔP_{inj}) :

$$Q_{inj} = \frac{\pi}{4} \cdot \Phi_{\text{diaphragme}}^2 \cdot V_{inj} \quad 5.2$$

La perte de quantité de mouvement au cours de la formation du jet et de la désintégration étant supposée négligeable, $V_{inj} = V_g$.

Le diamètre de goutte optimum correspond à la longueur d'onde optimale c'est à dire celle correspondant à la plus forte désintégration dans la plage de monodispersité du jet définie par la théorie de Rayleigh. Ainsi le diamètre de goutte optimum est :

$$d_g = 1.9\Phi_{inj} \quad 5.3$$

Il dépend essentiellement du diamètre de l'orifice et peut être légèrement modifié en faisant varier la fréquence d'excitation de la céramique.

Enfin, la distance entre deux gouttes est fonction de la vitesse des gouttes et de la fréquence d'excitation de la céramique :

$$S_g = \frac{V_g}{f_{céramique}} \quad 5.4$$

Ainsi, en faisant varier les paramètres $\Phi_{diaphragme}$, V_{inj} et $f_{céramique}$, la taille des gouttes ainsi que leur espacement peuvent être modifiés. Néanmoins, l'injecteur ne peut générer que des espacements inter gouttes compris entre 2 et 7 fois leur diamètre. La phase liquide choisie est l'éthanol qui présente, à pression et température ambiante, des propriétés thermo-physiques similaires à celles du kérosène en chambre de combustion.

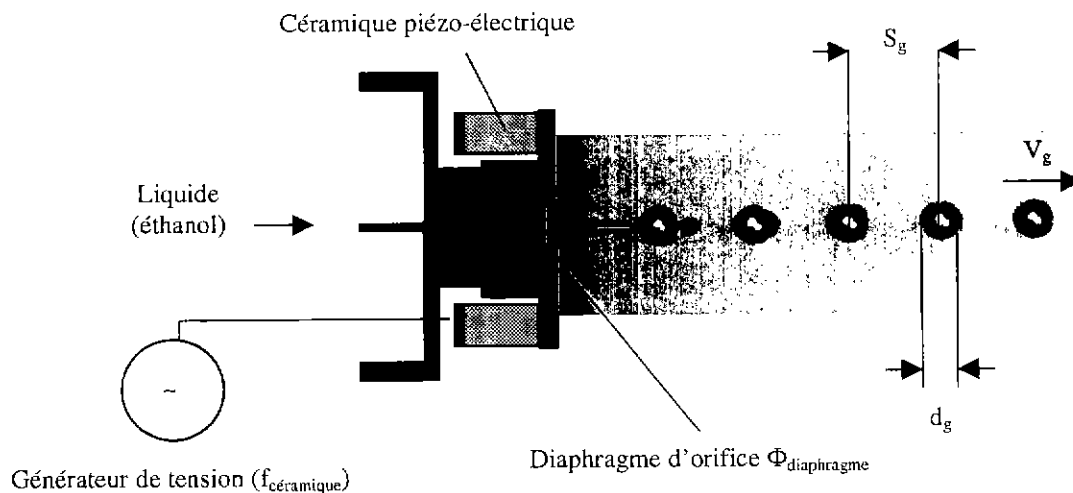


figure 5. 1 : injecteur de gouttes monodisperses

5.2.2. Le déviateur de gouttes

Le déviateur de gouttes doit permettre de générer des trains de gouttes, suffisamment petits, avec une périodicité stable, dans une gamme de fréquence comprise entre 10Hz et 400Hz (domaine d'exploitation sur la marche) et être d'un encombrement minimum afin d'être implanté facilement proche d'une paroi. Différents systèmes ont été envisagés :

- ☞ Le premier est un déviateur électrostatique mis au point dans le département durant ces dernières années ([110]). Le principe est de charger électriquement les gouttes à retirer et de faire passer le jet monodisperse dans un champ électrique. Les gouttes chargées sont alors déviées de leur trajectoire. Ce système permet, dans l'état actuel, de dévier plusieurs gouttes. Cependant, il n'était pas envisageable de l'utiliser simplement pour générer un train de gouttes de taille réduite. Cette solution fut rapidement écartée.
- ☞ Le deuxième système est un disque tournant muni d'une fente de petite taille par rapport à la circonférence du disque. Des essais préliminaires ont fait apparaître divers problèmes pratiques (déformation du train de gouttes, ruissellement sur le disque du liquide dévié, frottements mécaniques perturbant la périodicité du train...). Cette solution fut, elle aussi, écartée.
- ☞ Enfin, la solution adoptée consiste à dévier les gouttes à l'aide d'un jet d'air pulsé perpendiculairement au jet de gouttes, dont nous contrôlons l'instant et la durée de fermeture. Il est généré par un injecteur automobile de type BOSCH 0280150209 alimenté par de l'air comprimé à 2 bar (figure 5. 2). La gamme de fréquence de pulsation exploitable est comprise entre $5\text{Hz} < f_{\text{air}} < 370\text{Hz}$. Sa sortie est placée très près du jet liquide, juste après la zone de formation des gouttes. A cette position, et pour une distance inter gouttes adaptée (Cf. 5.2.3), l'injecteur génère un jet d'air suffisamment fin pour passer entre deux gouttes et garder ainsi le caractère monodisperse du train. En modifiant la fréquence du signal d'entrée (f_{air}), nous contrôlons l'instant de fermeture du jet d'air. La durée de fermeture est déterminée par le rapport cyclique ($R = T_{\text{inj}} / T$) fixé.

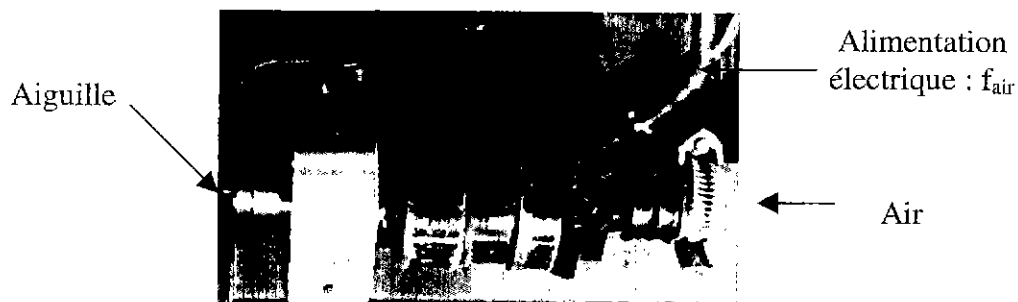


figure 5. 2 : déviateur = injecteur automobile BOSCH 0280150209

5.2.3. Système d'injection final

Le système d'injection de trains de gouttes final est composé de l'injecteur et du déviateur précédemment cités. Un descriptif détaillé est donné figure 5. 3. Des tests préliminaires ont permis de vérifier que les trains de gouttes générés sont monodisperses, de même longueur et périodiques.

Un exemple de résultat de visualisation par ombroscopie est donné figure 5. 4. Il correspond aux conditions génératrices suivantes :

- ☞ $\Phi_{\text{diaphragme}} = 50 \mu\text{m}$;
- ☞ $f_{\text{céramique}} \sim 15 \text{ KHz}$;
- ☞ $\Delta P_{\text{inj}} = 0.48 \text{ bar}$;
- ☞ $T_{\text{inj}} = 4 \text{ ms}$;

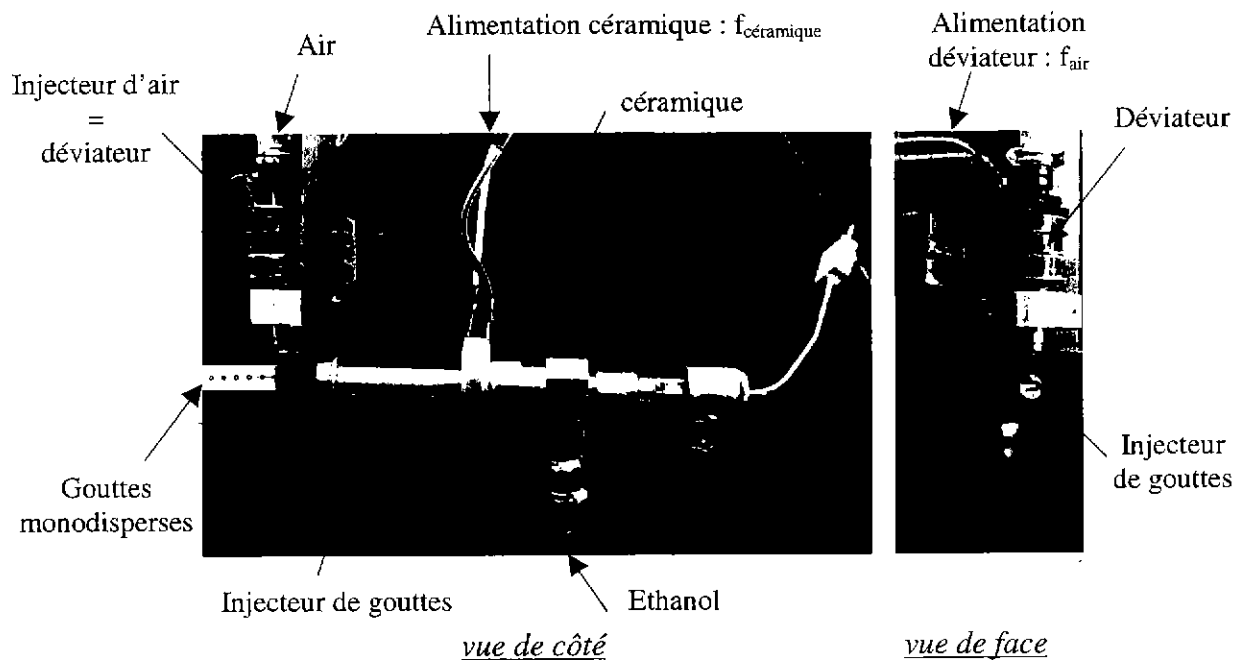


figure 5. 3 : Injecteur de train de gouttes monodisperses

Compte tenu de ces conditions, le train obtenu comprend 60 gouttes de 100 μm de diamètre avec un espacement inter-gouttes de $5.5 d_g$. Avec un tel espacement, le jet d'air généré par le déviateur passe entre deux gouttes, ce qui permet d'éviter la désintégration des gouttes en début et fin de train. Les gouttes non déviées forment alors un train rectiligne hormis à ces deux extrémités. Celui ci devant être injecté dans un écoulement, un orifice de la paroi suffisamment petit permet d'injecter seulement les gouttes suivant la trajectoire rectiligne.

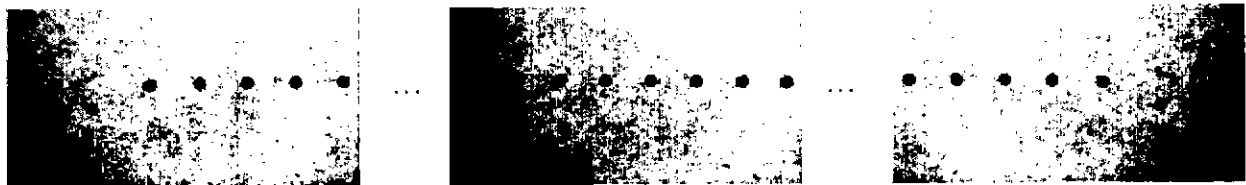


figure 5. 4 : train de gouttes monodisperses

5.2.4. Chaîne de commande, techniques de mesure et de post traitement

Pour étudier l'influence, sur la répartition spatiale des gouttes, du déphasage entre l'injection des gouttes et l'apparition des structures tourbillonnaires, il est nécessaire de maîtriser complètement les paramètres d'injection. Le système défini précédemment le permet.

Il est également nécessaire d'avoir un détachement tourbillonnaire stable à une fréquence connue. Afin que les gouttes soient prises par l'écoulement, il est établi que le nombre de Stokes doit être au plus de l'ordre de 1 (Cf. chapitre 1). Le diamètre des gouttes utilisées étant de 100 μm , la définition du nombre de Stokes conduit à des fréquences de détachement tourbillonnaire inférieures ou égales à 50Hz. Dans cette gamme de fréquence, nous avons montré que l'actionneur réalisé génère d'importantes fluctuations de vitesse qui sont prépondérantes et pilotent le détachement tourbillonnaire (Cf. chapitre 2). Pour cette phase

préliminaire de l'étude diphase, cet actionneur est donc utilisé comme générateur de tourbillons dans l'écoulement porteur. Nous sommes ainsi capables de connaître parfaitement la fréquence de détachement tourbillonnaire qui dépend directement de la sinusoïde injectée aux bornes de l'actionneur, et de définir une référence de phase.

Enfin, l'étude est basée sur le traitement de visualisations obtenues par caméra vidéo rapide dans un plan de mesure défini par une tranche laser.

La chaîne de commande est alors la suivante (figure 5. 5) :

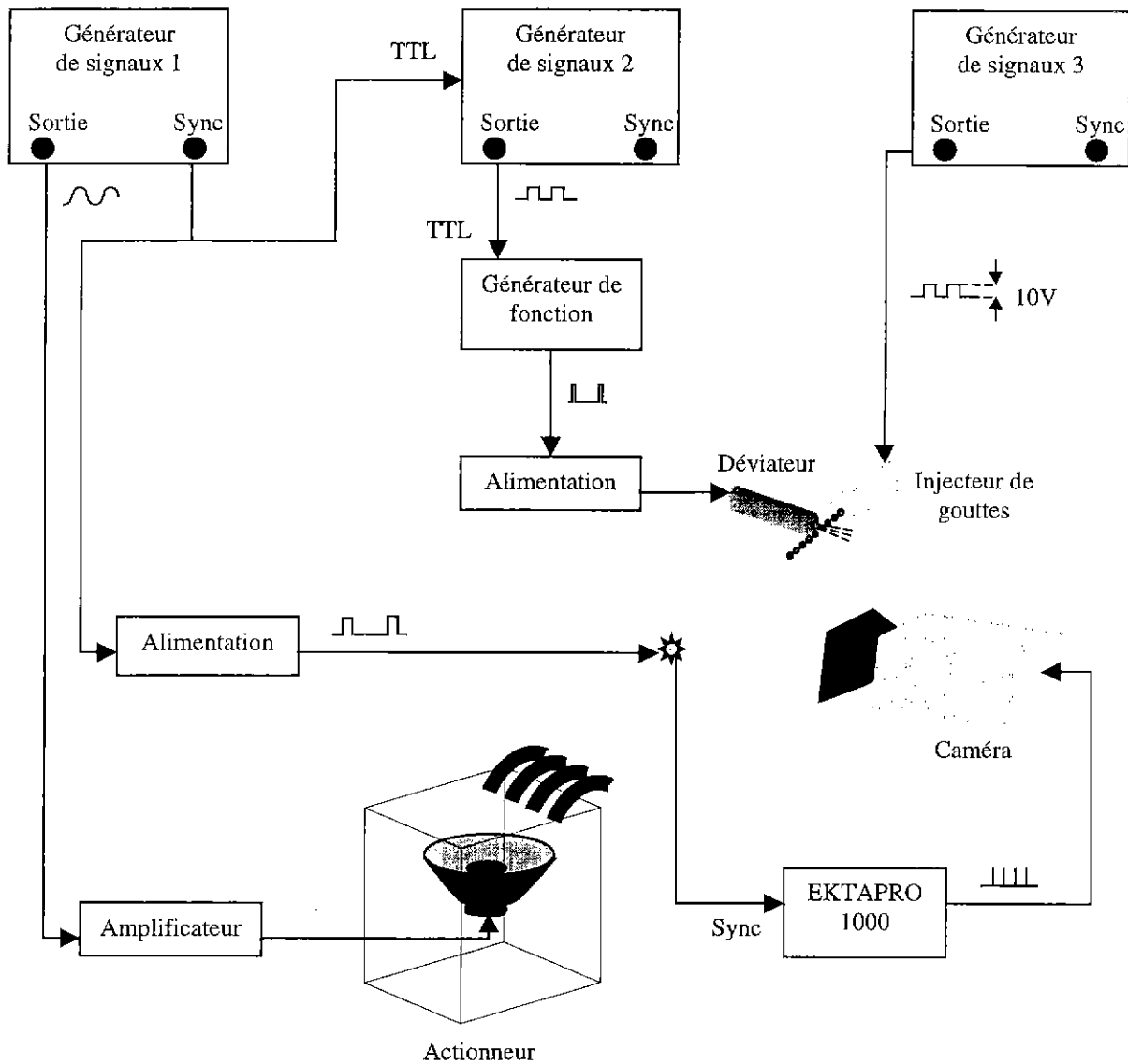


figure 5. 5 : chaîne de commande

L'actionneur est excité par une sinusoïde générée à $f_{\text{tourbillon}}$ par un premier générateur de signaux. Sa sortie « synchronisation » sert de référence de phase. Elle déclenche l'allumage d'une diode placée dans le champ de vision de la caméra pendant 0.8ms à chaque début de cycle afin d'avoir un repère de phase visuel, et synchronise le système d'acquisition vidéo. En parallèle, elle pilote un second générateur de signaux permettant de déphaser le signal. Le signal déphasé pilote un générateur de fonction permettant de contrôler le temps de fermeture du déviateur de gouttes en modifiant le rapport cyclique du signal.

Cet ensemble permet de contrôler précisément le déphasage entre la formation des structures tourbillonnaires et l'apparition du train de gouttes en sortie d'injecteur. Sur les séquences d'images obtenues, l'allumage de la diode apparaît de façon cyclique sur une seule image par cycle.

Le système vidéo utilisé est toujours l'EKTAPRO 1000 permettant de stocker 19000 images plein écran à une fréquence d'acquisition de 1000Hz. Les séquences stockées sont traitées à l'aide d'une chaîne de traitement d'images développée dans le département ([13]), adaptée afin de réaliser un traitement en moyenne de phase. Il consiste à cumuler les maxima de luminance de toutes les images se trouvant à la même phase. Ceci permet de reconstituer en moyenne le mouvement des gouttes au cours d'un cycle. Pour réaliser ce post traitement, il est nécessaire de travailler avec une fréquence de cycle qui soit un sous multiple de la fréquence d'acquisition des images (12.5Hz, 25Hz, 50Hz, etc...).

Les visualisations sont menées en deux temps. En premier lieu, l'injection de gouttes est coupée et l'écoulement estensemencé de fumée. Les visualisations mettant en évidence le détachement tourbillonnaire sont traitées en moyenne de phase. Dans un second temps, l'ensemencement de fumée est coupé et l'injection de gouttes rétablie. Le traitement en moyenne de phase porte alors sur les visualisations mettant en évidence la répartition spatiale des gouttes. Enfin, les images résultantes de chaque séquence correspondant à une même phase sont superposées. Pour faciliter la lecture, l'écoulement porteur est coloré en rouge. La séquence d'images finale présente simultanément l'évolution moyenne des structures tourbillonnaires et des gouttes au cours du cycle (figure 5. 6).

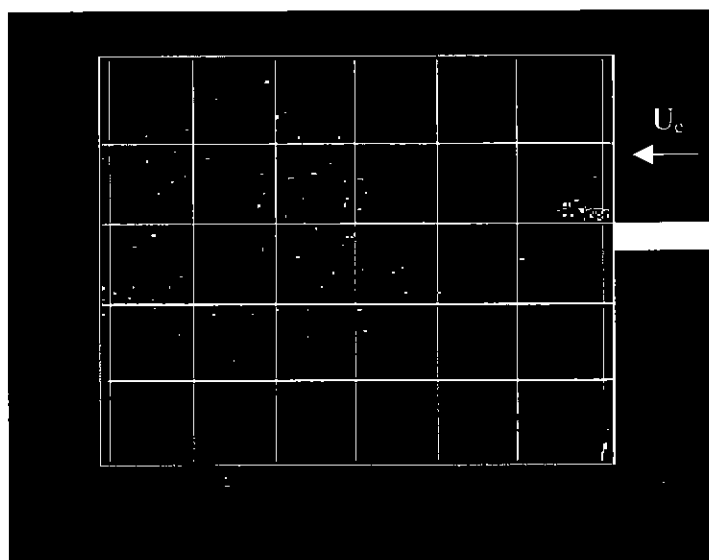


figure 5. 6 : exemple d'image obtenue après traitement sur l'installation « jet libre »

5.3. Qualification sur l'installation « jet libre »

5.3.1. Banc d'essai et point de fonctionnement

La mise au point de cette chaîne de mesure et la première étude de l'interaction gouttes structures sont réalisées sur une géométrie de type jet libre rectangulaire (figure 5. 7).

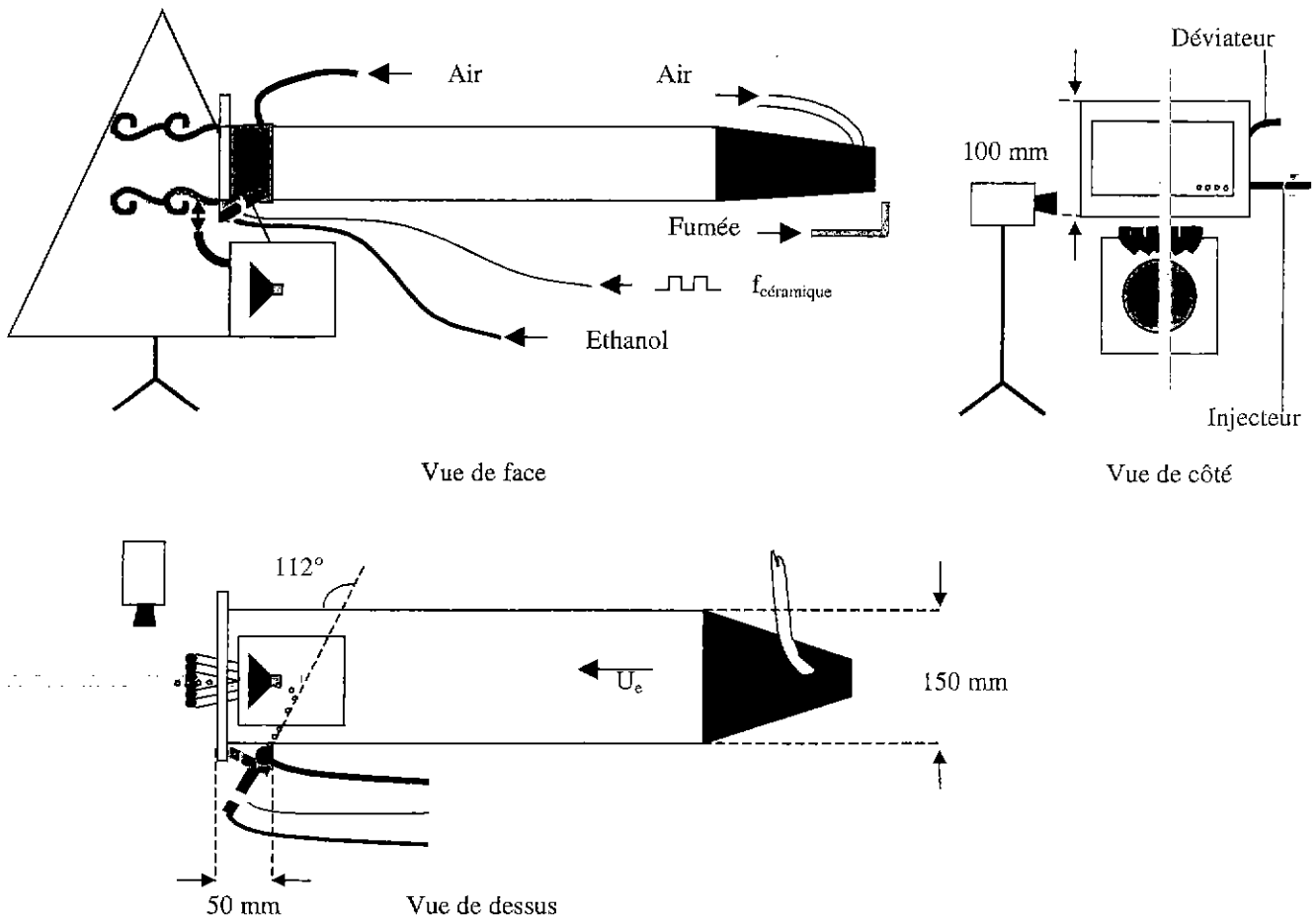


figure 5. 7 : installation « jet libre »

La veine d'essai est alimentée par le réseau d'air comprimé. Cette installation permet d'obtenir une vitesse d'écoulement supérieure à 25ms^{-1} et couvre donc la gamme de vitesse utilisée sur la « marche ». L'écoulement en aval du point de séparation n'a pas été caractérisé de façon précise. Néanmoins, des mesures réalisées à l'aide d'un tube de Pitot, d'un micro et d'un fil-chaud montrent qu'il est uniforme sur une grande partie de la section centrale de la veine, quelle que soit la vitesse $U_e < 20\text{ms}^{-1}$. L'écoulement naturel est mal organisé avec une fréquence caractéristique du détachement tourbillonnaire difficile à identifier sur les spectres de pression et de vitesse. L'actionneur est alors utilisé comme générateur de jets d'air synthétiques pour créer un détachement tourbillonnaire bien organisé à une fréquence stable et contrôlée.

Des tests préliminaires ont permis d'optimiser la position d'injection afin que les trains de gouttes soient pris par l'écoulement suffisamment loin des parois pour conserver un aspect bidimensionnel, et qu'ils apparaissent dans la couche cisailée dès le point de séparation. La configuration retenue consiste à injecter les trains de gouttes dans la couche limite amont à travers la paroi latérale. L'injection se fait à 50mm en amont du point de séparation, à contre courant par rapport au sens de l'écoulement, avec un angle de 112° . Ce montage permet d'obtenir un train de gouttes possédant une vitesse équivalente à celle du gaz porteur au niveau du point de séparation. La différence de pression appliquée en entrée d'injecteur (ΔP_{inj}) permet de contrôler la position du plan moyen où apparaissent les gouttes.

Le détachement tourbillonnaire étant généré par l'actionneur et non par l'écoulement naturel, la vitesse de l'écoulement est fixée à 6ms^{-1} . Elle correspond à la vitesse minimale exploitable sur « la marche ». Elle est suffisamment faible pour que le train de gouttes ne soit pas désintégré lors de l'injection. Enfin, elle permet de travailler avec des ΔP_{inj} inférieurs à 1.5 bar, pour lesquels le comportement de l'injecteur est parfaitement connu et la longueur de désintégration du film liquide en jet de gouttes monodisperses est relativement courte ([3]).

5.3.2. Influence de l'excitation sur l'écoulement porteur

Les fréquences d'excitation de l'actionneur ($f_{tourbillon}$) sont choisies afin d'étudier l'influence du nombre de Stokes sur la répartition spatiale des gouttes. Quatre nombres de Stokes sont testés : $St = 0.3, 0.6, 1.2$ et 2.4 qui correspondent respectivement, compte tenu de la taille des gouttes choisie ($100\mu\text{m}$), à des fréquences $f_{tourbillon} = 12.5\text{Hz}, 25\text{Hz}, 50\text{Hz}$ et 100Hz .

La zone de visualisation (figure 5. 8) comprend la partie inférieure du jet en sortie de veine (haut de l'image), la zone cisailée inférieure (centre de l'image) et une zone extérieure au jet où peut apparaître une recirculation (bas de l'image). L'ensemble couvre un champ de 50mm de haut et 60mm de large. L'écoulement va de la droite vers la gauche. La paroi inférieure de la veine est matérialisée par un rectangle blanc. Il permet de localiser le point de séparation.

Sans excitation (figure 5. 8), la couche cisailée est formée de petites structures, mal organisées, qui semblent peu énergétiques. Leur fréquence caractéristique, difficile à identifier sur les spectres de pression et de vitesse, est de l'ordre de 100Hz.

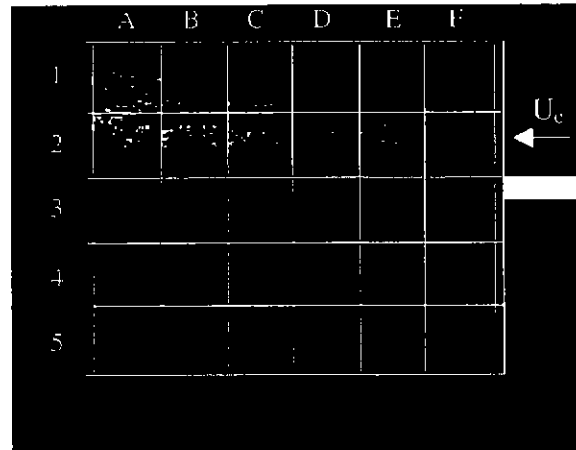


figure 5. 8 : écoulement porteur sans excitation

Pour une excitation à basse fréquence (12.5Hz et 25Hz), des structures fortement cohérentes apparaissent dans la zone cisailée à la fréquence d'excitation (figure 5. 9 (a) et (b)). Au delà, l'influence de l'excitation est moins évidente. L'actionneur introduit moins de fluctuations de vitesse et génère donc des structures plus petites qui sont comparables aux structures engendrées par l'écoulement naturel (figure 5. 9 (c) et (d)). L'analyse de l'influence du nombre de Stokes sur la répartition spatiale des gouttes est donc à prendre avec précaution. En effet, la modification du nombre de Stokes étant obtenue en faisant varier, non pas la taille des gouttes, mais la fréquence de détachement des structures tourbillonnaires, l'influence aérodynamique de l'actionneur, qui varie en fonction de la fréquence d'excitation, doit alors être prise en compte. Les résultats seront donc pris comme des tendances générales.

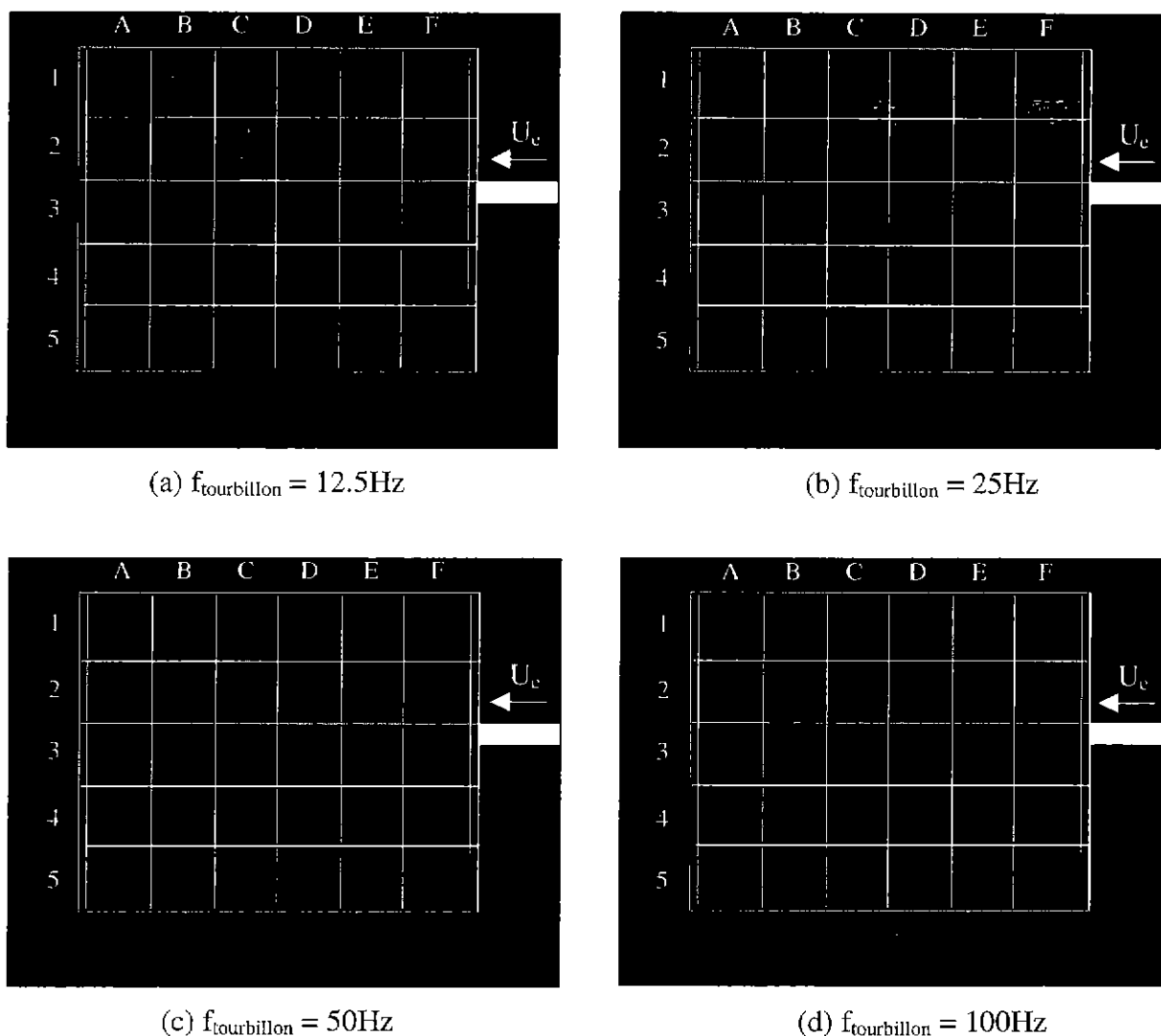


figure 5. 9 : écoulement porteur avec excitation

5.3.3. Influence du nombre de Stokes

L'injection des gouttes se fait ici de façon continue ($T_{\text{inj}} = \infty$). Le reste des conditions génératrices d'injection est conservé ($\Phi_{\text{diaphragme}} = 50\mu\text{m}$, $f_{\text{céramique}} \sim 15\text{KHz}$, $\Delta P_{\text{inj}} = 0.48\text{bar}$). Les modifications apportées par l'excitation de l'écoulement porteur sur la répartition des gouttes, sont étudiées pour les quatre nombres de Stokes (0.3, 0.6, 1.2, 2.4). La comparaison porte sur les panaches maximums obtenus en cumulant, sur une même image, les maxima de luminance locaux de séquences de 19 000 images (figure 5. 10 à figure 5. 14 notées (a)). En complément des images instantanées présentent l'ensemble (écoulement+gouttes) afin de mettre en évidence la position relative des gouttes par rapport aux tourbillons (figures (b)).

Sans excitation (figure 5. 10), c'est à dire pour un écoulement mal organisé, le panache de gouttes est localisé en bordure du jet, dans la couche cisailée, les gouttes sont faiblement influencées par les structures tourbillonnaires naturelles et ont une trajectoire quasi rectiligne. Une partie des gouttes tombe dans la zone extérieure au jet par effet de gravité et quelques gouttes sont prises dans la petite zone recirculée apparaissant dans la zone F3 de l'image.

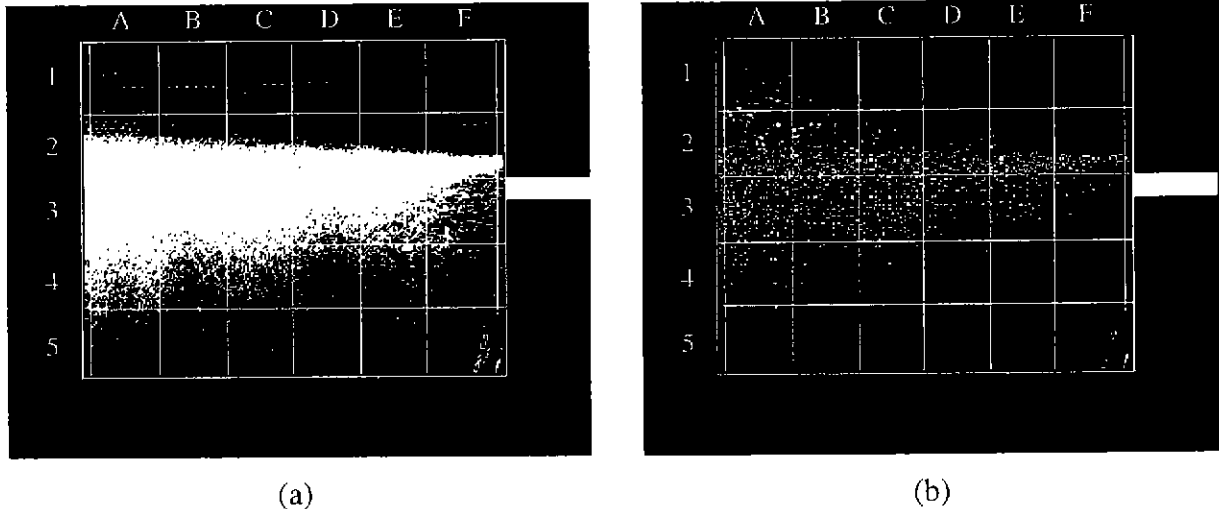


figure 5. 10 : Dispersion des gouttes avec injection continue (non excité ; $d_g=100\mu\text{m}$)

Pour un nombre de Stokes de 2.4, même si les gouttes sont, au départ, légèrement influencées par l'excitation (jet d'air en sortie d'actionneur relativement important), elles ne suivent pas les structures tourbillonnaires et présentent une trajectoire rectiligne (figure 5. 11). Dans ce cas, le panache présente un élargissement moins important que pour un écoulement non excité.

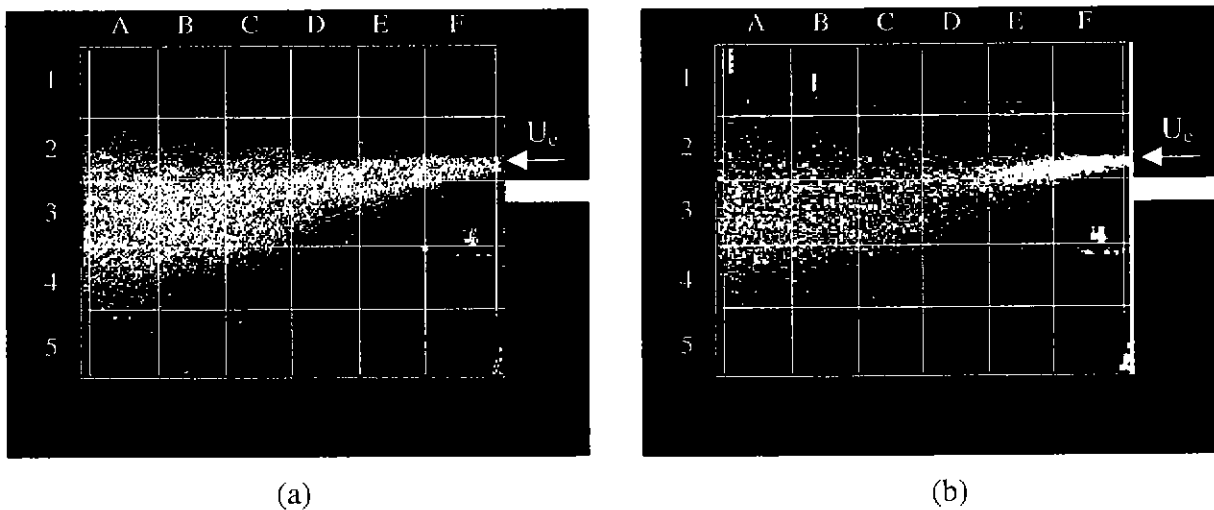


figure 5. 11 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=2.4$; $d_g=100\mu\text{m}$)

Ceci signifie, d'une part, que l'excitation à 100Hz pilote bien le détachement tourbillonnaire et, d'autre part, que dans ce cas les gouttes ne sont plus influencées par les structures tourbillonnaires de l'écoulement porteur. En effet, le détachement naturel se fait en moyenne autour de 100Hz mais peut ponctuellement présenter des structures tourbillonnaires à des fréquences plus basses. Dans ce cas, le nombre de Stokes est ponctuellement réduit et la trajectoire des gouttes est influencée. Lors de l'excitation à 100Hz, le détachement est piloté à cette fréquence. Dans ce cas, le nombre de Stokes est stable et vaut 2.4. D'après la théorie, avec un tel nombre de Stokes, les gouttes ne sont plus influencées par les structures tourbillonnaires, ce que nous obtenons sur les visualisations.

Lorsque le nombre de Stokes diminue ($St=1.2$), les structures tourbillonnaires commencent à influencer les gouttes sans pour autant les entraîner complètement. La majeure partie d'entre elles suit une trajectoire oscillante dans la zone cisailée (figure 5. 12). Des gouttes sont cependant éjectées de la zone cisailée vers la zone de jet et la zone extérieure au jet. Le panache tend alors à s'élargir.

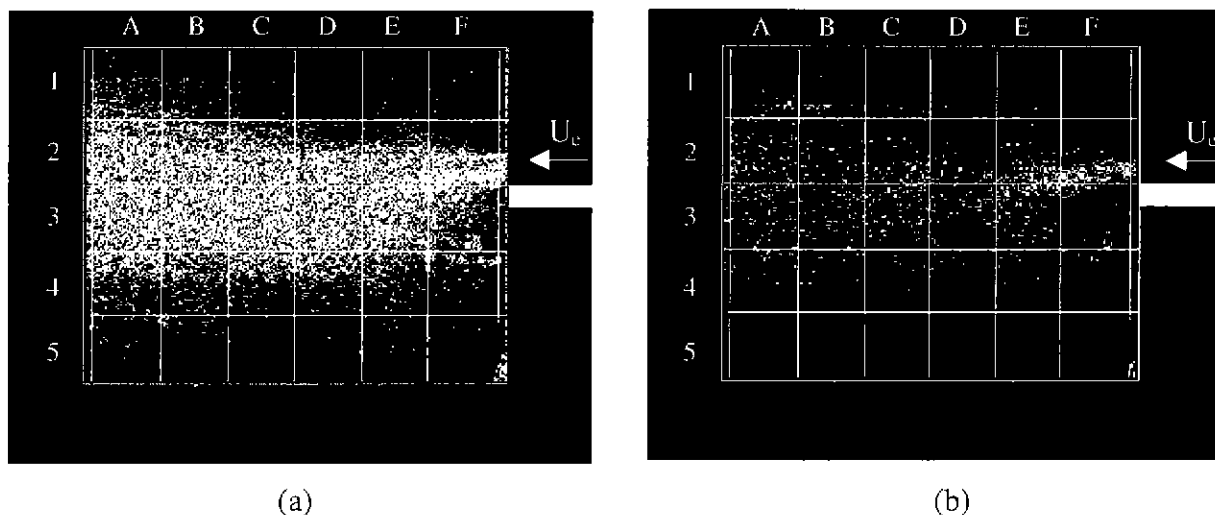


figure 5. 12 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=1.2$; $d_g=100\mu m$)

Enfin, si le nombre de Stokes diminue encore ($St=0.6$ et 0.3), un élargissement du panache est très nettement observé (figure 5. 13 et figure 5. 14). Les gouttes sont prises par les grosses structures tourbillonnaires qui les diffusent dans un volume plus grand.

Pour $St=0.6$ (figure 5. 13), une partie des gouttes suivant le tourbillon monte vers la zone de jet. De même, une partie est injectée dans le cœur du tourbillon et dans la zone extérieure au jet. Enfin, la part de gouttes injectée dans la zone recirculée (F3), qui est ici plus active, est augmentée.

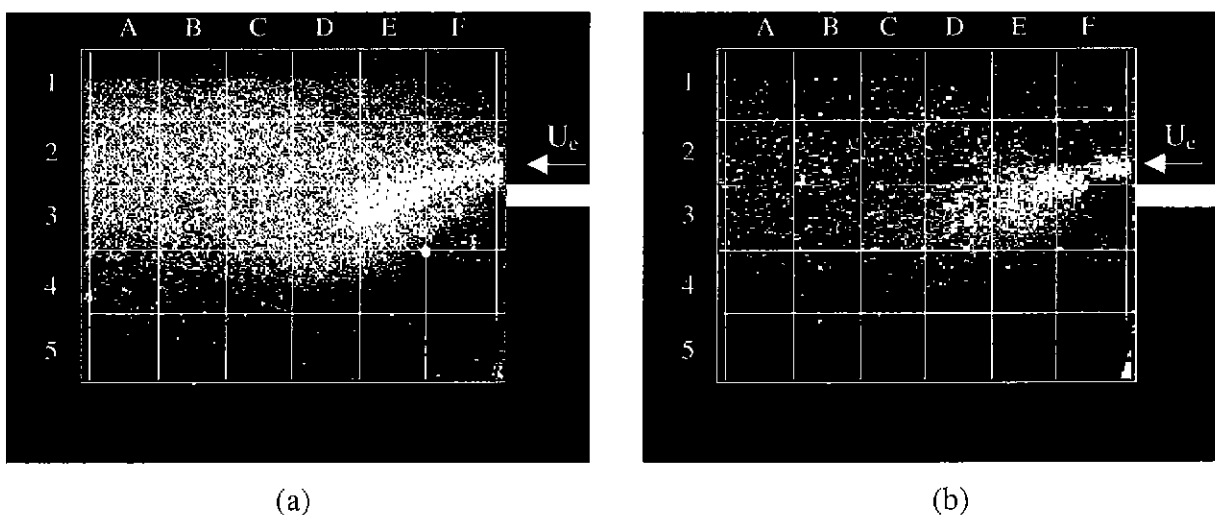


figure 5. 13 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$)

Pour $St=0.3$ (figure 5. 14), les mêmes effets sont observés, avec une part de gouttes injectée dans le cœur du tourbillon, la zone extérieure au jet et dans la zone recirculée encore plus importante.

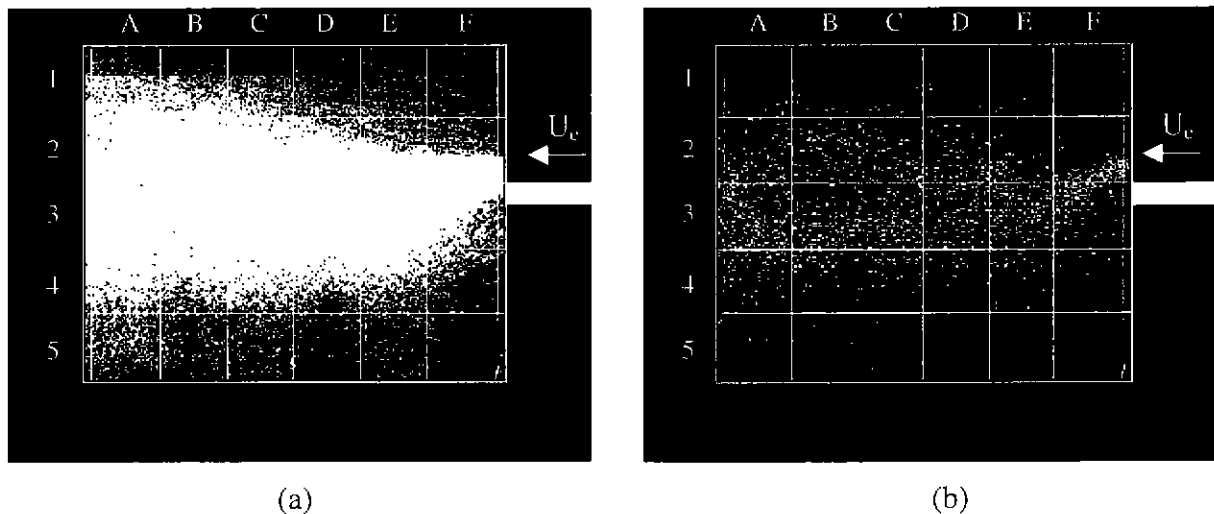


figure 5. 14 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)

Afin de valider ces résultats et éviter des erreurs d'interprétation, nous avons mené la même analyse sur les panaches moyens obtenus en moyennant 256 images successives. Les résultats obtenus sont identiques et donc validés.

En conclusion, pour un nombre de Stokes inférieur à 1, les gouttes sont prises par les tourbillons de la zone cisailée, ce qui élargit fortement leur répartition spatiale. Pour un nombre de Stokes voisin de 1, la zone cisailée influence encore les gouttes mais celles-ci ne sont pas complètement prises par les structures tourbillonnaires. La répartition spatiale des gouttes est moins élargie. Enfin, pour un nombre de Stokes largement supérieur à 1, les structures tourbillonnaires de la zone cisailée n'influencent plus les gouttes qui conservent une trajectoire rectiligne. Toutefois, comme indiqué au paragraphe 5.3.2, même si ces conclusions sont en parfait accord avec les résultats bibliographiques, elles sont à prendre avec précaution. En effet, la largeur du panache dépend, en partie, de la taille des tourbillons. Celle-ci variant en fonction de la fréquence d'excitation, une part de l'élargissement constaté est sans doute due au grossissement des tourbillons. Néanmoins nous considérons, en accord avec les résultats bibliographiques, que la majeure partie des modifications observées est liée à la variation du nombre de Stokes. L'étude menée ultérieurement sur « la marche », avec laquelle il est possible de générer des structures tourbillonnaires plus importantes à des fréquences supérieures à 100Hz, permettra de conforter, en partie, cette hypothèse.

5.3.4. Influence de la phase d'injection

L'injection se fait maintenant par trains de gouttes (Cf. 5.2.3). Le déphasage ($\Delta\Phi_1$) entre les signaux pilotant respectivement les structures tourbillonnaires et l'injection se fait par pas de 45° . Pour cette étude, il est nécessaire que les gouttes soient prises par les tourbillons de la zone cisailée de l'écoulement porteur. Les deux configurations testées correspondent donc à $St=0.3$ et 0.6 . Les résultats étant similaires dans les deux cas, nous présentons seulement ceux obtenus pour $St=0.3$ (figure 5. 16, figure 5. 17 et figure 5. 18).

Pour ces conditions d'écoulement, les conditions génératrices d'injection choisies sont les mêmes que précédemment, excepté un temps d'injection fixé cette fois à 8ms (soit 120 gouttes). A partir des images obtenues, il est possible de déterminer, pour chaque valeur de déphasage $\Delta\Phi_1$, les temps correspondant à l'arrivée du début et de la fin du train de gouttes au

niveau du point de séparation. Ces temps sont datés par rapport à l'allumage de la diode dans le champ de la caméra. Les résultats, reportés sur la figure 5. 15, permettent de vérifier que les temps d'apparition du train varient linéairement avec le déphasage et que la durée d'apparition d'un train est de l'ordre de 10ms, soit, pour une fréquence de 12.5Hz, 1/8 de la période. Le système de déphasage du train de gouttes est donc validé.

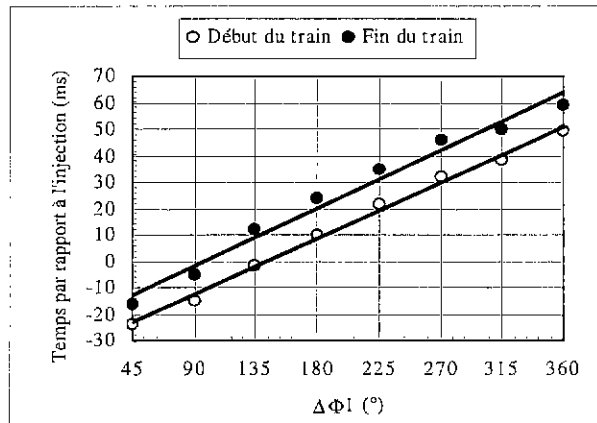


figure 5. 15 : temps d'apparition et durée des trains de gouttes

Il est maintenant nécessaire de déterminer, en fonction du déphasage choisi, la position relative de la structure tourbillonnaire par rapport à l'apparition du train de gouttes au point de séparation. Les résultats obtenus montrent que le tourbillon et le train de gouttes apparaissent simultanément au point de séparation pour un déphasage de 270° (figure 5. 16). Plus ce déphasage augmente, plus le train prend de retard sur le tourbillon. Les images sont classées en fonction de l'évolution de la structure tourbillonnaire. Pour faciliter la lecture, nous définissons un déphasage $\Delta\Phi_2$ représentatif du retard que prend le train de gouttes par rapport au tourbillon. Ainsi, les déphasages $\Delta\Phi_1 = 270^\circ, 315^\circ, 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ et 225° entre les signaux d'excitation correspondent respectivement aux déphasages réels $\Delta\Phi_2 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, 225^\circ, 270^\circ$ et 315° entre le tourbillon et le train de gouttes .

L'analyse porte enfin sur les panaches maximums de gouttes obtenus en fonction du déphasage (figure 5. 17). La répartition des gouttes est fortement influencée par la phase d'injection des trains. Pour cette analyse, une décomposition du tourbillon en différentes zones est nécessaire. Elle est définie sur le schéma 5. 1.

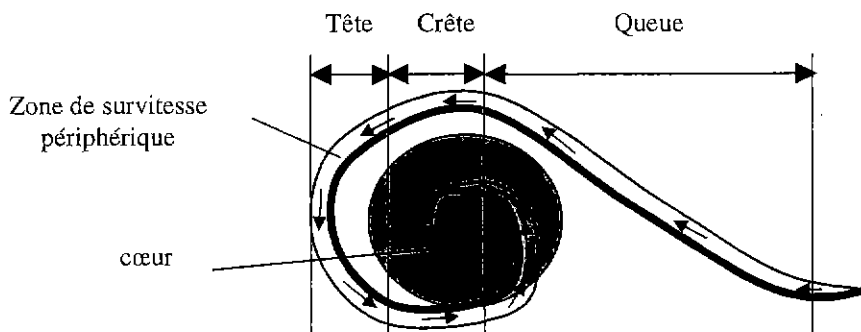


schéma 5. 1 : Terminologie appliquée au tourbillon

Avec un déphasage $\Delta\Phi_2$ nul, la majeure partie des gouttes reste dans la zone cisailée. Lorsque le déphasage augmente ($90^\circ \leq \Delta\Phi_2$), la dispersion est élargie avec, en particulier, un nombre important de gouttes qui apparaissent dans la zone de jet (haut de l'image). A partir d'un déphasage $\Delta\Phi_2$ égal à 180° , le panache se resserre autour de la zone cisailée avant d'être fortement dévié vers le bas à partir de $\Delta\Phi_2=225^\circ$. Juste à l'aval du point de séparation, les gouttes sont déviées et injectées dans la zone extérieure au jet ainsi que dans la zone recirculée. Ce phénomène persiste jusqu'à $\Delta\Phi_2=270^\circ$. Au delà, le panache remonte vers la zone cisailée pour retrouver sa dispersion initiale.

Ces différents comportements s'expliquent par la position relative des gouttes au point de séparation par rapport à la structure tourbillonnaire. Avec un déphasage $\Delta\Phi_2 < 90^\circ$, le train de gouttes arrive sur la tête du tourbillon. L'enroulement de la structure n'est pas encore suffisant pour que sa zone de survitesse périphérique puisse entraîner les gouttes de façon significative. Le panache de gouttes est donc resserré autour de la trajectoire moyenne de la zone cisailée. Symboliquement, nous pouvons dire que le tourbillon pousse les gouttes (schéma 5. 2).

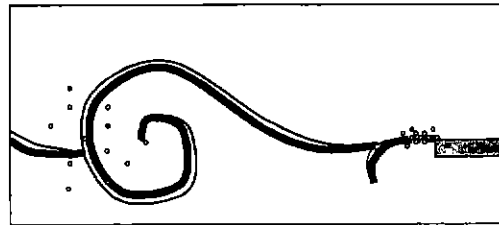


schéma 5. 2 : Processus de dispersion pour $\Delta\Phi_2 < 90^\circ$

Pour $90^\circ \leq \Delta\Phi_2 < 180^\circ$, le train de gouttes est injecté sur la crête du tourbillon. La zone de survitesse périphérique liée à l'enroulement de la structure est ici pleinement active et entraîne les gouttes. La longueur et l'épaisseur du train font qu'une partie des gouttes (tête du train) est prise dans le cœur du tourbillon et apparaît dans la zone cisailée et recirculée. Une seconde partie du train (queue) est dispersée en périphérie du tourbillon, en particulier vers la zone de jet. Le résultat donne une dispersion maximale (schéma 5. 3).

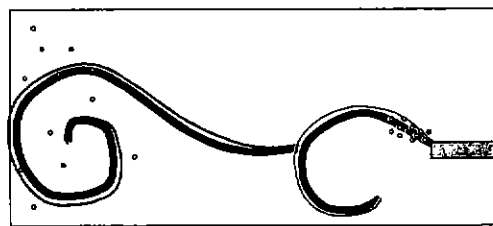


schéma 5. 3 : Processus de dispersion pour $90^\circ \leq \Delta\Phi_2 < 180^\circ$

Enfin, pour $180^\circ \leq \Delta\Phi_2$, le train de gouttes est injecté en queue de tourbillon. En particulier, pour $\Delta\Phi_2=270^\circ$, l'injection se fait à la fin du tourbillon, ou autrement dit, entre deux tourbillons. La zone de survitesse périphérique est ici moins active. Les gouttes suivent alors, dans un premier temps, une trajectoire rectiligne. Elles sont cependant rapidement influencées par l'enroulement de la structure suivante. Elles sont alors prises par la zone de survitesse générée par la nouvelle structure qui les dirige vers l'extérieur du jet et dans la zone recirculée (schéma 5. 4). D'où l'importante déviation du panache observée.

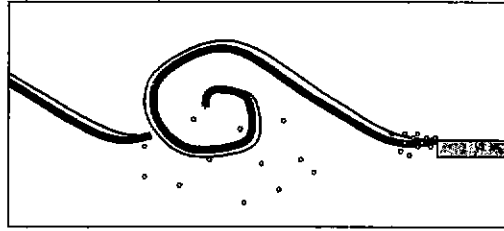


schéma 5. 4 : Processus de dispersion pour $\Delta\Phi_2 = 270^\circ$

Pour un déphasage $\Delta\Phi_2$ de 315° , le train de gouttes arrive au point de séparation lorsque l'oscillation de la zone cisailée, marquant le début de la naissance du nouveau tourbillon, apparaît. La trajectoire des gouttes est toujours influencée par le développement de la nouvelle structure mais de façon moins importante, d'où un panache de gouttes qui remonte vers la zone cisailée.

En comparant les images correspondant à un même instant du cycle d'injection (tous les $T/4$ par exemple), pour deux déphasages $\Delta\Phi_2$ présentant des panaches très différents (90° et 270°), nous mettons en évidence la différence de comportement des gouttes au cours d'un cycle (figure 5. 18). Pour $\Delta\Phi_2 = 90^\circ$, celles-ci sont prises par la structure tourbillonnaire et la suivent, ce qui donne une large dispersion. Pour $\Delta\Phi_2 = 270^\circ$, elles ont du mal à être prises par la structure déjà formée et sont plutôt influencées par la structure suivante qui les dévie vers la bas.

En conclusion, le déphasage entre les structures tourbillonnaires et l'injection influence fortement la répartition spatiale des gouttes. Une injection sur la crête des tourbillons favorise l'élargissement du panache, en particulier vers la zone de jet. A l'inverse, une injection en tête de tourbillon réduit le volume du panache à celui de la zone cisailée. Enfin, une injection entre deux tourbillons permet de diffuser les gouttes vers l'extérieur du jet et la zone recirculée.

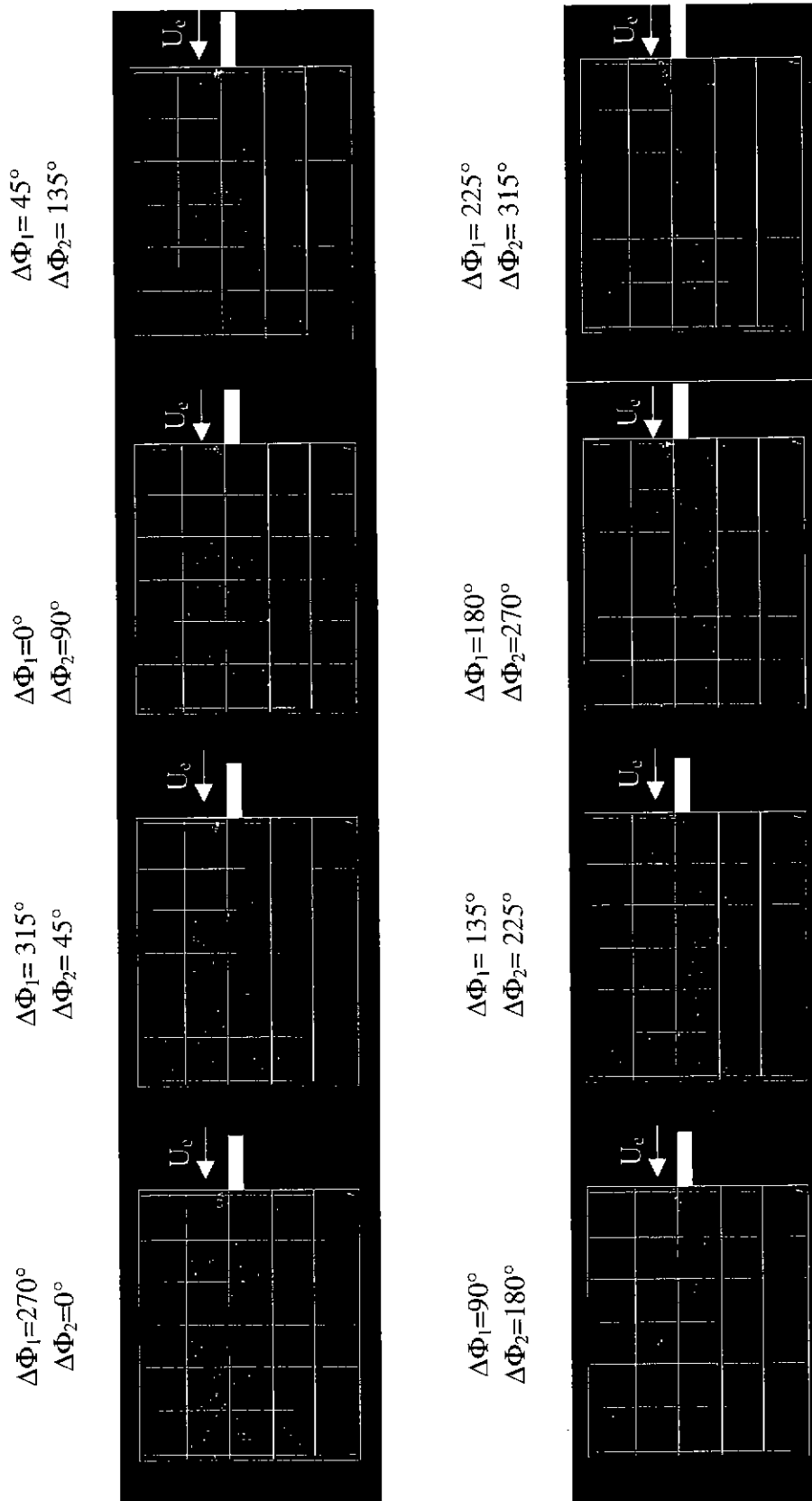


figure 5. 16 : Position relative du tourbillon lors de l'arrivée du train de gouttes au point de séparation : influence du déphasage imposé ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)

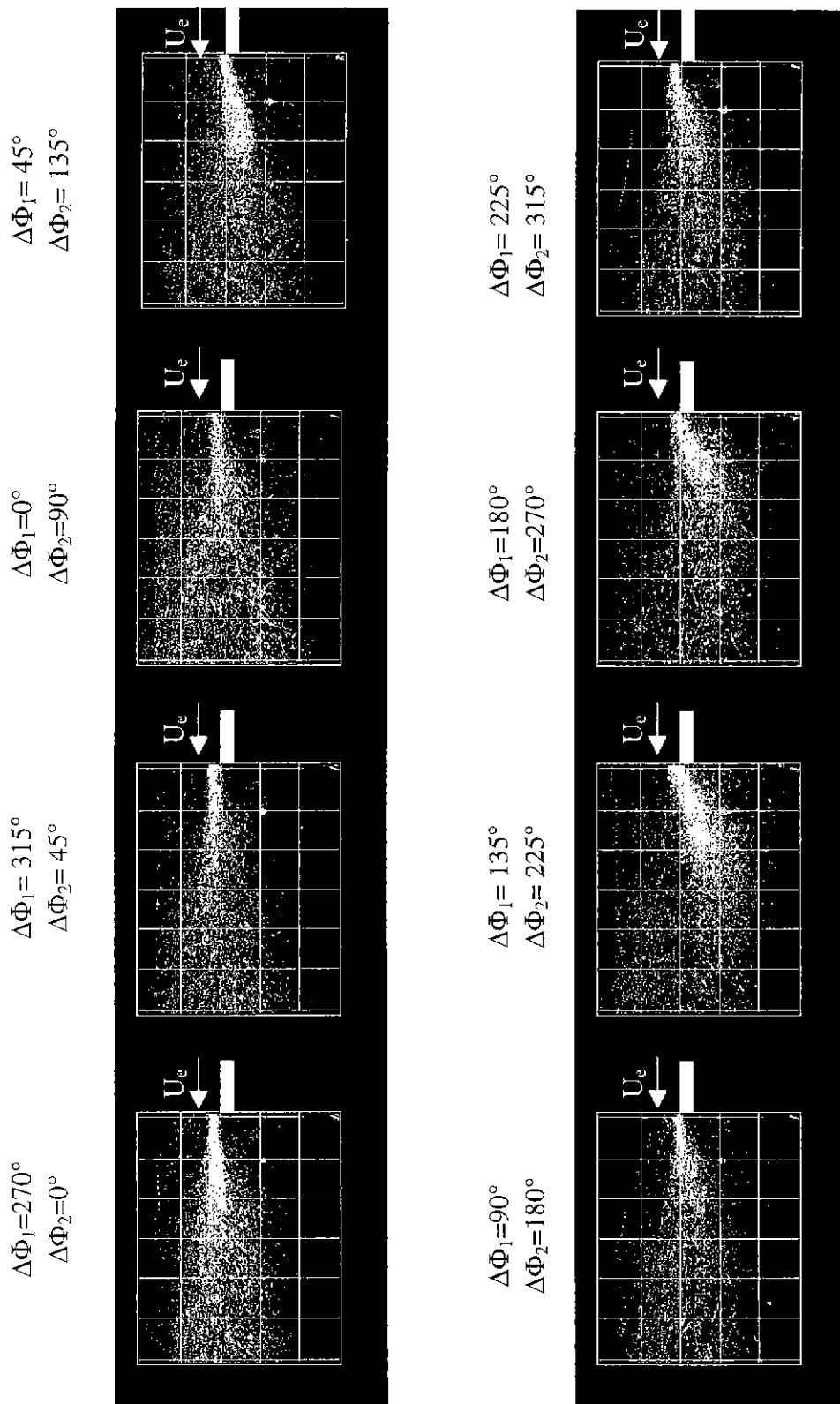


figure 5. 17 : Dispersion des gouttes en fonction de la phase d'injection des trains
 (St=0.3 ; $d_g=100\mu\text{m}$)

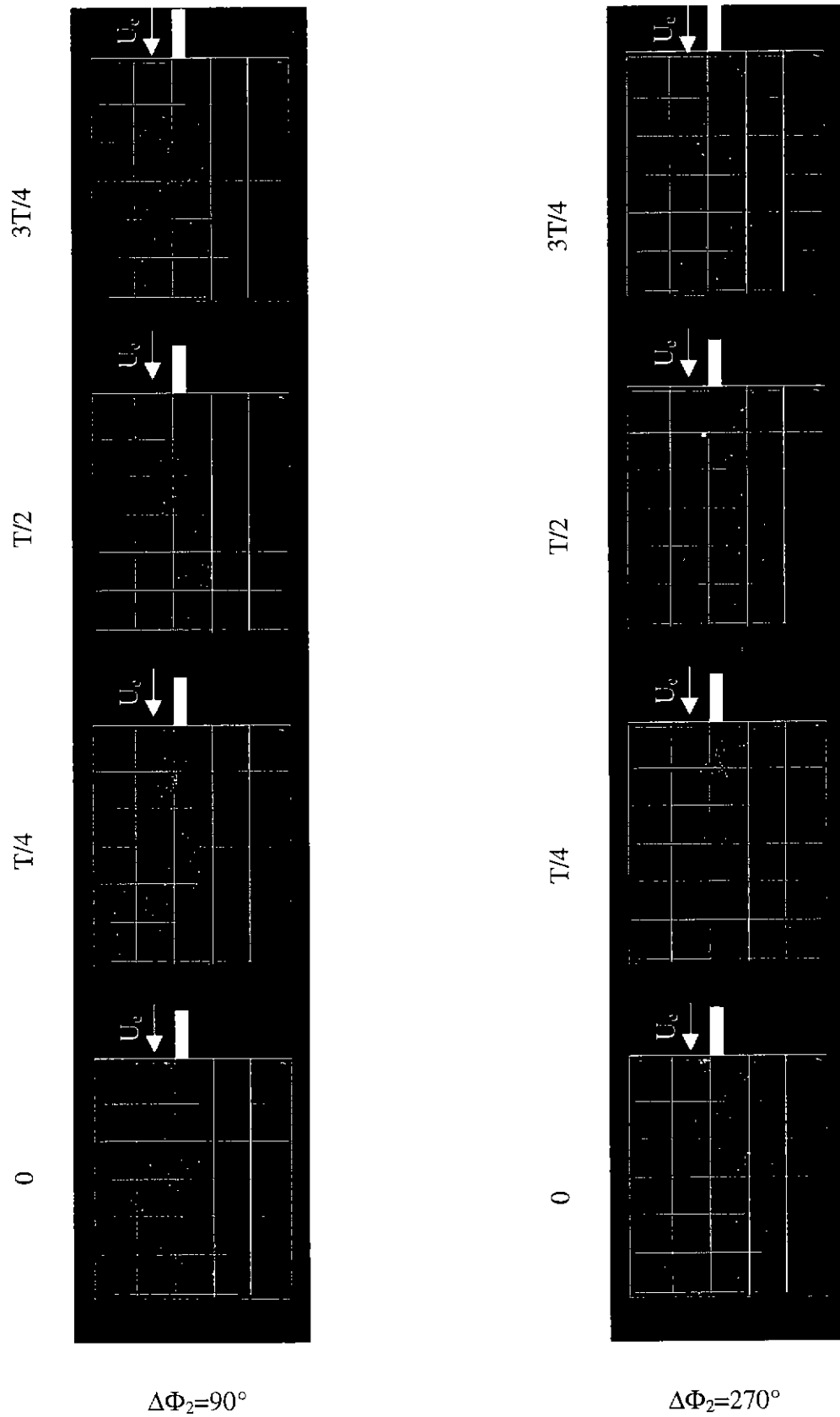


figure 5. 18 : Comparaison du comportement des gouttes au cours d'un cycle d'injection pour deux déphasages ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)

5.4. Application sur « la marche »

Le système d'injection est implanté sur « la marche ». La vitesse d'écoulement est fixée à 6ms^{-1} . L'écoulement en aval de la marche, présente alors un détachement tourbillonnaire bien organisé dans la zone cisailée, avec des structures importantes générées à une fréquence de 125Hz-130Hz. L'actionneur, placé dans le nez de marche (Cf. §2.5), permet de piloter ce détachement tourbillonnaire et de faire varier sa fréquence caractéristique. La taille des gouttes est toujours fixée à $100\mu\text{m}$. Cependant, la largeur de la veine est ici plus importante. L'actionneur étant centré sur l'axe de la veine, sa zone d'efficacité commence à 125mm de la paroi latérale portant le système d'injection. Le plan de visualisation est donc choisi à 150mm de la paroi. Cette distance est plus importante que celle utilisée lors de l'étude précédente. Aussi, afin que les gouttes puissent être injectées dans le plan de mesure, l'injection se fait-elle à 60mm en amont du point de séparation et le ΔP_{inj} appliqué en entrée d'injecteur est augmenté à 1.25 bar. Avec cette pression, la fréquence d'excitation doit être d'environ 18KHz pour conserver les caractéristiques du jet monodisperse.

5.4.1. Influence de l'excitation

Dans le paragraphe 2.5.2, nous avons montré que l'actionneur, placé dans le nez de marche, permet de piloter le détachement tourbillonnaire et génère d'importantes structures pour une excitation inférieure à 100Hz. En particulier, avec une excitation $f_{tourbillon}$ de 12.5Hz, la taille des structures générées est supérieure à la hauteur de marche et leur enroulement ne peut pas se faire complètement avant qu'elles n'impactent sur la paroi inférieure de la veine. Pour une excitation de 25Hz, la taille du tourbillon, généré entre 2h et 3h, est moins importante et l'enroulement est possible. Néanmoins, la base du tourbillon (zone de vitesses de retour) est très proche de la paroi. Enfin, si la fréquence d'excitation augmente, la taille des tourbillons, apparaissant entre 0 et 2h selon la fréquence d'excitation, se réduit et l'enroulement se fait plus loin de la paroi inférieure. Ainsi, l'organisation spatiale de l'écoulement est fortement liée à la fréquence d'excitation, ce qui doit être pris en considération pour l'analyse des résultats.

5.4.2. Influence du nombre de Stokes

La démarche suivie est la même que celle utilisée lors de l'étude précédente (Cf. 5.3.3). L'injection se fait de façon continue et la répartition spatiale des gouttes obtenue sans excitation de l'écoulement porteur ($St \sim 3$) est comparée à celles obtenues pour les excitations suivantes : $f_{tourbillon}=12.5\text{Hz}$ ($St=0.3$), $f_{tourbillon}=25\text{Hz}$ ($St=0.6$), $f_{tourbillon}=50\text{Hz}$ ($St=1.2$) et $f_{tourbillon}=125\text{Hz}$ ($St=3$). La comparaison porte sur les panaches maximums obtenus en cumulant, sur une même image, les maxima de luminance locaux de 19 000 images. Le champ de visualisation couvre 5 hauteurs de marche en aval du point de séparation en x et 2 hauteurs de marche depuis la paroi inférieure en y.

Sans excitation (figure 5. 19), les gouttes conservent, dans la plupart des cas, une trajectoire rectiligne. Néanmoins, quelques-unes d'entre elles sont éjectées vers l'écoulement moyen (zone E1), tandis que d'autres sont injectées dans la zone recirculée et suivent l'écoulement de retour (zones B2 et C2). Nous obtenons cependant un panache resserré autour

de la zone cisailée. Donc même si l'écoulement présente des structures tourbillonnaires relativement cohérentes et bien organisées, celles-ci ont du mal à influencer les gouttes.

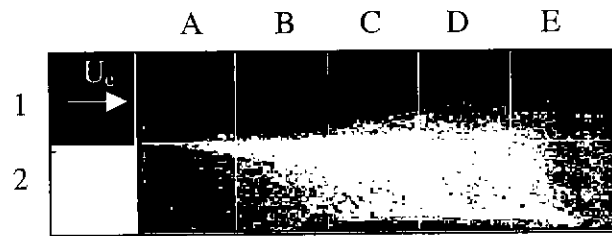


figure 5. 19 : Dispersion des gouttes avec injection continue (non excité ; $d_g=100\mu\text{m}$)

En excitant l'écoulement porteur à 125Hz, c'est à dire en stabilisant le nombre de Stokes à 3 et en augmentant la cohérence des tourbillons, la répartition des gouttes est légèrement modifiée (figure 5. 20). La part des gouttes injectée dans la zone recirculée (zone B2 et C2), et celle éjectée vers l'écoulement moyen sont légèrement plus importantes et le panache de gouttes se trouve légèrement élargi. Néanmoins, la majeure partie des gouttes est peu influencée par les tourbillons et conserve une trajectoire rectiligne.

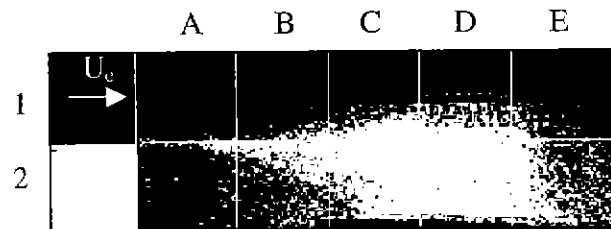


figure 5. 20 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=3$; $d_g=100\mu\text{m}$)

Lorsque le nombre de Stokes diminue ($St=1.2$, $f_{\text{tourbillon}}=50\text{Hz}$), la trajectoire des gouttes commence sensiblement à être modifiée (figure 5. 21). Les structures tourbillonnaires essaient d'enrouler les gouttes sans pour autant y arriver complètement, ce qui leur donne une trajectoire oscillante. La zone cisailée étant élargie, le panache des gouttes l'est aussi. Mais nous observons surtout une augmentation du nombre de gouttes éjectées de la zone cisailée vers l'écoulement moyen et dans la zone recirculée (zones C1, D1, E1 et zones B1, C2).



figure 5. 21 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=1.2$; $d_g=100\mu\text{m}$)

Enfin, si le nombre de Stokes diminue encore ($St=0.6$ et 0.3), la trajectoire des gouttes est influencée par les tourbillons (figure 5. 22 et figure 5. 23). Dans ce cas les gouttes s'enroulent dans les structures tourbillonnaires et suivent leur trajectoire. Il est à noter que peu de gouttes sont injectées dans la zone recirculée. Ceci s'explique par la taille du tourbillon généré par l'actionneur à ces fréquences (Cf. 5.4.1). En effet, la zone de vitesses de retour se trouvant, pour ces fréquences d'excitation, près de la paroi, les gouttes soumises à ces vitesses sont

rapidement plaquées sur la paroi et donc peu injectées dans la zone recirculée. Le panache obtenu est alors élargi surtout vers le haut du domaine.

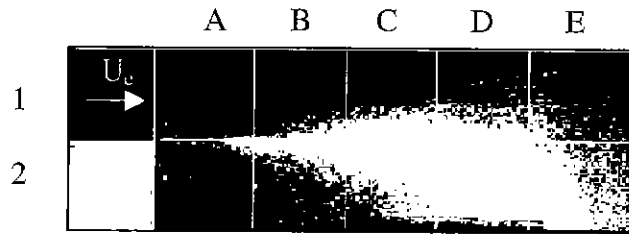


figure 5. 22 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$)

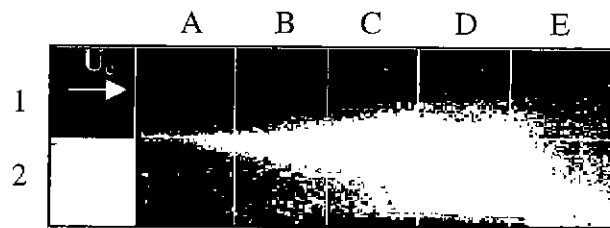


figure 5. 23 : Dispersion des gouttes avec injection continue ($St=0.3$; $d_g=100\mu m$)

En conclusion, dans le cas de la marche comme dans le cas du jet libre, la variation du nombre de Stokes modifie la répartition spatiale des gouttes. Pour un nombre de Stokes supérieur à 1, les gouttes sont quasiment insensibles aux tourbillons de la couche cisailée et conservent, en majeure partie, une trajectoire rectiligne. Pour un nombre de Stokes de l'ordre de 1, l'influence des tourbillons commence à se faire sentir et une part importante de gouttes est éjectée vers la zone d'écoulement moyen et la zone recirculée. Enfin, pour un Stokes inférieur à 1, les tourbillons influencent fortement les gouttes qui s'enroulent avec le tourbillon et suivent sa trajectoire.

5.4.3. Influence de la phase d'injection

L'injection se fait maintenant par trains de gouttes (Cf. 5.2.3). Comme dans le paragraphe 5.3.4, le déphasage ($\Delta\Phi_1$) entre les signaux pilotant respectivement les structures tourbillonnaires et l'injection se fait par pas de 45° . Afin que les gouttes soient prises par les tourbillons de la zone cisailée, et que l'enroulement de la structure tourbillonnaire soit suffisamment avancé avant l'impact sur la paroi inférieure (Cf. §5.4.1), le nombre de Stokes est fixé à $St=0.6$.

Le déphasage $\Delta\Phi_2$, représentatif du retard que prend le train de gouttes par rapport au tourbillon, est nul pour un déphasage entre les signaux ($\Delta\Phi_1$) de 180° . En effet, avec ce déphasage, la tête du tourbillon et le train de gouttes apparaissent simultanément entre 2h et 3h, lieu identifié comme origine de la structure (Cf. §5.4.1). Lorsque le déphasage augmente ($\Delta\Phi_1=180^\circ, 225^\circ, \dots, 135^\circ$), le train de gouttes prend du retard sur le tourbillon ($\Delta\Phi_2=0^\circ, 45^\circ, \dots, 315^\circ$).

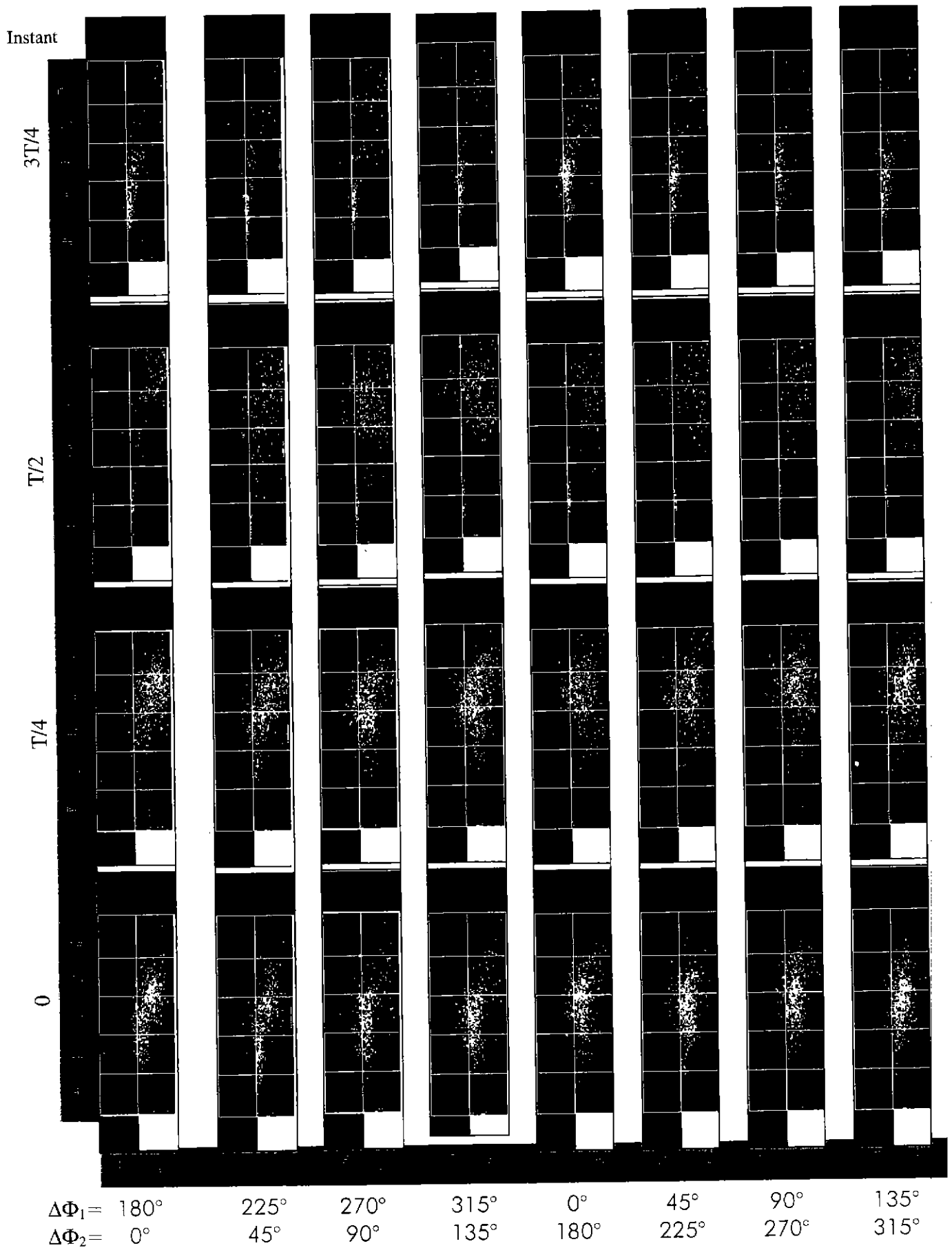


figure 5. 24 : Comparaison du comportement des gouttes au cours d'un cycle d'injection pour les différents déphasages ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$)

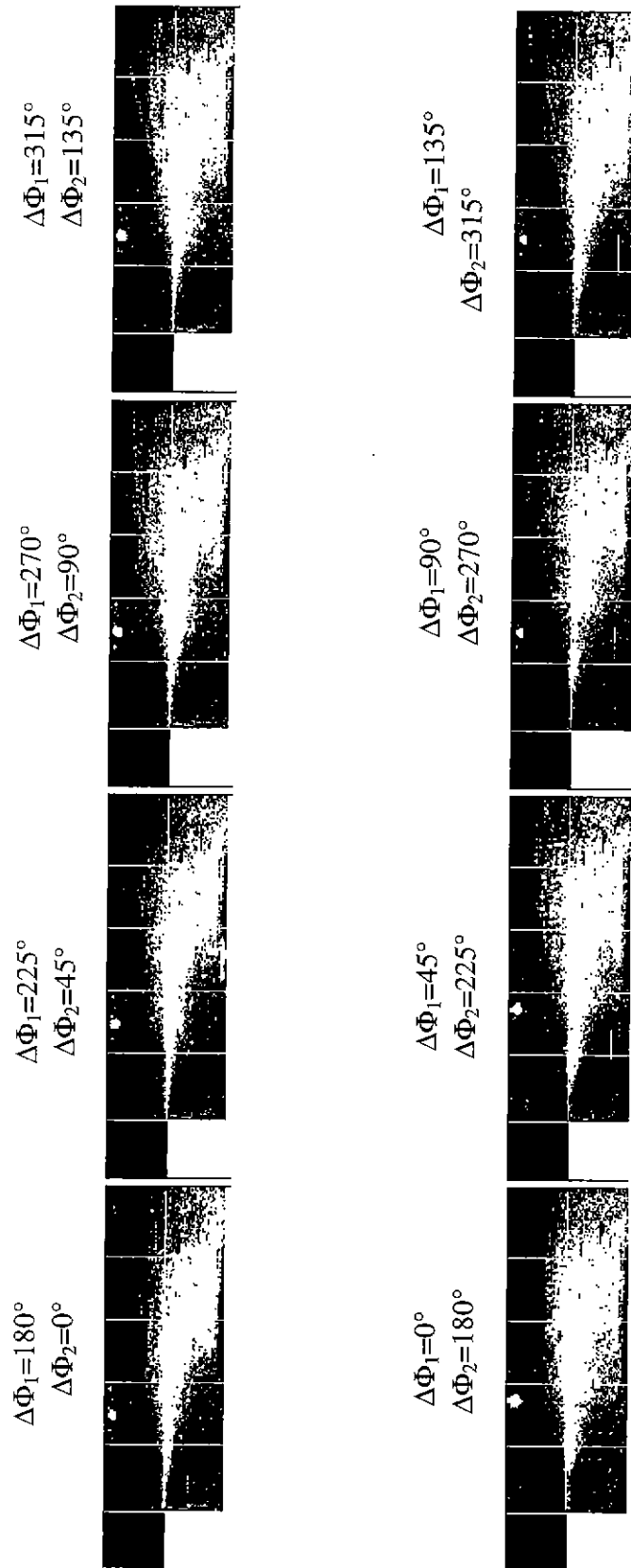


figure 5. 25 : Panaches maximum des gouttes en fonction de la phase d'injection des trains ($St=0.6$; $d_g=100\mu m$)

Remarque : Le décalage de phase obtenu par rapport à l'étude réalisée sur le jet libre (-90°) s'explique par l'augmentation de la distance que doit parcourir le train de gouttes avant d'être pris par le tourbillon. En effet, d'une part l'injection se fait plus en amont. D'autre part, la vitesse d'injection est plus importante, les gouttes remontent donc plus en amont du point de séparation. Enfin, le tourbillon naît beaucoup plus loin du point de séparation ($\Delta x = x_{\text{marche}} - x_{\text{jet_libre}} \sim 100\text{mm}$). La distance totale à parcourir étant plus grande, il faut réduire le retard à l'injection pour obtenir un déphasage $\Delta\Phi_2$ identique.

La figure 5. 24 présente une planche de visualisations permettant de comparer, pour les différents retards, le comportement des gouttes au cours d'un cycle. L'instant 0 (première colonne de visualisations) correspond à l'instant où le train de gouttes arrive entre 2h et 3h, lieu de naissance du tourbillon. La figure 5. 25 rassemble les panaches de gouttes maximums respectifs.

Tant que $\Delta\Phi_2$ est inférieur à 90° ($180^\circ \leq \Delta\Phi_1 < 270^\circ$), le train de gouttes est injecté en tête de tourbillon à l'instant 0. Comme dans le cas du jet libre, l'enroulement de la structure n'est pas suffisant pour que sa zone de survitesse périphérique puisse entraîner les gouttes de façon significative. Elles sont alors poussées par le tourbillon et le panache de gouttes est resserré autour de la trajectoire moyenne de la zone cisailée.

Lorsque le déphasage augmente ($90^\circ \leq \Delta\Phi_2 < 180^\circ$; $270^\circ \leq \Delta\Phi_1 < 0^\circ$), l'injection du train de gouttes se fait sur la tête du tourbillon. La zone de survitesse périphérique liée à l'enroulement de la structure est ici pleinement active et entraîne les gouttes. En s'enroulant avec le tourbillon, une partie de celles-ci (située en tête de train) est prise dans le cœur du tourbillon et dirigée dans la zone cisailée et vers la paroi inférieure (zones N6,O6 et N8,O8 de la figure 5. 24). Une seconde partie du train (queue) est dispersée en périphérie du tourbillon vers la zone de jet (zones N5,O5 et N7,O7). Le résultat donne une dispersion maximale.

Enfin, lorsque le déphasage augmente encore ($180^\circ \leq \Delta\Phi_2 < 0^\circ$; $0^\circ \leq \Delta\Phi_1 < 135^\circ$), le train de gouttes est injecté en queue de tourbillon. La zone de survitesse périphérique est ici moins active mais les gouttes sont rapidement influencées par l'enroulement de la structure suivante. Elles sont alors prises par la nouvelle zone de survitesse générée qui les dirige vers la partie inférieure de la zone cisailée et vers la paroi (N14 et O14). La partie de la zone cisailée limitrophe à l'écoulement moyen est moinsensemencée de gouttes (N13 et O13). Le panache résultant est alors moins large.

En conclusion, ces résultats sont, pour la plupart, similaires à ceux obtenus sur l'installation « jet libre ». La phase d'injection du train de gouttes influence leur répartition spatiale. En particulier, une injection du train sur la tête du tourbillon permet une dispersion maximale. En revanche, une différence importante concerne la quantité de gouttes injectée dans la zone recirculée. En effet, sur la marche, très peu de gouttes apparaissent dans cette zone, quel que soit le déphasage choisi. Ce phénomène s'explique par la taille importante du tourbillon généré. La zone, où apparaissent les vitesses de retour, se trouve trop près de la paroi. Les gouttes impactent alors directement sur celle-ci avant de pouvoir arriver dans la zone recirculée.

5.5. Conclusions

Un système d'injection de gouttes monodisperses a été défini et validé. Il permet de réaliser une injection, soit en continu, soit par trains de gouttes. Dans ce dernier cas, il est possible de piloter le déphasage entre l'injection des trains et l'apparition des tourbillons dans la couche cisailée en aval du point de séparation.

Une première campagne menée sur une installation de type « jet libre » a montré, dans un premier temps, que pour un nombre de Stokes inférieur à 1, la trajectoire des gouttes est fortement influencée par les tourbillons de la zone cisailée. Pour un nombre de Stokes voisin de 1 cette influence est moins importante. Les gouttes ne sont pas complètement prises par les structures tourbillonnaires et une partie non négligeable d'entre elles est éjectée vers la zone d'écoulement moyen. Enfin, pour un nombre de Stokes largement supérieur à 1, les structures tourbillonnaires de la zone cisailée n'influencent plus les gouttes qui conservent une trajectoire rectiligne.

Dans un second temps, cette campagne a permis de mettre en évidence l'influence, sur la répartition spatiale des gouttes, du déphasage entre l'injection des trains et les tourbillons, pour un nombre de Stokes inférieur à 1. En particulier, une injection sur la crête des tourbillons favorise l'élargissement du panache. A l'inverse, une injection en tête de tourbillon limite le volume du panache. Enfin, une injection entre deux tourbillons permet de diffuser les gouttes vers la zone recirculée.

Une deuxième campagne menée sur l'installation « marche » nous a conduit à des résultats similaires. Dans le cas d'écoulements de type recirculé, la taille des gouttes et leur phase d'injection par rapport aux tourbillons de l'écoulement porteur, permettent de modifier leur répartition spatiale de façon significative. En particulier, une injection du train de gouttes sur la crête des tourbillons favorise l'élargissement du panache.

Cependant, une différence importante a été observée sur le nombre de gouttes injectées dans la zone recirculée qui reste, dans ce cas, très faible quel que soit le déphasage choisi. Ce phénomène s'explique par la taille importante des tourbillons générés pour les fréquences d'excitation permettant d'obtenir un faible nombre de Stokes. Les gouttes impactent alors sur la paroi inférieure de la veine avant qu'elles puissent être injectées dans la zone recirculée.

L'ensemble de ces résultats tend à dire que la répartition spatiale des gouttes dans les écoulements similaires à ceux présents dans les chambres de combustion, peut être influencée en modifiant la taille des gouttes et leur phase d'injection. Cette modification de la répartition spatiale des gouttes doit permettre de modifier le dégagement de chaleur instationnaire lors de la combustion et donc de contrôler un des paramètres impliqués dans l'apparition des instabilités de combustion.

Conclusions et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse était de mettre en place, à partir des méthodes utilisées dans le département par les acousticiens, une stratégie de contrôle actif expérimental sur un écoulement non réactif simplifié, représentatif des écoulements apparaissant dans les chambres de combustion (écoulement derrière une marche descendante). Trois objectifs étaient visés :

1. Simuler expérimentalement, en écoulement non réactif, via une excitation externe, les phénomènes représentatifs des instabilités de combustion apparaissant en écoulement réactif et les contrôler ;
2. Déterminer les possibilités de contrôle du mélange gazeux dans les écoulements recirculés en non réactif, en vue d'augmenter la plage de stabilité de la combustion en écoulement réactif et améliorer ainsi le rendement de combustion ;
3. Entamer une approche diphasique sur l'interaction entre les gouttes et les structures tourbillonnaires lors de l'injection du carburant sous forme liquide, permettant de dégager les paramètres de la phase liquide pouvant être contrôlés afin de modifier la répartition spatiale des gouttes et modifier ainsi, en écoulement réactif, le dégagement de chaleur impliqué dans l'apparition des instabilités de combustion.

Le travail réalisé a permis de recenser les différentes études menées autour des écoulements recirculés. Une synthèse des résultats présentés dans la littérature a permis de déterminer les principaux mécanismes apparaissant dans ce type d'écoulement. En parallèle, cette synthèse a permis d'identifier les différents actionneurs utilisés pour l'excitation des écoulements, ainsi que les capteurs et les algorithmes de contrôle disponibles pour leur contrôle. Enfin, elle a mis en évidence que le contrôle actif adaptatif des écoulements recirculés est loin d'être maîtrisé.

Suite à cette analyse bibliographique, une première série d'investigations a été conduite afin de mieux comprendre la phénoménologie de l'écoulement de type marche descendante soumis à une excitation acoustique, celle-ci provenant de haut-parleurs situés en aval de la veine d'essai. Un des objectifs étant de simuler, avec cette excitation, l'augmentation de pression due au dégagement de chaleur instationnaire dans les chambres de combustion et de simuler ainsi les couplages acoustiques et aéroacoustiques générant les instabilités de combustion. Une étude paramétrique a été menée afin d'analyser, pour différentes vitesses d'écoulement, l'influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation sur les différentes zones de l'écoulement.

D'une part, les résultats obtenus montrent que l'excitation de l'écoulement permet de modifier l'organisation de l'écoulement. Certaines zones de l'écoulement sont particulièrement réceptives à l'excitation (mode de couche cisailée, zone de recollement) et des mécanismes similaires à ceux générant les instabilités de combustion en écoulement réactif sont mis en évidence. La stratégie de contrôle actif adaptatif des phénomènes représentatifs des instabilités de combustion est donc retenue.

D'autre part, les modifications aérodynamiques de l'écoulement apportées par l'excitation ne permettent pas d'augmenter le temps de séjour du gaz dans l'écoulement, donc d'améliorer, en réactif, la plage de stabilité de la combustion. La stratégie de contrôle du mélange est abandonnée.

Une boucle de contrôle actif adaptatif des phénomènes représentatifs des instabilités de combustion a été définie. Un actionneur «acoustique», pouvant servir d'actionneur «aérodynamique» pour certains modes de fonctionnement, a été conçu. Il est basé sur l'utilisation d'un haut-parleur dont l'onde de pression est injectée dans l'écoulement au niveau du point de séparation de la marche. Une boucle de contrôle actif adaptative mise au point par les acousticiens du département a été adaptée pour le contrôle des instabilités. Elle est basée sur un algorithme de type R-LMS, le capteur d'erreur choisi étant soit un microphone, soit un fil-chaud placé dans la couche cisailée au niveau du détachement tourbillonnaire.

Le contrôle de l'écoulement a mis en évidence que :

1. L'identification des phénomènes tourbillonnaires à contrôler est correctement réalisée par la boucle de contrôle ;
2. Le contrôle de l'aérodynamique de l'écoulement **naturel** est inefficace avec la boucle utilisée, et ce quel que soit le capteur d'erreur utilisé. Cette inefficacité s'explique par :
 - Un problème d'identification de la phase du signal à contrôler ;
 - La persistance, après contrôle, d'un bruit qui excite la nappe cisailée et déclenche l'enroulement des structures (aussi performant que soit le contrôleur, il ne permettra jamais d'éliminer entièrement les différentes sources de bruit extérieures (bruit du ventilateur; vibration de structure...)) ;
 - Le caractère local du contrôle et l'action globale de l'actionneur. Si l'information est minimisée au niveau du capteur, l'excitation de la nappe continue d'exister dans le reste de l'espace ;
3. En revanche, le contrôle de l'aérodynamique de l'écoulement **excité** au préalable par une excitation externe provenant des haut-parleurs aval est très satisfaisant. Quelles que soient la fréquence et l'amplitude de l'excitation préalable choisies, le contrôle tend à ramener l'écoulement vers son organisation naturelle (i.e. sans excitation). Les couplages acoustiques et aéroacoustiques forts pouvant apparaître lors de l'excitation sont fortement atténués et un faible niveau de commande peut suffire pour contrôler les phénomènes.
4. Le choix du capteur d'erreur peut être primordial. Dans certains cas, une opposition de phase peut exister entre les fluctuations de vitesse et les fluctuations de pression mesurées dans la couche cisailée. Un mauvais choix du capteur peut alors entraîner un effet du contrôle inverse à celui désiré. Ainsi, le contrôle de l'aérodynamique de l'écoulement passe par l'utilisation d'un capteur sensible à une grandeur essentiellement représentative de celle-ci (fil-chaud dans notre cas). Le contrôle du bruit dans la veine passe par l'utilisation d'un microphone sensible aux fluctuations de pression de toutes origines.

5. Enfin, la boucle de contrôle est suffisamment adaptative pour suivre l'évolution des phénomènes entraînés par une excitation externe variable, simulation plus représentative des phénomènes de couplages apparaissant dans les chambres de combustion.

Ainsi, de façon générale, la boucle de contrôle adaptative expérimentale définie permet de contrôler les couplages acoustiques et aéroacoustiques et d'amortir les phénomènes simulant les instabilités de combustion.

A partir de ces résultats, une analyse théorique a été entreprise afin de mieux comprendre les mécanismes engendrés par l'excitation et le contrôle de l'écoulement. Une loi de décomposition des fluctuations de pression dans la veine a été définie et validée dans la plupart des cas testés. Elle permet de prendre en compte l'effet de l'excitation et des couplages acoustiques et aéroacoustiques, et de mieux comprendre, en fonction du capteur d'erreur utilisé, le mode d'action du contrôle sur les différents paramètres. Néanmoins, l'application de cette loi à certains cas particuliers d'excitation s'est avérée plus délicate et nous a conduit à poser un certain nombre d'hypothèses. La vérification de celles-ci n'ayant pu être réalisée, la question de la validité générale de cette loi reste donc ouverte.

Enfin, une approche du contrôle de l'écoulement diphasique a été entreprise et permet d'élargir les perspectives de l'étude. Un système d'injection de gouttes monodisperses en continu ou par trains de gouttes a été défini et validé.

Les campagnes menées, dans un premier temps, sur une installation de type « jet libre » et, dans un second temps, sur la marche descendante, ont permis de confirmer l'influence du nombre de Stokes sur la répartition spatiale des gouttes dans l'écoulement. Ce résultat étant déjà largement présenté dans la littérature.

Dans un second temps, ces campagnes ont permis de mettre en évidence l'influence du déphasage entre l'injection des trains de gouttes et les tourbillons, sur la répartition spatiale des gouttes (cas $St < 1$). En particulier, une injection sur la crête des tourbillons favorise l'élargissement du panache. A l'inverse, une injection en tête de tourbillon limite le volume du panache. Enfin, une injection entre deux tourbillons permet de diffuser les gouttes vers la zone recirculée.

Ces résultats montrent que la répartition spatiale des gouttes dans les écoulements similaires à ceux présents dans les chambres de combustion, peut être influencée en modifiant la taille des gouttes et leur phase d'injection. Cette modification de la répartition spatiale des gouttes doit permettre de modifier le dégagement de chaleur instationnaire lors de la combustion et donc de contrôler un des paramètres impliqués dans l'apparition des instabilités de combustion.

Perspectives

Globalement, les conclusions obtenues suite à ce travail nous permettent de rester optimiste quant aux possibilités de contrôle des instabilités de combustion apparaissant dans les chambres de combustion. Les résultats obtenus en monophasique permettent également de rester optimiste quant au contrôle des écoulements externes décollés rencontrés dans de nombreux domaines (aéronautique, automobile, ferroviaire...).

Néanmoins, d'un point de vue expérimental, l'application du contrôle en écoulement réactif, même pour des études académiques, est encore loin d'être effectif. Un travail important doit être fourni sur différents paramètres :

1. En premier lieu, un effort particulier doit être porté sur la définition d'actionneurs adaptés en taille et en solidité à la géométrie et aux conditions intrinsèques de la chambre de combustion (fort dégagement de chaleur, saut de pression important...). Des actionneurs de type jets pulsés semblent devoir s'imposer dans ce genre de configuration.
2. Si l'algorithmique doit être améliorée (par exemple par une identification en ligne de la fonction de transfert entre le capteur d'erreur et l'actionneur), l'efficacité et la stabilité des algorithmes actuels nous amènent à penser que l'essentiel de l'évolution de la boucle ne viendra pas de ce paramètre. En revanche, le problème majeur réside dans la définition de capteurs suffisamment robustes permettant de mesurer une information représentative dans un écoulement réactif. De même, une localisation adaptée de ces capteurs dans la chambre de combustion reste à définir (un capteur placé dans l'écoulement semble difficilement envisageable).
3. Enfin, il semble particulièrement intéressant de mettre en place une stratégie de contrôle visant à piloter à la fois l'organisation de l'écoulement et l'injection du carburant. Celle-ci passe par une optimisation de l'injecteur de gouttes. Il est notamment nécessaire d'optimiser la position de l'injection (nez de marche) et de réduire la taille des gouttes injectées pour accéder à des nombres de Stokes inférieurs à 1 pour un écoulement naturel. La réalisation de nouvelles campagnes d'essai sur l'interaction gouttes-structures pour ce type d'écoulement permettra de mieux appréhender l'influence de la phase d'injection sur le nombre de gouttes entrant dans la zone recirculée, l'impact des structures tourbillonnaires au niveau du recollement étant, dans ce cas, moins violent.

D'un point de vue théorique, l'approche globale réalisée au cours de cette étude doit être affinée. En particulier, il est nécessaire de définir des méthodes expérimentales et/ou de post traitement permettant de vérifier les hypothèses formulées. Enfin, si la loi de décomposition proposée est validée, il sera nécessaire de la mettre en forme à partir des équations de la mécanique des fluides et de l'aéroacoustique.

Annexe A :

Procédure de contrôle actif

Cette annexe décrit le fonctionnement d'un algorithme de type LMS et les différents algorithmes dérivés testés (et développés pour certains) dans le cadre de cette étude.

1.1. LMS à référence filtrée

L'algorithme LMS à référence filtrée "monovoie" est la conséquence du travail accompli par Morgan ([79]) et Widrow et al. ([113]). Il repose sur le principe suivant (Cf. figure A. 1):

On cherche à réduire un « bruit », dont on connaît l'origine, au niveau d'un capteur « d'erreur ».

Pour cela, une entrée « primaire » est corrélée avec la source de bruit à atténuer. Le signal de ce capteur constitue la « référence » que l'on filtre à l'aide d'un filtre adaptatif. Les coefficients de ce filtre sont recalculés à chaque pas d'échantillonnage, de façon à injecter une commande à une source de bruit « secondaire », propre à minimiser le signal quadratique reçu par le capteur d'erreur. Ils nécessitent la connaissance préalable de la fonction de transfert « capteur d'erreur / actionneur secondaire ».

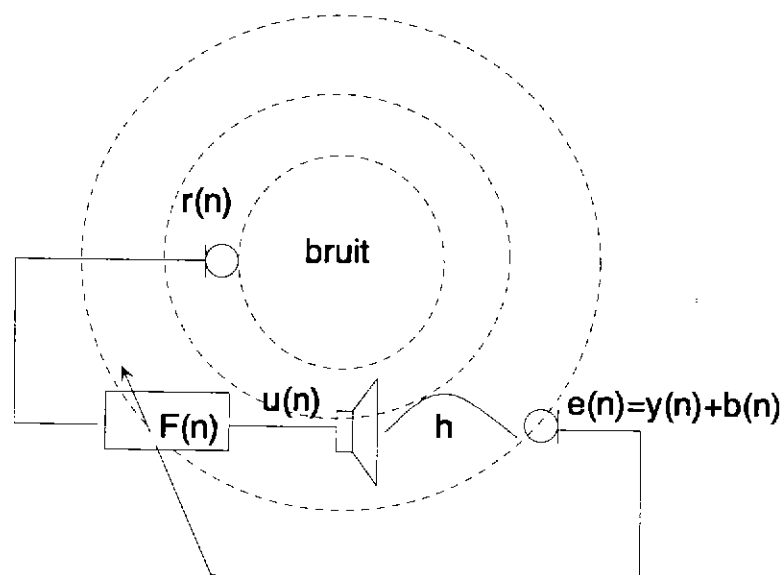


figure A. 1 : Schéma du principe de l'algorithme LMS à référence filtrée « monovoie »

L'algorithme peut être décrit de la façon suivante :

On appelle $e(n)$ le signal d'erreur reçu par le capteur :

$$e(n) = y(n) + b(n)$$

où $y(n)$, $b(n)$ sont respectivement les signaux provenant de la source primaire et de la source secondaire.

La fonction coût à minimiser par cet algorithme est :

$$J(n) = e(n)^2$$

On utilise $r(n)$, le signal de « référence » produit, à l'instant d'échantillonnage n , par la source de bruit primaire (acoustique ou vibratoire), en le filtrant à l'aide d'un filtre RIF (*Réponse Impulsionnelle Finie*) F , de manière à minimiser la valeur quadratique du champ reçu sur le capteur secondaire, $e(n)^2$.

On obtient, alors, $u(n)$ le signal de commande de la source secondaire :

$$u(n) = \sum_{i=0}^{N-1} F_i(n) r(n-i)$$

où N est le nombre de points de la réponse impulsionnelle du filtre et $F_i(n)$ le i^{me} point de cette réponse.

Il s'agit d'une convolution discrète représentative d'un système « causal ».

Ce qui impose :

$$b(n) = \left(\sum_{k=0}^{Q-1} h_k u(n-k) \right)$$

où h est la réponse impulsionnelle déduite de la fonction de transfert entre l'actionneur et le capteur, h_k le k^{me} point de cette réponse comprenant Q points.

La méthode de gradient descendante à pas fixe est employée afin de calculer les coefficients du filtre de façon itérative, par récurrence :

$$\forall k \in [0, N-1], F_k(n+1) = F_k(n) - \rho_l \frac{\partial J(n)}{\partial F_k(n)}$$

où ρ_l est le coefficient de convergence.

Si on appelle $x(n)$ le signal de référence filtré par h , on a :

$$x(n) = \sum_{k=0}^{Q-1} h_k r(n-k)$$

et ainsi

$$F_k(n+1) = F_k(n) - 2 \cdot \rho_l e(n) x(n-k)$$

La méthode est ainsi « adaptative », les coefficients du filtre F étant corrigés en permanence. L'algorithme converge puis oscille autour d'un point d'équilibre.

Ce principe est particulièrement adapté à la réduction de bruits, en bande étroite, stationnaires ou fluctuant lentement.

1.2. RLMS à référence filtrée

Eriksson et al. ([39] [40]) et Van Overbeek et al. ([108]) se sont intéressés à un algorithme appelé RLMS pour tenir compte, dans une configuration monovoie, d'une influence possible de l'actionneur secondaire sur la référence.

La démarche consiste à écrire dans le plan des transformées en z :

$$u(z) = \frac{A^n(z)}{B^n(z)} r(z)$$

avec

$$A^n(z) = \sum_{i=0}^{N_{num}-1} a_i(n) z^{-i} \text{ et } B^n(z) = 1 + \sum_{i=1}^{N_{den}-1} b_i(n) z^{-i}$$

d'où

$$u(n) = \sum_{i=0}^{N_{num}-1} a_i(n) r(n-i) - \sum_{i=1}^{N_{den}-1} b_i(n) u(n-i)$$

Les coefficients de la fraction rationnelle sont modifiés, à chaque pas d'échantillonnage, grâce à la méthode du gradient, déjà utilisée pour l'algorithme LMS classique :

$$\forall i \in [0, N_{num} - 1], a_i(n+1) = a_i(n) - \rho_{num} \frac{\partial J(n)}{\partial a_i(n)}$$

$$\forall i \in [1, N_{den} - 1], b_i(n+1) = b_i(n) - \rho_{den} \frac{\partial J(n)}{\partial b_i(n)}$$

ce qui impose, après développement :

$$\forall i \in [0, N_{num} - 1], a_i(n+1) = a_i(n) - 2\rho_{num} e(n) x(n-i)$$

$$\forall i \in [1, N_{den} - 1], b_i(n+1) = b_i(n) + 2\rho_{den} e(n) o(n-i)$$

On peut étendre, facilement, le champ d'application de l'algorithme pour prendre en compte plusieurs voies d'entrées (capteurs d'erreur) :

$$\forall i \in [0, N_{num} - 1], a_i(n+1) = a_i(n) - 2\rho_{num} \sum_{j=1}^C e_j(n) x_j(n-i)$$

$$\forall i \in [1, N_{den} - 1], b_i(n+1) = b_i(n) + 2\rho_{den} \sum_{j=1}^C e_j(n) o_j(n-i)$$

avec C le nombre de capteurs d'erreur.

avec $x(n)$ le signal de référence filtré par h tel que :

$$x(n) = \sum_{k=0}^{Q-1} h_k r(n-k)$$

et $o(n)$ la commande filtrée par h tel que :

$$o(n) = \sum_{k=0}^{Q-1} h_k u(n-k)$$

1.3. Coefficient de convergence optimal

Utiliser un coefficient constant et de façon approximative, pour une configuration donnée, peut entraîner une divergence de l'algorithme si la réponse en fréquence du signal de référence évolue. De plus, si le coefficient est trop faible, la durée élevée de convergence devient pénalisante pour assurer une réduction en temps réel.

Il peut être alors intéressant d'employer une méthode de calcul de ρ du type gradient avec recherche exacte en ligne ou du type gradient conjugué, assurant une variation de ρ à chaque pas d'échantillonnage.

On cherche un ρ optimal pour lequel on peut modifier le critère d'erreur à minimiser en remplaçant $F(n)$ par $F(n+1)$ (cas de l'algorithme LMS). Pour cela, on fait l'hypothèse que le filtre F est pratiquement constant entre deux pas d'échantillonnage.

La nouvelle fonction coût à minimiser s'écrit donc :

$$J(n) = \sum_{j=1}^C \left(y_j(n) + \sum_{i=1}^A \sum_{g=0}^{N-1} x_{ij}(n-g) F_g^i(n+1) \right)^2$$

ce qui permet d'obtenir $J(n)$ en fonction de ρ , par l'intermédiaire de $F_g^i(n+1)$.

La méthode consiste à chercher le coefficient de convergence optimal, noté ρ_{opt} tel que :

$$\left. \frac{\partial J(n)}{\partial \rho} \right|_{\rho_{opt}} = 0$$

On obtient :

$$\rho_{opt} = \frac{\|\mathbf{X}(n)^t \mathbf{E}(n)\|^2}{2\|\mathbf{X}(n) \mathbf{X}(n)^t \mathbf{E}(n)\|^2}$$

Avec $\mathbf{X}(n)$ matrice de dimension $A \times C \times N$ de composantes $X_{ij}(n)^t$

tel que

$$X_{ij}(n) = \begin{Bmatrix} x_{ij}(n) \\ x_{ij}(n-1) \\ \vdots \\ x_{ij}(n-N+1) \end{Bmatrix}$$

Soit, dans un cas monovoie :

$$\rho_{opt} = \frac{1}{2X(n)^2}$$

On peut éventuellement appliquer un facteur de pondération sur ρ_{opt} (par exemple d'un facteur $\frac{1}{2}$) afin de diminuer le risque de divergence.

Il est également possible d'effectuer une recherche exacte en ligne de ρ_{num} et ρ_{den} dans le cas d'un algorithme RLMS : $(\rho_{num})_{opt}$ prend la même forme que le coefficient de convergence optimal de l'algorithme LMS, alors que $(\rho_{den})_{opt}$ est obtenu en remplaçant $x(n)$ par $o(n)$.

1.4. RLMS avec h variant dans le temps

Ces différents algorithmes supposent que l'identification de h (réponse impulsionnelle secondaire) est réalisée avant contrôle. Nous excitons pour cela l'actionneur secondaire avec un bruit blanc aléatoire décorrélé de la source primaire et obtenons h par intercorrélacion entre le signal reçu par le capteur et le bruit blanc secondaire.

Néanmoins, dans le cas où h varie dans le temps, il devient nécessaire d'identifier en ligne la réponse impulsionnelle. Cette identification peut être réalisée par une méthode de gradient descendant à pas fixe ou par une méthode des Moindres Carrés Récursifs sur les différents points du vecteur h .

La méthode du gradient permet d'obtenir les coefficients de h par la formule suivante :

$$\forall j \in [0, Q-1], h_j(n+1) = h_j(n) - 2\rho_c e(n)u(n-j)$$

en introduisant un coefficient de convergence ρ_c qui peut être constant ou variable (recherche du coefficient optimal en ligne).

Il est cependant nécessaire d'initialiser les coefficients de h avant contrôle.

1.5. RLMS avec prise en compte de l'effort

L'utilisation d'un algorithme de type LMS ou RLMS pour réduire un signal de niveau initial élevé peut faire générer en entrée de l'actionneur une tension supérieure à la limite d'utilisation de cet actionneur (saturation, non-linéarité). De plus, l'effort produit par l'actionneur peut augmenter de façon considérable sur une longue période de temps sans

réductions substantielles. L'utilisation d'efforts élevés ne se justifie donc pas forcément pour obtenir un niveau de réduction appréciable.

On peut, par conséquent, prendre en compte l'effort dans la fonction coût ([102]), soit :

$$J(n) = e(n)^2 + \alpha u^2(n)$$

avec α paramètre d'effort.

Aussi, après développements dans le cas d'un algorithme de type RLMS :

$$\forall i \in [0, N_{num} - 1], a_i(n+1) = a_i(n) - 2\rho_{num} (e(n)x(n-i) + \alpha u(n)r(n-i))$$

$$\forall i \in [1, N_{den} - 1], b_i(n+1) = b_i(n) + 2\rho_{den} (e(n)o(n-i) + \alpha u(n)u(n-i))$$

1.6. LMS pour phénomènes transitoires

L'algorithme LMS classique suppose que les coefficients du filtre F varient lentement dans le temps, ce qui est le cas si les phénomènes sont quasi-stationnaires. Cette hypothèse entraîne une approximation du calcul de ces coefficients. Kim et al. ([61]) proposent une formulation exacte qui permet de s'adapter à des phénomènes rapides comme les transitoires. La fonction coût à réduire est de la forme :

$$J(n) = \varepsilon^2(n)$$

avec

$$\varepsilon(n) = e(n) - \sum_{j=0}^{Q-1} h_j(n) u(n-j) + \sum_{i=0}^{N-1} F_i(n) x(n-i)$$

pour

$$x(n) = \sum_{j=0}^{Q-1} h_j(n) r(n-j) \text{ et } u(n) = \sum_{i=0}^{N-1} F_i(n) r(n-i)$$

Les coefficients du filtre F s'obtiennent alors de la même façon que dans le cas d'un algorithme LMS classique en changeant e par ε , soit :

$$F_k(n+1) = F_k(n) - 2\rho_l \varepsilon(n)x(n-k)$$

Néanmoins, cet algorithme présente l'inconvénient d'augmenter considérablement le volume de calcul à réaliser entre 2 échantillonnages, ce qui peut rendre son intérêt caduque si on est obligé de réduire la fréquence d'échantillonnage à cause d'une limitation due au DSP employé.

1.7. RLMS sans capteur de référence

Enfin, il peut être difficile de positionner un capteur indépendant de la source secondaire et corrélé avec le capteur d'erreur. Dans ce cas, on peut envisager, d'employer le

capteur d'erreur à minimiser comme référence, ce qui présente l'avantage de réduire le nombre d'entrées du système.

L'algorithme RLMS peut être employé sans modification des équations en remplaçant r par e . Néanmoins, son utilisation entraîne des approximations dans les coefficients a et b , que l'on peut corriger aisément par une formulation "exacte".

1.8. Synthèse et application

Ces différentes adaptations ont été combinées dans le cadre de cette étude afin de vérifier les hypothèses suivantes :

- ☞ signal du capteur de référence **non influencé** ou **influencé** par l'actionneur (cas extrême : capteur d'erreur = capteur de référence) ?
- ☞ phénomènes **transitoires** ou **quasi-stationnaires** ?
- ☞ h **constant** ou **variable** ?
- ☞ coefficients de convergences **constants** ou **variables** ?
- ☞ fonction coût **avec** ou **sans** prise en compte de l'effort ?

Un seul microphone a été placé dans la veine d'essai, ce qui a justifié l'emploi d'un algorithme de type RLMS sans capteur de référence.

Des essais préliminaires de contrôle ont montré que :

- ☞ L'adaptation de h en même temps que les filtres de commande A , B peut rendre les algorithmes instables. Il a donc été nécessaire de garder constant h pour assurer la convergence.
- ☞ L'utilisation d'un algorithme LMS adapté aux phénomènes transitoires n'améliore pas la réduction de fluctuation.
- ☞ Optimiser les coefficients de convergence et introduire l'effort dans la fonction coût sont des adaptations qui améliorent la convergence.

Annexe B :

Vélocimétrie laser à effet Doppler

Cette annexe vise à présenter sommairement le principe de fonctionnement de la vélocimétrie laser à effet Doppler.

Une onde électromagnétique éclairant une particule en mouvement est diffusée par celle-ci avec une fréquence différente de la fréquence incidente : c'est l'effet Doppler. Cette propriété est utilisée dans de nombreux domaines pour mesurer la vitesse d'objets de toutes sortes : planètes, voitures, particules microscopiques...

La vélocimétrie Laser Doppler est une méthode de mesure couramment utilisée en aérodynamique. Elle est fondée sur la mesure du décalage en fréquence de la lumière laser incidente éclairant de fines particules, entraînées par un fluide en admettant que les particules suivent parfaitement le mouvement de l'écoulement.

Le fonctionnement d'un banc de vélocimétrie laser s'appuie sur ce principe, sa mise en équation va maintenant être détaillée.

1.1. Effet Doppler

1.1.1. Historique

Chacun a pu constater, lors de son déplacement rapide par rapport à une source sonore, que le son perçu change de fréquence lorsqu'on croise la source. Il en est de même pour une source mobile par rapport à un observateur fixe.

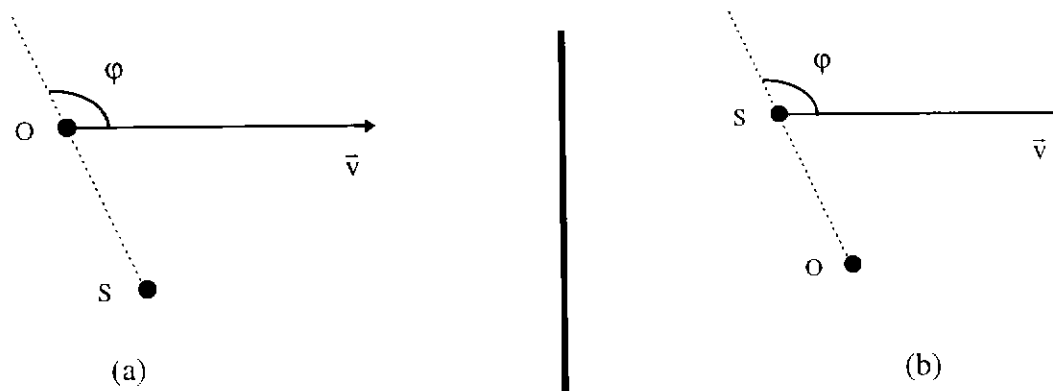


schéma B. 1

Dans le cas d'un observateur mobile de vitesse \bar{v} par rapport à une source fixe (schéma B. 1 (a)), la fréquence perçue sera :

$$f' = f \cdot \left(1 - \frac{v \cdot \cos\varphi}{a} \right)$$

a étant la célérité de l'onde.

Dans le cas d'une source mobile de vitesse \bar{v} par rapport à un observateur fixe (schéma B. 1 (b)), la nouvelle fréquence sera :

$$f' = \frac{f}{\left(1 - \frac{v \cos\varphi}{a} \right)}$$

Ces résultats montrent qu'il y a absence de réciprocité entre la source et l'observateur.

1.1.2. Applications aux ondes lumineuses - Mise en équation

Considérons une particule de vitesse \bar{v} , éclairée par une onde monochromatique de fréquence f_0 (schéma B. 2).

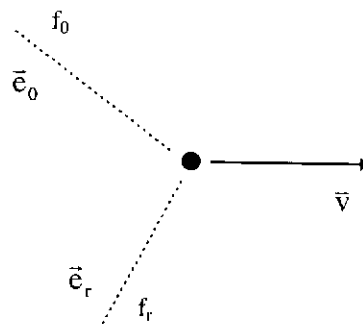


schéma B. 2

La particule diffuse de la lumière dans toutes les directions avec une fréquence dépendant de l'angle d'observation.

Les fronts d'onde se déplaçant à la vitesse de la lumière $c = f_0 \lambda_0$, la composante de la vitesse de la particule dans la même direction est $\bar{v} \cdot \bar{e}_0$.

Il en résulte une vitesse relative de l'onde : $v' = f_0 \lambda_0 - \bar{v} \cdot \bar{e}_0$. La fréquence de réémission de la lumière dans tout l'espace après diffusion par la particule est alors :

$$f' = \frac{v'}{\lambda_0} = f_0 \cdot \left(1 - \frac{\bar{v} \cdot \bar{e}_0}{c} \right).$$

L'observateur, fixe, recevra dans la direction \bar{e}_r , cette lumière avec une fréquence :

$$f_r = \frac{f'}{\left(1 - \frac{\bar{v} \cdot \bar{e}_r}{c} \right)}$$

La différence de fréquence enregistrée par hétérodynage des faisceaux incident et diffusé s'exprime donc par :

$$\Delta f = f_r - f_0 = f_0 \left(\frac{1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{e}_0}{c}}{1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{e}_r}{c}} - 1 \right)$$

soit finalement :

$$\Delta f = \frac{f_0}{c} \cdot \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_r - \vec{e}_0)}{\left(1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{e}_r}{c}\right)}$$

Cette expression se simplifie si la vitesse de la particule est supposée petite devant la vitesse de la lumière (ce qui est le cas de la plupart des écoulements fluides...) ($\vec{v} \cdot \vec{e}_r \ll c$).

La fréquence Doppler sera donc :

$$f_D = f_r - f_0 = \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_r - \vec{e}_0)}{\lambda_0}$$

Le raisonnement précédent suppose que le faisceau incident se propage dans le vide. Si le milieu où il se propage est d'indice n , il vient :

$$f_D = n \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_r - \vec{e}_0)}{\lambda_0}$$

Les principes de l'effet Doppler et la détection d'un signal par hétérodynage sont à la base de la vélocimétrie laser. Deux méthodes utilisant ces principes ont été développées : l'anémométrie laser à faisceaux de référence, et l'anémométrie laser à franges.

1.1.3. Méthode à faisceaux de référence

L'hétérodynage est obtenu par combinaison de la lumière diffusée par les particules et de la lumière d'un faisceau provenant de la même source que le faisceau incident. Le système de détection doit être aligné sur ce faisceau (schéma B. 3).

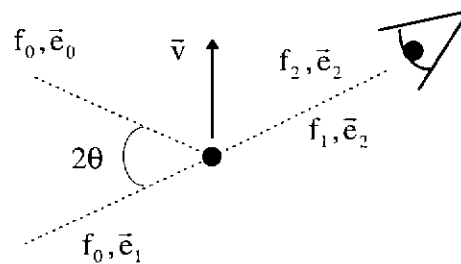


schéma B. 3

Il vient donc :

$$f_2 = f_1 + \frac{\vec{v}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_2 - \vec{e}_0) \text{ et } f_1 = f_0$$

D'où :

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\vec{v}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_2 - \vec{e}_0) = \frac{2v \sin \theta}{\lambda_0}$$

La fréquence f_D ne dépend que de la longueur d'onde de la source, de la vitesse de la particule et de l'angle des faisceaux. En particulier, elle reste valable quel que soit l'indice du fluide entraînant les particules.

1.1.4. Méthode du montage Doppler différentiel ou à franges

Dans ce système, la particule va diffuser de la lumière provenant de deux faisceaux (schéma B. 4) :

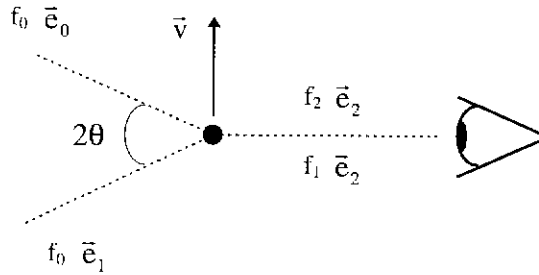


schéma B. 4

La fréquence diffusée relative au premier faisceau sera :

$$f_1 = f_0 + \frac{\bar{v}}{\lambda_0} (\bar{e}_2 - \bar{e}_0)$$

Et celle relative au second faisceau :

$$f_2 = f_0 + \frac{\bar{v}}{\lambda_0} (\bar{e}_2 - \bar{e}_1)$$

D'où la fréquence Doppler :

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\bar{v}}{\lambda_0} (\bar{e}_0 - \bar{e}_1) = \frac{2v \sin \theta}{\lambda_0}$$

Il faut également noter que f_D ne dépend pas de la direction d'observation, seule l'intensité diffusée dépend de cette direction.

De plus la relation liant f_D à v est la même dans les deux cas de montage.

1.2. Le vélocimètre laser

1.2.1. Principe

Un système L.D.V. se compose de plusieurs éléments optiques, ainsi que de dispositifs mécaniques permettant d'assurer le déplacement du volume de mesure dans la zone d'écoulement tout en conservant les qualités optiques (focalisation des faisceaux...).

Les systèmes composant un vélocimètre sont schématisés ci-dessous :

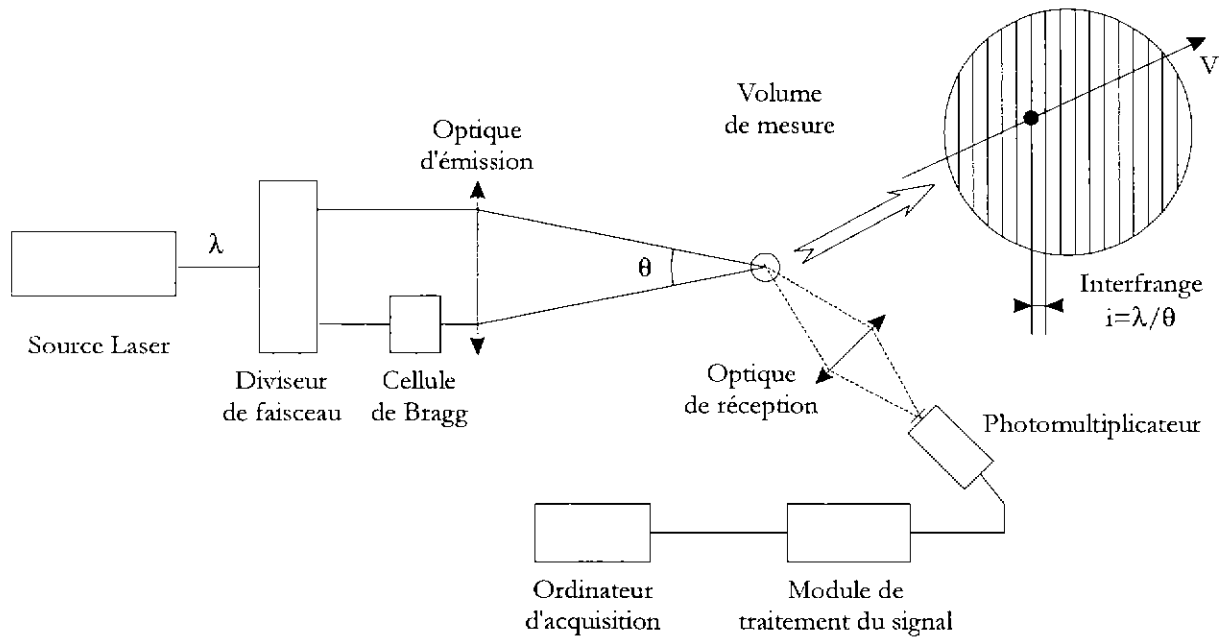


schéma B. 5 : Schéma général d'un vélocimètre monodimensionnel

Les dispositifs optiques sont de cinq types :

- une source laser, associée à un dispositif de correction de la divergence du faisceau,
- un diviseur de faisceau qui sépare le faisceau laser en deux faisceaux parallèles et de même intensité,
- une optique de convergence des faisceaux en un point, appelé le volume de mesure,
- un photo détecteur associé à une optique de réception,
- un dispositif de traitement du signal issu du photo détecteur.

Les relations donnant la fréquence Doppler vues précédemment montrent que seul le module de la vitesse intervient dans le décalage de la fréquence. Deux particules traversant le volume de mesure suivant la même direction, mais selon des sens opposés fourniront le même signal en sortie du photo détecteur. Il est donc nécessaire de trouver une méthode levant toute ambiguïté.

1.2.2. Détermination du signe de la vitesse

Pour déterminer le signe de la vitesse, une méthode simple consiste à faire défiler des réseaux de franges à la vitesse constante u_d , qui se compose alors avec la vitesse de la particule, de telle sorte que la vitesse résultante soit toujours positive. Le croisement de deux faisceaux de fréquences légèrement différentes permet d'obtenir un tel résultat.

L'écart de fréquence entre les deux faisceaux laser incidents est réalisé en faisant passer l'un d'eux au travers d'une cellule de Bragg, système opto-acoustique constitué d'un cristal vibrant à une fréquence $\nu' = 40$ MHz.

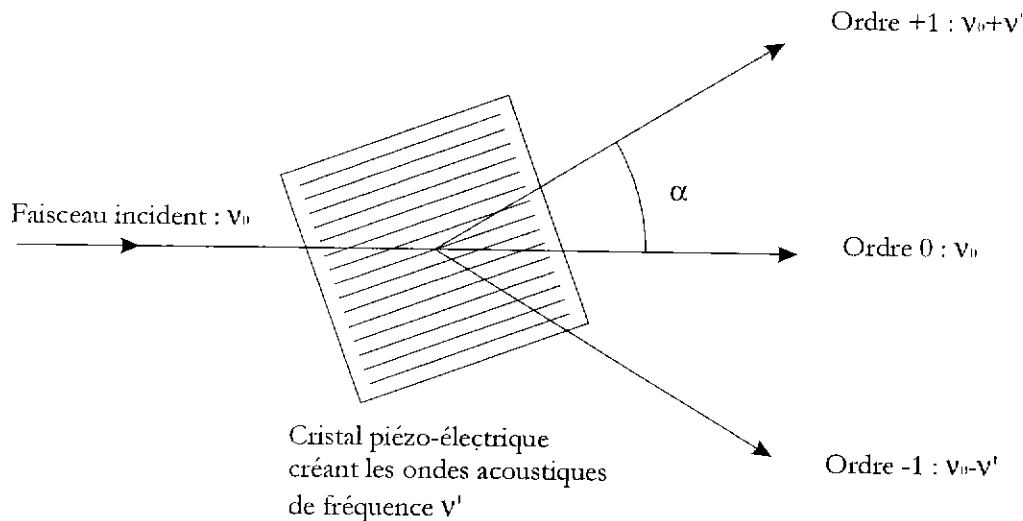


schéma B. 6 : Principe des cellules de Bragg

Les cellules de Bragg réfractent à l'ordre 1 des faisceaux émergents de fréquence $\nu_0 + \nu'$ qui interagissent avec le deuxième faisceau issu du diviseur de faisceaux pour créer le volume de mesure. Les franges d'interférence se déplacent alors à une vitesse fixée par la fréquence ν' , dans la direction opposée à l'écoulement (du faisceau braggé vers le faisceau non braggé) et assurent une mesure de vitesse toujours positive.

1.2.3. Mesures de plusieurs composantes

La mesure simultanée de plusieurs composantes de la vitesse est basée sur la création des réseaux de franges qui ont des caractéristiques et des directions différentes. La distinction entre deux réseaux de franges peut se faire de plusieurs manières :

- même longueur d'onde, même état de polarisation, mais deux vitesses de défilement de franges, un seul photodétecteur, la séparation des composantes étant effectuée par filtrage. Cette technique nécessite au moins une vitesse de défilement très élevée afin d'avoir deux vitesses bien différentes, la précision des mesures est donc moindre,
- même longueur d'onde, deux états de polarisation orthogonaux, mais risque de diaphonie élevée,
- deux longueurs d'onde différentes couplées à un filtre interférentiel devant chaque photomultiplicateur. L'utilisation d'un laser à Argon, dont les deux raies les plus intenses, verte $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ et bleue $\lambda = 488.0 \text{ nm}$, permet la mesure de deux composantes de façon courante.

Quel que soit le mode retenu, la mesure de plusieurs composantes complique l'acquisition des données. En effet, les mesures sur chacune des composantes doivent être validées pour chaque particule. Ceci implique notamment que chaque particule croise un nombre minimal de franges dans le volume de mesure. Ce dernier ayant une forme d'ellipsoïde, il se peut qu'une particule le traverse de sorte que la mesure ne soit validée que pour une seule composante.

1.2.4. *Ensemencement*

Le contrôle de l'ensemencement doit assurer une bonne répartition des particules pour la validité des mesures. En effet, les particules servant de traceurs dans le fluide sont entraînées par celui-ci mais possèdent une vitesse de glissement par rapport à lui.

Il s'agit donc d'évaluer dans quelle mesure la vitesse des particules peut être assimilée à celle de l'écoulement, puis de savoir si les traceurs répondant à ces conditions sont observables par le photo détecteur.

1.2.4.1. *Glissement des particules*

L'équation du mouvement des particules dans un fluide exprime la dépendance de la vitesse des particules vis à vis de la traînée visqueuse, du gradient de pression, des forces extérieures, des effets d'inertie dus à la masse de fluide entraînée par les particules et des déformations du champ de vitesse par rapport à l'écoulement stationnaire.

Après quelques simplifications, cette équation s'intègre et permet de connaître la vitesse de glissement des particules par rapport au fluide. L'information principale recueillie par cette équation est une condition sur la taille des particules : plus une particule sera de diamètre important, plus sa vitesse de glissement sera grande.

En pratique, une précision de l'ordre du pour-cent peut être atteinte avec des particules de taille submicronique.

1.2.4.2. *Visibilité des particules*

La théorie de la diffusion de la lumière par les particules donne comme paramètre principal $\alpha = \pi D/\lambda$, où D est le diamètre de la particule, λ la longueur d'onde du faisceau laser, α est un nombre adimensionnel définissant les différents domaines de diffusion de la lumière :

- si $\alpha \ll 1$, il s'agit du domaine de RAYLEIGH : les diagrammes de diffusion sont réguliers mais d'intensité (proportionnelle à D^6) trop faible pour être exploitables.
- si $\alpha \approx 1$, c'est le domaine de diffusion de MIE : il est caractérisé par des diagrammes de diffusion présentant des lobes très marqués, et par le fait que la lumière diffusée vers l'avant est généralement très largement supérieure à celle diffusée vers l'arrière. C'est pourquoi il est préférable de placer le photodétecteur de l'anémomètre du côté opposé à l'émetteur par rapport à l'écoulement.
- si $\alpha \gg 1$, cela correspond au cas de très grosses particules : une mauvaise visibilité et des perturbations de l'onde incidente par l'onde diffusée font que ce mode est rarement utilisé.

Quant à la quantité de particules ensemençant l'écoulement, il faut signaler que si leur concentration est trop forte, l'optique capte la somme des ondes diffusées par les particules illuminées par le faisceau incident dans leur parcours jusqu'au volume de mesure. Le signal photodétecteur est donc fortement bruité.

Les particules actuellement utilisées en LDV sont de plusieurs types : gouttelettes d'huile de lubrification ou de silicone, solutions atomisées d'eau et de sel, d'eau et de sucre, d'eau et de glycérine, particules solides de dioxyde de titane, ou bien encore fumées d'encens, dont le diamètre moyen est de l'ordre ou inférieur au micron.

1.2.5. Traitement du signal photomultiplicateur

Le traitement du signal issu du photomultiplicateur est la dernière partie de la chaîne de vélocimétrie laser. Il restitue la vitesse de la particule ayant traversé le volume de mesure. Ce traitement peut être effectué de plusieurs façons : analyse ou asservissement en fréquence, corrélation de photons, comptage de périodes, ou encore directement par FFT sur le signal issu du photomultiplicateur qui se présente sous la forme d'un "burst".

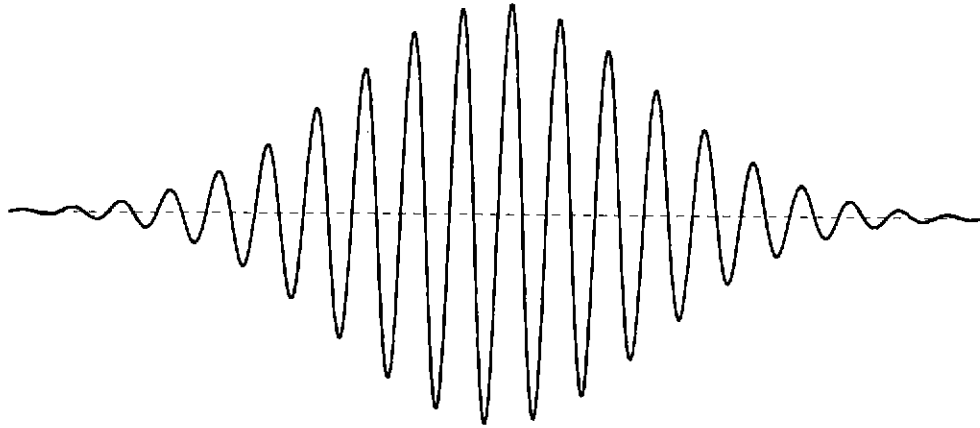


schéma B. 7 : Signal photomultiplicateur

Annexe C :

Mesure du temps de séjour de la phase gazeuse

1.1. Contexte général et historique de développement.

Depuis plus de dix années, le DMAE utilise pour les études de foyers une démarche expérimentale sur des maquettes de chambres de combustion statoréacteur ou turboréacteur, basée sur une simulation isotherme hydraulique, associée à une technique de mesure dite "Technique de Colorimétrie". Cette méthode quantitative permet d'établir globalement la répartition des différents débits et zones recirculées de l'écoulement (Cf. [C.1.]).

La connaissance de cette répartition permet de définir un assemblage de réacteurs dits "élémentaires" conduisant à la possibilité ultérieure de modéliser le comportement en combustion du foyer étudié (Cf. [C.2.]).

Cette technique de colorimétrie permet par ailleurs, outre la discrimination des différentes zones de l'écoulement, de mesurer le temps de séjour moyen des molécules circulant dans chacune de ces zones.

Cette méthode donne de très bons résultats puisqu'elle peut tout à fait être utilisée comme un outil prédictif.

Par ailleurs, le DMAE mène de nombreux travaux à caractère diphasique pour une meilleure compréhension et une meilleure modélisation des phénomènes mis en jeu dans une chambre de combustion. Dans ce cadre, il apparaît comme important de disposer parallèlement du temps de séjour de la phase gazeuse et de celui des gouttes de carburant.

Cette connaissance passe par la mise en œuvre d'une technique de colorimétrie applicable à des maquettes aérauliques. La faisabilité de la méthode dans l'air a été démontrée en 1993 (Cf. [C.3.]). Basée sur l'utilisation d'une fumée d'huile comme traceur associé à un système de coupure rapide pneumatique, elle a permis d'en dégager toute la potentialité.

En 1996, ce système de coupure, alors à l'état de prototype a fait l'objet d'une mise en forme définitive associée à un automate de pilotage.

Par ailleurs, de manière à accéder, en plus du temps de séjour de la phase gazeuse, à la part de débit présente dans les zones recirculées, la nécessité de développer un système de mesure du débit de traceur a conduit à tester un système à base de barrière optique.

Enfin, de manière à disposer de débits de traceur finement réglables, une "boite à fumée" a été parallèlement étudiée.

Dans le cadre de l'étude portant sur le contrôle actif, ce chapitre présente la synthèse des validations entreprises et des derniers développements à apporter à la méthode pour la rendre plus facile à mettre en œuvre.

1.2. Colorimétrie globale

1.2.1. Les réacteurs élémentaires

La modélisation des chambres de combustion par un assemblage de réacteurs élémentaires, caractérisés par leur volume et les débits qui les traversent, permet de déterminer les caractéristiques de celles-ci : rendement de combustion, lieux où se produit la combustion, plage de stabilité ...

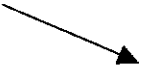
Un réacteur élémentaire est une zone où l'écoulement présente en tout point un caractère identique (à l'échelle macroscopique). Il est entièrement caractérisé par :

- le débit qui entre directement (sans passer par les autres réacteurs)
- les débits qui entrent ou qui sortent (qui passent par d'autres réacteurs)
- le débit total qui y recircule
- son volume
- le temps de séjour moyen.

Dans un réacteur donné, parcouru par un débit Q , considéré comme étant dans un état stationnaire, la quantité de fluide qui entre à un instant $t = 0$ va se répartir dans plusieurs régions élémentaires.

La fonction de distribution de temps de séjour $f(t)$ permet de caractériser le comportement du réacteur élémentaire.

Elle permet de calculer la fonction de répartition de temps de séjour, qui est alors reliée à la densité de distribution par une intégrale :


$$F(t) = \int_0^t f(x).dx$$

$F(t)$ tend vers 1 quand t tend vers l'infini.

f(t) permet par ailleurs le calcul du temps de séjour moyen noté τ_m :

$$\tau_m = \int_0^{\infty} t \cdot f(t) \cdot dt$$

Deux sortes de réacteurs élémentaires peuvent ainsi être définis:

- Réacteur Piston (R.P.) : il modélise un écoulement dans lequel les molécules sont transportées en bloc, sans se mélanger, en ne subissant aucune diffusion (écoulement de type jet). Le temps de séjour moyen est :

$$\tau_m = \frac{L}{U_{moy}}$$

- Réacteur Parfaitement Mélangé (R.P.M.) : il modélise un écoulement pour lequel la convection et la diffusion sont coexistantes. Toute particule qui entre a autant de chance qu'une autre d'en sortir. Le mélange est parfait : la concentration d'un traceur injecté à l'intérieur du réacteur est constante en tout point du réacteur. La relation entre le volume V et le débit recirculé Q_r est alors :

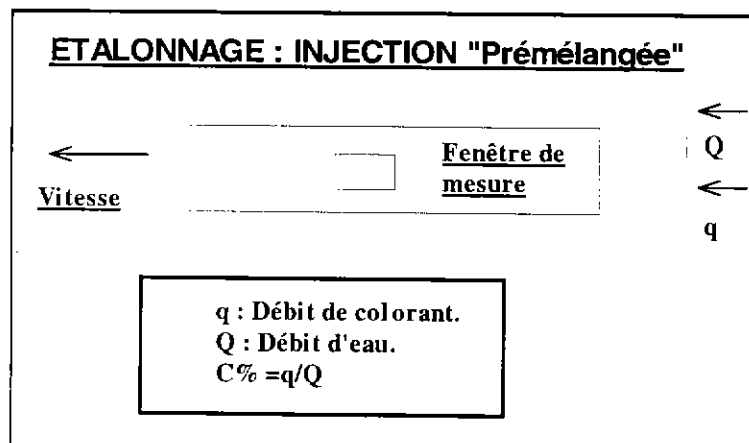
$$V = \tau_m \cdot Q_r$$

1.2.2. La méthode des flux rétrodiffusés.

Trois étapes expérimentales sont à mettre en œuvre successivement pour caractériser une zone d'écoulement recirculé : étalonnage, mesure du débit recirculé, et mesure du temps de séjour moyen.

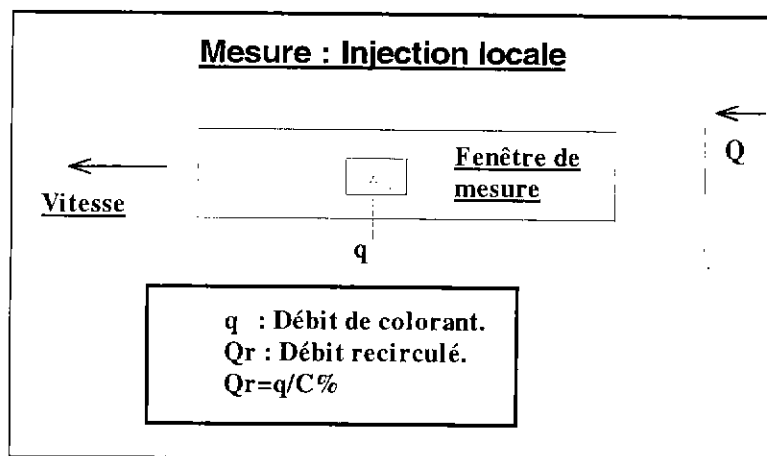
- Etalonnage :

Il s'agit, dans une fenêtre de mesure donnée convenablement choisie dans la zone à étudier et éclairée intensément par un plan lumineux, de relier la luminance de cette fenêtre à la concentration d'un traceur coloré. Pratiquement, un capteur optique permet de transformer cette luminance en une tension analogique.



• Mesure du débit recirculé :

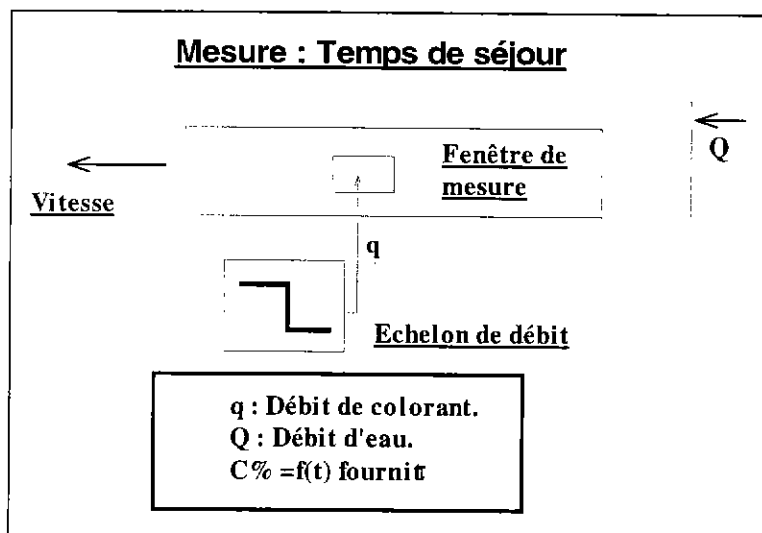
Un débit donné de traceur est injecté directement dans la zone à étudier, et la mesure de la luminance associée à l'exploitation de l'étalonnage précédent permet de calculer une concentration locale et donc un débit local. Ceci suppose donc que l'on soit capable de générer un débit de colorant de façon reproductible et stable, comme dans le cas de l'étalonnage.



• Mesure du temps de séjour :

Il s'agit de mesurer la loi de décroissance de la concentration de colorant présente dans la zone à étudier en réponse à une coupure considérée comme instantanée du débit de colorant.

L'intégration du signal obtenu fournit le temps de séjour moyen, et, ajoutée à la connaissance du débit recirculé, permet le calcul du volume de la zone recirculée.



Rem : typiquement, les valeurs de temps de séjour obtenues dans l'eau varient entre 1s et 30s, en fonction des volumes des zones considérées et du débit principal circulant dans la maquette.

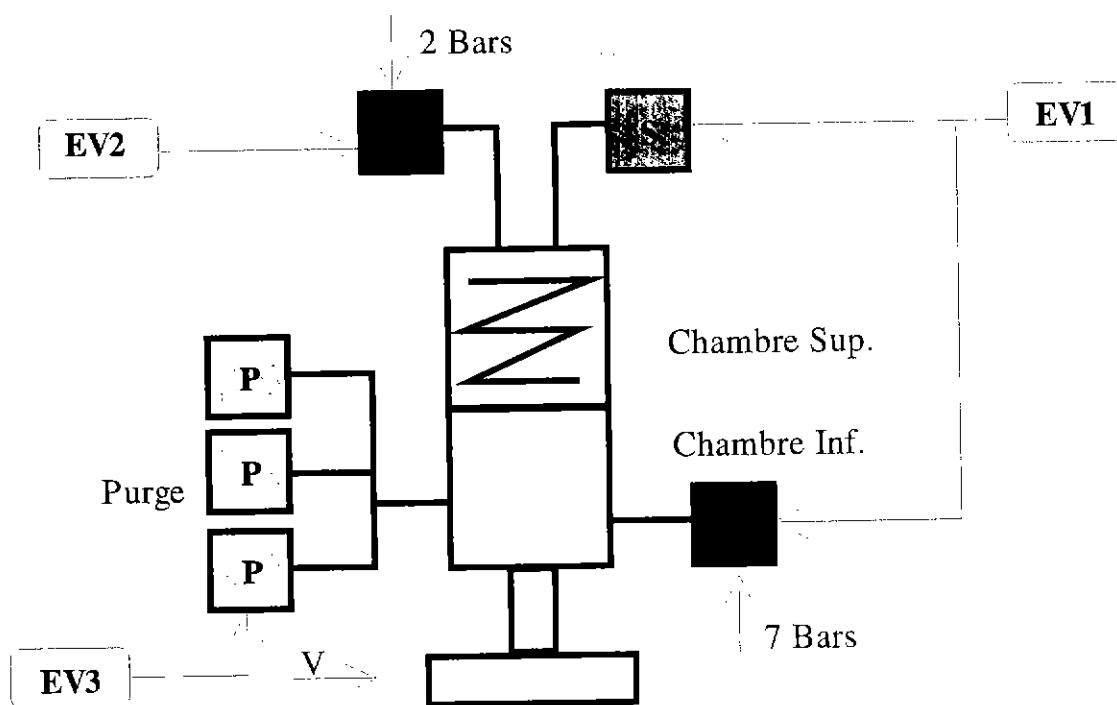
1.3. Système de coupure du débit de traceur

L'idée de départ repose sur la recherche de matériels présentant une section de passage relativement importante pour laisser passer de la fumée en limitant au maximum les problèmes de condensation. Ce choix conduit directement vers des vannes de type pneumatique.

Le choix s'est porté sur un matériel SAUNDERS type KBDN25 (Diamètre de passage égal à 25 mm), piloté par un actionneur constitué par une membrane solidaire d'un obturateur. Cette membrane délimite une chambre supérieure et une chambre inférieure. En envoyant de l'air dans la chambre inférieure, un ressort situé dans la chambre supérieure est comprimé. C'est ce ressort qui va, en se détendant, déplacer l'obturateur. Il suffit pour cela de purger la chambre inférieure.

Pour obtenir un temps moyen de coupure de l'ordre de 5 à 7 ms, des améliorations ont été apportées, en particulier au niveau des chambres qui sont alimentées par des bloqueurs entièrement pneumatiques et pilotés par de petites électrovannes.

Ce matériel présente la particularité de permettre un fort débit de purge et de répondre plus vite qu'une électrovanne classique.



De plus, la vanne a été modifiée en cherchant à aider le ressort pendant la fermeture. Pour cela, deux orifices ont été pratiqués en partie supérieure, l'un pour gonfler, et l'autre pour purger cette chambre, et trois orifices de purge ont été prévus au niveau de la chambre inférieure, pour augmenter le débit lors de la fermeture.

En pratique trois opérations sont nécessaires pour obtenir un cycle ouverture/fermeture :

-Etape 1 : Les bloqueurs de purge sont fermés, ainsi que l'orifice supérieur de gonflage. Le fait de gonfler la chambre inférieure pilote en même temps la purge de la chambre supérieure et permet de remonter l'obturateur. La vanne est alors ouverte et il suffit de fermer l'orifice de gonflage et la purge supérieure pour obtenir une position stable.

-Etape 2 : La chambre supérieure est mise en pression. Cette pression doit être choisie en fonction du rapport de volumes entre chambres. Sur ce matériel, 2 bars en partie supérieure font plus que compenser les 7 bars de la partie inférieure. En fait, ils conduisent à un effort en partie supérieure qui se traduit par un début de fermeture de la vanne. C'est pourquoi le pilotage de cette opération déclenche en même temps une temporisation.

Cette dernière permet de s'assurer que le temps nécessaire à la mise en pression de la chambre supérieure est suffisant et de ne déclencher l'opération de fermeture qu'une fois ce délai écoulé. Par ailleurs, un relais permet de laisser le gonflage de la partie supérieure en service.

-Etape 3 : La temporisation déclenche l'ouverture simultanée des trois bloqueurs de purge. L'opération de fermeture a donc lieu sous l'action coordonnée du ressort et de la pression. C'est d'ailleurs cette dernière qui réalise la fin de la fermeture.

Le temps de coupure moyen résultant est alors compris entre 5 et 7 ms, ce qui devient compatible avec le but recherché.

L'ensemble des commandes est regroupé dans un automate qui fournit par ailleurs des sorties TTL synchronisées avec les différentes opérations, donnant ainsi la possibilité de déclencher des acquisitions.

1.4. Génération du traceur

La fumée utilisée comme colorant est obtenue par un générateur de fumée. L'albédo de cette fumée est très important, ce qui conduit à une large dynamique de mesure.

De manière à réguler la génération de fumée, l'appareil débite dans une "boîte à fumée", d'un volume de 1.2 m³. Une arrivée d'air comprimé, réglable par un mano-détendeur, permet de diluer la fumée de manière à en régler le débit.

En sortie de la boîte, une prise directe en aval de la veine d'essais (donc en dépression) permet, par un système de vannes, de purger le circuit d'alimentation en traceur du système de mesure de temps de séjour : mesure du débit, vanne de coupure, et tuyaux.

1.5. Mesure du débit de fumée

Il s'agit de connaître en temps réel la concentration de fumée qui pénètre dans la zone étudiée.

Du fait des fluctuations de débit relevées au cours des essais, il faut envisager la possibilité de corriger les mesures de luminance en fonction de ces fluctuations et donc d'accéder à la luminance moyenne d'une fenêtre pour une concentration de fumée de référence. Par la suite, l'obtention d'une courbe d'étalonnage luminance/concentration en découle directement.

Pour donner une réponse à ce problème, la solution retenue repose sur une barrière optique utilisée classiquement en mode proportionnel pour mesurer des tailles de pièces en mouvement. Le principe en est simple : une diode émet un faisceau d'une certaine hauteur qui vient impacter un récepteur de mesure permettant l'obtention d'un signal analogique proportionnel au degré d'obturation du dit faisceau.

Le matériel utilisé est une barrière KEYENCE BLX2-70/BLX2-13, dont le faisceau utile présente une hauteur de travail de 30 mm, et ce sur une distance entre émetteur et récepteur pouvant varier entre 0 et 300 mm. La fréquence de réponse du système est de 2000 Hz, valeur largement compatible avec la fréquence des instabilités de débit de fumée rencontrées. Le gain du système est réglable et il est donc possible d'optimiser la plage de mesure et la dynamique correspondante.

Dans le cas présent, la mesure porte sur le degré d'atténuation du faisceau traversant la fumée.

La fumée est envoyée dans une veine en Plexiglas carrée de 100 mm de côté et de 400 mm de long. Sur deux parois, sont réalisées deux fentes verticales destinées au passage du plan laser. L'émetteur et le récepteur sont placés derrière ces parois, dans un caisson étanche à la même pression que la veine. Cette manière de procéder évite que la fumée ne souille les parties utiles du système de mesure.

1.6. Mise en œuvre du système

1.6.1. Mode opératoire

L'ensemble générateur de fumée/système de coupure a été mis en œuvre pour validation sur une maquette de Dump Axial. Des essais ayant déjà été réalisés en similitude hydraulique, la zone recirculée est bien identifiée et les temps de séjour sont bien connus dans l'eau. Il est donc facile de prévoir la valeur du temps de séjour correspondant dans l'air et donc de disposer d'un moyen de vérification des résultats.

Le mode opératoire reste le même que dans l'eau. L'éclairage de la fenêtre de mesure est obtenu par une tranche lumineuse générée à partir d'un laser argon de 5 W de puissance, et d'une fibre optique multimode.

Le signal de mesure de luminance délivré par le capteur et le débit de fumée donné par la barrière optique sont envoyés sur un oscilloscope pour surveillance, et sur deux multimètres pour obtention de valeurs instantanées ou RMS. Par ailleurs, des enregistrements de ces signaux peuvent être obtenus par une centrale d'acquisition, couplée à un ordinateur.

Ce matériel permet des acquisitions en mode "PRETRIG", c'est à dire en conservant une partie du signal mesuré avant le déclenchement.

1.6.2. Etalonnage

Le principal problème à résoudre est de réaliser une injection de traceur en mode parfaitement prémélangé (concentration constante dans tout l'écoulement). Il s'avère difficile

de réaliser cette opération sans avoir recours à des artifices qui risquent de perturber l'aérodynamique à étudier. Dans le cas présent, l'injection est réalisée par quatre orifices à 90°, de manière à ce que la fumée pénètre à contre-courant dans l'écoulement.

Les différents débits à réaliser pour obtenir la courbe d'étalonnage sont choisis de façon à couvrir le maximum de la dynamique de la barrière optique.

Cette barrière délivre un signal analogique U_{BO} qui diminue à partir de 5V en fonction du degré d'atténuation du faisceau.

Une pseudo concentration peut alors être calculée sous la forme :

$$C\% = \frac{(5 - U_{BO})}{V_{Axe}} \cdot 100$$

Cette quantité peut être caractérisée par sa valeur moyenne et sa valeur RMS. Il en est de même pour la luminance de la fenêtre de mesure.

Le taux de fluctuation de débit de fumée varie de 0 (débit nul) à environ 5 % (débit maximum). Ce phénomène est dû au fait que la veine carrée génère des effets de coin induisant de petites recirculations de fumée. Ce point devrait être amélioré ultérieurement en adoptant un système de mesure basé sur une veine cylindrique.

Le taux de fluctuation sur la mesure rétrodiffusée est important pour un débit de traceur injecté faible puis diminue pour se stabiliser à 4 % pour les débits plus importants. Le prémélange de traceur est donc mieux réalisé pour les débits importants de fumée.

Il est à noter que cette courbe d'étalonnage n'est pas répétitive car le degré de salissure des parois par la fumée a une influence. Il y a lieu de réaliser l'enchaînement étalonnage/mesure/temps de séjour de façon rapide, en limitant au maximum les durées d'injection. Dans le cas contraire, il s'avère nécessaire de nettoyer la veine d'essais et de recommencer l'enchaînement.

Malgré cette limitation, le système donne satisfaction et permet d'afficher des débits de fumée répétitifs et réglables facilement, ce qui n'était pas le cas jusqu'alors, et permet d'envisager des mesures de débits recirculés.

1.6.3. Mesure du débit dans la zone recirculée

Sur le Dump Axial, il n'existe qu'une seule zone recirculée située en aval de la marche. Le choix de la fenêtre de mesure est délicat, car cette zone est allongée et peu large. Il faut absolument éviter de prendre en compte une partie de la zone de cisaillement qui la sépare de l'écoulement central. De plus, il faut éviter d'injecter dans la zone trop de fumée qui conduirait à une concentration locale plus élevée que la concentration maximale obtenue dans la fenêtre en mode prémélangé. La courbe d'étalonnage deviendrait alors inutile.

Pour éviter ce problème, la solution consiste à établir une courbe d'étalonnage à faible vitesse, et à réaliser la mesure pour une vitesse plus importante. La concentration, ramenée à cette vitesse, est alors artificiellement diminuée, et il reste possible d'injecter plus de fumée en favorisant ainsi la qualité de la mesure.

Pour cela, sont enregistrées les évolutions temporelles des signaux de débit de fumée et de luminance. Il devient alors possible, en utilisant la courbe d'étalonnage de calculer l'évolution de la concentration instantanée et de la ramener à un débit injecté de fumée moyen, en corrigeant la valeur de l'effet de fluctuation.

La connaissance de la concentration moyenne obtenue associée à celle du débit moyen de fumée injecté permet d'en déduire le débit recirculé. Il y a lieu enfin de corriger cette valeur si la vitesse amont de travail et d'étalonnage sont différentes.

Dans un premier temps, l'injection de la fumée en utilisant la seule dépression de l'écoulement n'a pas permis une mesure correcte. En effet, la quantité de fumée est mal mesurée au niveau de la barrière optique du fait du faible débit utilisé et des problèmes de recirculation déjà rencontrés.

C'est pourquoi, dans un second temps, la fumée a été injectée en augmentant la pression dans la boîte à fumée. Dans ces conditions, le débit recirculé obtenu vaut environ 14 % du débit total, valeur proche de celle déterminée dans l'eau (12.9 %). Ce résultat est tout à fait encourageant eu égard aux problèmes rencontrés (stabilité du débit de fumée au niveau de la mesure, qualité du prémélange pour l'étalonnage,...).

1.6.4. Mesure du temps de séjour

Dans ces conditions expérimentales, il est simple de déclencher une acquisition à partir du top délivré par la temporisation, et d'obtenir l'enregistrement de la décroissance de concentration dans la fenêtre de mesure, en réponse à la coupure de la vanne.

Comme lors de l'étude de faisabilité, une pièce provoquant localement un élargissement brutal de section est intercalée entre la sortie de vanne et le point d'injection et joue le rôle d'amortisseur. En effet, le fait de fermer brutalement la vanne va générer une onde de pression qui pousse la fumée encore présente dans le tuyau d'injection. Ceci se traduit par un pic de concentration qu'il y a lieu d'éliminer.

A partir de la connaissance du temps de séjour dans l'eau, il est possible de prédire un temps de séjour théorique dans l'air, en faisant l'hypothèse que les volumes des zones recirculées sont les mêmes.

En effet, ces temps de séjour sont reliés par la relation :

$$\frac{\tau_{\text{eau}}}{\tau_{\text{air}}} = \frac{\rho_{\text{eau}} \cdot V_{\text{eau}}}{\rho_{\text{air}} \cdot V_{\text{air}}}$$

Plusieurs temps de séjour ont été obtenus pour des vitesses axiales amont respectivement égales à 21, 50, 75 et 98 m/s.

Un exemple d'enregistrement de la décroissance de concentration obtenu pour une vitesse de 21 m/s est présenté sur la figure C. 1.

Le tableau C. 1 récapitule les résultats obtenus pour les quatre vitesses retenues. Les temps de séjour obtenus sont moyennés sur dix valeurs et il est possible de calculer un écart-type sur ces valeurs

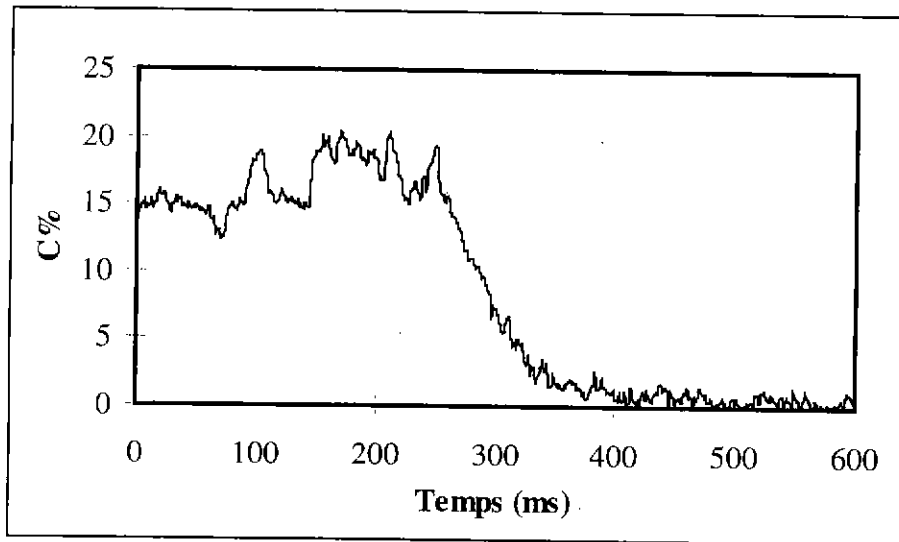


figure C. 1

Vitesse Axiale (m/s)	Taux Théorique (ms)	Taux mesuré (ms)	Ecart-type (ms)
21	98	93.4	5.2
50	41	43.3	4.5
75	27	29.1	4.2
98	21	19.8	4.8

tableau C. 1

Ce récapitulatif montre que la technique semble opérationnelle. Il semble que la limite basse du temps de séjour accessible dans de bonnes conditions soit de l'ordre de 20 ms.

Dans tous les cas, l'erreur absolue commise sur la mesure est de l'ordre de 5 ms, comme le montrent les valeurs d'écart-type relevées.

1.7. Conclusion

A partir d'une étude de faisabilité menée en 1993, la méthode développée au DMAE pour accéder aux valeurs du temps de séjour de phases gazeuses a été validée sur une maquette de Dump Axial, déjà caractérisée en similitude hydraulique (débits recirculés et temps de séjour), et précédemment utilisée pour des études diphasiques.

Le prototype du système de coupure de traceur a été finalisé sous la forme d'un automate associé à une vanne pneumatique dont les différents branchements ont été refaits de façon définitive. La commande du système est maintenant, au choix, manuelle ou pilotée par ordinateur.

Le générateur de fumée utilisant une huile à faible point d'éclair a été associé à une "boîte à fumée" offrant la possibilité d'une mise en pression destinée à régler le débit de fumée et permettant de s'affranchir des fluctuations liées à l'appareil, en constituant une capacité tampon.

La mise en œuvre d'une barrière optique à laser associée à une veine de mesure a permis de mesurer le débit de fumée instantané et d'en déduire une pseudo concentration. Ce matériel a par ailleurs permis l'obtention de courbe d'étalonnage luminance/concentration en injectant la fumée en mode prémélangé. Toutefois, la réalisation pratique de ce mode d'injection pose de nombreux problèmes d'homogénéité et de perturbations de l'aérodynamique par les artifices d'injection qu'il y a lieu de mettre en place.

Toutefois, ce système n'est pas complètement satisfaisant, en particulier aux faibles débits de fumée, et doit faire l'objet de développements en particulier au niveau de la forme de cette veine de mesure de manière à l'optimiser.

Dans ces conditions expérimentales, il a été possible d'obtenir des temps de séjour jusqu'à des vitesses axiales d'écoulement amont de 98 m/s. La comparaison de ces temps de séjour avec les valeurs théoriques déduites du temps de séjour dans l'eau est très satisfaisante, et montre que la méthode est maintenant opérationnelle.

Au vu de ces résultats encourageants, nous voulons maintenant implanter le système sur « la marche » afin de quantifier le temps de séjour dans la zone recirculée de l'écoulement et obtenir ultérieurement les tendances du contrôle sur ce paramètre qui est pour nous un paramètre capital.

Bibliographie

- [C.1.] G. HEID, « Colorimétrie : Techniques et Logiciels », Rapport Interne DERMES, Juillet 1992.
- [C.2.] G. HEID - V. SICARD, « Calcul des performances d'une chambre de combustion par un modèle de cinétique chimique », Rapport Interne DERMES, Janvier 1993.
- [C.3.] G. HEID, « Mesure de temps de séjour dans l'air - Etude de faisabilité », Rapport Final n° 1/2472.00/CI/CERT/DERMES, -Janvier 1994.

Annexe D :

Caractéristiques acoustiques de la veine

Les longueurs géométriques considérées sont celles de la veine d'essai proprement dite et de l'ensemble de l'installation constituée, en amont, par la chambre de tranquillisation et le convergent, et en aval, par le divergent et le caisson.

1.1. Détermination expérimentale

1.1.1. Principe de la mesure:

Les caractéristiques des modes propres dans la veine d'essai sont:

- ☞ les fréquences propres de chaque mode.
- ☞ l'allure caractéristique des amplitudes en pression.
- ☞ la relation de phase des points de pression dans le plan du mode.

Ces caractéristiques ont été obtenues à partir de mesures de fonctions de transfert entre un microphone placé en paroi et un microphone se déplaçant sur les axes longitudinal, transversal horizontal et transversal vertical.

Les modes propres sont alors détectés par un maximum de l'amplitude de la fonction de transfert (pics de résonances), par un passage à zéro de sa partie réelle et un maximum de sa partie imaginaire (ou un cercle sur le tracé de Nyquist).

Le tracé de l'évolution de l'amplitude de cette fonction de transfert en fonction de la distance donne l'allure de la répartition des amplitudes relatives de pression acoustique selon l'axe choisi.

1.1.2. Résultats de mesure

Les mesures ont été effectuées tous les 10 cm sur une longueur de 2,40 m, tous les 2 cm sur une hauteur de 16 cm et tous les 2 cm sur une largeur de 46 cm.

Les résultats présentés sur la figure D. 1 et la figure D. 2 montrent l'allure d'une fonction de transfert dans la direction longitudinale. On peut observer le pic de résonance ainsi que l'allure caractéristique des parties réelles et imaginaires ou du Nyquist dans ce cas.

La figure D. 3 montre la répartition des amplitudes relatives de pression acoustique, selon l'axe choisi, pour les premiers modes de la veine.

Annexe D : Caractéristiques acoustiques de la veine

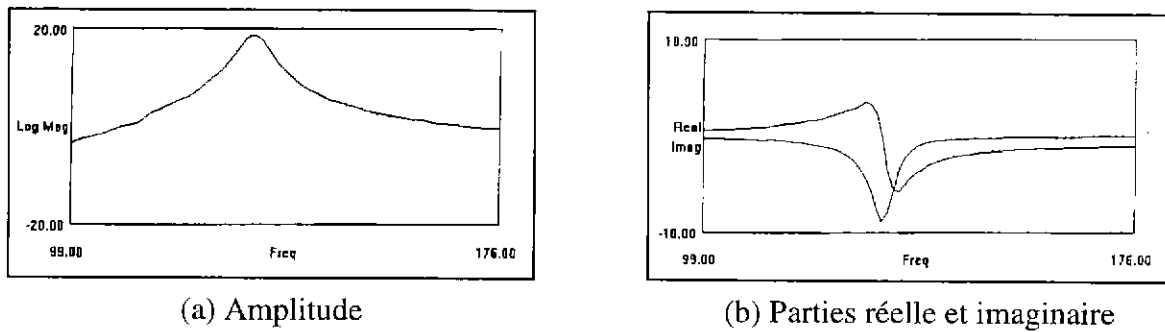


figure D. 1 : Fonction de transfert du mode 2 longitudinal

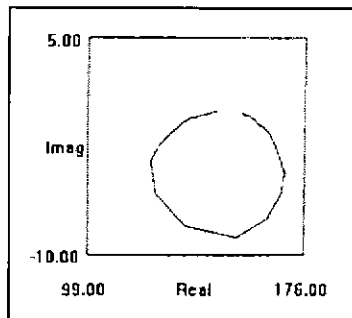


figure D. 2 : Nyquist du mode 2 longitudinal

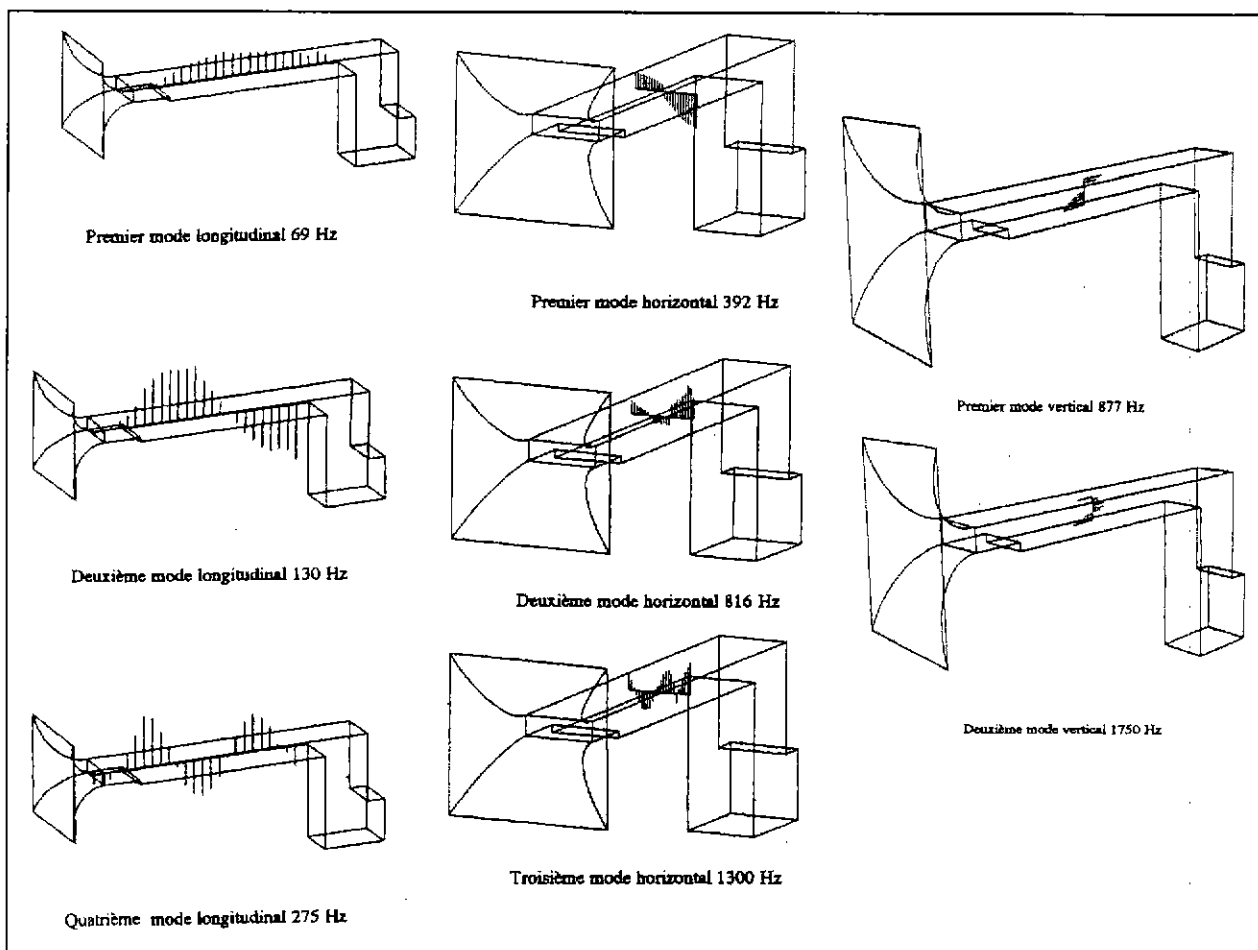


figure D. 3 : Répartition des amplitudes de pression acoustique des premiers modes

Les fréquences des différents modes acoustiques de la veine sont répertoriées dans le tableau suivant :

Mode	Fréquence
1 ^{er} Longitudinal	69 Hz
2 ^{ème} Longitudinal	130 Hz
4 ^{ème} Longitudinal	275 Hz
1 ^{er} transverse Horizontal	392 Hz
2 ^{ème} transverse Horizontal	816 Hz
3 ^{ème} transverse Horizontal	1300 Hz
1 ^{er} transverse Vertical	877 Hz
2 ^{ème} transverse Vertical	1750 Hz

tableau D. 1

Ces fréquences propres sont les fréquences pour lesquelles peut exister un couplage avec les fréquences aérodynamiques et/ou de phénomènes d'injection.

1.2. Calculs théoriques

La propagation des ondes acoustiques dans une cavité (milieu homogène au repos) est décrite par l'équation d'onde:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

où p est la pression acoustique, c la célérité du son et ∇^2 le Laplacien en coordonnées cartésiennes ($\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ en 3D).

La solution générale s'écrit comme la superposition d'ondes progressives dans chaque direction.

$$p(x, y, z, t) = (C_1 e^{-jk_z z} + C_2 e^{jk_z z})(e^{-jk_x x} + C_3 e^{jk_x x})(e^{-jk_y y} + C_4 e^{jk_y y}) e^{j\omega t}$$

avec $K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 = K_0^2$ relation de dispersion, $K = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ nombre d'onde, λ longueur d'onde.

Dans le cas d'un conduit rectangulaire dont les parois sont considérées comme rigides, les conditions aux limites sont les suivantes:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \text{ à } x=0 \text{ et } x=b ;$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \text{ à } y=0 \text{ et } y=h ;$$

$$p=0 \text{ pour une paroi ouverte.}$$

Ces conditions aux limites portées dans l'équation générale précédente conduisent à l'expression:

$$p(x, y, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \cos \frac{m\pi x}{b} \cos \frac{n\pi y}{h} (C_{1,m,n} e^{-jk_{z,m,n}z} + C_{2,m,n} e^{jk_{z,m,n}z}) e^{j\omega t}$$

avec $K_{z,m,n} = \left[K_0 - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 \right]$, b longueur caractéristique du mode calculé, h hauteur de veine, m et n les indices du mode calculé.

Cette onde n'est pas plane car son amplitude varie avec x et y.

Une onde plane peut se propager sans atténuation si ($K_{z,m,n}$ réel) $K_0 - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 > 0$

Ceci correspond pour le mode (m,n) à la fréquence de coupure telle que:

$$f_{m,n} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{b}\right)^2 + \left(\frac{n}{h}\right)^2}$$

1.2.1. Modes longitudinaux

L'observation de l'évolution du mode longitudinal expérimental fait apparaître des nœuds de pression dans le plan d'entrée de la veine d'essai (ou entrée d'air) et dans le plan de sortie du divergent. La longueur géométrique mise en jeu est $L=1,5m$ (veine d'essai) $+1,10m$ (divergent)= $2,6 m$. Pour $t= 20^\circ c$ et $c= 343 m/s$, l'application à nos conditions expérimentales conduit aux valeurs des modes données dans le tableau D. 2.

Mode	Calcul	Expérience
1 ^{er} Longitudinal	66 Hz	69 Hz
2 ^{ème} Longitudinal	132 Hz	130 Hz
4 ^{ème} Longitudinal	264 Hz	275 Hz

tableau D. 2

1.2.2. Modes transverses horizontaux (b=0,5 m) et transverses verticaux (h=0,2 m).

On peut constater que les écarts par rapport aux valeurs expérimentales restent faibles pour le mode longitudinal et le mode transverse vertical (4% à 2% respectivement) et sont plus élevés pour le mode transverse horizontal (19%). Ce dernier résultat ne peut s'expliquer que par un mauvais positionnement des capteurs de mesure.

Mode	Calcul	Expérience
1 ^{er} transverse horizontal	343 Hz	392 Hz
2 ^{ème} transverse horizontal	686 Hz	816 Hz
1 ^{er} transverse vertical	857 Hz	877 Hz
2 ^{ème} transverse vertical	1715 Hz	1750 Hz
1 ^{er} oblique = f(1,1)	923 Hz	/

tableau D. 3

1.3. Planéité

La planéité transverse horizontale a été étudiée pour une gamme de fréquence comprise entre 30 et 400 Hz. Les résultats portés sur la figure D. 4 montrent l'évolution de la fonction de transfert (amplitude et phase) sur la largeur de la veine. Ils sont tout à fait satisfaisants.

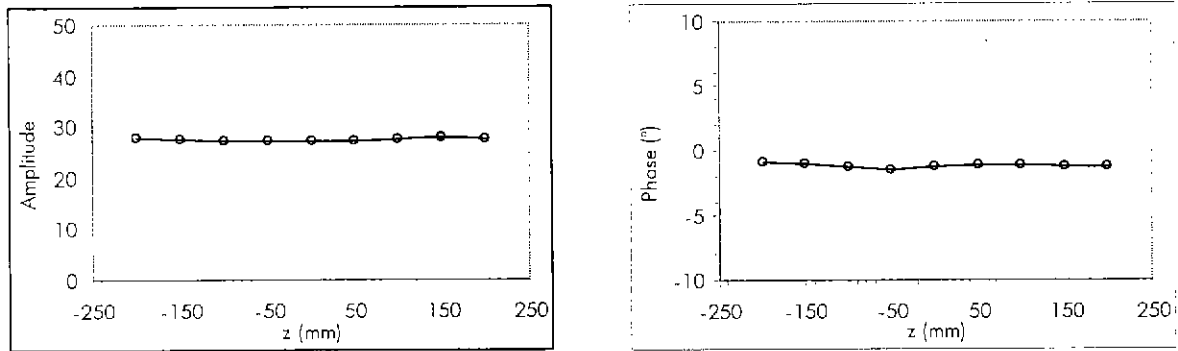


figure D. 4 : Planéité acoustique transverse dans la gamme 30Hz-400Hz

1.4. Remarque

Cette qualification acoustique de la veine d'essai a été réalisée avant et après modification du convergent. Le nouveau convergent ayant des caractéristiques proches de l'ancien, les modes acoustiques (obtenus expérimentalement) n'ont pas été affectés excepté le premier mode longitudinal qui passe de 69Hz à 65Hz.

Annexe E :

Définition, réalisation et caractérisation de l'actionneur

Le but de ce travail est de réaliser une source acoustique placée dans le nez de marche, permettant de travailler sur la gamme de fréquence qui nous intéresse (de quelques Hz à 1kHz) et de générer des niveaux de pression au moins du même ordre de grandeur que ceux générés par les deux haut-parleurs JBL, placés en aval de la veine d'essais. La solution envisagée est un haut-parleur bafflé associé à un système de tuyaux débouchant dans le nez de marche (Cf. schéma E. 1).

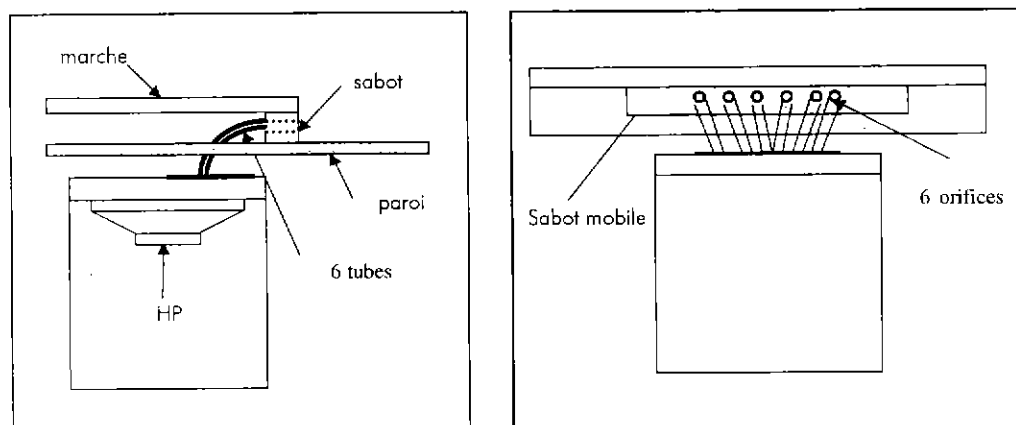


schéma E. 1

Une phase de caractérisation préliminaire est nécessaire afin de définir la configuration de l'actionneur à retenir. Suite à cela, l'actionneur est réalisé et sa caractérisation aérodynamique et acoustique est menée en champ libre. Enfin, l'actionneur est placé in situ et une première caractérisation acoustique est réalisée.

1.1. Caractérisation préliminaire en champ libre

Trois types d'essais ont été effectués en champ libre :

- ☞ Caractérisation de la source actuellement utilisée en aval de la marche (haut-parleurs aval).

- ☞ Caractérisation des différentes sources pouvant être utilisées dans le nez de marche.
- ☞ Caractérisation des différentes influences (atténuations liées au milieu, aux tuyaux...).

1.1.1. Source utilisée en aval de la marche

Les niveaux de pression (N_p) générés dans la marche par deux haut-parleurs JBL au point $(x ; y) = (50 \text{ mm} ; 0)$ ainsi que les niveaux de pression en champ libre à 1 m de la même source sont consignés dans le tableau E. 1 pour trois fréquences discrètes.

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Tension HP en V	1,98 V	1,35 V	1,36 V
N_p marche	$\approx 110 \text{ dB}$	$\approx 100 \text{ dB}$	$\approx 95 \text{ dB}$
N_p champ libre	88,9 dB	86,7 dB	90,0 dB

tableau E. 1

1.1.2. Sources pouvant être utilisées dans le nez de marche

La gamme de fréquence ciblée étant de quelques Hz à 1kHz, deux types de sources ont été retenus :

- ☞ HP Focal de 10 cm de diamètre bafflé dans un caisson de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$.
- ☞ HP JBL de 17 cm de diamètre bafflé dans un caisson de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$.

Ces deux sources ont été caractérisées à nu (sans capot). La source « Focal » a ensuite été équipée d'un capot à 4 tuyaux en cuivre coudés de 4 mm puis 10 mm de diamètre.

Les niveaux de pression obtenus par microphone en champ libre à 1 m pour la puissance maximum de chaque HP, sont consignés dans le tableau E. 2.

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
JBL (17 cm)	95,9 dB	98,3 dB	101,3 dB
Focal (10 cm)	91,9 dB	92,5 dB	93,5 dB
Focal 4 mm	61,5 dB	61,5 dB	56,0 dB
Focal 10 mm	77,9 dB	75,2 dB	69,9 dB

tableau E. 2

Nota : L'atténuation liée au capot pouvant être considérée comme identique quelle que soit la source, nous réalisons seulement l'étude sur une des deux sources : le Focal.

1.1.3. Caractérisation des influences liées aux milieux

La caractérisation des différentes sources menée jusqu'à présent s'est effectuée en champ libre. Or l'implantation de l'actionneur sur la veine d'essai est amenée à modifier les caractéristiques de ces sources. De plus nous observons (Cf. tableau E. 2) une atténuation des niveaux de pression lorsque la source est équipée d'un capot. Aussi, pour estimer les niveaux de pression susceptibles d'être générés dans la marche par ces sources, plusieurs influences ont été mesurées :

- ☞ Atténuation due au passage marche-champ libre ($A_{\text{marche-champ libre}}$).
- ☞ Atténuation due aux tuyaux (A_{tuyaux}).
- ☞ Influence du nombre de tuyaux.

Le niveau que l'on peut obtenir dans la marche peut être estimé à partir du niveau mesuré en champ libre en tenant compte de l'atténuation liée au passage marche-champ libre, de l'atténuation due au tuyaux et de l'influence du nombre de tuyaux. Ainsi, nous obtenons :

$$N_{p\text{marche}} = N_{p\text{libre}} - A_{\text{marche-champ libre}} - A_{\text{tuyaux}}$$

L'atténuation des tuyaux est dépendante du nombre de tuyaux.

1.1.3.1. Atténuation due au passage marche-champ libre

Pour un même haut-parleur (JBL) et une même tension d'excitation, le passage champ libre marche (Cf. tableau E. 3) est la différence entre les niveaux mesurés dans la marche et ceux mesurés en champ libre (Cf. tableau E. 1).

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Np marche - Np champ libre	21.1 dB	13.3 dB	5.0 dB

tableau E. 3

1.1.3.2. Atténuation due aux tuyaux

Les essais précédents permettent aussi de déterminer l'atténuation due aux tuyaux (Cf. tableau E. 2). La différence « focal avec tuyau » – « focal seul » est calculée et reportée dans le tableau 4 pour des tuyaux de 4 et 10 mm.

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Atténuation Tuyau 4 mm	-30,4 dB	-31 dB	-37,5 dB
Atténuation Tuyau 10 mm	-14,0 dB	-17,3 dB	-23,6 dB

tableau E. 4

L'atténuation due aux tuyaux de 4 mm est très élevée. Cette solution est donc abandonnée.

1.1.3.3. Influence du nombre de tuyaux

L'influence du nombre de tuyaux sur le niveau de pression en champ libre à 1 m est étudiée dans le cas d'un HP Focal équipé de tuyaux de 10 mm de diamètre (Cf. tableau E. 5 et figure E. 1). On peut estimer que deux tuyaux supplémentaires apporteront ≈ 3 dB. Il semble inutile de passer au-delà.

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
1 tuyau	65,5 dB	62,4 dB	57,9 dB
2 tuyaux	71,5 dB	67,5 dB	62,2 dB
3 tuyaux	75,1 dB	71,2 dB	65,2 dB
4 tuyaux	77,3 dB	73,9 dB	68,3 dB

tableau E. 5

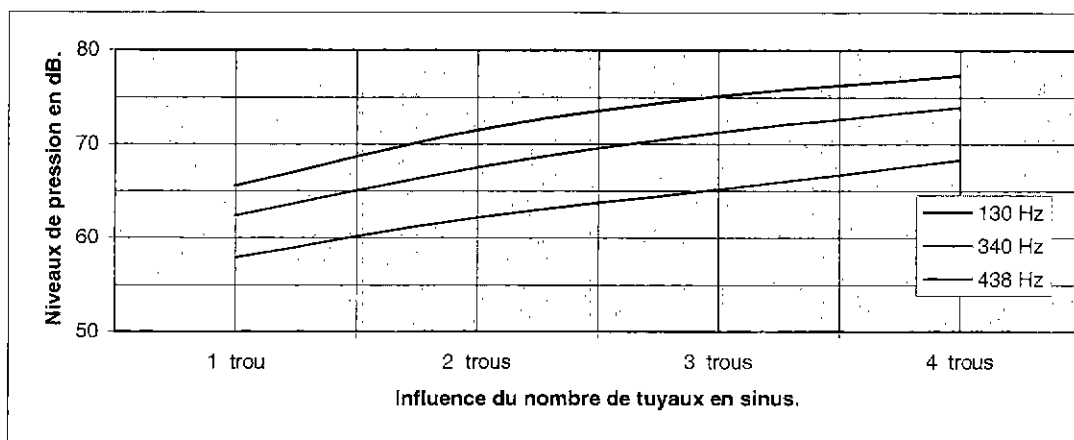


figure E. 1

1.1.3.4. Bilan

Si l'on applique ces atténuations sur les niveaux de pression générés par le haut-parleur JBL en régime maximum en champ libre, on est en droit de trouver dans la marche, pour le haut-parleur JBL équipé de six tuyaux de 10 mm de diamètre, les niveaux de pression suivants :

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
JBL champ libre	95,9 dB	98,3 dB	101,3 dB
Np marche – Np champ libre	21,1 dB	13,3 dB	5,0 dB
Atténuation Tuyau 10 mm	-14,0 dB	-17,3 dB	-23,6 dB
Passage à 6 tuyaux	3	3	3
JBL 10 mm espéré marche	106 dB	97 dB	86 dB

tableau E. 6

La localisation des sources dans le nez de marche étant à quelques cm de la zone de mesure alors que l'excitation actuelle est à 2 ou 3 m en aval, permettra de gagner les quelques dB manquants.

1.2. Description de la source retenue

La source retenue est un haut-parleur JBL de 17 cm de diamètre monté dans un baffle de 312 x 312 x 312 mm³. Un caisson de 312 x 312 x 30 mm³ est fixé devant ce baffle et supporte six tuyaux de 10 mm de diamètre espacés de 20 mm (Cf. figure E. 2).

Les différents modes des cavités formées par ce baffle sont consignés dans le tableau E. 7.

	Tuyau	Caisson	Baffle	Helmoltz 1	Helmoltz 2
Diamètre	10 mm				
Longueur		312 mm	312 mm	312 mm	312 mm
Largeur		312 mm	312 mm	312 mm	312 mm
Hauteur		31 mm	312 mm	31 mm	343 mm
Longueur col	145 mm			145 mm	145 mm
Surface col				0.000471 mm ²	0.000471 mm ²
Fréquence				54 Hz (54)	16 Hz (12)
Mode transverse	19924 Hz				
Mode longitudinal	1172 Hz				
Mode ouvert/fermé		2700 Hz	272 Hz (260)		
Mode fermé/fermé		5500 Hz	545 Hz (542)		

tableau E. 7

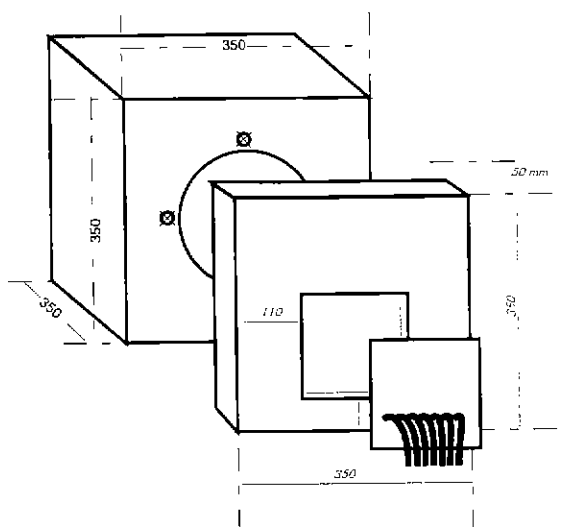


figure E. 2

1.3. Caractérisation de l'actionneur

L'actionneur ainsi défini a tout d'abord été caractérisé en champ libre tant sur l'aspect acoustique que sur l'aspect aérodynamique. Nous nous sommes intéressés à la planéité de l'onde, aux niveaux de pression ainsi qu'aux niveaux de fluctuation de vitesse en sortie des tuyaux. Nous avons ensuite implanté l'actionneur sur la veine d'essai et réalisé une première caractérisation acoustique in situ sommaire. En effet, ne sachant pas si la version de l'actionneur ainsi défini est définitive, nous nous contentons en premier lieu de vérifier que les niveaux atteints sont bien ceux espérés. Une caractérisation acoustique et aérodynamique plus rigoureuse sera réalisée ultérieurement avec l'actionneur final.

1.3.1. Niveaux de pression en champ libre

Les niveaux de pression sont mesurés sur l'axe de la source à 10, 20, 40 et 100 cm de distance (Cf. tableau E. 8).

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Tension aux bornes du HP	10 V	10 V	10 V
Niveau de pression en champ libre à 10 cm	95,0 dB	88,1 dB	78,8 dB
Niveau de pression en champ libre à 20 cm	89,7 dB	84,8 dB	68,9 dB
Niveau de pression en champ libre à 40 cm	84,0 dB	80,6 dB	77,2 dB
Niveau de pression en champ libre à 100 cm	78,3 dB	72,8 dB	77,3 dB

tableau E. 8

1.3.2. Planéité de l'onde acoustique générée en champ libre

La planéité de l'onde acoustique générée par la source est déterminée par la fonction de transfert entre un microphone de référence placé face à la source et un microphone placé tous les cm sur une ligne de 20 cm de long à 5, 10, 20 et 100 cm de la source (figure n°3). Les figures n° 4 à 9 montrent les amplitudes et phases mesurées à 20, 130, 340, 414, 500 et 1000 Hz en fonction de la distance. Les amplitudes présentent une planéité à ± 2 dB et des phases de $\pm 10^\circ$ dans la zone face à la source, ceci dès la ligne de mesure placée à 5 cm de la source.

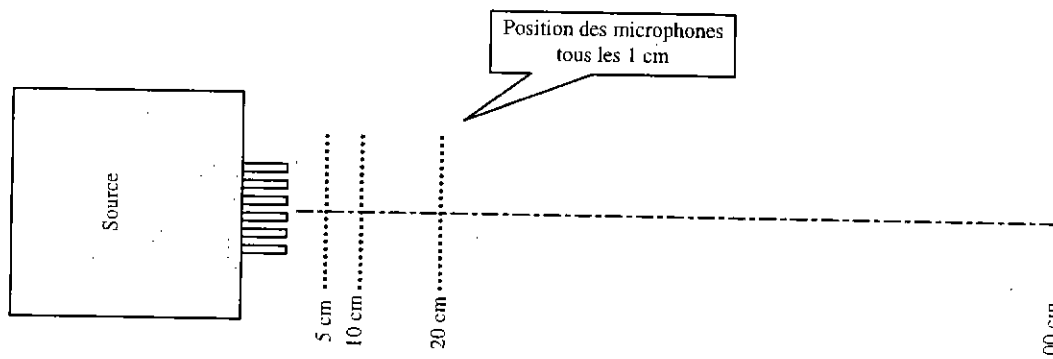


figure E. 3

Nous pouvons donc considérer que l'actionneur défini génère une onde plane dès sa sortie en champ libre.

1.3.3. Caractérisation aérodynamique en champ libre

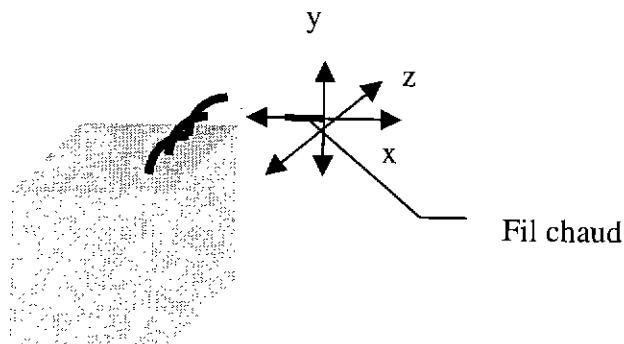


schéma E. 2

Annexe E : Définition, réalisation et caractérisation de l'actionneur

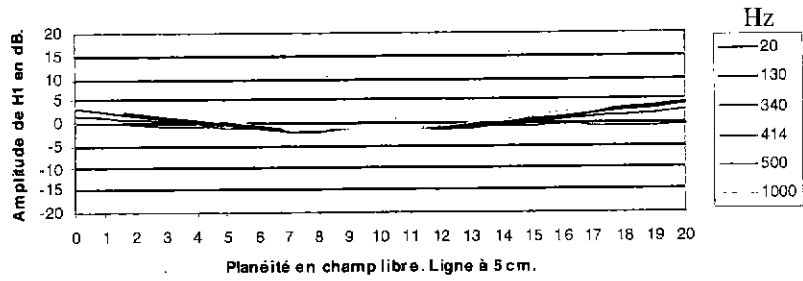


figure E. 4

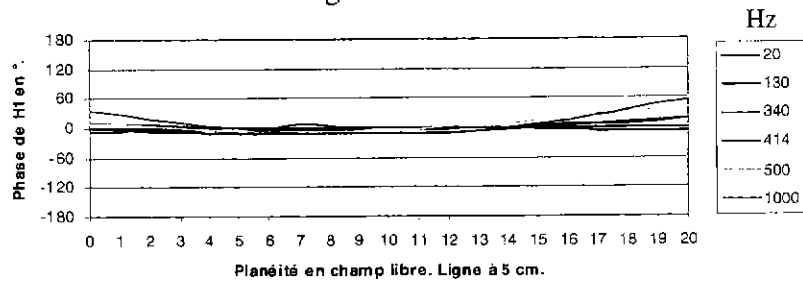


figure E. 5

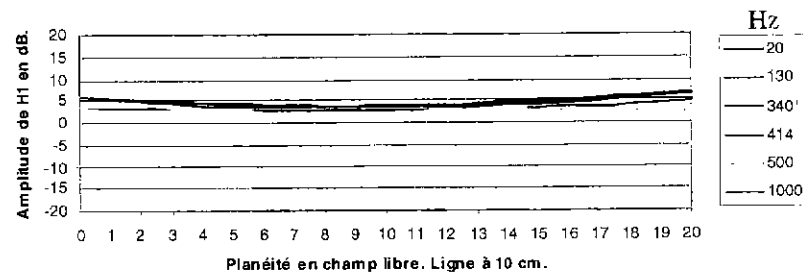


figure E. 6

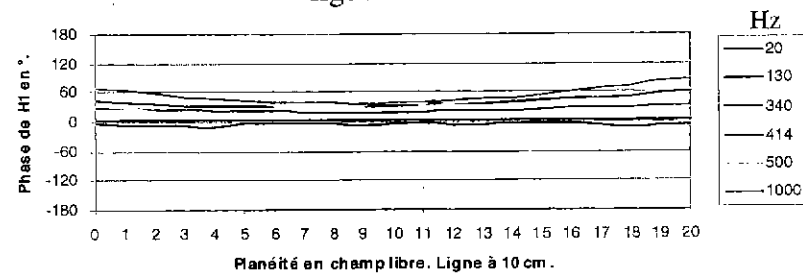


figure E. 7

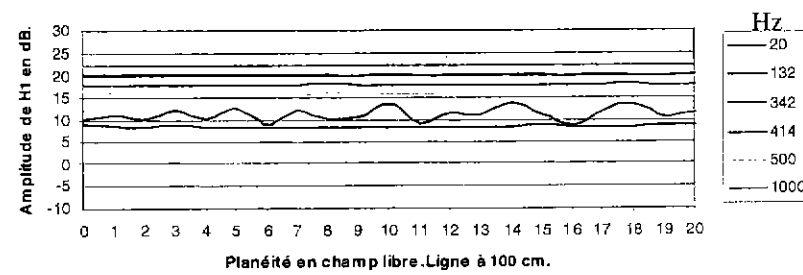


figure E. 8

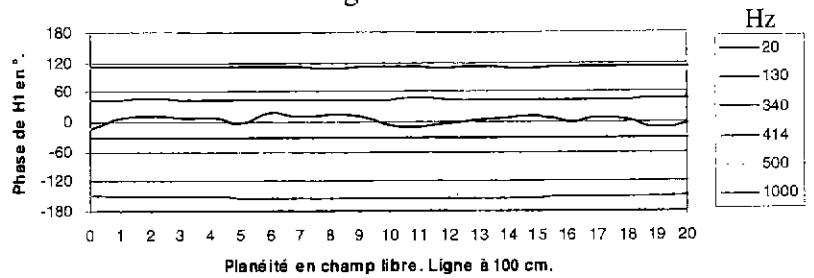


figure E. 9

La mesure en champ libre des fluctuations de vitesse en sortie d'actionneur est réalisée à l'aide d'un fil chaud pouvant se déplacer dans les trois directions x, y et z (Cf. schéma E. 2). Les relevés sont pris pour différentes positions du fil (en x, y et z), pour différentes fréquences (20Hz, 60Hz, 130Hz, 340Hz et 414Hz) et différents niveaux d'excitation (2, 4, 6, 8 et 10V).

Des exemples de résultats sont donnés sur les figures suivantes :

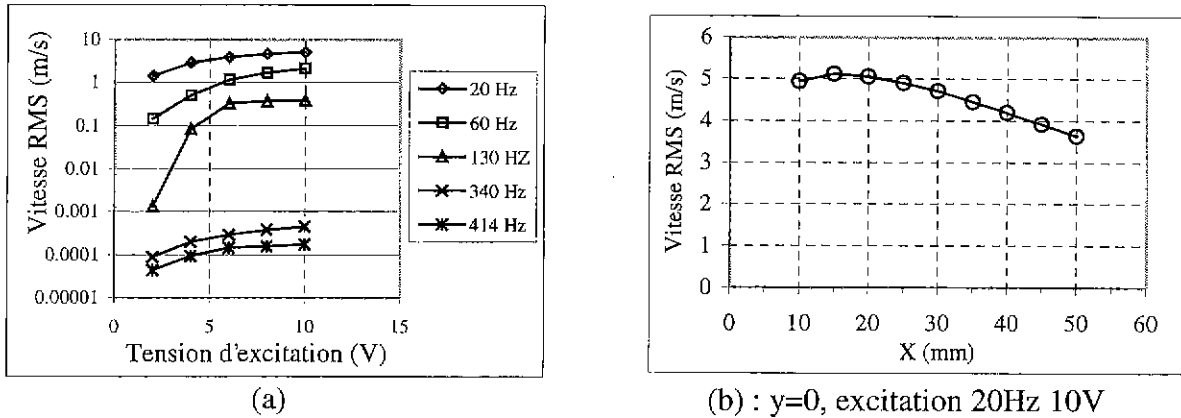


figure E. 10

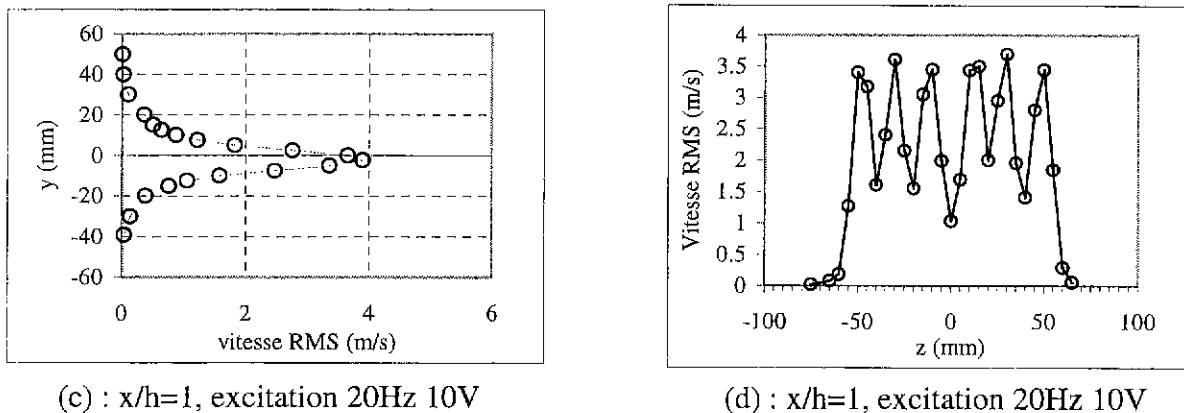


figure E. 11

Ces résultats sont à prendre avec précaution. En effet, étant données les faibles fluctuations de vitesses qu'il nous est nécessaire de mesurer (surtout pour les fréquences ≥ 130 Hz), les mesures fil chaud réalisées ici nous permettent essentiellement d'obtenir des tendances quant aux fluctuations de vitesses existant à la sortie de l'actionneur. Les ordres de grandeur sont respectés.

La figure E. 10 (a) nous montre des fluctuations de vitesse non négligeables pour des fréquences d'excitation inférieures à 100 Hz. En revanche, pour des fréquences d'excitation supérieures, ces fluctuations sont minimales. Nous nous concentrons donc sur la qualification aérodynamique concernant les excitations à basse fréquence. La figure E. 10 (b) et la figure E. 11 (a) et (b) nous montrent les profils de vitesse v' obtenus pour 20 Hz selon les trois directions longitudinale (x), verticale (y) et transversale (z). Nous retrouvons pour cette basse fréquence d'excitation des profils de type jet avec des fluctuations de vitesse relativement importantes (de 1 à 5 m/s selon la position du fil chaud).

En conclusion, tant que la fréquence d'excitation est supérieure à 130 Hz, l'aérodynamique de l'actionneur est quasi négligeable. En dessous de cette fréquence, celle ci est relativement importante et risque d'influencer fortement l'écoulement. Il faudra donc en tenir compte lors de nos interprétations.

1.3.4. Niveaux de pression dans la veine

L'actionneur est désormais placé dans la veine d'essai et les niveaux de pression sont mesurés in situ dans l'axe de la source (plan médian de la veine d'essai). Les mesures sont réalisées sur une seule ligne (3.75cm) puisque l'actionneur est susceptible d'être modifié. Il est donc inutile de réaliser une caractérisation exhaustive. Les résultats sont récapitulés dans le tableau E. 9 ci-dessous.

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Tension HP	10 V	10 V	10 V
Niveau de pression marche à 3,75 cm	107.6 dB	95 dB	79.4 dB
Niveau de pression ciblé	106 dB	97 dB	88 dB

tableau E. 9

Nous constatons donc que nos prévisions étaient bonnes et que l'actionneur permet d'obtenir des niveaux de pression suffisants dans la gamme de fréquence d'intérêt.

1.3.5. Planéité de l'onde acoustique générée dans la veine

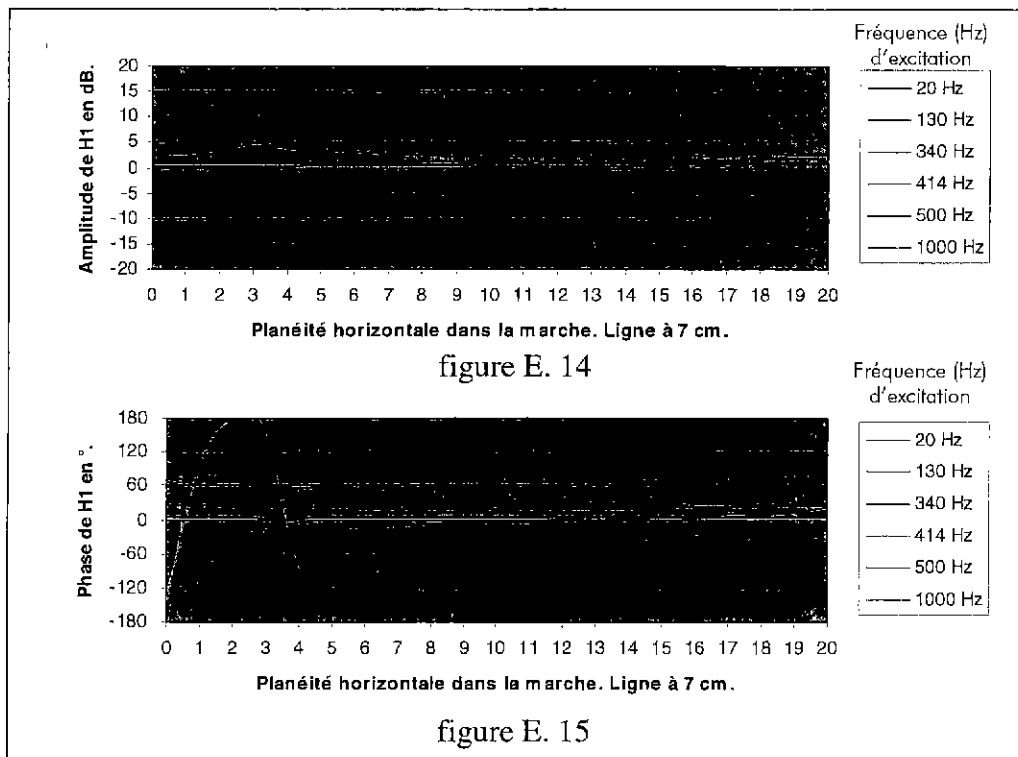
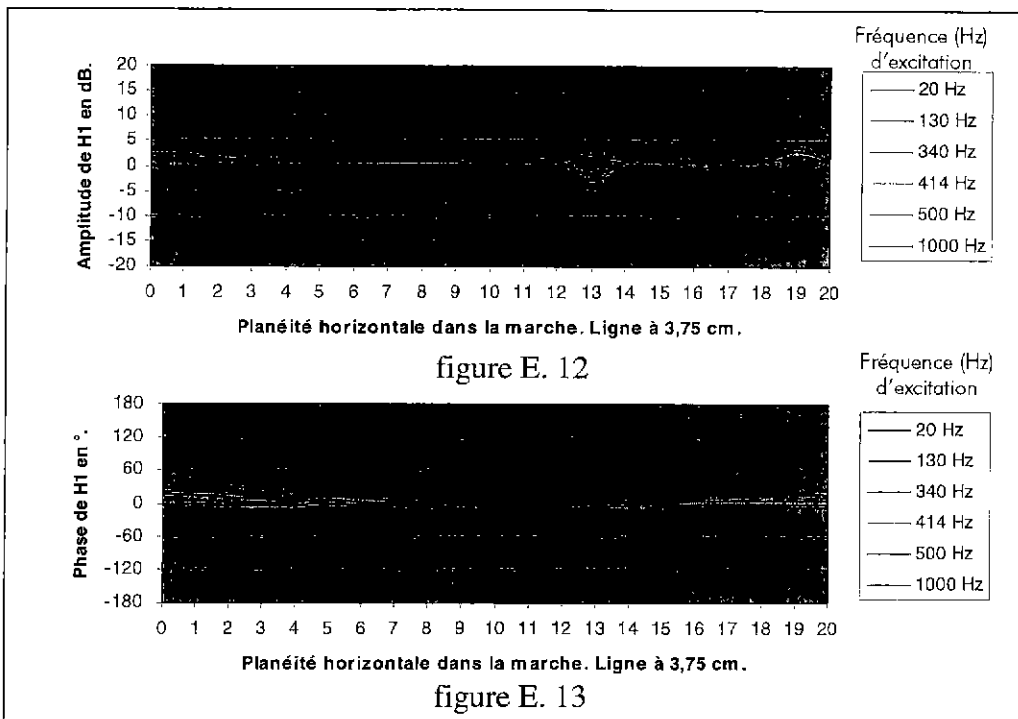
La planéité de l'onde acoustique générée par la source est déterminée par la fonction de transfert entre un microphone de référence placé face à la source et un microphone placé tous les cm sur une ligne horizontale de 20 cm de long à 3,5 et 7 cm du nez de marche (figure E. 12 à figure E. 15) et sur une ligne verticale de 16 cm de long à 3,5 cm du nez de marche (figure E. 16 à figure E. 17). Les amplitudes présentent une planéité à ± 2 dB ainsi que des phases de $\pm 10^\circ$ dans la zone face à la source. Nous considérons donc que l'actionneur génère une onde plane à sa sortie lorsqu'il est placé in situ, ce qui est une condition indispensable pour la suite de l'étude.

1.4. Conclusion

Un premier actionneur a été défini, réalisé et caractérisé en champ libre et in situ. Cet actionneur (constitué d'un HP JBL de 17 cm) permet de générer une onde plane dès sa sortie avec des niveaux de pression suffisants dans la gamme de fréquence d'intérêt (quelques Hz à 1 kHz).

Les modifications susceptibles d'être apportées seront donc uniquement liées aux impératifs d'encombrement issus des autres études (trous d'injection de fumée pour le temps de séjour, implantation d'un capteur de pression ... sur le sabot de marche supportant les tuyaux de l'actionneur). Une fois ces dernières modifications apportées, une nouvelle qualification acoustique et aérodynamique sera réalisée.

Planéité horizontale transverse in situ



Planéité verticale in situ

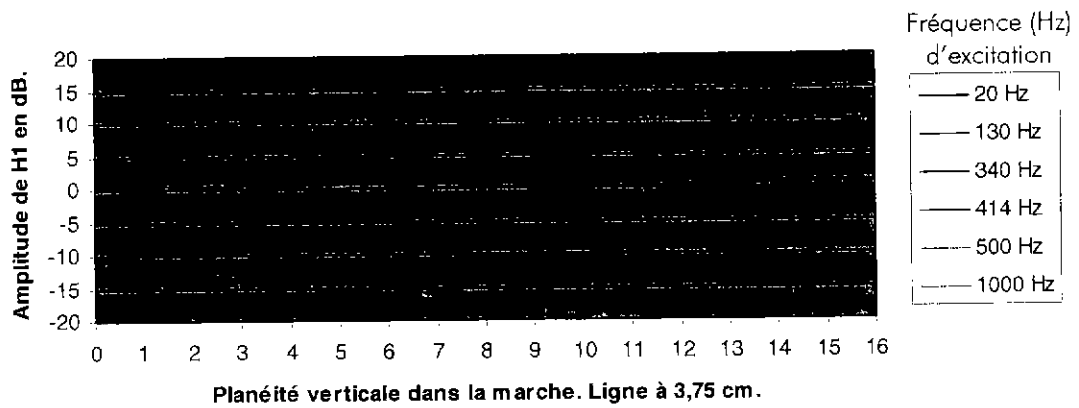


figure E. 16

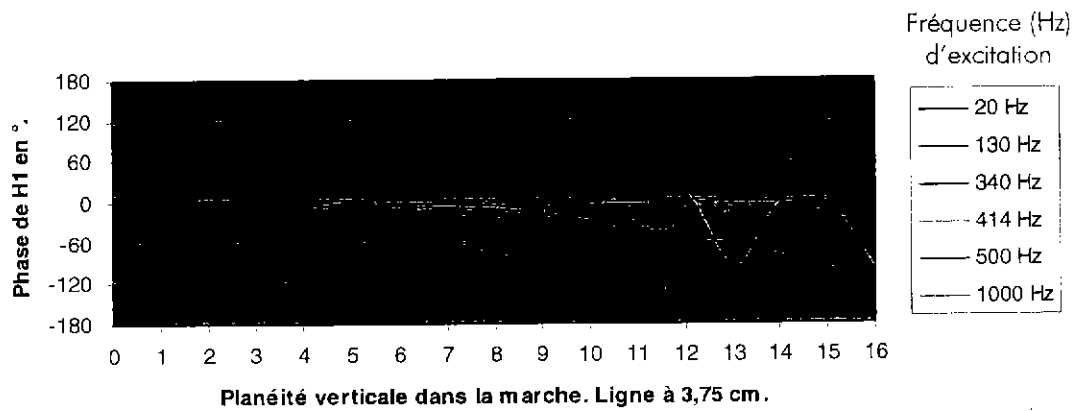


figure E. 17

1.5. Modification et nouvelle qualification de l'actionneur

Pour pouvoir intégrer le système d'injection de fumée dans le même sabot de nez de marche que celui utilisé pour l'actionneur, les tuyaux du capot de l'actionneur ont du être espacés. Une nouvelle caractérisation in situ est alors réalisée et porte sur la mesure des niveaux de pression générés dans la zone utile et la planéité de l'onde acoustique. La mesure de l'évolution de la pression acoustique dans l'axe longitudinal de la veine vient terminer cette caractérisation.

1.5.1. Intégration de l'injection de fumée

L'injection de fumée à travers le sabot impose deux trous de 10 mm de diamètre répartis de part et d'autre du plan de mesure du temps de séjour (plan en milieu de veine). L'entre axes de ces trous n'est pas imposé mais doit rester raisonnable (~50 mm). La première étude de réalisation de l'actionneur nous a montré qu'il était préférable d'utiliser des tuyaux d'au moins 10 mm de diamètre. L'entre axes de ces tuyaux n'est pas imposé mais afin d'améliorer la planéité de l'onde en sortie d'actionneur et d'obtenir des niveaux de pression équivalents à la sortie de chaque tuyau, il est préférable de les espacer au minimum et de façon régulière. Ces conditions nous ont conduit à la réalisation du système capot-sabot présenté schéma E. 3.

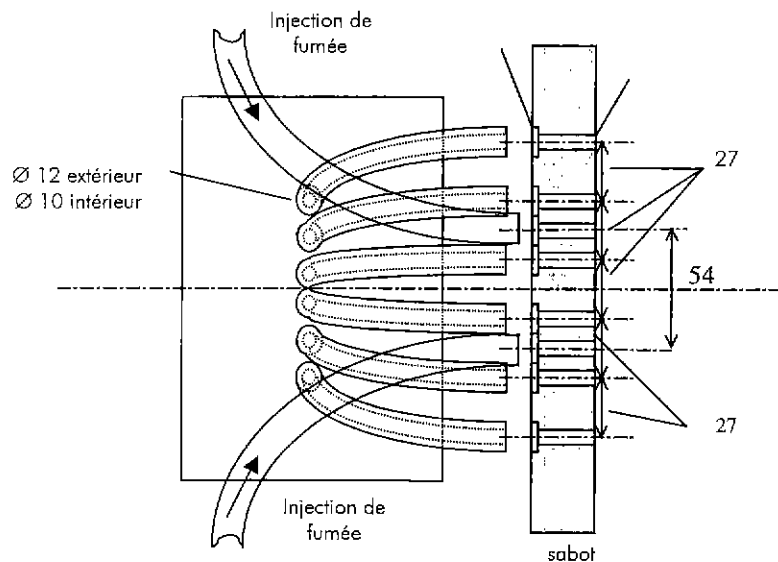


schéma E. 3 : Vue de dessus du système capot d'actionneur-sabot de marche

Le capot est constitué de six tuyaux de 10 mm de diamètre espacés de 27 mm d'entre axes. Le sabot comprend six trous de 10 mm de diamètre et d'entre axes 27 mm, répartis symétriquement de part et d'autre de l'axe du sabot et correspondant aux six tuyaux du capot de l'actionneur + deux trous de 10 mm de diamètre, d'entre axes 54 mm, répartis symétriquement de part et d'autre de l'axe du sabot et correspondant aux trous d'injection de fumée. Un épaulement de 12 mm de diamètre, réalisé sur la face extérieure du sabot pour chaque trou, assure la connexion avec l'actionneur et le système d'injection de fumée.

1.5.2. Niveaux de pression dans la veine

Les niveaux de pression mesurés à l'aide d'un microphone placé dans l'axe de la veine et du nez de marche à 5, 7 et 10 cm, sont présentés dans le tableau suivant :

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Tension HP	10 V	10 V	10 V
Niveau de pression marche à 5 cm	107,6 dB	95,0 dB	79,4dB
Niveau de pression marche à 7 cm	110,5 dB	91,1 dB	87,2 dB
Niveau de pression marche à 10 cm	110,2 dB	90,2 dB	85,8 dB

tableau E. 10 : Niveaux de pression expérimentaux in situ après modification de l'actionneur

En comparant ces résultats avec ceux obtenus avant modification de l'actionneur et avec les niveaux de pression ciblés, nous constatons que les modifications apportées n'ont aucune influence sur les niveaux de pression générés par l'actionneur dans la veine. Ces niveaux restent très satisfaisants.

Fréquence	130 Hz	340 Hz	438 Hz
Tension HP	10 V	10 V	10 V
Niveau de pression marche à 3,75 cm	107.6 dB	95 dB	79.4 dB
Niveau de pression ciblé	106 dB	97 dB	88 dB

tableau E. 11 : Niveaux de pression in situ avant modification de l'actionneur

1.5.3. Planéité de l'onde acoustique générée dans la veine

La planéité de l'onde acoustique engendrée par la source est déterminée par la fonction de transfert entre un microphone de référence placé face à la source et un microphone placé tous les cm sur une ligne horizontale de 20 cm de long à 7 et 10 cm du nez de marche (figure E. 18 à figure E. 21) et sur deux lignes verticales de 16 cm de long à 5 et 10 cm du nez de marche (figure E. 22 à figure E. 25). Les amplitudes présentent une planéité à ± 2 dB et des phases de $\pm 10^\circ$ dans la zone face à la source, résultats identiques à ceux obtenus avec l'ancienne configuration de l'actionneur. Les modifications apportées n'ont donc aucune influence sur la planéité de l'onde.

1.5.4. Evolution de la pression dans l'axe longitudinal

L'évolution de l'amplitude de la fonction de transfert entre un microphone de référence placé à 10 cm du nez de marche et un microphone mobile dans l'axe de la veine a permis de déterminer la forme de l'onde longitudinale. Le déplacement du microphone s'est effectué par pas de 10 cm sur une ligne de 280 cm de long dont l'origine (point 0) était à 140 cm en amont du microphone de référence (Cf. schéma E. 4).

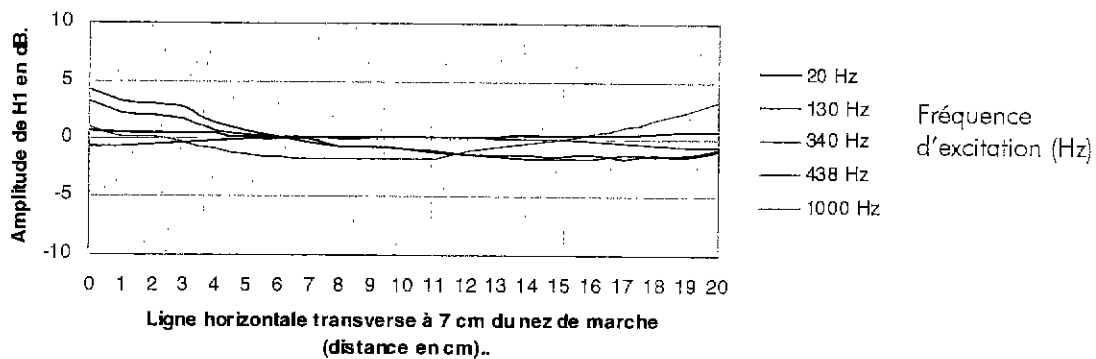


figure E. 18

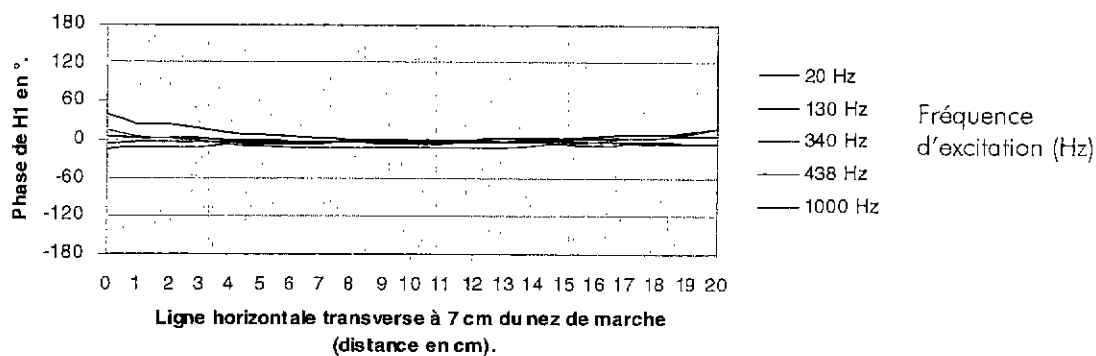


figure E. 19

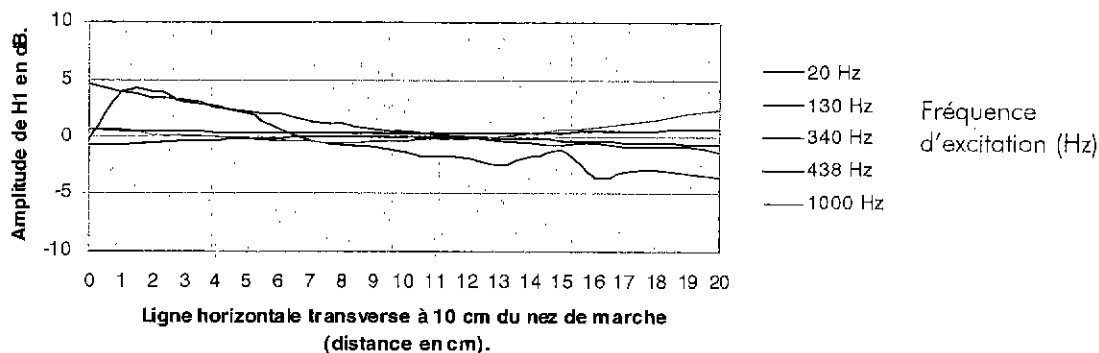


figure E. 20

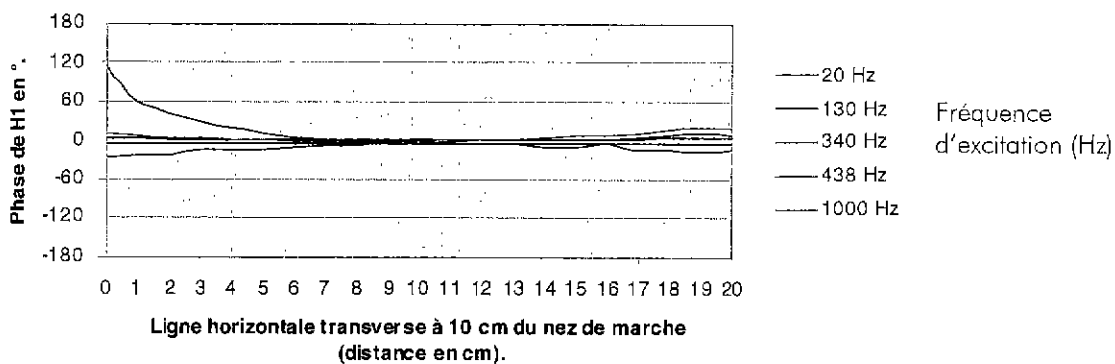


figure E. 21

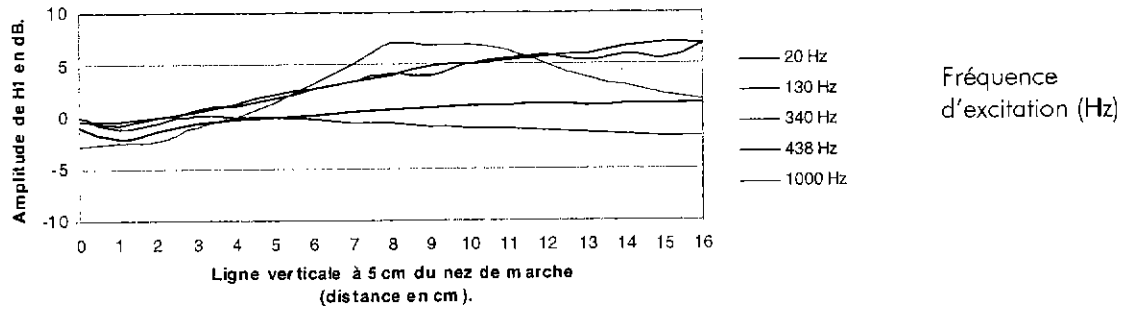


figure E. 22

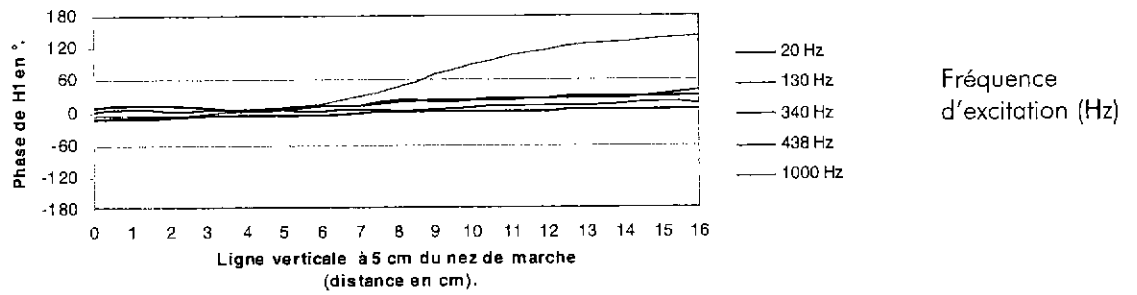


figure E. 23

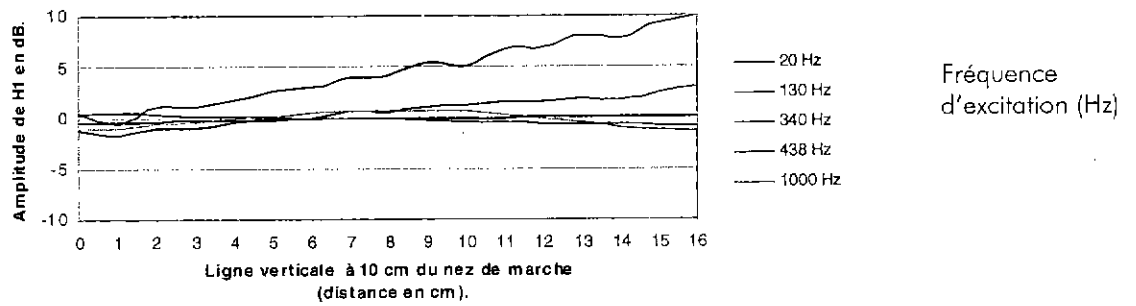


figure E. 24

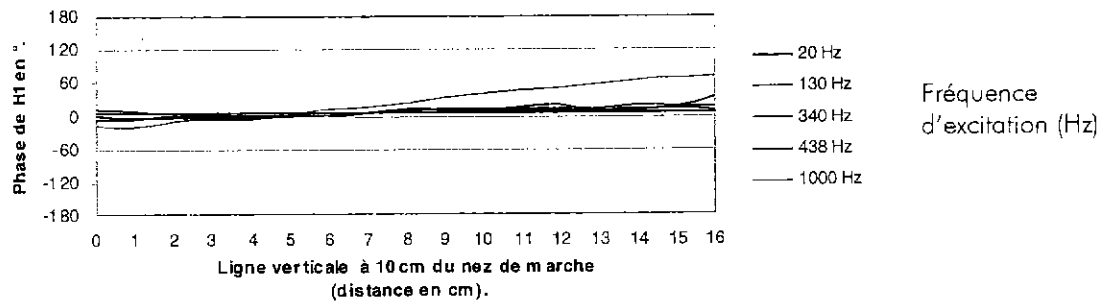


figure E. 25

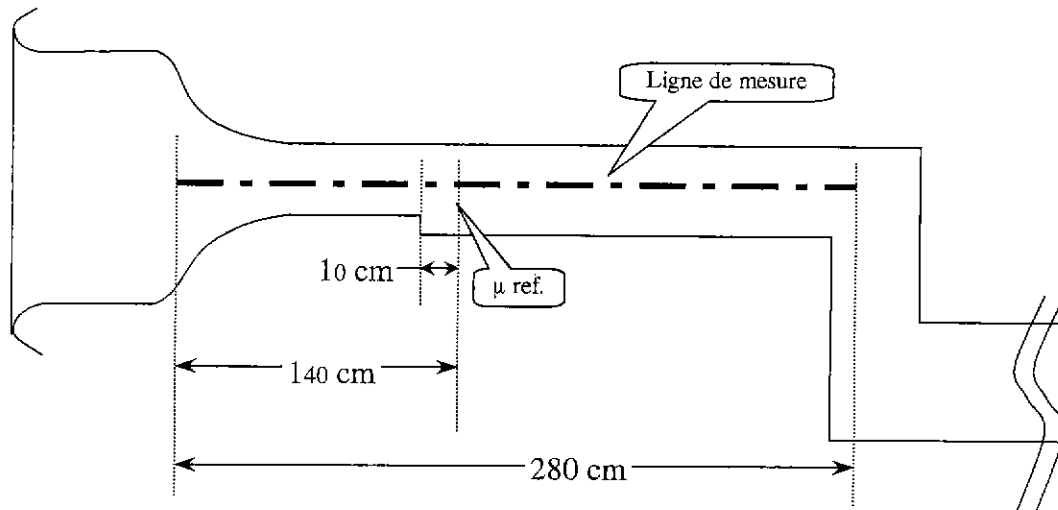


schéma E. 4

Les résultats de ces mesures, consignés dans la figure E. 26, montrent que la pression acoustique évolue dans la veine comme dans un tube ouvert aux deux extrémités. On constate un minimum d'amplitude à l'ouverture et la présence d'une onde stationnaire dans la veine.

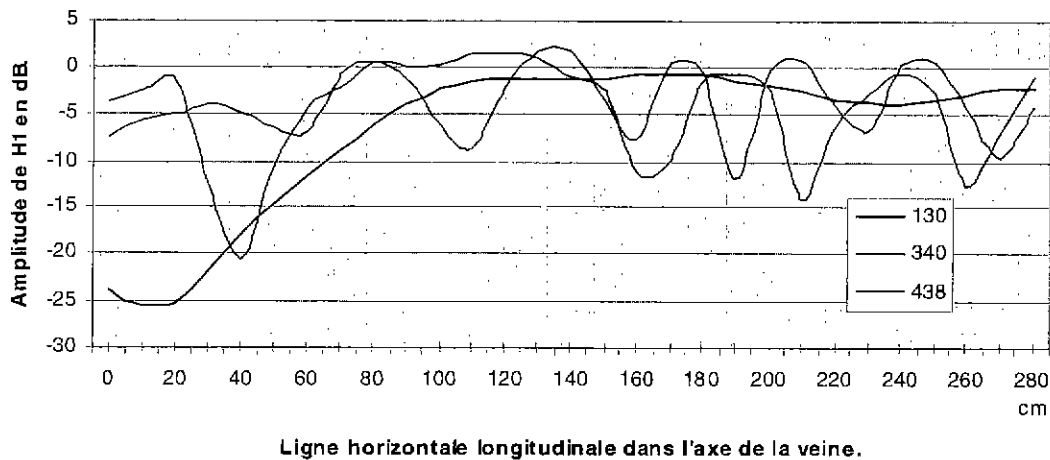
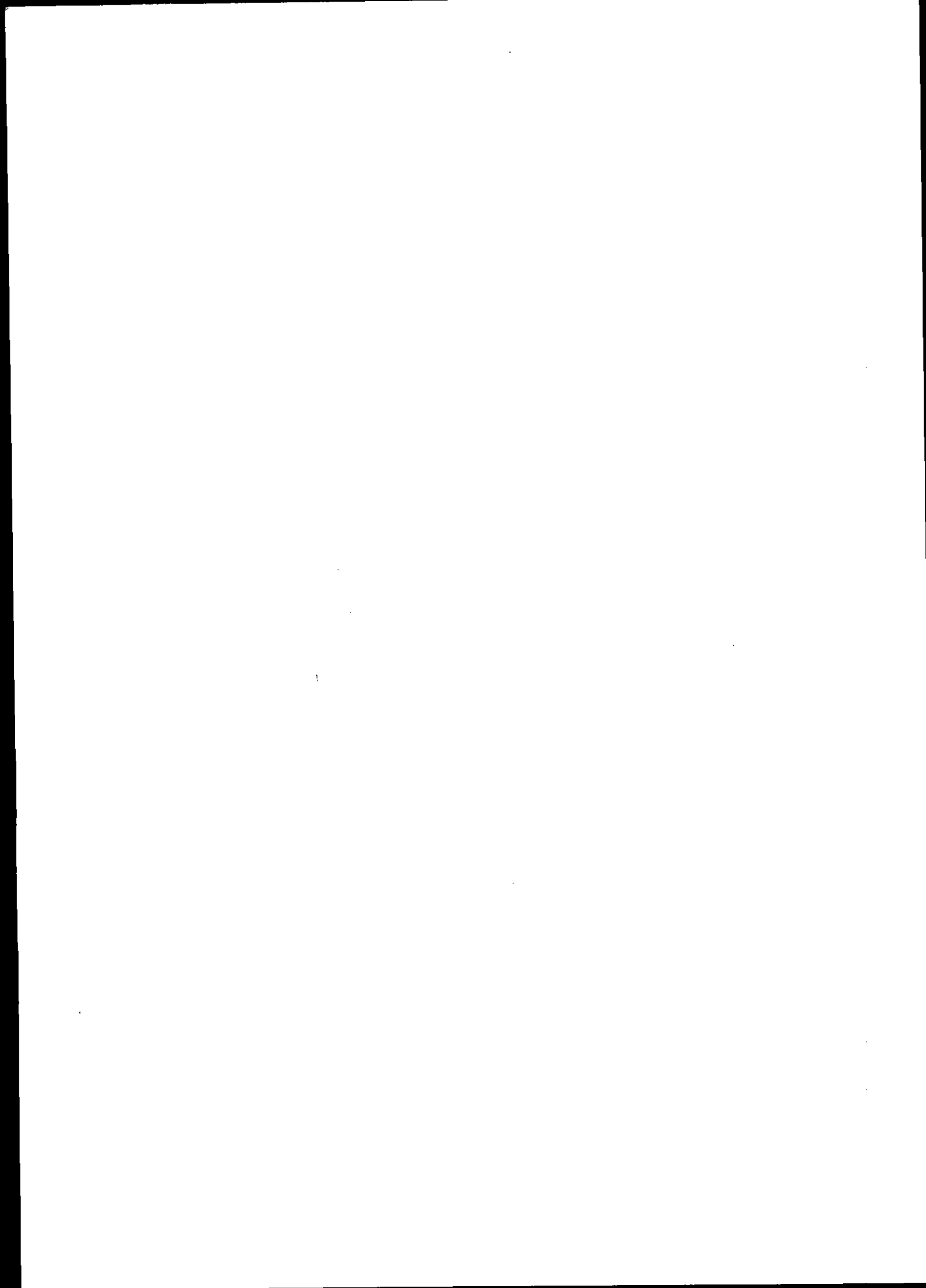
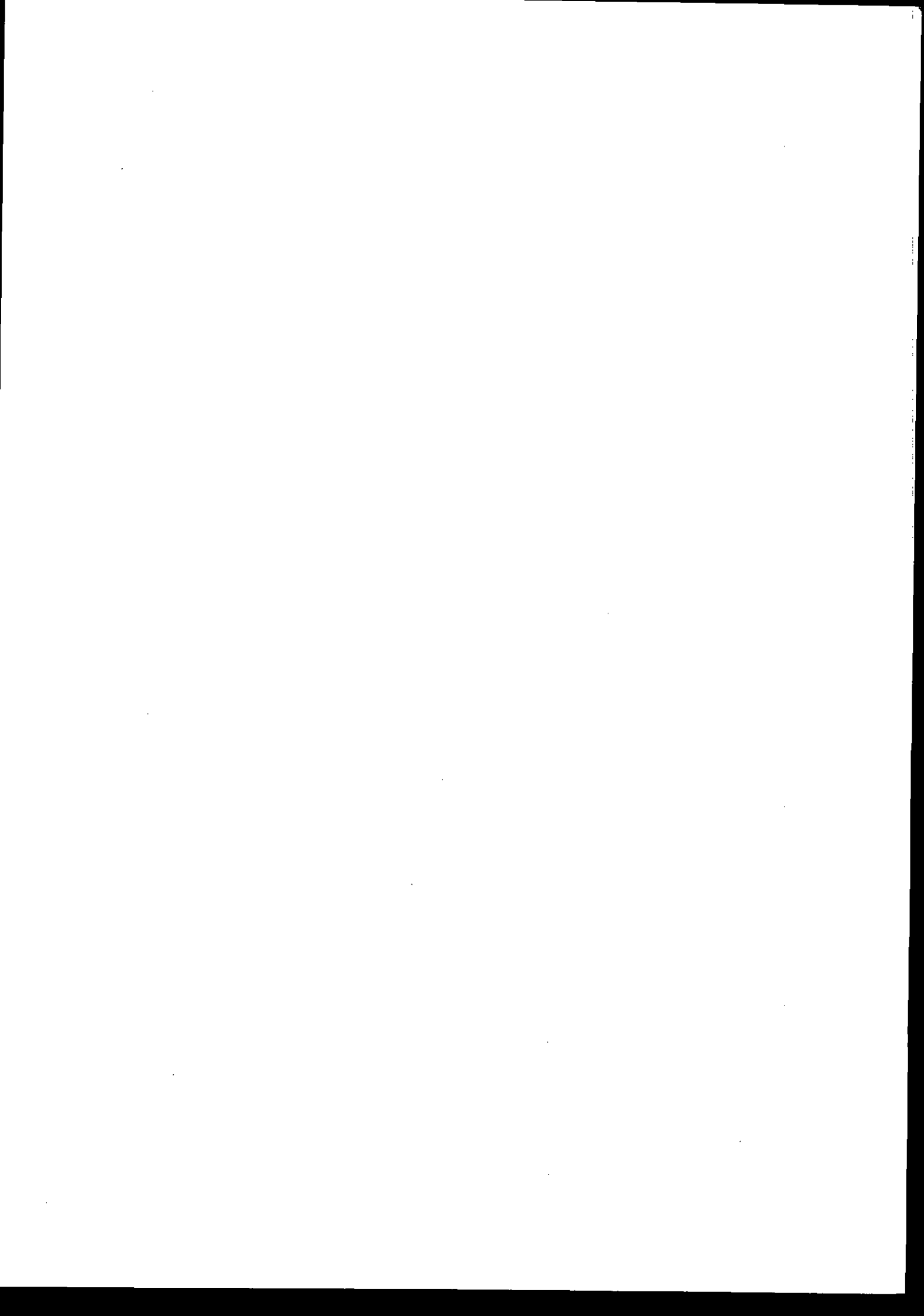


figure E. 26

1.5.5. Conclusion

Les modifications imposées par les problèmes d'encombrement étant apportées, la source réalisée permet de générer les niveaux de pression souhaités dans des conditions de planéité acceptables dans la veine d'essais tout en acceptant le système d'injection de fumée.





Bibliographie

- [1]. Abbott D.E., Kline S.J., « Experimental Investigation of Subsonic Turbulent Flow over Single and Double Backward-facing Steps », Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, Vol. 84D, Ser.D, pp. 317-325, 1962.
- [2]. Adam O., Biscos Y., Lavergne G., « Etude de l'interaction de gouttes monodisperses en combustion », Rapport final n° 1/2557.00/DR/CERT/DERMES/, Mars 1995.
- [3]. Adam O., « Etude expérimentale du comportement des gouttes en régime d'interaction », Thèse de Doctorat, ENSAE, n°211, 1997.
- [4]. Adams E.W., Johnston J.P., « Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part. I : pressure and turbulent quantities », Experiments in Fluids, 6, pp. 400-408, 1988.
- [5]. Adams E.W., Johnston J.P., « Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part. II : reattachment length and wall shear stress », Experiments in Fluids, 6, pp. 493-499, 1988.
- [6]. Aubrun S., « Etude expérimentale des structures cohérentes dans un écoulement turbulent décollé et comparaison avec une couche de mélange », Thèse de Doctorat, INP Toulouse, Janvier 1998.
- [7]. Back L.H., Roshke E.J., « Shear-layer flow regimes and wave instabilities and reattachment lengths of an abrupt circular channel expansion », Journal of Applied Mechanics, pp. 677-681, 1972.
- [8]. Bai M.R., Chifong S., « Active noise cancellation by using the linear quadratic Gaussian independent modal space control », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 97(5), 1995.
- [9]. Baumann W.T., Ho F.S., Robertshaw H.H., « Active structural acoustic control of broadband disturbances », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 92(4), 1992.
- [10]. Béard P., Biscos Y., Harquel S., Lavergne G., Platet B., « Comportement de gouttes en écoulement turbulent », Rapport CERT/MES 2488.00, 1993.
- [11]. Béra J.C, Sunyach M., « Control of boundary layer separation by jet oscillation », 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference, Toulouse, France, paper AIAA-98-2373, 1998.

Bibliographie

- [12]. Berbee J.G., Ellzey J.L., « The effect of aspect ratio on the flow over a rearward-facing step », *Experiments in Fluids*, Vol. 7, pp. 447-452, 1989.
- [13]. Berthoumieu P., Carentz H., Muller A., « Video techniques applied to the characterization of liquid sheet breakup », 9th International Symposium on Flow Visualization, Edinburgh, 2000.
- [14]. Bhattacharjee S., Scheelke B., Troutt T.R., « Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow », AIAA-85-0555, Shear flow control conference, March 12-14, Boulder, 1985.
- [15]. Biron D., Millan P., Rompteau A., Rapport interne DERMES.
- [16]. Biron D., Pauzin S., Simon F., « Active control of the acoustic radiation of a honeycomb flat panel », CEC Final Report RH6CERT-ONERA3T, 1995.
- [17]. Bradshaw P., Wong F.Y.F., « The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer », *J. Fluid Mech.*, 52 (part1), pp 113-135, 1972.
- [18]. Bradshaw P., De Brederode U., « Three dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. Flow behind a rearward step », I.C. Aero-Report 72-19, 1972.
- [19]. Browand F.K., « An experimental investigation of the instability of an incompressible, separated shear layer », *J. Fluid Mech.*, Vol. 26(2), pp. 281-307, 1966.
- [20]. Browand F.K., Troutt T.R., « A note on spanwise structure in the two-dimensional mixing layer », *J. Fluid Mech.*, Vol. 97, pp.771-781, 1980.
- [21]. Candel S., Poinot T., « Interactions between acoustics and combustion », *Proc. Inst. of Acoustics*, Vol. 10, pp. 103-154, 1988.
- [22]. Carentz H., « Etude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince », Thèse de Doctorat, Paris VI, mai 2000.
- [23]. Chalot F., Marquez B., Ravachol M., Ducros F., Poinot T., « Simulations numériques d'une couche de mélange plane compressible : étude de l'augmentation de mélange »,
- [24]. Chandrsuda C., « A Reattaching Turbulent Shear Layer in Incompressible Flow », Ph.D. thesis, Dept. Of Aeronautics, Imperial College of Science and Technology, 1975.
- [25]. Chein R., Chung J.N., « Effects of vortex pairing on particle dispersion in turbulent shear flows », *J. Multiphase Flow*, Vol. 13 (6), pp. 785-802, 1987.
- [26]. Cherry N.J., Hillier R., Latour M.E.M.P., « Unsteady measurements in a separated and reattaching flow », *J. Fluid Mech.*, Vol. 144, pp. 13-46, 1984.
- [27]. Chun K.B, Sung H.J., « Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing », *Experiments in Fluids*, n°21 pp 417-426, 1996.

Bibliographie

- [28]. Chung J.Y., Troutt T.R., « Simulation of particle dispersion in an axisymmetric jet », *J. Fluid Mech.*, Vol. 186, pp. 199-222, 1988.
- [29]. Clarke D.W., Mohtadi C., Tuffs P.S., « Generalized predictive control : the basic algorithm », *Automatica*, Vol. 23(2), 1987.
- [30]. Crow S.C., Champagne F.H., « Orderly structure in jet turbulence », *J. Fluid Mech.*, Vol. 48(3), pp. 547-591, 1971.
- [31]. Crowe C., Sommerfeld M., Tsuji Y., « Multiphase flows with droplets and particles », Edit. CRC Press.
- [32]. De Brederode V., Brabshaw P., « Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. Part I : Flow behind a rearward facing step » Technical Report 72-19, I.C. Aero Report, 1972.
- [33]. Delabroy O., Haile E., Lacas F., Candel S., Kirmann C., Martin-Neuville H., Rebuffat D., « Contrôle actif en combustion : application au contrôle des polluants Applications du contrôle actif à la réduction des bruits et vibrations », publication CETIM.
- [34]. Driver D.M., Seegmiller H.L., Marvin J., « Unsteady behavior of a reattaching shear layer », AIAA-83-1712, 16th Fluid and plasma dynamics conference, July 12-14, Danvers, 1983.
- [35]. Drust F., Tropea C., « Turbulent, backward-facing step flows in two-dimensional ducts and channels », 3th Turbulent shear flow symposium, 1981.
- [36]. Dupays J., « Contribution à l'étude du rôle de la phase condensée dans la stabilité d'un propulseur à propergol solide pour lanceur spatial », Thèse de Doctorat, INP Toulouse, novembre 1996.
- [37]. Eaton J., Johnston J.P., « Turbulent Flow Reattachment : An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-facing Step », Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Rept.MD-39, 1980.
- [38]. Eaton J., Johnston J.P., « A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment », *AIAA Journal*, Vol.19(9), pp. 1093-1100, 1981.
- [39]. Eriksson L. J., Allie M. C., Greiner R. A., «The selection and application of an IIR adaptive filter for use in an active sound attenuation», *Institute of electrical and electronics engineers transactions on acoustics, speech and signal processing*, New-York, 5, 1987.
- [40]. Eriksson L. J., Allie M. C., «Use of random noise for on-line transducer modeling in an adaptive active attenuation system», *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(2), 1989.
- [41]. Estrade J.P., « Etude expérimentale et modélisation de la collision de gouttelettes », Thèse de Doctorat, ENSAE, Décembre 1998.
- [42]. Fielder H.E., Mensing P., « The plane turbulent shear layer with periodic excitation », *J. Fluid Mech.*, Vol. 150, pp. 281-309, 1985.

Bibliographie

- [43]. Gaillieue K., « Etude de la phase condensée dans les propulseurs à propergol solide aluminisé », Thèse de Doctorat, Univ. Paris VI, mai 1998.
- [44]. Goncalves de Miranda F., « Etude numérique de l'écoulement diphasique instationnaire dans les propulseurs à poudre d'Ariane 5 », Thèse de Doctorat, ENSAE, novembre 2000.
- [45]. Grohens R., Lavergne G., Dufour E., Barthelemy A., « An innovative numerical method for global performance prediction of ramjet combustion chambers », 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 17-19, Huntsville, AL, paper AIAA 2000-3345, 2000.
- [46]. Gutmark E., Ho C.M., « Preferred modes and spreadings rates of jets », *Physic of Fluids*, Vol. 26 (10), 1983.
- [47]. Gutmark E., Parr T.P., Hanson-Parr D.M., Schadow K.C., « Closed-loop amplitude modulation control of reacting premixed turbulent jet », *AIAA Journal*, Vol. 29 (12), pp. 2155-2162, 1991.
- [48]. Ha Minh H., Chassaing P., « Perturbations of Turbulent Pipe Flow », *Turbulent Shear Flows I*, edit by Durst et al., Springer-Verlag, pp. 178-197, Berlin 1977.
- [49]. Hasan A.Z., « The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation », *J. Fluid Mech.*, Vol 238, pp. 73-96, 1992.
- [50]. Heid G., « Mesure de temps de séjour dans l'air – Etude de faisabilité », R.F. n°1/2472.00/CI/CERT/DERMES, janvier 1994.
- [51]. Ho C.M, Huang L.S., « Subharmonics and vortex merging in mixing layers », *J. Fluid Mech.*, Vol. 119, pp. 443, 1982.
- [52]. Hsu H.C., « Characteristics of Mean Flow and Turbulence at an Abrupt Two-Dimensional Expansion », Ph.D. thesis, Dept. of Mechanics and Hydraulics, State Univ. of Iowa, 1950.
- [53]. Huppertz A., Janke G., « Preliminary experiments on the control of three-dimensional modes in the flow over a backward-facing step », *Advances in Turbulence VI*, pp. 461-464, 1996.
- [54]. Hussain A.K.M.F., « Coherent structures, reality and myth », *Phys. Fluids*, 26(10), 1983.
- [55]. Hussain A.K.M.F., « Coherent structures and turbulence », *J. Fluid Mech.*, vol. 173, pp. 303-356, 1986.
- [56]. Johnston J.P., Nishi M., « Vortex Generator Jets-means for flow separation control », *AIAA Journal*, Vol. 28 (6), pp. 989-994, 1990.

Bibliographie

- [57]. Keller J.O., Naneveld L., Korschelt D., Ghoniem A.F., Daily J.W., Oppenheim A.K., « Mechanism of instabilities in turbulent combustion leading to flashback », 19th AIAA Sciences meeting, St Louis, paper AIAA-81-0107, January 12-15, 1981.
- [58]. Kestens T., « Etude du contrôle adaptatif multivoies des instabilités aéroacoustiques des cavités », Thèse de Doctorat, INP Toulouse, septembre 1999.
- [59]. Kewley D.L., Clark R.L., « Feedforward control using the higher-harmonic, time-averaged gradient descent algorithm », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 95(5), 1995.
- [60]. Kim J., Kline S.J., Johnston J.P., « Investigation of Separation and Reattachment of a Turbulent Shear Layer : Flow over a Backward-facing Step », Thermosciences Div., Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Rept. MD-37, 1978.
- [61]. Kim H., Park Y., « Unified-error filtered-X-LMS algorithm for on-line active control of noise in time-varying environment », Proc. of Active'97, Budapest, 1997.
- [62]. Kiya M., Sasaki K., « Structure of a turbulent separation bubble », J. Fluid Mech., Vol. 137, 83-113, 1983.
- [63]. Kiya M., Sasaki K., « Structure of large scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble », J. Fluid Mech., Vol. 184, 463-491, 1985.
- [64]. Kiya M., Shimizu M., Mochizuki O., « Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble », J. Fluid Mech., Vol. 342, pp. 119-139, 1997.
- [65]. Kuehn D.M., « Effects of Adverse Pressure Gradient on the Incompressible Reattaching Flow Over a Rearward Facing Step », AIAA Journal, 18(3), pp. 343-344, 1980.
- [66]. Kwong A., Dowling P., « Active boundary-layer control in diffusers », AIAA Journal, Vol. 32 (12), pp. 2409-2414, 1994.
- [67]. Lai J.C.S., Yue J., Platzer M.F., « Control of backward-facing step flow using a flapping airfoil », ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, paper FEDSM97-3307, June 22-26, 1997.
- [68]. Lang W., Poinsot T., Candel S., « Active control of combustion instability », Combustion and Flame, Vol. 70, pp. 281-289, 1987.
- [69]. Lepine C., « Contribution à l'étude du couplage acoustique-aérodynamique sur une géométrie de marche descendante : caractérisation acoustique de la maquette », mémoire CNAM, Toulouse, 1992.
- [70]. Lesieur M., « Turbulence et structures cohérentes dans les fluides », Collège de France Seminar 1989-1990.
- [71]. Leu T.S., Ho C.M., « Control of a 2-D wake by suction at the trailing edge of a splitter plate », 9th Symposium on Turbulent shear flows, paper 20-1, Kyoto, Japan, August 16-18, 1993.

Bibliographie

- [72]. Marrot F., Berthoumieu P., Heid G., Pautin S., Simon F., « Contrôle d'écoulement avec zone recirculée », R.F n° 2690.08/DMAE, février 1998.
- [73]. Mc Manus K.R., Poinot T., Candel S.M., « A review of active control of combustion instabilities », Prog. Energy Combustion Sci., Vol. 29, pp. 1-29, 1993.
- [74]. Mc Manus K.R., Vandsburger U., Bowman T., « Combustor Performance Enhancement Through Direct Shear Layer Excitation », Combustion and Flame, Vol. 82, pp. 75-92, 1990.
- [75]. Miao J.J., Lee K.C., Chen M.H., Chou J.H., « Control of separated flow by a two-dimensional oscillating fence », AIAA Journal, Vol. 29 (7), pp. 1140-1148, 1991.
- [76]. Michalke A., « On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer », J. Fluid Mech., Vol. 23(3), pp. 521-544, 1965.
- [77]. Millan P., Pautin S., « Etude bibliographique et projet d'étude du couplage acoustique-aérodynamique sur une géométrie de marche descendante », rapport final n°2/2336.00/DERMES, 1989.
- [78]. Millan P., Giovannini A., Dumoulin J., Reulet Ph., « Etude des transferts thermiques pariétaux instationnaires », Rapport final 1/2509/DR/CERT/DERMES, 1994.
- [79]. Morgan D. R., « An analysis of multiple correlation cancellation loops with a filter in the auxiliary path », Institute of electrical and electronics engineers transactions on acoustics, speech and signal processing, ASSP-28, 1980.
- [80]. Nelson C.F., Koga D.J., Eaton J.K., « Control of the unsteady, separated flow behind an oscillating, two-dimensional flap », AIAA 2nd Shear Flow Conference, paper AIAA89-1027, March 13-16, 1989.
- [81]. NORTH ATLANTIC TREATY ORGANIZATION, « Active combustion control for propulsion systems », AGARD REPORT n°R820, mai 1996.
- [82]. Otügen M.V., « Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step », Experiments in Fluids, Vol. 10, pp. 273-280, 1991.
- [83]. Otügen M.V., Muckenthaler G., « Study of separated shear layer in moderate Reynolds number pale sudden expansion flows », AIAA Journal, Vol.30(7), pp. 1808-1814, 1992.
- [84]. Papadopoulos G., Otügen M.V., Vradis G.C., « The three-dimensional separated flow structure in a variable aspect ratio sudden expansion duct », AIAA-93-0213, 31st Aerospace Sciences meeting & exhibit, January 11-14, Reno, 1993.
- [85]. Paschereit C.O., Gutmark E., Weisenstein W., « Structure and control of thermoacoustic instabilities in a gas-turbine combustor », AIAA (98-1067), 1998.

Bibliographie

- [86]. Pauzin S., Simon F., « Contribution à l'étude de contrôle actif sur panneau plan », Rapport final n°2505.00/CERT/DERMES, 1994.
- [87]. Pauzin S., Gajan P., « Contribution à l'étude du contrôle d'écoulement de type recirculé », Rapport final n° 2718.00/CERT/DERMES, 1996.
- [88]. Pitz R.W., Daily J.W., « Experimental study of combustion in a turbulent free shear layer formed at a rearward facing step », AIAA-81-0106, 19th Aerospace Sciences meeting, January 12-15, St Louis, Missouri, 1981.
- [89]. Poinso T.J., Trounev A.C., Veynante D.P., Candel S.M., Esposito E.J., « Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities », *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 265-292, 1987.
- [90]. Pronchik S.W., Kline S.J., « An experimental investigation of the structure of a turbulent reattaching flow behind a backward-facing step », Technical Report MD-42, Stanford University, Thermosciences Division, Dept. of Mechanical Engineering, Stanford, California, 1983.
- [91]. Ravel O., « Système optronique infrarouge. Application à la mesure de la température de gouttes dans un écoulement diphasique, en combustion et en impact pariétal », Thèse de Doctorat, ENSAE, Mars 1999.
- [92]. Reulet P., « Caractérisation expérimentale des échanges thermiques instationnaires en aérodynamique perturbée », Thèse de Doctorat, ENSAE, Novembre 1997
- [93]. Roos F.W., Kegelmann J.T., « Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers », *AIAA Journal*, Vol. 24 (12), pp. 1956-1963, 1986.
- [94]. Roos F.W., Kegelmann J.T., « Structure and control of flow over a backward-facing step », Forum on unsteady flow separation, Cincinnati, June 14-17, pp. 215-223, 1987.
- [95]. Sagaut P., « Simulation numériques d'écoulements décollés avec des modèles de sous-maille », Thèse de Doctorat, Univ. Paris VI, Juin 1995.
- [96]. Samaniego J.H., Yip B., Poinso T., Candel S.M., « Contribution instabilities in a side Dump combustor », International Symposium on pulsating combustion, 1991.
- [97]. Sato H., Saito H., « Artificial control of the laminar-turbulent transition of a two-dimensional wake by external sound », *J. Fluid Mech.*, Vol. 84(4), pp.657-672, 1978.
- [98]. Schadow K.C., Gutmark E., Parr T.P., Parr D.M., Wilson K.J., « Large-scale coherent structures as drivers of combustion instability », *Combustion Sci. And Tech.*, vol. 64, pp 167-186, 1989
- [99]. Schadow K.C., Gutmark E., « Review of passive shear flow control research for improved subsonic and supersonic combustion », AIAA 89-2786, 1989.

Bibliographie

- [100]. Simon F., Pauzin S., « An active control procedure to reduce in a broad space the noise created by a vibrating panel into a room », Proc. of Noise-con 94, p. 349, Fort Lauderdale, 1994.
- [101]. Simon F., Pauzin S., « Simulation of an active vibration control procedure : simulation/experiment comparison », Proc. of Active'97, Budapest, 1997.
- [102]. Simon F., « Contrôle actif appliqué à la réduction du bruit interne d'aéronefs », Thèse de Doctorat, ENSAE, septembre 1997.
- [103]. Sinha S.N., Gupta A.K., Oberai M.M., « Laminar separating flow over backsteps and cavities. Part. I : Backsteps », AIAA Journal, Vol. 19 (12), pp. 1527-1530, 1981.
- [104]. Smith D.A., Zukoski E.E., « Combustion instability sustained by unsteady vortex combustion », AIAA/SAE/ASME/ASEE 21st Joint Propulsion Conference, Monterey, paper AIAA-85-1248, July 8-10, 1985.
- [105]. Sunyach M., Béra J.C., « Application du contrôle actif aux instabilités aérodynamiques », Journal de physique IV, colloque C5, Vol. 4, mai 1994.
- [106]. Tang L., Wen F., Yang Y., Crowe C.T., Chung J.N., Troutt T.R., « Self-organizing particle dispersion mechanism in a plane wake », Physics of Fluids A, Vol. 4 (10), pp. 2244-2251, 1992.
- [107]. Troutt T.R., Scheelke B., Norman T.R., « Organized structure in a reattaching separated flow field », J. Fluid Mech., 143, p 413, 1984.
- [108]. Van Overbeek M. W. R. M., Doelman N. J., « Active reduction of low frequency noise in a car interior using feedforward and feedback control – a feasibility study – », Publication du LMA, n°127, 1991.
- [109]. Vincendeau E., « Analyse conditionnelle et estimation stochastique appliquées à l'étude des structures cohérentes dans la couche de mélange », Thèse de Doctorat, Univ. Poitiers, Décembre 1995.
- [110]. Virepente J.F., « Etude du comportement dynamique et thermique de gouttes en régime d'interaction dans le cas de jets rectilignes », Thèse de Doctorat, ENSAE, Décembre 1999.
- [111]. Vitale E., Kourta A., « Analyse et contrôle de l'écoulement instationnaire derrière une marche descendante », 14^{ème} Congrès Français de Mécanique, Toulouse, réf. 1028, 1999.
- [112]. Wen F., Kamalu N., Chung J.N., Crowe C.T., Troutt T.R., « Particle dispersion by vortex structures in plane mixing layers », J. of Fluids Engineering, Vol 114, pp. 657-666, 1992.
- [113]. Widrow B., Glover J. R., McCool J. M., Kaunitz J., Williams C. S., Hearn R. H., Zeidler J. R., Dong E. and Goodlin R. G., « Adaptive noise cancelling : principles and applications », *IEEE*, **63**(12), 1975.

Bibliographie

- [114]. Wilson K.J., Gutmark E., Schadow K.C., Smith R.A., « Feedback control of a dump combustor with fuel modulation », *J. of Propulsion and Power*, Vol. 11 (2), pp. 268-274, 1995.
- [115]. Winant C.D., Browand F.K., « Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number », *J. Fluid Mech.*, Vol. 63, pp. 237-255, 1974.
- [116]. Yang Z., Karlsson S.K.F., « Evolution of coherent structures in a plane shear layer », *Phys. Fluids*, 3(9), pp. 2207-2219, 1991.
- [117]. Yu K., Gutmark E., Schadow K.C., « Active control of organized oscillation in a dump combustor shear layer », *International Symposium on pulsating combustion*, Monterey, paper G-2, 1991.
- [118]. Yu Y., Wilson K. et Schadow K.C., « Active combustion control in a liquid fueled dump combustor », *AIAA*, (97-0462), 1997.
- [119]. Yu K., Wilson K.J, Schadow K.C., « Scale-up experiments on liquid-fueled active combustion control », *AIAA* (98-3211), 1998.
- [120]. Yu K., Wilson K.J, Schadow K.C., « On liquid-fueled active combustion control : instability suppression in dump combustors », *14th International Symposium on air Breathing Engines*, Florence, Italy, paper IS-99-7184, 1999.
- [121]. Zaffalon P., « Contribution à l'étude aérodynamique d'un écoulement de type marche », *mémoire CNAM*, Toulouse, 1993.

Résumé :

Cette étude s'inscrit dans le cadre des recherches menées sur le contrôle actif des écoulements. Elle concerne l'application de ces méthodes aux chambres de combustion afin d'optimiser leur performances et contrôler l'apparition des instabilités de combustion. Les phénomènes sont complexes et de nombreux paramètres conditionnent le fonctionnement. Un des paramètres essentiel est l'organisation de l'écoulement porteur, de type recirculé, dont l'organisation est influencée par des couplages entre l'acoustique de la chambre et l'aérodynamique instationnaire.

L'étude expérimentale entreprise porte sur le contrôle d'un écoulement recirculé de marche descendante, écoulement représentatif de ceux apparaissant en chambres de combustion. Nous cherchons à piloter les couplages aéroacoustiques impliqués dans l'apparition des instabilités de combustion, et à modifier le mélange diphasique. Par soucis de simplification, l'étude est menée en écoulement non réactif. L'augmentation de pression due à la combustion, qui constitue la source d'excitation en écoulement réactif, est simulée par une excitation acoustique provenant de deux haut-parleurs. La boucle de contrôle est basée sur l'utilisation de capteur microphonique ou fil-chaud, d'un actionneur acoustique, et repose sur un algorithme R-LMS.

Les résultats de contrôle de l'écoulement excité sont concluants. Les couplages aéroacoustiques sont fortement atténués et les phénomènes représentatifs des instabilités de combustion sont contrôlés. L'approche théorique globale menée permet de proposer une loi de décomposition d'un des paramètres représentatifs de l'écoulement.

Enfin, une étude est entreprise sur l'interaction gouttes/tourbillon lors de l'injection du carburant sous forme liquide, afin de dégager les paramètres d'injection influençant la répartition spatiale des gouttes. Les résultats obtenus permettent d'identifier le déphasage entre l'injection des gouttes et le détachement tourbillonnaire comme un paramètre déterminant.

Mots clés :

Écoulement recirculé ; marche descendante ; contrôle actif ; tourbillon ; instabilités de combustion ; actionneur ; algorithme ; RLMS ; mélange diphasique ; injection ; gouttes monodisperses ; train de gouttes ; interaction gouttes tourbillons ; moyenne de phase ; phase dispersée ; temps de séjour ;

Title :

DEVELOPMENT OF AN EXPERIMENTAL ACTIVE CONTROL LOOP ON A BACKWARD-FACING STEP FLOW TO PILOT THE AEROACOUSTIC COUPLINGS AND MODIFY THE MIXING

Abstract :

This work is included in researches on active control of flow. It concerns the application of active control methods on combustion chambers in order to optimise their performances and control the combustion instabilities. Phenomena are complex and many parameters determine the working of these chambers. One of them concerns the flow organisation (recirculating flow) which is influenced by couplings between the acoustic of the chamber and the flow unsteadiness.

This experimental study deals with the active control of a backward-facing step flow, which is representative of flows in combustion chamber. The purpose is pilot the aeroacoustic couplings include in the combustion instabilities mechanism, and modify the mixing of the two phases. This study is carried out in non-reactive flow. Pressure fluctuations due to the unsteady heat release are simulated by an acoustic excitation due to two loudspeakers. The control loop is based on a microphone or hot-wire sensor, an acoustic actuator, and a RLMS algorithm.

Results on the control of the exited flow are conclusive. The aeroacoustic couplings are strongly reduced and the phenomena, which represent the combustion instabilities, are controlled. A simplified theoretical law is proposed which permits to describe the main phenomena observed.

At last, this work deals with the liquid fuel injection. In particular, we examine the droplets/vortex interaction in order to identify the parameters that modify the spatial distribution of the droplets. These results allow us to identify the phase between the injection and the vortex shedding like a determinant parameter.

Keywords :

Backward-facing step flow ; recirculatif flow ; active control ; vortex ; combustion instabilities ; actuator ; RLMS ; algorithm ; two phase mixing ; injection ; droplets ; droplets vortex interaction ; residence time
