



**HAL**  
open science

# Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant

Ludovic Chatellier

► **To cite this version:**

Ludovic Chatellier. Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2002. Français. NNT : . tel-00003529v2

**HAL Id: tel-00003529**

**<https://theses.hal.science/tel-00003529v2>**

Submitted on 24 Nov 2003

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

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

# THÈSE

pour l'obtention du Grade de

**Docteur de l'Université de POITIERS**

(Diplôme National - Arrêté du 30 mars 1992)

École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers

École Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Acoustique et Dynamique des Écoulements Instationnaires

Présentée par

**Ludovic CHATELLIER**

## **Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant**

Directeurs de Thèse :

Yves GERVAIS

Janick LAUMONIER

Soutenue le 5 Septembre 2002 devant la commission d'examen

### Composition du jury

<b>M. SUNYACH</b>	Professeur à l'École Centrale de Lyon	<i>Rapporteur</i>
<b>Y. AURÉGAN</b>	Chargé de Recherche au CNRS (HdR), Le Mans	<i>Rapporteur</i>
<b>J.P. BONNET</b>	Directeur de Recherche au CNRS, Poitiers	<i>Examineur</i>
<b>S. PAUZIN</b>	Ingénieur de Recherche au CERT-ONERA, Toulouse	<i>Examineur</i>
<b>J. FITZPATRICK</b>	Professeur à Trinity College, Dublin	<i>Examineur</i>
<b>A. GIOVANNINI</b>	Professeur à l'Université Paul Sabatier, Toulouse	<i>Examineur</i>
<b>J. LAUMONIER</b>	Maître de Conférences à l'Université de Poitiers	<i>Examineur</i>
<b>Y. GERVAIS</b>	Professeur à l'Université de Poitiers	<i>Examineur</i>



# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>v</b>
<b>Lexique</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles</b>	<b>5</b>
1.1 Instabilité des couches de mélange . . . . .	5
1.1.1 Généralités . . . . .	5
1.1.2 Observations expérimentales . . . . .	5
1.1.3 Approche analytique . . . . .	6
1.1.4 Oscillations auto-entretenues . . . . .	8
1.1.5 Conclusions . . . . .	10
1.2 Ecoulement de cavité . . . . .	10
1.2.1 Terminologie adoptée pour les cavités parallélépipédiques . . . . .	11
1.2.2 Observations expérimentales : structure de l'écoulement moyen . . . . .	12
1.2.3 Dynamique de l'écoulement de cavité . . . . .	16
1.2.3.1 Oscillations hydrodynamiques . . . . .	16
1.2.3.2 Mode fluide-résonant longitudinal . . . . .	19
1.2.3.3 Couplage aéroacoustique normal . . . . .	22
1.2.3.4 Cohérence transversale du couplage . . . . .	22
1.2.3.5 Interactions non linéaires . . . . .	22
1.2.3.6 Effet de la structure de l'écoulement sur le couplage . . . . .	23
1.2.4 Modèles théoriques . . . . .	25
1.2.4.1 Modèle semi-empirique de Rossiter . . . . .	25
1.2.4.2 Modèle de Bilanin & Covert . . . . .	27
1.2.4.3 Modèle de Tam & Block . . . . .	29
1.2.4.4 Modèles de Howe . . . . .	30
1.3 Conclusion . . . . .	31
<b>2 Développement d'un modèle de stabilité</b>	<b>33</b>
2.1 Présentation du modèle de Howe . . . . .	33
2.1.1 Notion de conductivité de Rayleigh . . . . .	33

## TABLE DES MATIÈRES

---

2.1.2	Modélisation du problème . . . . .	35
2.1.3	Mise en équations . . . . .	35
2.1.4	Application à l'écoulement de cavité . . . . .	38
2.1.4.1	Domaine supérieur . . . . .	39
2.1.4.2	Demi espace inférieur . . . . .	40
2.1.4.3	Calcul de la conductivité de Rayleigh . . . . .	43
2.1.5	Comportement global de la cavité . . . . .	44
2.1.5.1	Champ de pression interne . . . . .	44
2.1.5.2	Champ de pression externe . . . . .	45
2.1.5.3	Réponse globale de la cavité . . . . .	46
2.2	Extrapolation partielle du modèle . . . . .	47
2.2.1	Réécriture de l'équation intégrale . . . . .	47
2.2.2	Simplification de l'équation intégrale . . . . .	48
2.3	Résultats obtenus . . . . .	50
2.3.1	Méthode de résolution . . . . .	50
2.3.2	Calcul de la conductivité de Rayleigh . . . . .	51
2.3.3	Recherche des fréquences d'instabilité . . . . .	54
2.3.3.1	Principe . . . . .	54
2.3.3.2	Ouverture rectangulaire simple . . . . .	55
2.3.3.3	Ouverture rectangulaire en présence des parois amont et aval . . . . .	57
2.3.3.4	Ouverture rectangulaire simple en représentation progressive . . . . .	57
2.4	Conclusion . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité</b>	<b>61</b>
3.1	La Soufflerie . . . . .	61
3.2	Montage expérimental . . . . .	62
3.2.1	Dimensionnement de la cavité . . . . .	62
3.2.1.1	Structure de l'écoulement . . . . .	62
3.2.1.2	Fréquence des émergences . . . . .	63
3.2.2	Dimensionnement de la maquette . . . . .	63
3.2.2.1	Position et encombrement . . . . .	63
3.2.2.2	Profil . . . . .	63
3.2.2.3	Couche limite amont . . . . .	63
3.2.2.4	Montage final . . . . .	64
3.2.3	Instrumentation . . . . .	65
3.2.3.1	Vitesse amont . . . . .	65
3.2.3.2	Fluctuations de pression pariétale . . . . .	65
3.3	Mesures préliminaires . . . . .	66
3.3.1	Acoustique de l'ensemble maquette-veine d'essais . . . . .	66
3.3.1.1	Réponse à une source de bruit rose . . . . .	66
3.3.1.2	Bruit généré par l'écoulement . . . . .	68
3.3.2	Couche limite amont . . . . .	70
3.3.3	Visualisations pariétales . . . . .	71

3.3.3.1	Méthode des enduits de paroi . . . . .	71
3.3.3.2	Résultats . . . . .	71
3.3.3.3	Conclusions . . . . .	73
3.4	Mesures de fluctuations de pression pariétale . . . . .	76
3.4.1	Mode opératoire . . . . .	76
3.4.2	Identification des émergences . . . . .	76
3.4.2.1	Signature des modes hydrodynamiques . . . . .	77
3.4.2.2	Etablissement de couplages fluide-résonants avec la veine d'essais . . . . .	78
3.4.3	Paramètres conditionnant l'écoulement de cavité . . . . .	81
3.4.3.1	Effet du nombre de Mach . . . . .	82
3.4.3.2	Influence de la géométrie de cavité . . . . .	84
3.4.4	Confrontation avec le modèle de stabilité . . . . .	87
3.5	Conclusion . . . . .	90
<b>4</b>	<b>Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques</b>	<b>93</b>
4.1	Eléments de Bibliographie . . . . .	93
4.1.1	Contrôle passif . . . . .	93
4.1.1.1	Modifications géométriques . . . . .	93
4.1.1.2	Soufflage continu de la couche de mélange . . . . .	94
4.1.1.3	Excitation de la couche de mélange à fréquence imposée . . . . .	94
4.1.2	Contrôle actif . . . . .	96
4.1.2.1	Méthodes acoustiques . . . . .	97
4.1.2.2	Méthodes fluidiques . . . . .	99
4.1.2.3	Méthodes mécaniques . . . . .	102
4.1.2.4	Méthodes micro-fluidiques . . . . .	104
4.1.2.5	Conclusion . . . . .	106
4.2	Développement de l'actionneur et méthodologie du contrôle . . . . .	107
4.2.1	Conception de l'actionneur mécanique . . . . .	107
4.2.2	Qualification de l'actionneur . . . . .	107
4.2.2.1	Propriétés dynamiques . . . . .	107
4.2.2.2	Réponse de l'actionneur libre soumis à l'écoulement . . . . .	108
4.2.2.3	Effet de la présence de l'actionneur libre sur l'écoulement . . . . .	112
4.2.3	Signal de commande . . . . .	112
4.3	Mise en oeuvre de la méthode de contrôle . . . . .	115
4.3.1	Configuration expérimentale . . . . .	115
4.3.2	Initiation du couplage fluide-élastique . . . . .	116
4.3.2.1	Mode opératoire . . . . .	117
4.3.2.2	Amplification du second mode hydrodynamique . . . . .	117
4.3.2.3	Amplification du troisième mode hydrodynamique . . . . .	118
4.3.2.4	Conclusion . . . . .	119
4.3.3	Amplification du couplage fluide-résonant . . . . .	122
4.3.3.1	Amplification du second mode . . . . .	122
4.3.3.2	Amplification du troisième mode . . . . .	122

## TABLE DES MATIÈRES

---

4.3.4	Atténuation du couplage fluide-résonant . . . . .	126
4.3.4.1	Atténuation du second mode . . . . .	126
4.3.4.2	Atténuation du troisième mode . . . . .	127
4.3.4.3	Conclusion . . . . .	128
4.4	Conclusion . . . . .	133
<b>5</b>	<b>Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité et effet du contrôle</b>	<b>135</b>
5.1	Méthode de mesure . . . . .	135
5.1.1	Présentation du dispositif de mesure . . . . .	135
5.1.2	Synchronisation du système de vélocimétrie par images de particules . . . . .	137
5.2	Caractéristiques de l'écoulement moyen . . . . .	139
5.2.1	Structure caractéristique . . . . .	139
5.2.2	Couche de mélange . . . . .	139
5.3	Oscillations de la couche de mélange libre . . . . .	143
5.3.1	Mesure du déplacement de l'interface . . . . .	143
5.3.2	Identification des modes hydrodynamiques . . . . .	144
5.3.2.1	Méthode d'approximation . . . . .	144
5.3.2.2	Identification du second mode . . . . .	147
5.3.2.3	Identification du troisième mode . . . . .	149
5.3.3	Conclusion . . . . .	154
5.4	Effet du contrôle sur les oscillations de la couche de mélange . . . . .	155
5.4.1	Amplification du second mode hydrodynamique . . . . .	155
5.4.2	Amplification du troisième mode hydrodynamique . . . . .	158
5.4.3	Atténuation du troisième mode hydrodynamique . . . . .	164
5.4.4	Conclusion . . . . .	166
5.5	Conclusion . . . . .	169
	<b>Conclusion générale</b>	<b>171</b>
	<b>Annexe A</b>	<b>175</b>
	<b>Annexe B</b>	<b>179</b>
	<b>Annexe C</b>	<b>183</b>

# Nomenclature

$c, a^\pm$	Vitesse du son	m/s
$U_\infty, U, U^\pm$	Vitesse de l'écoulement uniforme	m/s
$M$	Nombre de Mach de l'écoulement uniforme	
$\mathbf{v}$	Vecteur vitesse au point courant	m/s
$Q$	Débit volumique	m <sup>3</sup> /s
$p_0^\pm, p^\pm, p_\phi^\pm$	Pression	Pa
$\rho_0$	Masse volumique	kg/m <sup>3</sup>
$\phi, \phi^\pm$	Potentiel des vitesses	
$G$	Fonction de Green	
$\mathbf{x}, \mathbf{y}$	Coordonnées cartésiennes	m
$h$	Déplacement de la nappe tourbillonnaire	m
$\xi, \eta$	Coordonnées adimensionnées $x_1, y_1$	
$\zeta$	Déplacement adimensionné de la nappe tourbillonnaire	
$w, l, d$	Dimensions de la cavité (analytique)	m
$W, L, D$	Dimensions de la cavité (experimental)	m
$\kappa, \kappa^\pm$	Noyau de l'équation intégrale	
$\kappa_0$	Nombre d'onde	rad/m
$\sigma$	Nombre de Strouhal $\sigma = \omega l / 2U$	
$S$	Nombre de Strouhal $S = fL/U$	
$K_R$	Conductivité de Rayleigh de l'interface	
$K_c$	Conductivité de Rayleigh de la cavité	
$k, n, \alpha$	Paramètres de la formule de Rossiter	

## Nomenclature

---

# Lexique<sup>1</sup>

## ***Mode hydrodynamique***

Mode d'oscillations naturelles de tout écoulement cisailé naturellement instable, telle une couche de mélange. Cette appellation se conserve quand les oscillations deviennent auto-entretenues, suite, par exemple, à la rétroaction due aux structures tourbillonnaires convectées vers l'aval.

## ***Mode fluide-dynamique***

Se dit des écoulements de cavités, jets impactants, et, plus généralement, de tout écoulement avec obstacle pour lequel sont observés des modes d'oscillations hydrodynamiques auto-entretenues du fait de la présence de l'obstacle. Par extension, ce terme s'emploie lorsqu'il existe une rétroaction hydrodynamique due à l'interaction de structures tourbillonnaires avec l'obstacle.

## ***Mode fluide-résonant normal***

Mode d'oscillations pour lequel les fluctuations de pression viennent exciter une résonance acoustique normale à la direction de l'écoulement, comme dans le cas d'un résonateur. Lorsque la fréquence des oscillations et celle du mode résonant approchent de l'accord, on observe un couplage fluide-résonant. L'amplitude des fluctuations de pression augmente alors singulièrement et la fréquence du phénomène est légèrement modifiée.

## ***Mode fluide-résonant longitudinal***

Le mode fluide-résonant désigne l'installation d'un couplage liant les effets convectifs et propagatifs entre l'origine de la couche de cisaillement et un obstacle. Ce type de couplage est le plus souvent attribué à la convection de structures cohérentes et à la perturbation de pression provoquée par leur impact sur l'obstacle. Dans certains cas, la seule interaction entre la couche de mélange et l'obstacle suffit à déclencher un tel cycle de rétroaction.

## ***Mode fluide-élastique***

Un mode dit fluide-élastique peut se superposer à chacun des phénomènes cités plus haut. Celui-ci se caractérise par un couplage entre le mouvement d'une structure mobile, libre ou non, et le ou les modes d'oscillations initialement présents.

---

<sup>1</sup>Les termes cités dans ce lexique sont pour la plupart repris de la classification effectuée par Rockwell & Naudascher [66].



# Introduction

Les phénomènes conduisant à l'apparition d'oscillations auto-entretenues s'étendent sur un vaste domaine de la mécanique des fluides. Dans le cadre d'applications industrielles, leur existence est le plus souvent source de fatigue pour les structures et de nuisances sonores particulièrement dommageables au métabolisme humain. A l'inverse, ces instabilités sont indispensables au fonctionnement de nombreux instruments à vents et peuvent également être recherchées en vue d'améliorer les échanges de chaleur ou les mélanges de différentes phases fluides.

Le cas particulier de l'écoulement de cavité donne lieu à un nombre grandissant d'études depuis une cinquantaine d'années. Les situations pratiques mettant en jeu l'excitation d'un volume de fluide confiné par un écoulement rasant se rencontrent pour la plupart dans le cadre des transports terrestres, aériens ou spatiaux. Les toits ouvrants et fenêtres d'automobiles, césures entre les wagons, baies de trains d'atterrissage ou séparations thermiques des boosters à poudre sont autant de cas propices à l'apparition de ces instabilités sous différentes formes. Ce type d'interaction s'observe également dans les systèmes d'aération ainsi que dans les réseaux de transport de fluide en général.

Indépendamment de leurs effets et de leurs éventuelles applications, les modes d'instabilité observés en écoulement de cavité demeurent difficiles à appréhender et mettent en échec la plupart des modélisations connues. Selon les régimes d'écoulement et la géométrie des problèmes, les mécanismes de génération des oscillations auto-entretenues s'observent sous différentes formes. En écoulement laminaire, la formation de structures cohérentes dans la couche de mélange et leur interaction avec le bord aval sont en général responsables d'une rétroaction quasi instantanée vers le point de détachement de la couche de mélange au niveau du bord amont. En écoulement turbulent, ce type de structure apparaît préférentiellement pour des cavités de grand allongement longitudinal et ne conduit à un phénomène de rétroaction qu'à nombre de Mach élevé, quand son impact sur le bord aval provoque une onde de pression réfléchiée vers l'amont. A l'inverse, pour les faibles nombres de Mach et dans le cas de cavités d'allongement longitudinal modéré, ces lâchers de structures tourbillonnaires ne s'observent pas nécessairement. Les modes d'instabilité sont néanmoins présents sous la forme d'oscillations auto-entretenues de la couche de mélange turbulente confinée entre les bords amont et aval. Bien que cette dernière configuration soit extrêmement courante, en particulier dans le cadre des transports terrestres, il n'existe pas de modèle analytique capable de représenter ce mode d'oscillation qui, du fait de l'absence de structures tourbillonnaires discrètes, nécessite une approche complexe.

Les nuisances sonores et les vibrations engendrées par les instabilités rencontrées en écoulement de cavité ont également été le sujet d'un grand nombre d'études visant à leur suppression. Les développements récents en matière de traitement numérique des données et d'analyse en temps réel offrent

## Introduction

---

de nouvelles perspectives à cet effet. Il est désormais possible d'envisager le contrôle actif de ce type d'écoulement en vue d'annihiler ses modes d'oscillations et leurs éventuels couplages avec l'acoustique du milieu ou avec les modes de vibration des structures avoisinantes. On peut également chercher à déclencher l'apparition de ces modes instables et à contrôler leur intensité, de manière à optimiser, par exemple, le mélange de deux phases fluides où les échanges de chaleur au sein de l'écoulement.

Le travail présenté dans ce manuscrit est donc centré sur le thème de l'écoulement de cavité à faible nombre de Mach, abordé selon trois aspects :

- ▷ Recherche d'une formulation analytique dédiée,
- ▷ Caractérisation expérimentale de l'écoulement,
- ▷ Développement et application d'un système de contrôle actif.

Ainsi, les cinq chapitres qui composent ce mémoire sont présentés dans la perspective de fournir une description de l'écoulement de cavité avec une finalité de contrôle.

En premier lieu, nous proposons une étude bibliographique destinée à décrire les différents aspects phénoménologiques de ce type d'écoulement. Les quelques modélisations théoriques les plus courantes sont également présentées en fin de chapitre.

Le second chapitre s'inscrit dans la continuité des travaux de Howe [35, 36, 37, 38, 39] et aborde différentes configurations d'écoulement de cavité à l'aide d'une modélisation de la couche de mélange turbulente par une nappe tourbillonnaire. Nous reprenons ensuite cette analyse en l'étendant à une formulation propagative après modification de la fonction de Green initialement utilisée par Howe. Cette démarche permet alors de faire apparaître le nombre de Mach de l'écoulement comme un paramètre supplémentaire dans la prédiction des modes d'instabilité.

Le troisième chapitre de ce document présente tout d'abord une description du dispositif expérimental utilisé au cours de ce travail ainsi que les choix retenus pour la conception de la maquette d'étude. Nous détaillons ensuite les résultats de la caractérisation expérimentale des modes d'instabilité et des couplages aéroacoustiques effectuée à l'aide de mesures de fluctuations de pression sur l'enveloppe de la maquette. Ces données sont alors confrontées aux différents modèles utilisés et font apparaître la pertinence ainsi que la limite de validité de chacune des approches proposées.

La conception, l'implantation et l'application d'un système de contrôle actif sont présentées dans le chapitre 4, après un aperçu des différentes solutions proposées jusqu'à présent. Cette étude de faisabilité privilégie la simplicité de mise en œuvre tout en faisant suite aux conclusions issues des chapitres 2 et 3. Ainsi, le dispositif adopté consiste en un actionneur mécanique localisé au bord aval et commandé par un circuit analogique de suivi de fréquence. L'asservissement de ce système à l'un des microphones de la cavité permet alors le contrôle de l'amplitude des fluctuations de pression par l'intermédiaire du couplage *fluide-élastique* entre l'actionneur et les oscillations de la couche de mélange.

Le cinquième chapitre de ce document propose une synthèse expérimentale de l'ensemble des concepts et résultats présentés au long du mémoire. Nous utilisons pour cela une méthode hybride de mesure de champs de vitesse, basée sur la synchronisation d'un système de vélocimétrie par images de particules avec le signal de l'un des microphones. Le suivi du cycle d'oscillation permet alors de déduire la dynamique des modes d'instabilité de la couche de mélange par intégration d'un système

---

différentiel. Nous paramétrons ensuite les résultats obtenus à l'aide des données issues du modèle de stabilité afin de caractériser les oscillations libres de la couche de mélange ainsi que l'effet du contrôle sur leurs forme, amplitude et phase. Ces derniers résultats apportent la preuve qu'un couplage peut être établi entre la mise en vibration du bord aval de la cavité et les oscillations de la couche de mélange. Il apparaît également que l'application du contrôle sous cette forme perturbe sensiblement les oscillations hydrodynamiques, en particulier dans le cadre de leur atténuation.

Le travail présenté dans ce mémoire a été initié dans le cadre du Groupe de Recherche en Mécanique des Fluides Active, piloté par le CNRS.

## **Introduction**

---

# Chapitre 1

## Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

L'apparition de phénomènes auto-entretenus au sein d'un écoulement est le plus souvent liée à la sollicitation d'une zone potentiellement instable par une interaction de type fluide-structure, telle que celle qui se produit au bord aval d'une cavité. De telles situations se rencontrent également pour des configurations comme les jets impactants ou les interactions entre un sillage et un profil. D'une manière générale, c'est l'instabilité naturelle des couches de mélange qui autorise l'apparition d'oscillations et peut conduire à l'établissement d'un couplage aéroacoustique.

### 1.1 Instabilité des couches de mélange

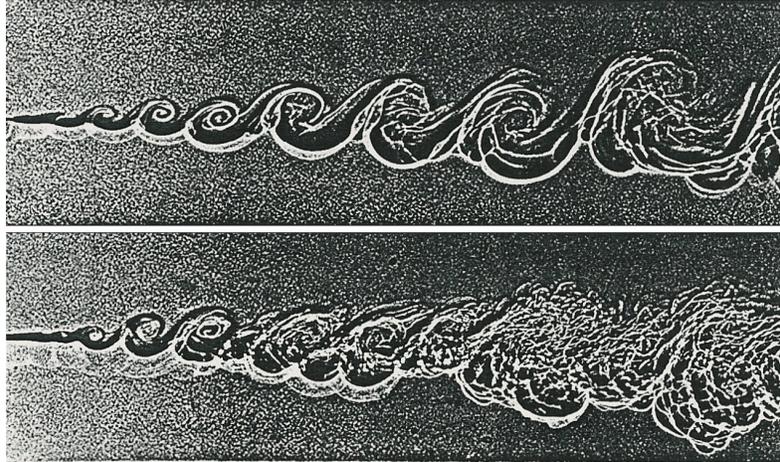
#### 1.1.1 Généralités

Une couche de mélange se définit comme le lieu de rencontre entre deux écoulements parallèles de vitesses différentes. Cette zone de transition consiste en une région de fort cisaillement dont l'instabilité peut être observée dès les faibles nombres de Reynolds. Rayleigh [62] s'intéresse très tôt au problème d'oscillations de sillage et pense que "leur existence est sans aucun doute liée à l'instabilité des couches de vorticité". Dans le cas de l'interaction entre un jet et un obstacle, il propose l'idée d'une rétroaction se propageant à la vitesse du son vers l'amont. Il déduit également que la présence d'un point d'inflexion dans un profil de vitesse est une condition nécessaire et suffisante à son instabilité, critère vérifié dans toute couche de mélange.

#### 1.1.2 Observations expérimentales

Les nombreuses études expérimentales consacrées aux couches de mélange se développant librement montrent la formation et la convection d'enroulements fluides transversaux. Leur évolution apparaît sur les visualisations de Brown & Roshko [7] présentées en figure 1.1. On peut y observer leur amplification, leur appariement puis la transition de la couche de mélange vers un état turbulent. La périodicité de ces formations est une caractéristique intrinsèque de la couche de mélange et se dégrade

en modes sous-harmoniques au cours des appariements successifs. Sur le second cliché où le nombre de Reynolds a été doublé, la transition vers l'état turbulent est favorisée mais le phénomène d'appariement et l'organisation cohérente de l'écoulement sont conservés.



**FIG. 1.1:** Visualisation de couches de mélange par ombroscopie [7], effet du doublement du nombre de Reynolds sur la transition vers la turbulence.

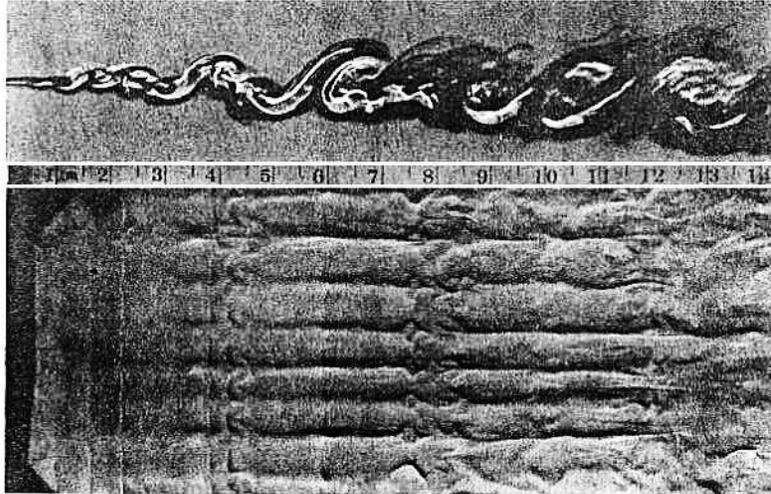
Malgré son caractère apparemment bidimensionnel, l'écoulement de couche de mélange est également composé de structures tridimensionnelles à plus petite échelle. Les expériences de Bernal & Roshko [4] montrent l'existence de tourbillons longitudinaux insérés dans les enroulements transversaux. L'enchevêtrement de ces deux mouvements apparaît sur la figure 1.2. L'existence de ce mouvement secondaire est due aux effets centrifuges générés lors de l'enroulements de la couche de mélange, on peut en cela les comparer aux instabilités de Goertler apparaissant le long des surfaces concaves. La vue en coupe présentée en figure 1.3 montre l'apparition de ces instabilités secondaires à mesure que les oscillations de la couche de mélange s'amplifient. On y distingue de plus leur allure, semblable à celle des instabilités de Goertler.

La couche de mélange se présente donc comme une zone propice à l'apparition d'instabilités périodiques dont l'amplitude croît fortement dans le temps et l'espace. Cet écoulement acquiert alors une structure tridimensionnelle relativement complexe qui favorise la transition à la turbulence. Cependant, l'organisation initiale des structures qui s'y développent se conserve une fois l'état de turbulence développée atteint.

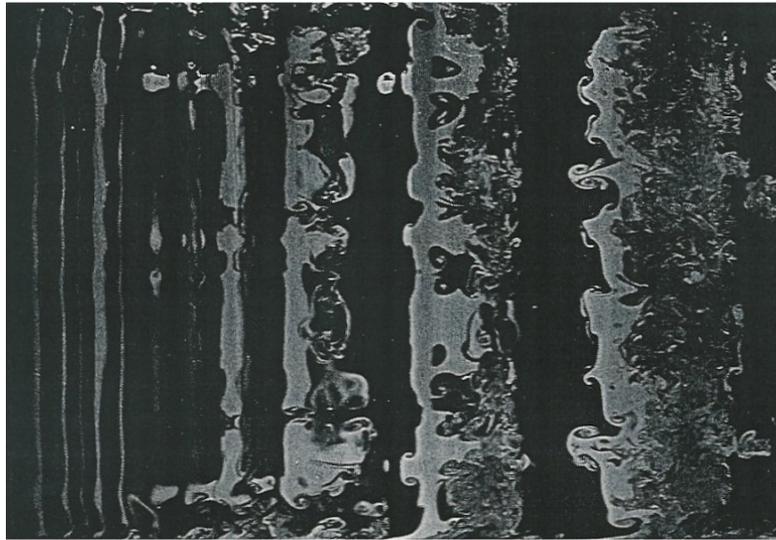
### 1.1.3 Approche analytique

L'aspect déterministe des oscillations de couche de mélange a incité de nombreux auteurs à rechercher leurs critères d'instabilité. Classiquement, l'étude de la stabilité des couches de mélange passe par l'insertion de perturbations vérifiant les équations d'Euler ou de Navier-Stokes.

En deux dimensions, on peut superposer à un profil de vitesse longitudinale  $U(y)$  une perturbation sous la forme, par exemple, d'un potentiel ondulatoire complexe  $\phi(y)e^{i(\alpha x - \omega t)}$ . La capacité de la perturbation à s'amplifier étant contenue dans les parties imaginaires de  $\alpha$  et  $\omega$ , il est possible de s'intéresser



**FIG. 1.2:** *Superposition d'enroulements transversaux et longitudinaux dans une couche de mélange [4].*



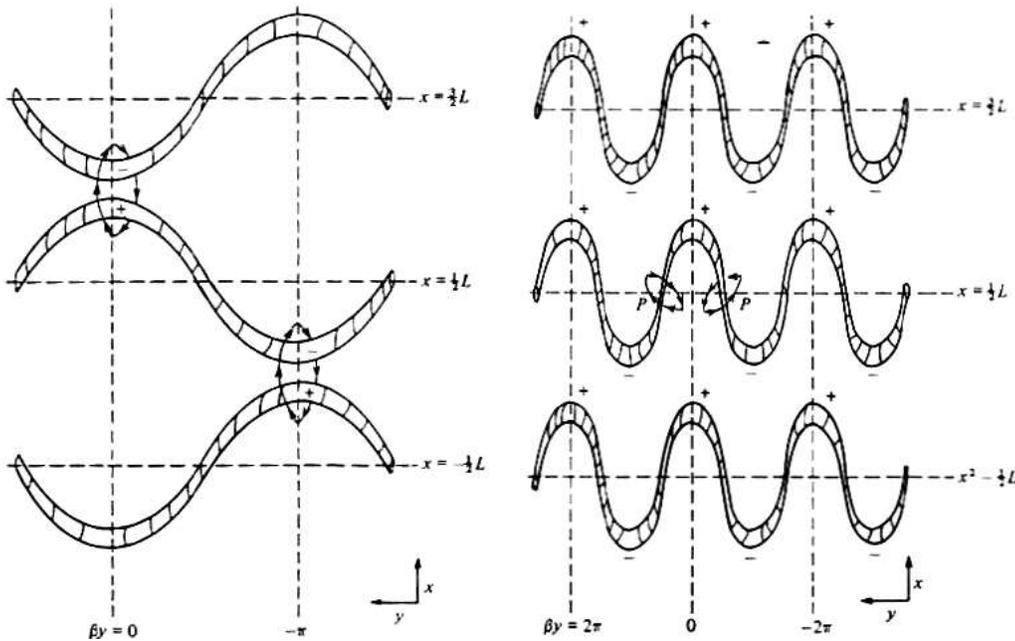
**FIG. 1.3:** *Visualisation des instabilités secondaires par tomographie laser [4].*

à la fois à son développement spatial et temporel ou de ne conserver qu'une de ces deux approches en imposant qu'un de ces deux paramètres soit réel. La résolution de ce type de problème conduit à la prédiction des modes d'instabilité préférentiels dans leur phase de développement linéaire. Michalke [53] traite analytiquement le cas particulier du profil de la couche de mélange incompressible non visqueuse pour lequel il détermine la longueur d'onde du mode d'instabilité primaire basée sur l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite incidente :  $\lambda = 7,06\delta$ , en accord avec les observations expérimentales de Brown & Roshko [7] et de Bernal & Roshko [4].

Concernant la présence d'enroulements longitudinaux, on citera l'approche analytique de Pierrehumbert et Widnall [58] qui ont introduit une perturbation périodique transversale. Leurs calculs in-

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

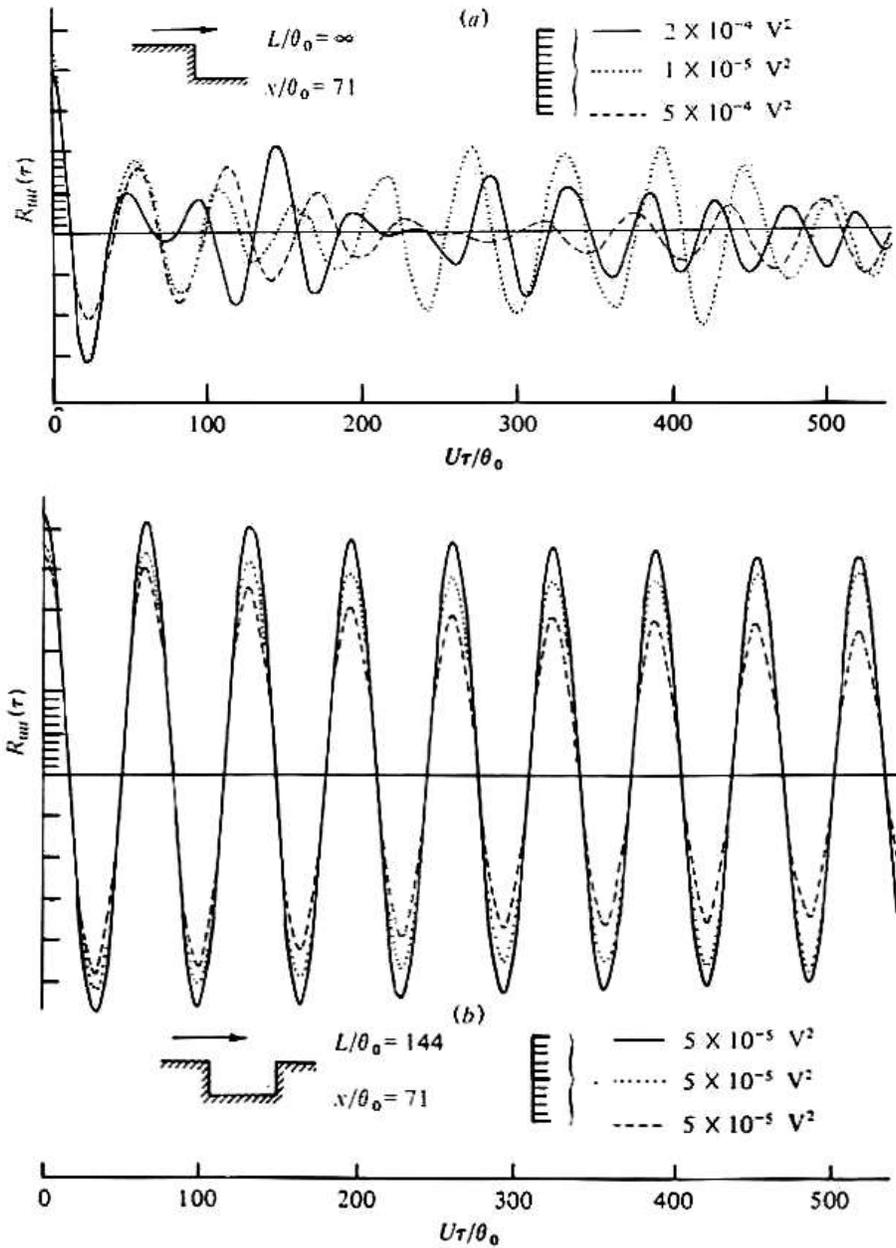
diquent l'existence de deux modes d'instabilité préférentiels dont une description est donnée en figure 1.4. Le premier mode traduit la déformation des tubes tourbillonnaires successifs lorsqu'ils oscillent en opposition de phase. Par extrapolation, l'interaction entre deux ventres voisins mène à leur appariement et dégrade localement les oscillations longitudinales en modes sous harmoniques. Le second mode décrit l'étirement longitudinal des tubes tourbillonnaires lorsqu'ils oscillent en phase. Ici, les noeuds contrarotatifs sont distribués régulièrement dans la couche de mélange et expliqueraient l'apparition de tourbillons longitudinaux tels que ceux observés expérimentalement.



**FIG. 1.4:** Appariement et étirement longitudinal des instabilités primaires (extrapolation des calculs d'instabilité linéaire tridimensionnels) [58].

### 1.1.4 Oscillations auto-entretenues

Les oscillations et les structures cohérentes qui apparaissent au sein d'une couche de mélange sont les conséquences du cisaillement imposé par la jonction de deux écoulements de vitesse différente. Dans le cas d'une couche de mélange se développant librement, l'échelle des structures convectées augmente suite aux appariements et à l'amalgamation de fluide extérieur. Simultanément, le cisaillement imposé de part et d'autre de la couche contribue à intensifier leur vorticité. Les structures acquièrent alors une forme d'autonomie vis à vis de leur origine et cette indépendance se caractérise par une forte dispersion temporelle des grandeurs mesurables. Winant & Browand [87], Brown & Dimotakis [22], ainsi que Rockwell & Knisely [64] constatent cet effet sur leurs mesures de vitesses effectuées en aval de la couche de mélange. Malgré cela, les calculs d'autocorrélation de vitesse effectuées par Rockwell & Knisely [64] reflètent l'organisation persistante de l'écoulement (Fig.1.5a). Ils envisagent donc une possibilité de rétroaction de l'aval vers l'amont. Le système d'oscillations provoquées par le caractère



**FIG. 1.5:** Autocorrélations de vitesses mesurées dans des couches de mélange avec et sans obstacle [64]; différents échantillons sont présentés afin de faire apparaître la dispersion temporelle.

instable des couches de mélange présente alors les caractéristiques d'un système d'oscillations auto-entretenues.

Dans la mesure où la rétroaction de l'aval sur l'amont reste faible, le cycle ainsi décrit est relativement peu déterministe. Lorsqu'il y a présence d'un obstacle en aval de la couche de mélange, l'écoulement est soumis à une contrainte cinématique forte et la rétroaction se ressent alors sans qu'il

Il y a nécessairement présence de structures tourbillonnaires. Pour le démontrer, Rockwell & Knisely [64] ont comparé la cohérence des oscillations de couche de mélange en développement libre puis en présence d'un obstacle. Leurs résultats présentés en figure 1.5 mettent en évidence une périodicité quasi identique dans les deux cas et montrent que la présence de l'obstacle réduit fortement la dispersion temporelle de l'écoulement tout en amplifiant ses oscillations. Il prouve ainsi que la présence d'un obstacle ne modifie pas fondamentalement le comportement naturel des couches de mélange et tend à favoriser l'établissement d'un régime d'oscillations cohérentes de forte amplitude.

Le mécanisme d'établissement des oscillations auto-entretenues est souvent associé à la remontée des perturbations créées lors des interactions entre les structures émises et les obstacles placés en aval. Cette description reste pourtant incertaine compte tenu de la difficulté à représenter la nature de l'interaction d'une structure tourbillonnaire avec un obstacle. De telles configurations peuvent se présenter sous différentes formes, les plus courantes mettent en jeu des jets impactants sur des structures, la rotation de pales d'hélicoptères, d'aubes de rotors, ou la mise en présence de couches de mélange avec des structures aux profils divers. Nous présenterons ici le problème particulier de l'écoulement de cavité, diverses références pouvant être consultées au sujet du cas général des oscillations auto-entretenues. Parmi celles-ci, les travaux de Rockwell & Knisely [65], Ho & Nosseir [34], Knisely & Rockwell [45], Ziada & Rockwell [91] et la revue de Rockwell [63] offrent une large contribution expérimentale à l'étude des phénomènes auto-entretenus. Un aperçu des méthodes analytiques permettant de traiter différentes situations peut être trouvé dans les études de Powell [61], Howe [35], Durbin [23] ou Crighton [21].

### 1.1.5 Conclusions

Cet ensemble de résultats permet de considérer l'écoulement de couche de mélange comme un lieu propice à l'établissement d'instabilités, qu'elles soient longitudinales ou transversales. Celles-ci se distribuent selon des modes préférentiels, prédictibles, et s'amplifient dans l'espace et le temps pour donner naissance à des structures tourbillonnaires de forte intensité. On observe alors l'apparition de régimes d'oscillations auto-entretenues, provoquées par la rétroaction de l'aval sur l'amont et semblables aux situations rencontrées dans le cadre d'interactions fluide-structure.

L'écoulement de cavité est un cas particulier de ce type de configuration. Hormis la présence d'un obstacle, la couche de mélange y est soumise à un confinement qui limite l'entraînement du fluide par l'écoulement rasant. A ces contraintes cinématiques s'ajoute l'éventuelle excitation acoustique du volume de cavité, susceptible d'interférer avec les oscillations de la couche de mélange. Les paragraphes suivants présentent les différents concepts relatifs aux écoulements de cavité ainsi que certains résultats significatifs de la variété des situations rencontrées.

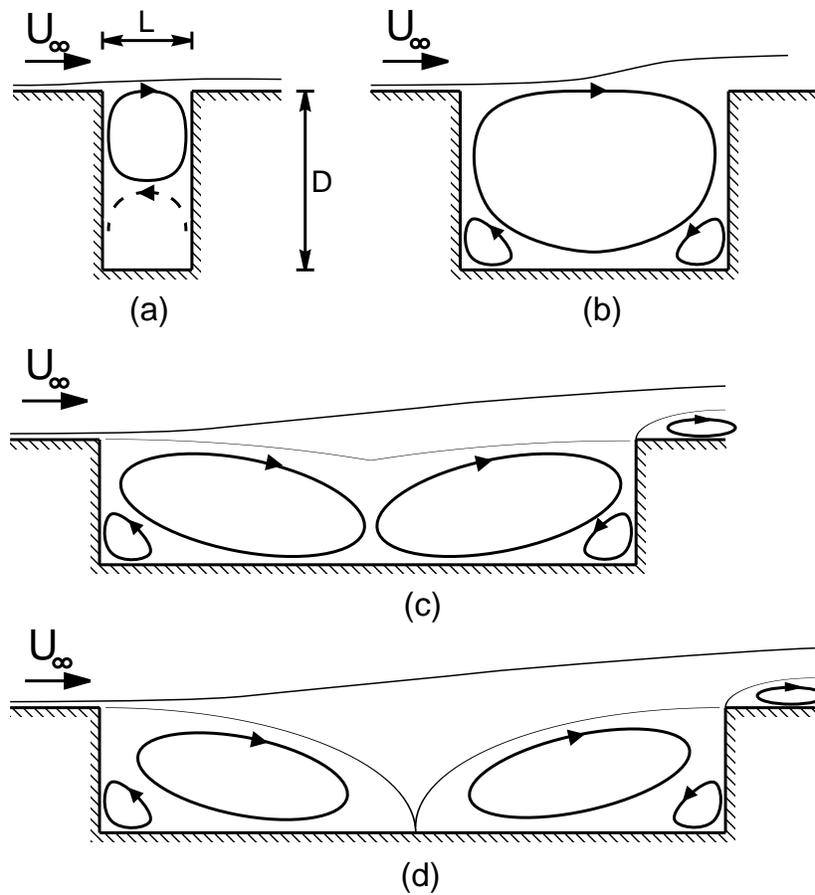
## 1.2 Écoulement de cavité

L'écoulement dit "de cavité" met en présence un écoulement uniforme et un volume de fluide confiné, initialement au repos. Cette définition autorise un grand nombre de configurations possibles et rend le domaine d'étude extrêmement vaste. Il est donc nécessaire dans un premier temps de présenter

certains concepts généraux avant de s'intéresser aux caractéristiques dynamiques des écoulements de cavité.

### 1.2.1 Terminologie adoptée pour les cavités parallélépipédiques

Bien que l'on puisse s'intéresser à une grande variété de géométries, les configurations les plus courantes concernent des cavités parallélépipédiques. Il est d'usage de noter leurs longueur, profondeur et envergure respectivement par  $L$ ,  $D$  et  $W$  (pour *length*, *depth* et *width*), ces dimensions permettant une première classification que l'on pourra éventuellement adapter à d'autres géométries.



**FIG. 1.6:** Classification des cavités rectangulaires ; (a) Cavité profonde ; cavités peu profondes : (b) : ouverte, (c) : transitionnelle, (d) : fermée.

Le rapport  $L/D$  conditionne pour une bonne part le comportement de l'écoulement :

- les configurations où  $L/D > 1$  sont regroupées sous le nom de *cavités peu profondes*. On en distingue trois déclinaisons principales :
  - Selon Charwat *et al.* [14], une cavité est dite *ouverte* quand la couche de mélange ne pénètre pas, ou peu, à l'intérieur de la cavité (Fig.1.6b). Cette situation se vérifie en général quand

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

---

$L/D$  reste proche de 1. L'écoulement interne consiste alors en un tourbillon confiné entre les bords amont et aval, éventuellement accompagné de zones de recirculation au niveau des angles inférieurs.

- une cavité est dite *fermée* quand il y a recollement de la couche de mélange au fond de la cavité (Fig.1.6d), pour des rapports  $L/D$  de l'ordre de 10 ou plus. Il se forme alors une zone de recirculation supplémentaire entre le point de recollement et le bord aval, puis une zone décollée au bord aval.
- il existe une configuration appelée *cavité transitionnelle* où la couche de mélange pénètre à l'intérieur de la cavité sans qu'il y ait recollement (Fig.1.6c). On observe néanmoins un lieu de stagnation séparant les zones de recirculation amont et aval. On peut rencontrer ce type d'écoulement pour  $L/D$  compris entre 5 et 10.
- lorsque  $L/D < 1$ , on parle de *cavité profonde* pour lesquelles on peut s'attendre à observer un comportement fortement dépendant des modes de résonance du volume confiné. Il existe en général une zone de recirculation dans la partie supérieure de la cavité, éventuellement accompagnée de zones de recirculation secondaires (Fig.1.6a).

L'écoulement est également sensible à l'allongement transversal de la cavité, soit au facteur  $W/L$ . Un grand allongement favorisant *a priori* l'établissement d'un comportement bidimensionnel, on parle de *cavité bidimensionnelle* quand  $W/L > 1$ . On peut cependant s'attendre à ce que ces configurations favorisent également l'apparition d'instabilités tridimensionnelles dans la couche de mélange.

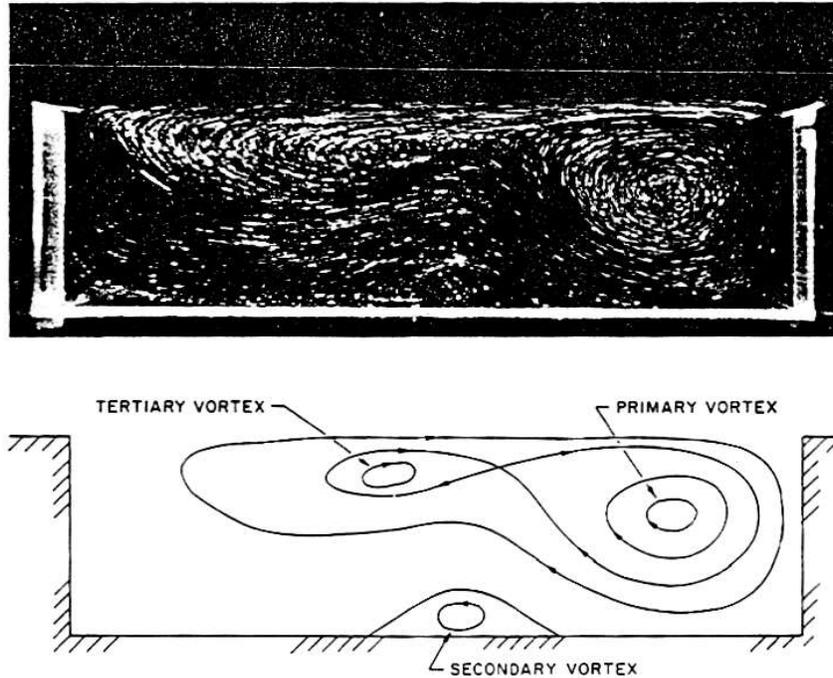
### 1.2.2 Observations expérimentales : structure de l'écoulement moyen

Une des premières études expérimentales de l'écoulement de cavité est due à Roshko [67] en 1955. Ses observations sont effectuées en écoulement laminaire à très faible nombre de Mach, pour des cavités de dimensions variables mais dont le rapport  $L/D$  est de l'ordre de l'unité. Il décrit la formation d'une unique zone de recirculation accompagnée de deux recirculations d'angle qui caractérisent une configuration de type *cavité ouverte*, telle qu'en figure 1.6b.

L'augmentation du rapport  $L/D$  conduit rapidement à l'apparition d'une structure plus complexe, comme le montrent les visualisations de Neary et Stephanoff [55] en figure 1.7 pour  $L/D = 3, 5$ . Quand le nombre de Reynolds augmente, ces derniers observent la transformation du tourbillon central en une zone de recirculation proche du dédoublement et dont le tourbillon principal vient épouser l'angle inférieur aval.

Selon les sources, la transition vers une configuration de type *cavité fermée* s'étend sur une plage  $L/D$  variant entre 3,5 et 10 [55, 13, 70]. Au delà, l'écoulement moyen est constitué de trois zones de recirculation distinctes aux pieds amont et aval de la cavité ainsi qu'à son bord aval.

Une étude exhaustive de l'écoulement en cavités de faible allongement transversal a été menée récemment par la NASA [59, 85, 83, 60, 84] dans le but de fournir des données couvrant une vaste gamme de géométries et de régimes d'écoulement. Pour des nombres de Mach compris entre 0,2 et 0,95 et des rapports d'allongement allant de  $L/D = 1$  à  $L/D = 19$ , Plentovich *et al.* [60] ont établi une classification de la structure de l'écoulement à partir des mesures de pression statique mesurées en fond de cavité. Sur la figure 1.8 indiquant la structure de l'écoulement en fonction de l'allongement  $L/D$ ,



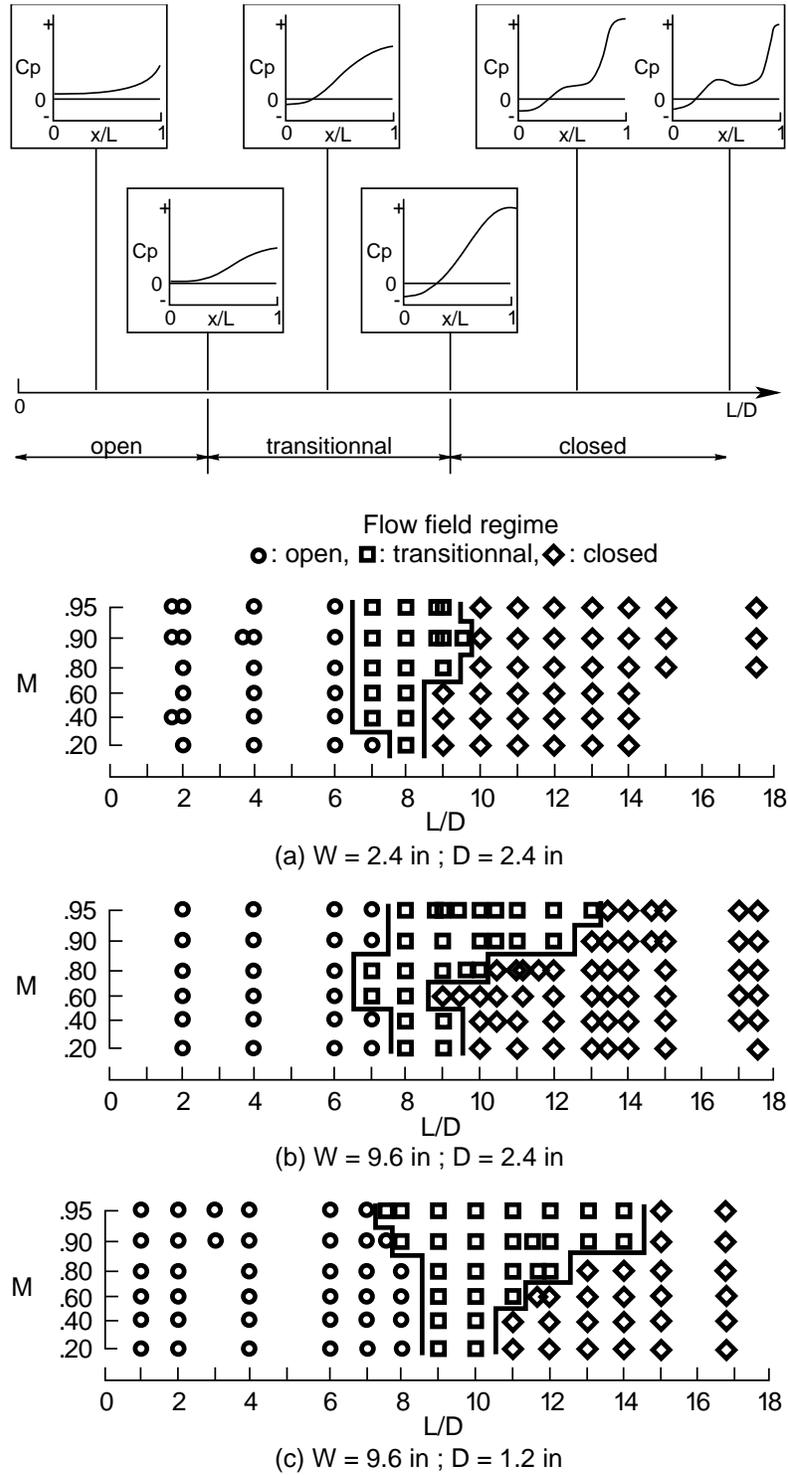
**FIG. 1.7:** Evolution de la structure de l'écoulement dans une cavité d'allongement modéré ( $L/D = 3, 5$ ) [55].

la transition d'une configuration de cavité ouverte vers une configuration de cavité fermée correspond au changement de signe du coefficient de pression en  $x = 0$ , conséquence de l'apparition d'une zone décollée attachée au bord amont. Quand  $L/D$  augmente, l'évolution vers une configuration de cavité fermée se fait à l'apparition d'un point de rattachement en fond de cavité et se traduit par un maximum local de pression juste en amont du bord aval. Pour les grands allongements, le point de rattachement se situe à des positions relatives  $x/L$  de plus en plus faibles et l'évolution du coefficient de pression présente des extrema locaux successifs matérialisant les positions des points de décollement (en  $x = 0$ ), de rattachement puis de décollement de la zone de recirculation avale.

Ces propriétés permettent de procéder à une observation plus vaste des régimes d'écoulement de cavité. Plentovich *et al.* reportent alors les domaines de transition entre l'écoulement de cavité ouverte et l'écoulement de cavité fermée en fonction de la géométrie et du régime d'écoulement. Leurs résultats, dont une partie est présentée en figure 1.8 montrent, outre l'effet de l'allongement  $L/D$ , l'influence du nombre de Mach et de l'envergure sur l'évolution de la structure de l'écoulement. Il apparaît clairement ici que le domaine de transition s'étend considérablement quand le nombre de Mach augmente, il n'est donc pas possible de classifier précisément la structure de l'écoulement à partir de la seule donnée du rapport d'allongement. De plus, on observe que l'envergure relative de la cavité influence sensiblement cette évolution et favorise l'apparition d'une structure de type cavité fermée.

La transition vers un système à plusieurs cellules tourbillonnaires peut également exister dans le cas de cavités profondes. Elles sont alors contrarotatives et leur agencement peut être très complexe, comme le montre la figure 1.9. Seule la cellule supérieure présente une interaction avec la couche de

# 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles



**FIG. 1.8:** Classification de la structure de l'écoulement à partir de l'évolution du coefficient de pression ; répartition des configurations observées en fonction du nombre de Mach et de la géométrie de cavité [60].

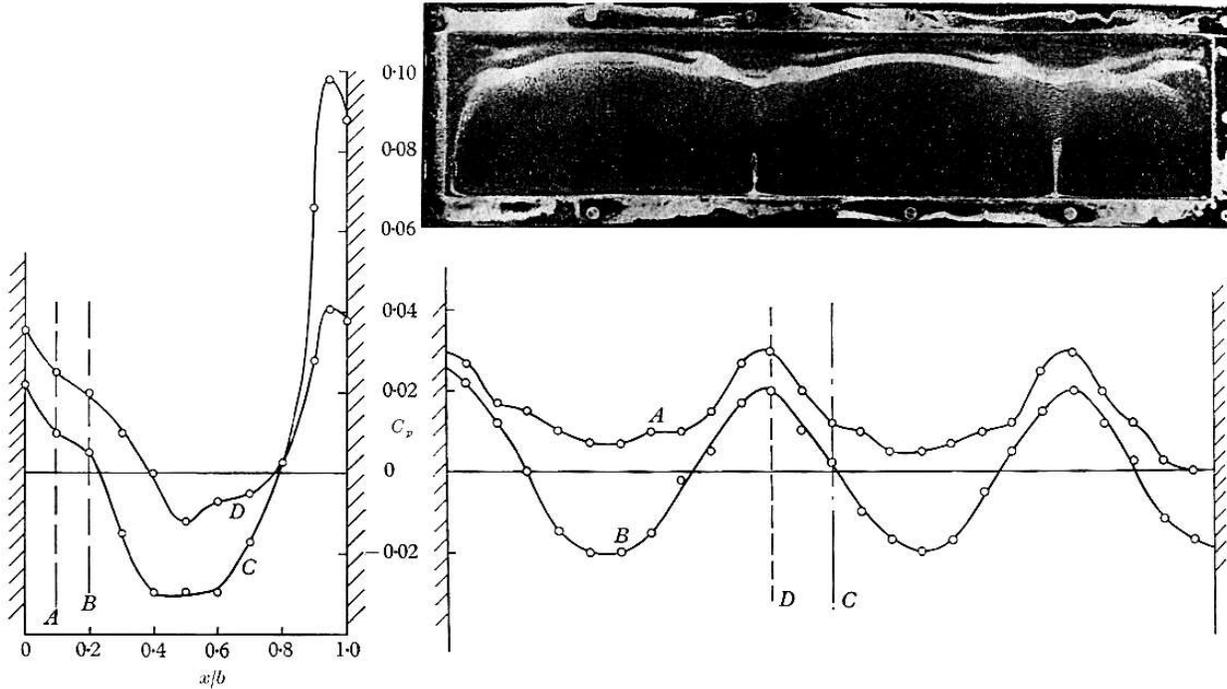
mélange, à l'image des configurations unicellulaires.



**FIG. 1.9:** Répartition des cellules contrarotatives en cavité profonde [27].

Mauil et East [51] ont utilisé une méthode d'enduits de surface afin de mettre en évidence l'organisation transversale de l'écoulement dans des cavités ouvertes d'allongements longitudinal et transversal variables. Un exemple de leurs clichés est fourni en figure 1.10. Il montre la structure périodique de la répartition des contraintes tangentielles et son étroite corrélation avec la distribution des pressions statiques en fond de cavité. Cet aspect se retrouve dans les expériences de Neary et Stephanoff [55], dans l'eau et à faible nombre de Reynolds. Ils décrivent l'existence d'une onde transverse qui anime le tourbillon aval et dont l'amplitude ainsi que la périodicité sont fortement dépendantes de la géométrie de la cavité.

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles



**FIG. 1.10:** Structures longitudinale et transversale de l'écoulement, comparaison avec les mesures de pression statique [51].

### 1.2.3 Dynamique de l'écoulement de cavité

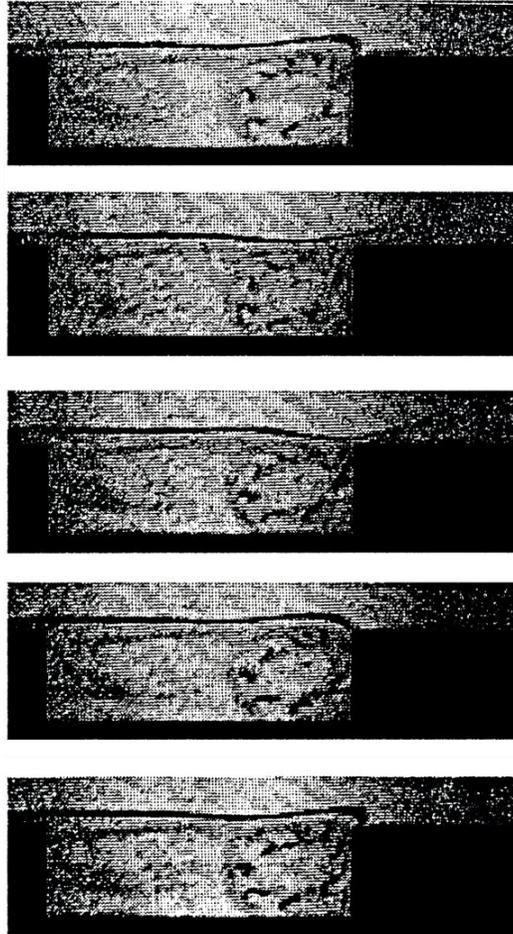
Le comportement dynamique de l'écoulement de cavité a fait l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales au cours des quarante dernières années. L'ensemble des investigations concerne un large domaine et montre l'existence des modes de rétroaction et de couplages fortement dépendants des caractéristiques de l'écoulement incident et de la géométrie de la cavité.

#### 1.2.3.1 Oscillations hydrodynamiques

De nombreuses études, menées pour la plupart à faible nombre de Mach, rapportent que l'écoulement de cavité ne modifie pas fondamentalement le comportement naturel de la couche de mélange. Ses oscillations, initialement présentes sous forme de modes hydrodynamiques de type Kelvin-Helmholtz, subissent une forte amplification lorsqu'elles sont soumises à la présence du bord aval de la cavité. Toutefois, ce mécanisme auto-entretenu n'évolue pas nécessairement vers la formation de structures tourbillonnaires telles que celles cr ees dans la couche de mélange en développement libre. Dans la revue bibliographique de Rockwell et Naudascher [66] consacrée à la classification des écoulements de cavité, ce mode d'oscillation a été qualifié de *fluide-dynamique*.

Neary & Stephanoff [55] ont observé le cycle des oscillations de la couche de mélange dans l'eau en régime laminaire. La séquence présentée en figure 1.11 montre comment l'onde convective qui anime la couche de mélange peut être perturbée à l'approche du bord aval. La déflexion périodique de fluide vers

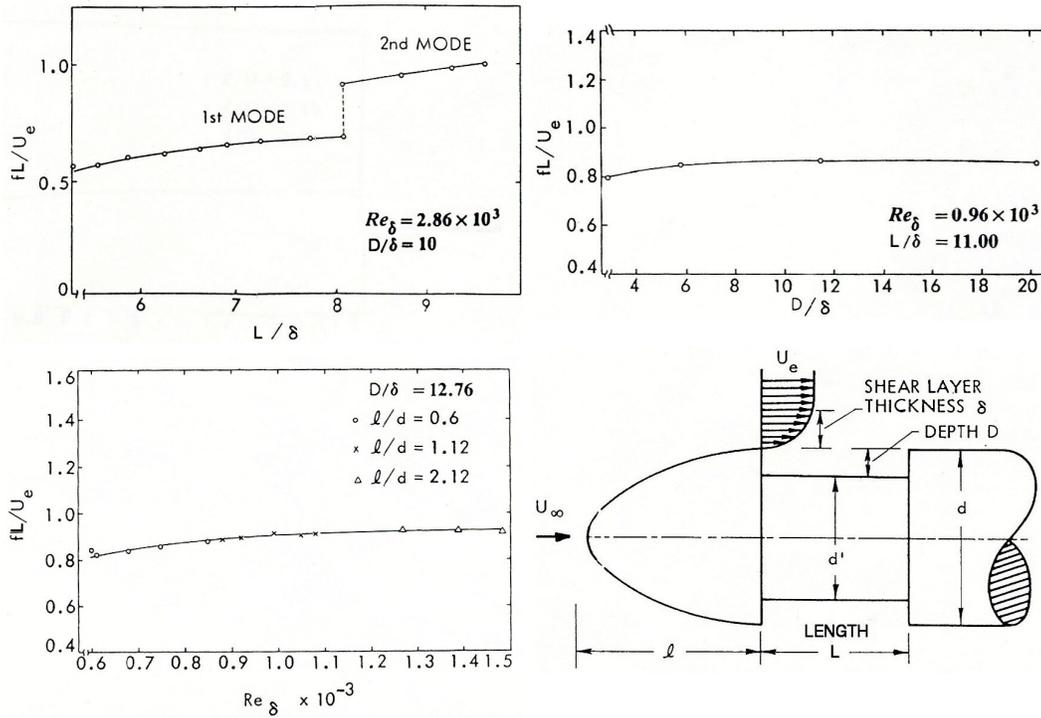
l'intérieur de la cavité provoque une accumulation ponctuelle et la déviation de l'écoulement incident vers l'extérieur. Ceci se traduit localement par une amplification non linéaire des oscillations et entraîne éventuellement le détachement d'un enroulement tourbillonnaire en aval. Cette série de clichés montre de plus que la perturbation ne se ressent que sur une fraction de période et affecte l'ensemble de la couche de mélange. On peut alors avancer l'idée d'une singularité périodique dont l'effet se propage en amont et régule la phase des oscillations.



**FIG. 1.11:** Interaction entre la couche de mélange et le bord aval de cavité en régime laminaire [55];  $L/D = 3, 5$ ,  $Re_L = 31300$ .

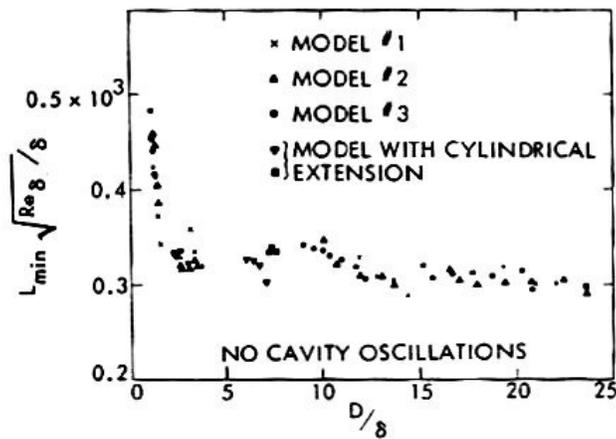
L'étude de Sarohia [70] sur des cavités axisymétriques où la couche limite incidente est laminaire montre que la présence du bord aval conduit à une forte amplification des oscillations de la couche de mélange. Il relève deux modes d'oscillations dont la fréquence correspond à des valeurs du nombre de Strouhal ( $S = fL/U$ ) modulées par la longueur de la cavité, l'épaisseur de couche de mélange incidente ( $\delta$ ), et, dans une moindre mesure, par la profondeur de cavité et le nombre de Reynolds ( $Re_\delta$ ) (Fig. 1.12). Sur la base de ces différentes observations, Sarohia a cherché à déterminer les domaines d'apparition des oscillations. Il apparaît sur la figure 1.13 que les caractéristiques  $\delta$  et  $Re_\delta$  de la couche limite incidente imposent une longueur et une profondeur minimale pour l'établissement d'oscillations.

# 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles



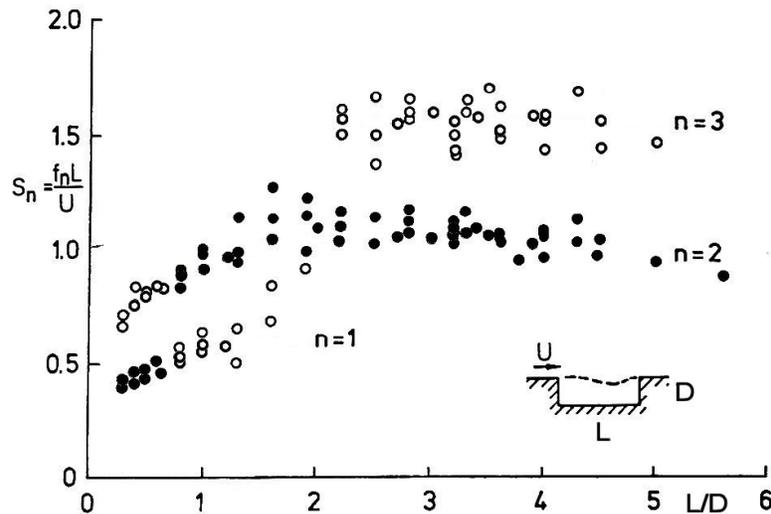
**FIG. 1.12:** Modes d'oscillations observés en cavité sous écoulement laminaire; influence de la géométrie et du régime d'écoulement [70].

Sarohia ajoute que les fortes oscillations auto-entretenues dues à la présence du bord aval ont un effet stabilisant qui tend à retarder la formation de tourbillons cohérents et la transition de la couche de mélange vers la turbulence.



**FIG. 1.13:** Domaine d'apparition d'oscillations en cavité axisymétrique [70].

Les observations effectuées en écoulement turbulent dans l'eau par Ethembaoglu [25] montrent une distribution des oscillations selon trois modes, correspondant globalement à des valeurs constantes du nombre de Strouhal et ne présentant pas de relation harmonique. On observe sur la figure 1.14 que la diminution de l'allongement longitudinal conduit à une réduction de la fréquence des oscillations moins marquée que celle observée en régime laminaire par Sarohia (Fig 1.12a). Il apparaît également que les différents modes peuvent coexister et que leurs niveaux relatifs évoluent en fonction des paramètres de la configuration.

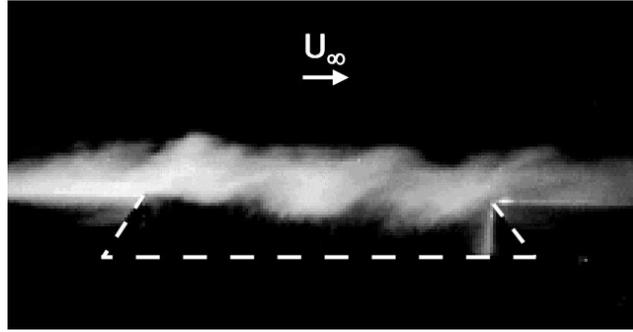


**FIG. 1.14:** Modes d'oscillations observés en cavité sous écoulement turbulent [25]; ● : mode prépondérant.

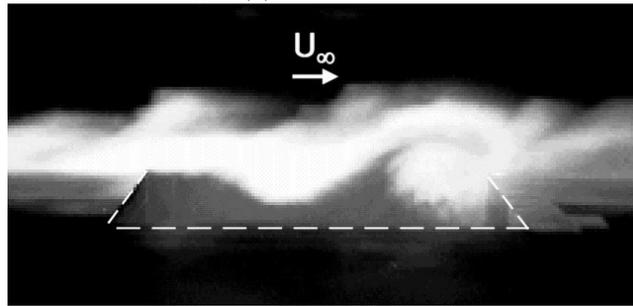
Il existe donc une forte similitude entre les écoulements de cavité observés en régimes laminaire et turbulent, ceux-ci se répartissant selon différents modes d'oscillations pouvant éventuellement coexister sans être les harmoniques d'une même fréquence.

### 1.2.3.2 Mode fluide-résonant longitudinal

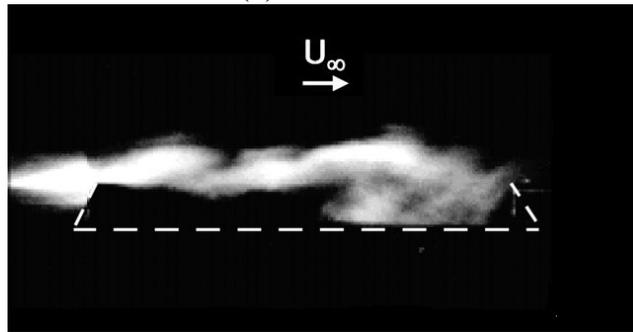
On doit à Rossiter [68] et à ses expériences en écoulements subsoniques et transsoniques une première description phénoménologique d'un couplage longitudinal entre les bords amont et aval de la cavité. Son approche est fondée sur la capacité d'une couche de mélange à générer des structures tourbillonnaires cohérentes et de forte intensité. Ainsi, en considérant qu'un tourbillon est émis et convecté le long de l'ouverture de la cavité, il envisage que son impact sur le bord aval se traduit par l'émission d'une onde de pression capable d'atteindre le bord amont. Il postule alors que cette onde incidente peut réguler l'émission des tourbillons au bord amont et justifie en cela l'existence d'un phénomène auto-entretenu. Selon la terminologie employée par Rockwell et Naudascher, ce type de cycle est qualifié de couplage *fluide-résonant*.



(a)  $M = 0.07$



(b)  $M = 0.11$



(c)  $M = 0.15$

**FIG. 1.15:** Convection de structures cohérentes en interface de cavité [11];  $L/D = 1/2$ ,  $W/L = 2$ .

Plus récemment, Cattafesta *et al.* [11, 12] et Kegerise *et al.* [43] ont vérifié cette approche en écoulement faiblement turbulent pour des nombres de Mach plus faibles, jusqu'à  $M \simeq 0,1$ . Pour des rapports d'aspect  $L/D$  compris entre  $1/2$  et  $2$ , ils ont pu illustrer la distribution de ces modes acoustiques à l'aide de visualisations par tomographie laser qui ont mis en évidence le développement de tourbillons cohérents. Ainsi, on visualise en figure 1.15 la coexistence de plusieurs tourbillons dont le nombre peut varier selon le régime d'écoulement. Dans la configuration présentée ici, le phénomène implique jusqu'à trois tourbillons à très faible nombre de Mach et évolue par paliers vers un régime à un seul tourbillon quand le nombre de Mach augmente. Néanmoins, une distribution aussi simple est rarement observée et de nombreuses configurations conduisent à la superposition de modes correspondant à des nombres de tourbillons différents.

Certaines configurations d'écoulements laminaires à faible nombre de Mach présentent un compor-

tement semblable, mais où le phénomène de rétroaction est uniquement provoqué par la perturbation hydrodynamique initiée lors l'interaction des tourbillons avec le bord aval. On ne peut alors parler de configuration *fluide-résonante* car la formation d'ondes de pression n'est pas impliqué dans le processus de rétroaction. Il est plus juste de considérer qu'il s'agit d'un mode *fluide-dynamique* gouverné par la convection de structures cohérentes.

Dans de nombreuses configurations semblables, ce concept de rétroaction par impact de tourbillons ne peut être vérifié. Ainsi, les visualisations par strioscopie de Krishnamurty [46] et de Heller *et al.* [33] en régime haut subsonique et supersonique montrent de fortes oscillations de la couche mélange qui ne s'accompagnent pas de structures cohérentes. Sur la base de ces observations et de simulations par analogie hydraulique (cf. [56]), Heller & Bliss [32] ont proposé une alternative au principe de rétroaction avancé par Rossiter. En régime supersonique ou haut subsonique, ils invoquent la formation d'ondes de compression associées au cycle d'oscillations de la couche de mélange et proposent le cycle de rétroaction représenté en figure 1.16. Les étapes (a) à (f) y représentent l'émission, la propagation et la réflexion d'ondes de compression issues du passage de la couche de mélange sous le niveau de l'interface au bord aval. Ces ondes interagissent avec la couche de mélange dont les déformations locales sont convectées par l'écoulement et provoquent l'émission de nouvelles ondes au bord aval.

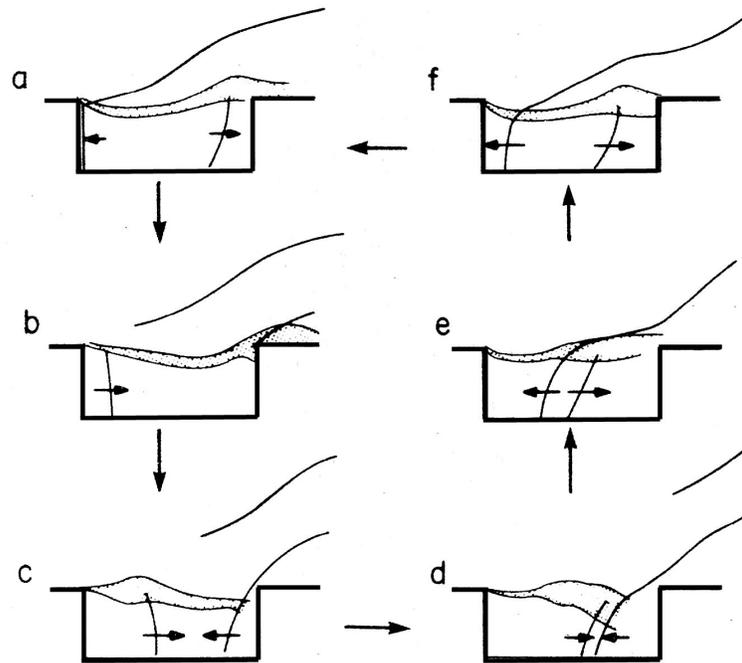


FIG. 1.16: Cycle de rétroaction proposé par Heller & Bliss [32].

D'un point de vue dynamique, la description de Heller & Bliss est très proche de celle proposée par Rossiter puisqu'elle associe selon la même séquence la convection de fluide et la propagation d'ondes de compression. Il s'agit donc également d'un mode de couplage *fluide-résonant* longitudinal.

### 1.2.3.3 Couplage aéroacoustique normal

De nombreux résultats concernant des cavités profondes ou d'allongement  $L/D$  modéré font état de la prédominance des modes acoustiques de la cavité, en particulier à faible nombre de Mach. Dans ces configurations, le comportement instable de la couche de mélange excite le volume constitué par la cavité. La réponse de ce résonateur évolue alors en fonction des caractéristiques de la couche de mélange et de la géométrie considérée.

Dans le cas de cavités profondes, le mode normal quart d'onde est excité en priorité, ainsi que le montrent les études de East [24], Jungowski *et al.* [42] et Bruggeman *et al.* [8, 9, 10]. Les modes acoustiques excités dans les cavités peu profondes sont plus difficiles à identifier et peuvent faire intervenir de multiples réflexions de paroi. Les mesures et les calculs de Tam et Block [78, 80] reflètent la transition de l'état *fluide-résonant* longitudinal vers un état *fluide-résonant* normal quand le nombre de Mach diminue.

### 1.2.3.4 Cohérence transversale du couplage

Bien que l'envergure de la cavité n'apparaisse pas comme un paramètre prépondérant dans le processus de rétroaction, certains auteurs ont cherché à caractériser l'influence de l'allongement transversal sur le caractère tridimensionnel de l'écoulement et sur les émergences aéroacoustiques observées.

Mendoza et Ahuja [52] ont étudié des cavités de rapports  $L/W$  compris entre 0,47 et 3,75 à des nombres de Mach allant de 0,26 à 1. Leurs mesures, présentées en figure 1.17, montrent l'évolution du niveau sonore et de la cohérence entre les microphones en fonction de l'allongement transversal de la cavité. Les résultats qu'ils obtiennent montrent que l'écoulement perd rapidement son caractère tridimensionnel quand l'envergure augmente et qu'une bonne cohérence peut être atteinte sur 50% à 80% de l'envergure dès que  $W > L$ . Le niveau de bruit rayonné étant favorisé par une bonne cohérence des oscillations de la couche de mélange, il est donc lié à l'allongement transversal de la cavité. Mendoza et Ahuja observent ainsi une différence de plus de 10 dB entre les configurations où  $W < L$  et celles où  $W > L$ . De plus, les fréquences de couplage qu'ils mesurent sont légèrement sensibles à la variation d'allongement transversal et ont tendance à augmenter avec l'envergure.

### 1.2.3.5 Interactions non linéaires

Les interactions non linéaires mentionnées au sujet des couches de mélange se développant librement apparaissent en général sous la forme d'appariements successifs qui donnent lieu à une dégénérescence des oscillations vers des modes sous harmoniques. Dans le cas des écoulements de cavité où plusieurs modes d'oscillations peuvent coexister, on observe l'apparition de sous régimes résultant d'interactions plus complexes. La fréquence des oscillations secondaires correspond alors à la différence de fréquences entre les deux modes principaux. Ce phénomène peut conduire à une forte amplification des oscillations dans les configurations où fréquences primaires et secondaires sont égales. Il est possible de mettre en évidence ces interactions à l'aide de calculs de bicohérence, comme l'ont fait Cattafesta *et al.* [12]. Sur les spectres de bicohérence de la figure 1.18, la signature des interactions non linéaires suit les diagonales issues des fréquences principales  $f_a$ ,  $f_b$  et  $f_c$ . Les maximums locaux visibles en

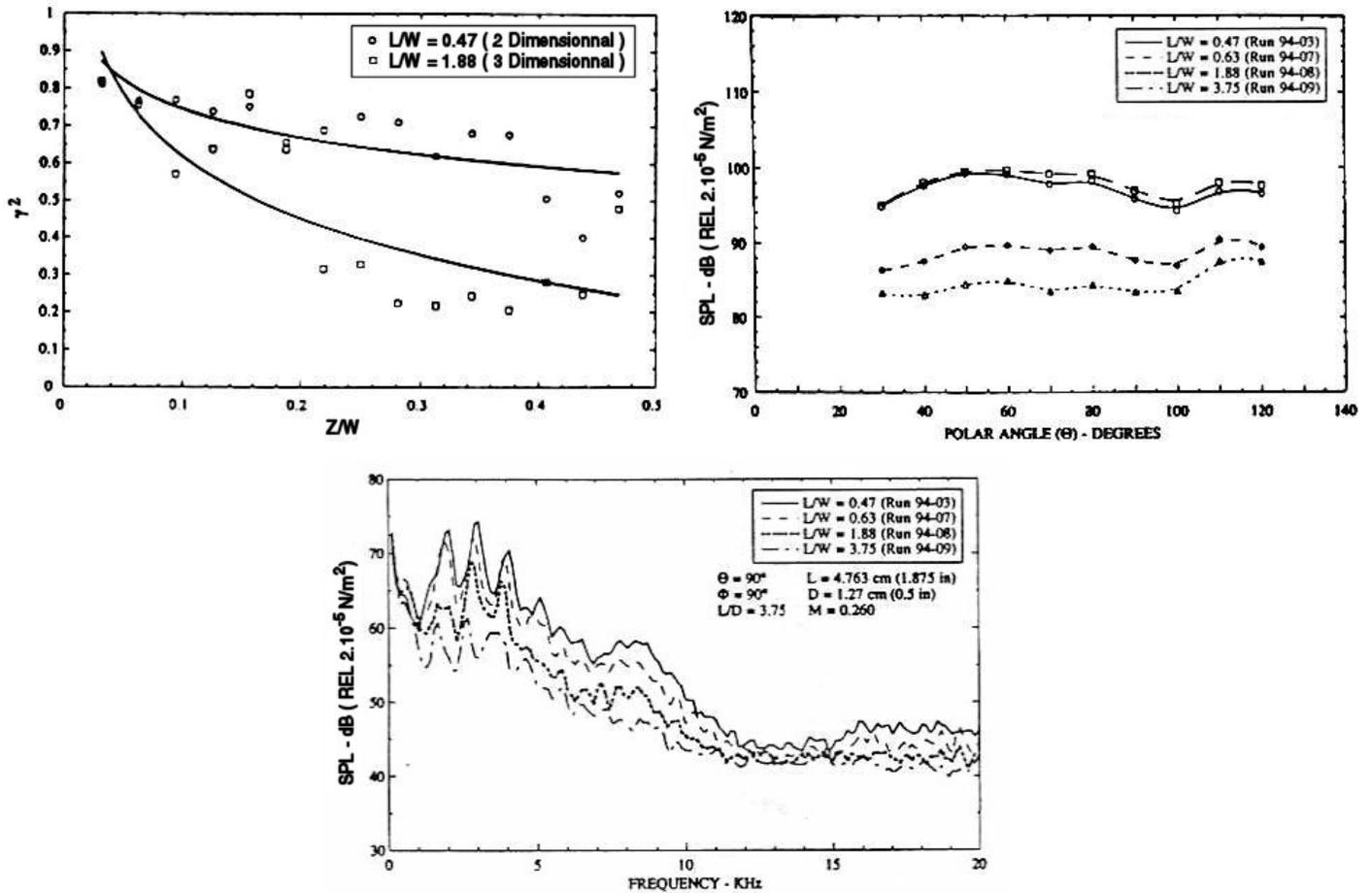


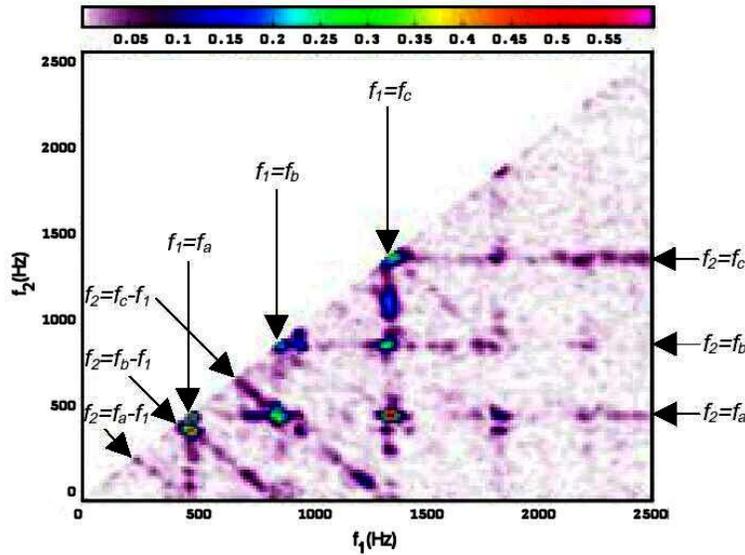
FIG. 1.17: Influence de l'envergure sur la cohérence l'écoulement de cavité et sur les émergence observées [52].

$f_2 = f_c - f_b$  et  $f_2 = f_b - f_a$  correspondent aux émergences issues de couplages non linéaires entre deux modes primaires.

### 1.2.3.6 Effet de la structure de l'écoulement sur le couplage

Suite à leur classification des différentes structures de l'écoulement de cavité, Plentovich *et al.* [60] ont répertorié les domaines d'apparition du couplage longitudinal en fonction du caractère ouvert ou fermé de la cavité. Parmi la grande quantité de résultats qu'ils ont fournis, apparaît l'évolution du mode d'oscillation hydrodynamique vers le régime de couplage aéroacoustique longitudinal. La forme évasée des émergences présentes sur les spectres de la figure 1.19 montre qu'à faible nombre de Mach, les oscillations restent hydrodynamiques et n'évoluent pas nécessairement vers l'établissement d'un couplage après l'allongement de la cavité. Les spectres mesurés en configuration  $L/D = 8$  et  $L/D =$

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles



**FIG. 1.18:** Mise en évidence d'interactions non linéaires par calcul d'auto-bicohérence sur un signal de pression [12].

10 montrent le début d'apparition d'un couplage, reconnaissable à sa fine émergence due à la résonance longitudinale au voisinage de 400 Hz.

Dans le cas des nombres de Mach plus élevés, la configuration de cavité ouverte permet l'installation de modes de couplage et leur coexistence avec les modes hydrodynamiques qui tendent à disparaître quand l'allongement augmente. On observe de plus sur la figure 1.19 que certaines fréquences intermédiaires se mêlent aux différents modes de couplage et semblent provenir d'interactions non linéaires. Les mesures effectuées à nombres de Mach plus élevés montrent la prépondérance des modes de couplage longitudinal qui évoluent vers des pics de forte intensité. Il ressort également que les très grands allongements ( $L/D > 10$ ) rendent l'établissement de ce couplage plus difficile à obtenir et qu'il n'apparaît que pour certains nombres de Mach intermédiaires, de l'ordre de  $M = 0,4$ .

D'une manière générale, l'augmentation de l'allongement  $L/D$  dans des proportions comprises entre 2 et 12 conduit préférentiellement à l'établissement des modes de couplage longitudinal au détriment des modes hydrodynamiques. Dans ces configurations, l'augmentation du nombre de Mach génère une rétroaction de plus en plus intense qui affine la fréquence des émergences, signe que le couplage devient alors fortement résonant. Le cas particulier des cavités de très grand allongement montre qu'il peut y avoir une perte de cohérence des structures convectées vers le bord aval quand le régime d'écoulement devient fortement turbulent. Le couplage ne peut alors avoir lieu que pour une gamme limitée de nombres de Mach.

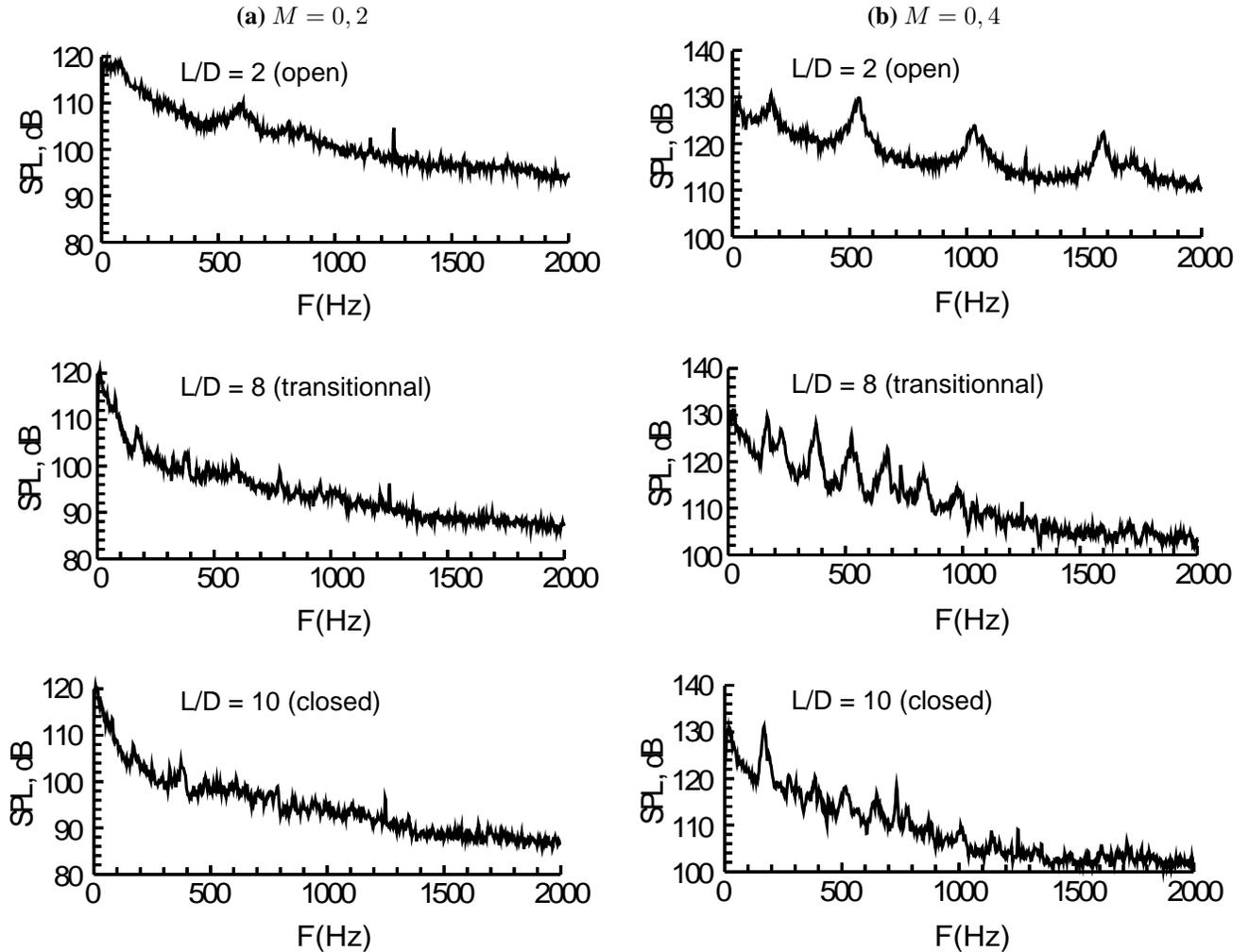


FIG. 1.19: Apparition et évolution du couplage longitudinal à  $M = 0,2$  et  $M = 0,4$ ;  $L/D = 2 - 8 - 10$  [60].

## 1.2.4 Modèles théoriques

### 1.2.4.1 Modèle semi-empirique de Rossiter

A partir de la description évoquée au paragraphe précédent, Rossiter propose un modèle semi-empirique permettant de calculer la période du cycle d'oscillation en cavité peu profonde. En partant du principe que la fréquence acoustique mesurée est égale à la fréquence de lâcher de tourbillons, il considère que plusieurs tourbillons coexistent au cours d'un cycle et que l'impact de chacun d'eux est suffisamment intense pour déclencher une nouvelle émission au bord aval (Fig. 1.20). La période  $T$  du phénomène peut alors être déterminée par le nombre  $n$  de tourbillons présents dans la longueur  $L$  de la cavité, leur vitesse de convection  $U_c$ , la célérité du son  $c$  et un déphasage  $\alpha$  représentant à la fois

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

l'émission d'un tourbillon depuis le bord amont et son interaction avec le bord aval :

$$nT = \frac{L}{U_c} + \frac{L}{c} + \alpha T \quad (1.1)$$

ce qui permet d'obtenir une estimation du nombre de Strouhal des oscillations :

$$S = \frac{fL}{U} = \frac{n - \alpha}{M + 1/\kappa} \quad (1.2)$$

où  $M$  est le nombre de Mach de l'écoulement et  $\kappa$  le rapport entre la vitesse de convection dans la couche de mélange et la vitesse de l'écoulement extérieur.

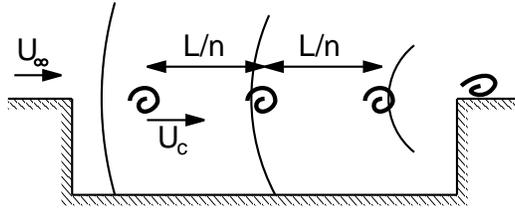


FIG. 1.20: Cycle de couplage décrit par Rossiter [68].

Les valeurs expérimentales  $\kappa$  et  $\alpha$  sont à ajuster pour permettre une bonne représentation des résultats expérimentaux. Dans la mesure où la vitesse de convection au sein de la couche de mélange peut être calculée dans de nombreuses configurations, il est possible de déterminer une valeur expérimentale de  $\kappa$ . Il est par contre plus difficile d'identifier précisément le mécanisme de l'interaction entre les structures convectées et le bord aval et donc de donner une "mesure" de  $\alpha$ , qui doit donc être déterminé *a posteriori*. Rossiter a adapté les valeurs de  $\alpha$  et  $\kappa$  aux données issues de ses différentes expériences. La figure 1.21 montre le bon accord de l'équation 1.2 avec les données expérimentales obtenues pour des cavité allongées.

Heller *et al.* [33] ont proposé une extension du modèle de Rossiter afin de tenir compte de la différence entre la célérité du son à l'intérieur de la cavité et celle de l'écoulement pour les écoulements transsoniques et supersoniques :

$$S = \frac{fL}{U} = \frac{n - \alpha}{\frac{M}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2}} + 1/\kappa} \quad (1.3)$$

Ce modèle fournit une estimation précise des modes observés par Heller & Bliss [32] entre Mach=0,8 et Mach=3, mais la figure 1.22 montre que les données expérimentales obtenues à faible nombre de Mach sont mal représentées par cette description.

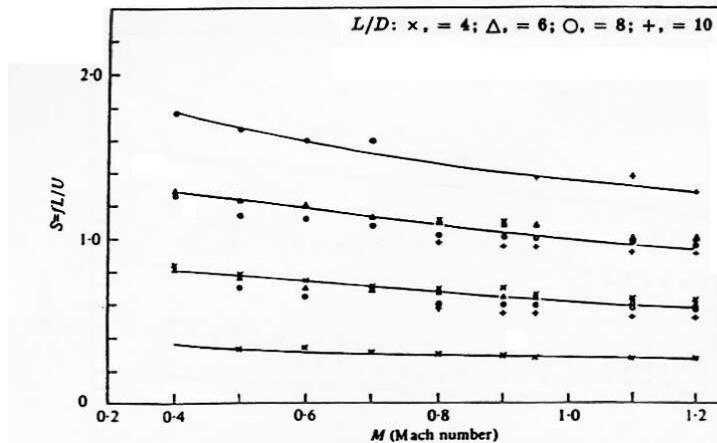


FIG. 1.21: Comparaison de l'équation 1.2 avec les données expérimentales de Rossiter [68];  $\alpha = 0.25$ ,  $\kappa = 0.57$ .

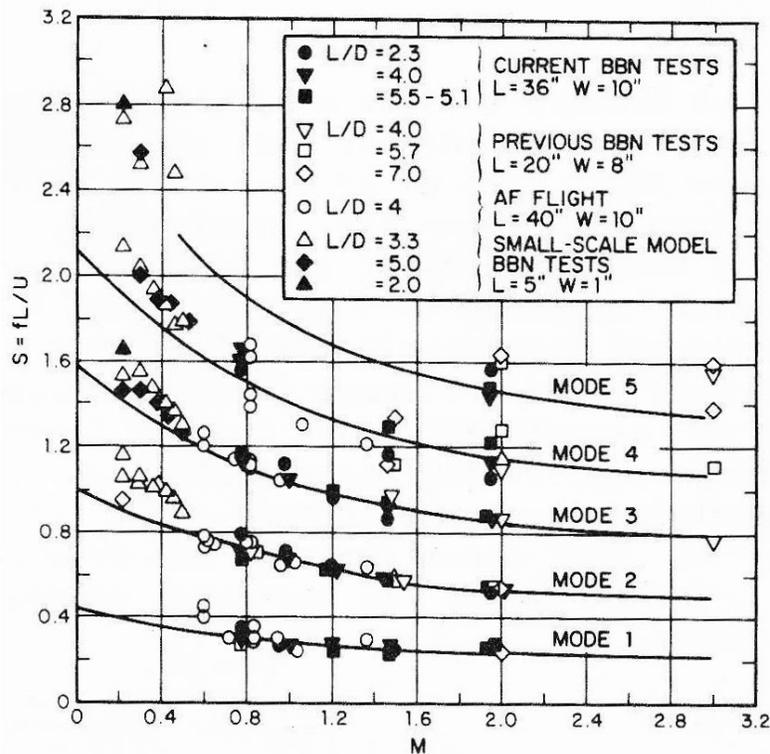


FIG. 1.22: Comparaison de l'équation 1.3 avec les données expérimentales de Heller & Bliss [32].

#### 1.2.4.2 Modèle de Bilanin & Covert

En 1973, Bilanin & Covert [5] modélisent l'interface d'une cavité bidimensionnelle peu profonde par une ligne de vorticité separating les deux parties de l'écoulement et perturbée par une source mo-

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

monopolaire localisée sur le bord aval (Fig. 1.23). Ils envisagent ainsi de simuler le couplage longitudinal observé expérimentalement. Les bords amont et aval de la cavité sont ensuite représentés par une distribution de sources images de ce monopôle qui simulent les réflexions sur ces deux parois. Cette distribution doit être associée à sa propre image par rapport au fond de la cavité afin d'y respecter la condition de vitesse normale nulle. Bien que cet ajout ait un effet parasite au niveau de l'interface, Bilanin & Covert estiment que l'erreur qu'elle induit reste acceptable. La série de monopôles images obtenue est représentée en figure 1.24.

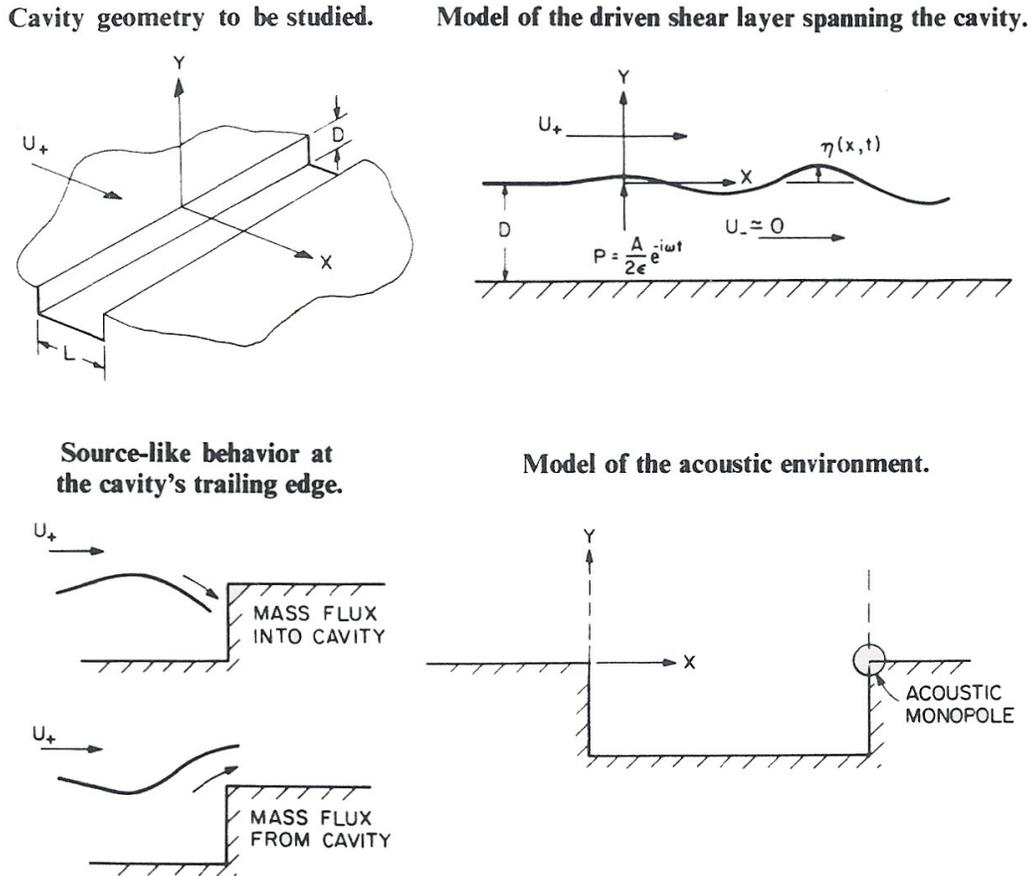
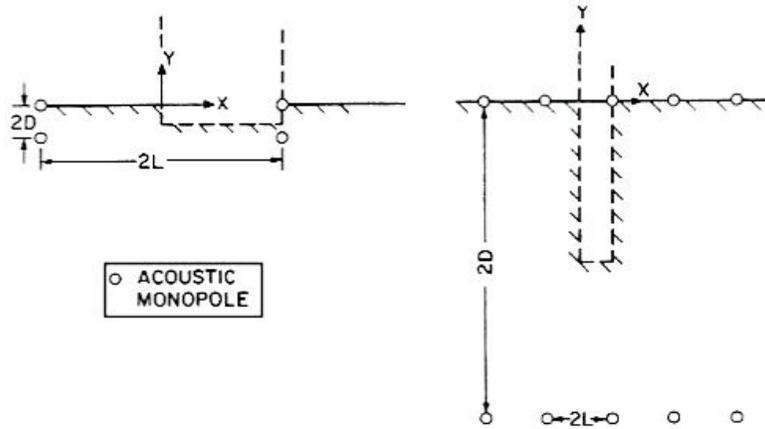


FIG. 1.23: Modélisation du couplage longitudinal en cavité par Bilanin & Covert [5].

L'écriture de la continuité de pression de part et d'autre de la ligne de vorticité conduit à une formulation du mouvement de la couche de mélange. En faisant l'hypothèse que le flux à travers l'interface de la cavité est proportionnel au déplacement de la ligne de vorticité au bord aval, Bilanin & Covert associent les oscillations de l'interface à la puissance de la source monopolaire. Ils parviennent ainsi, à partir des équations de la mécanique des fluides, à un résultat semblable à l'équation de Rossiter modifiée par Covert *et al.* :

$$S = \frac{fL}{U} = \frac{n - \frac{3}{8} - \frac{\phi}{2\pi}}{M_{a-}^{a+} + \frac{K_r U_+}{\omega}} \quad (1.4)$$



**FIG. 1.24:** Simulation des réflexions sur les parois de la cavité par une distribution d'images monopôlaires [5].

où apparaissent naturellement la vitesse du son  $a^\pm$  de part et d'autre de l'interface et la partie réelle  $K_r$  du nombre d'onde des oscillations de la couche de mélange, obtenue après une recherche de pôles du déplacement de la ligne de vorticité. Cette expression ne contient pas explicitement la dépendance à la profondeur de la cavité mais celle ci est présente dans l'écriture de la contribution des monopôles et conditionne la valeur de  $\phi$ .

Les auteurs ont ensuite appliqué ce résultat aux diverses configurations étudiées par Heller *et al.* [33]. Malgré une insuffisance de données qui n'a pu leur permettre de caractériser l'influence de la profondeur, la figure 1.25 montre une assez bonne correspondance entre leurs calculs et les résultats expérimentaux. Il est à noter que contrairement aux formules données par Rossiter et Heller & Bliss, ces résultats ne font intervenir aucune grandeur empirique.

### 1.2.4.3 Modèle de Tam & Block

Le modèle de Tam & Block [80] reprend les concepts de ligne de vorticité et de source localisée au bord aval déjà utilisés par Bilanin et Covert. Afin de rendre compte plus justement de la physique du problème, ils incluent à leurs équations le modèle développé par Tam [77, 79] concernant la réceptivité des couches de mélange à une excitation périodique. Ils disposent ainsi d'un modèle permettant d'étudier les critères d'instabilité de l'écoulement de cavité en fonction des caractéristiques de la couche limite incidente et de la géométrie de la cavité.

Outre une bonne représentation des fréquences de couplage observées en écoulement à nombre de Mach élevé, les solutions apportées par ce modèle leur permettent de retrouver les résultats expérimentaux obtenus pour des nombres de Mach compris entre 0, 1 et 0, 4 (Fig. 1.26).

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

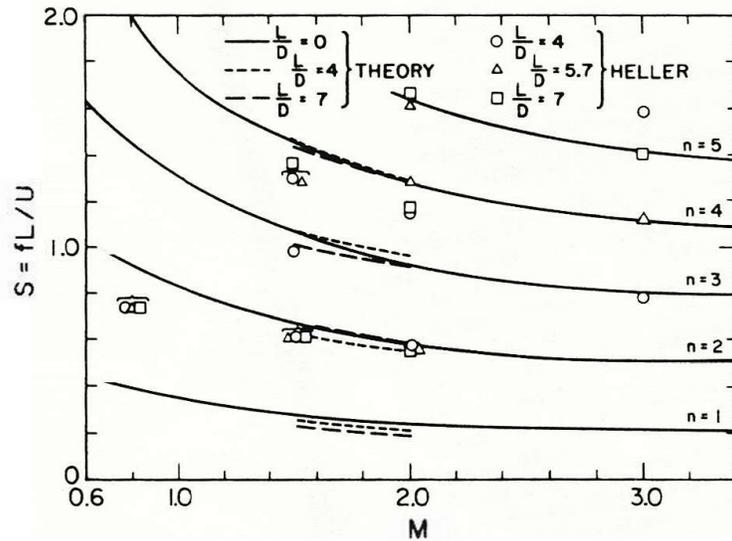


FIG. 1.25: Comparaison de l'équation 1.4 avec les données expérimentales de Heller et al. [33].

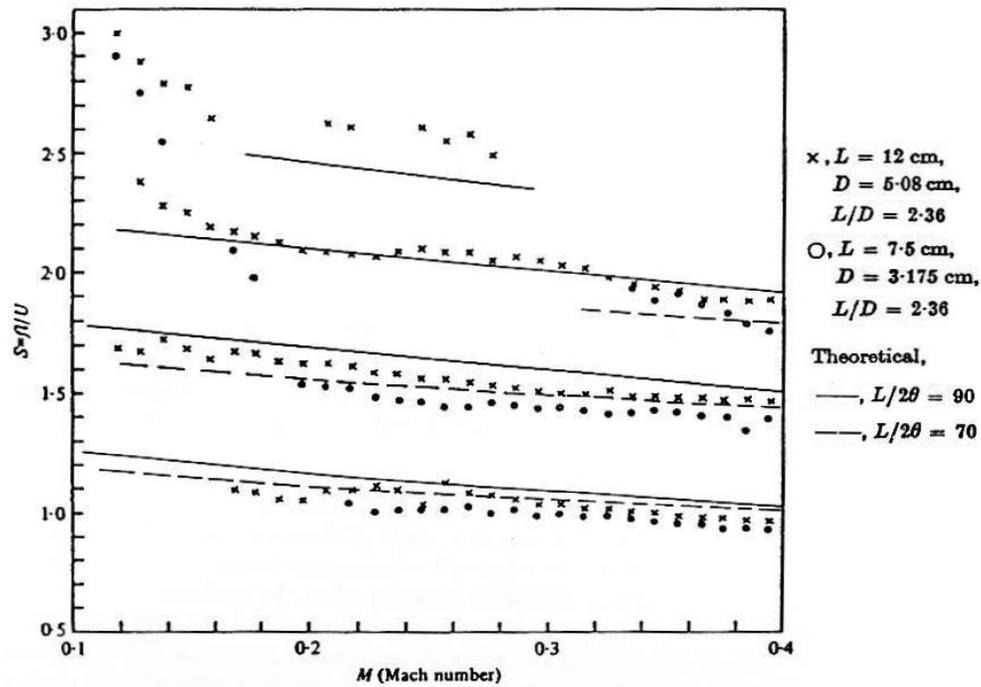


FIG. 1.26: Résultats obtenus à faible nombre de Mach par la modélisation de Tam & Block [80].

### 1.2.4.4 Modèles de Howe

Howe a fourni un certain nombre de modélisations de l'écoulement de cavité à faible nombre de Mach [36, 37, 38, 39] ainsi que diverses approches concernant les oscillations de couches de mélange

en interaction avec des parois solides (Fig. 1.27). La plupart de ses modèles utilisent le concept de la ligne de vorticité separating two domains of the flow in extending it to that of a vortex sheet confined in an interface of any section. Contrary to Heller & Bliss or Tam & Block, Howe does not introduce a source at the level of the downstream edge to simulate the backreaction but uses an integral formulation in three dimensions in which the principle of backreaction is derived from the Green functions associated with the problem. This approach naturally leads to the calculation of the oscillations of the mixing layer without assuming the form of the perturbation and gives access to global quantities such as the trailing or the Rayleigh conductivity [62, 39].

The search for possible poles and extrema of these quantities then allows one to isolate the frequencies of instabilities of the interface taking into account its geometry and the flow regime. The different variations of its approach allow one to tackle similar problems in various configurations and to compare them with experimental observations. Its results show a good agreement with the measurements carried out at Mach numbers between 0 and 0.2.

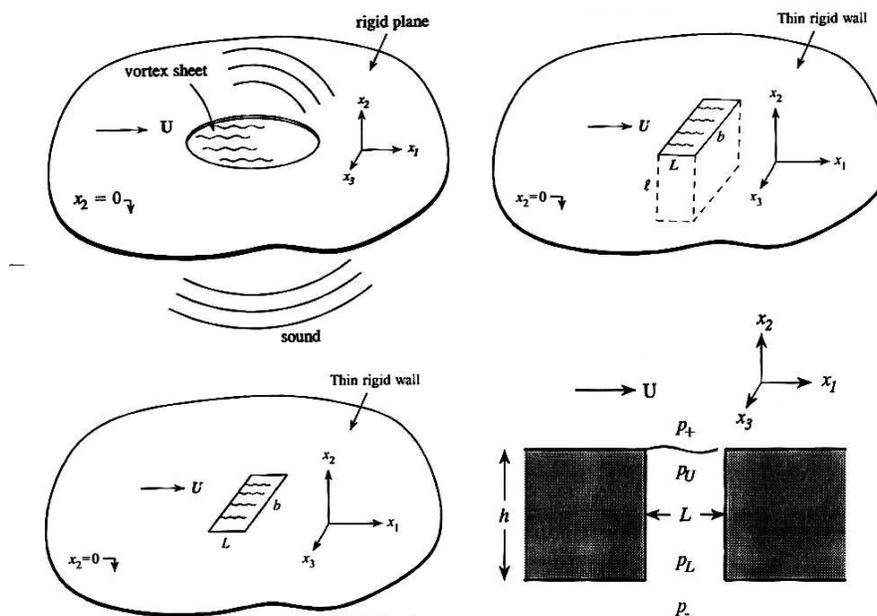


FIG. 1.27: Exemples de configurations abordées par Howe [36, 37, 38, 39].

### 1.3 Conclusion

L'ensemble des approches exp erimentales et analytiques citées dans cette revue bibliographique montre la diversité des ph enom es observées en écoulement de cavité. Il apparaît tout d'abord que l'évolution de la structure même de l'écoulement reste difficile à appréhender, puisque la frontière entre les configurations de cavité ouverte et fermée est encore mal définie bien que la NASA en ait fourni une classification intéressante. De plus, s'il est établi que le processus de rétroaction observé en

## 1. Cavité sous écoulement affleurant : phénoménologie et modèles

---

cavité est une conséquence directe du caractère instable des couches de mélange, la nature exacte de la contribution du bord aval est toujours sujette à discussion.

En configuration de cavité fermée, la déflexion de la couche de mélange et son réattachement en fond cavité ne sont pas favorables à l'établissement d'un mode hydrodynamique auto-entretenu. Ces conditions conduisent en général à l'apparition d'un couplage longitudinal par convection de structures cohérentes et par émission d'ondes de compression. En conséquence, les modes d'oscillation des cavités fermées et transitionnelles peuvent être prédits avec une bonne précision par les modèles de type Rossiter ou par les analyses faisant intervenir une source volumique au bord aval.

Au contraire des configurations de grand allongement, la structure simple de l'écoulement de cavité ouverte autorise la couche de mélange à se développer selon sa direction initiale. Il y a alors persistance des modes hydrodynamiques naturels et apparition d'oscillations auto-entretenuées dès les bas nombres de Reynolds. En régime laminaire ou transitionnel, la formation de structures cohérentes est en général retardée par la présence du bord aval mais elle conduit, le cas échéant, à l'établissement d'un couplage longitudinal. Lorsque la couche limite incidente est turbulente, le couplage longitudinal n'est pas observé et seuls les modes d'oscillations hydrodynamiques apparaissent, leur évolution naturelle étant alors conditionnée par la présence du bord aval.

La conjonction des modes hydrodynamiques et des propriétés acoustiques de la cavité amène une difficulté supplémentaire pour l'approche théorique de l'écoulement des cavités d'allongement modéré. Il faut ici pouvoir se représenter fidèlement le comportement de la couche de mélange tout en permettant qu'elle soit influencée par les caractéristiques de son environnement. En ce sens, l'analyse de Tam & Block a permis d'obtenir de bons résultats en écoulement laminaire, bien qu'ils aient simulé la présence d'une source volumique. En régime turbulent, il semble que l'approche de Howe puisse être adaptée à un grand nombre de situations moyennant quelques hypothèses sur la nature des écoulements considérés.

Dans le cadre de notre travail, nous envisageons l'étude expérimentale de cavités sous écoulement turbulent à faible nombre de Mach en vue de l'adaptation d'un système de contrôle actif. Les travaux antérieurs montrent que les phénomènes observés pour ce régime d'écoulement correspondent à des configurations de *cavité ouverte* et impliquent majoritairement des modes d'oscillations *fluide-dynamiques*, susceptibles d'évoluer en modes *fluide-résonants* normaux à certains régimes. Il est également envisageable qu'un couplage *fluide-résonant* longitudinal puisse s'installer, bien que les écoulements turbulents ne facilitent pas l'apparition de structures cohérentes. Nous procéderons donc à une étude expérimentale qui puisse traiter ces différents aspects afin de pouvoir moduler le choix des configurations dans le cadre du contrôle de l'écoulement. Préalablement à cela, nous présentons un développement analytique issu des travaux de Howe dans le but de fournir une représentation de la dynamique de l'écoulement de cavité.

# Chapitre 2

## Développement d'un modèle de stabilité

On propose dans ce chapitre une extension du modèle de stabilité initialement présenté par Howe [36, 37, 38, 39] dans le cas des écoulements de cavité à très faible nombre de Mach. Ce développement est destiné à faire apparaître l'influence du nombre de Mach de l'écoulement sur la fréquence des oscillations de l'interface tout en tenant compte de la réponse de la cavité et de son environnement.

### 2.1 Présentation du modèle de Howe

#### 2.1.1 Notion de conductivité de Rayleigh

Le comportement d'une zone de fluide séparant deux domaines initialement indépendants peut être représenté par sa conductivité de Rayleigh [62]. Celle-ci se construit de manière analogue à la loi d'Ohm dans un circuit électrique et relie le débit volumique  $Q$  à la différence des potentiels de vitesse de part et d'autre de la séparation :

$$K_R = \frac{Q}{\phi^+ - \phi^-} \quad (2.1)$$

Initialement, cette définition s'applique à la caractérisation acoustique d'un milieu où  $\phi^\pm$  représente le potentiel de vitesse, considéré uniforme à " grande distance ". Howe [39] propose une généralisation de la conductivité de Rayleigh en la réécrivant en termes de pression. Il construit cette nouvelle définition en tenant compte de la différence entre deux champs de pression  $p_0^+(t)$  et  $p_0^-(t)$  appliqués de part et d'autre de l'interface :

$$K_R(\omega) = \frac{i\omega\rho Q(\omega)}{p_0^+(\omega) - p_0^-(\omega)} \quad (2.2)$$

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

où  $p_0^\pm(\omega)$  et  $Q(\omega)$  sont écrits dans l'espace de Fourier<sup>1</sup> :

$$p_0^\pm(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p_0^\pm(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.3)$$

$$Q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.4)$$

Cette formulation est basée sur l'écriture de la pression à partir du potentiel des vitesses  $\phi$  en l'absence d'écoulement moyen :  $p = -\rho d\phi/dt = -\rho \partial\phi/\partial t$ . Soit, dans l'espace de Fourier :  $p = i\omega\rho\phi$ . Cette égalité n'est pas vérifiée en présence d'un écoulement moyen mais Howe conserve le terme  $i\rho\omega$  afin d'étendre le concept de conductivité de Rayleigh aux situations avec écoulement moyen tout en respectant sa signification initiale dans un domaine au repos.

La conductivité de Rayleigh est une grandeur permettant de rendre compte des propriétés de réflexion et de transmission d'une interface soumise à un champ de pression. Si l'on s'intéresse à une onde plane en incidence normale (selon  $x_3$ ) par rapport à une surface horizontale de section  $S$ , les champs de pression  $p^\pm(x_3, t)$  s'écrivent en fonction des coefficients de transmission et de réflexion  $\mathcal{T}$  et  $\mathcal{R}$  :

$$\begin{aligned} p^+(x_3, t) &= p_I e^{-i\kappa_0 x_3 + i\omega t} + \mathcal{R} p_I e^{i\kappa_0 x_3 + i\omega t} \\ p^-(x_3, t) &= \mathcal{T} p_I e^{-i\kappa_0 x_3 + i\omega t} \end{aligned}$$

L'écriture du débit à travers la surface considérée permet d'identifier  $\mathcal{T}$  et  $\mathcal{R}$  :

$$\mathcal{T} = \frac{2iK_R}{\kappa_0 S + 2iK_R} \quad (2.5)$$

$$\mathcal{R} = \frac{\kappa_0 S}{\kappa_0 S + 2iK_R} \quad (2.6)$$

On peut alors définir un coefficient d'absorption  $\mathcal{A} = 1 - |\mathcal{T}|^2 - |\mathcal{R}|^2$  dont l'expression est donnée par :

$$\mathcal{A} = \frac{-4S \operatorname{Im}(K_R)}{|\kappa_0 S + 2iK_R|^2} \quad (2.7)$$

Ce terme caractérise la part d'énergie incidente absorbée par l'interface considérée. En l'absence d'écoulement, la conductivité de Rayleigh est réelle et le bilan énergétique est nul. En présence d'un écoulement, la partie imaginaire de la conductivité de Rayleigh indique la part d'énergie absorbée ou créée par l'interface. Quand  $\operatorname{Im}(K_R) < 0$ , il y a absorption de l'énergie incidente par l'écoulement. Au contraire, le cas particulier  $\operatorname{Im}(K_R) > 0$  signifie que l'interface excitée par l'onde incidente transforme l'énergie fournie par l'écoulement en énergie acoustique.

---

<sup>1</sup>Howe utilise systématiquement une transformée de Fourier construite à partir du terme  $e^{-i\omega t}$ , ce qui lui permet de ne pas avoir de signe négatif dans l'écriture de  $K_R$ . Pour éviter toute ambiguïté, nous reprenons la même formulation.

### 2.1.2 Modélisation du problème

Nous abordons dans ce chapitre différentes déclinaisons du problème de l'écoulement au sein d'une ouverture rectangulaire plane séparant deux écoulements de vitesses différentes (Fig.2.1). Pour chacune d'elles, nous nous attacherons à établir une formulation conduisant à la conductivité de Rayleigh associée à l'ouverture. Les grandeurs relatives à l'écoulement seront repérées par  $\cdot^+$  ou  $\cdot^-$  et désigneront respectivement les parties supérieure et inférieure du problème.

La zone d'interaction entre les parties supérieure et inférieure de l'écoulement est délimitée par la

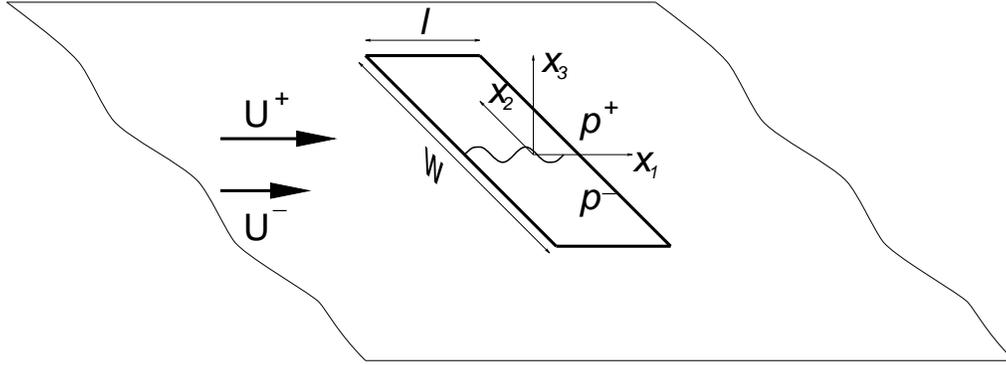


FIG. 2.1: Nappe tourbillonnaire et notations associées.

section rectangulaire de longueur  $l$  et d'envergure  $w$  :

$$\begin{cases} |x_1| < l/2, \\ |x_2| < w/2, \end{cases} \quad (2.8)$$

Le déplacement vertical de cette interface sous l'effet de la discontinuité de vitesse sera représenté par  $h(x_1, x_2, t)$  en faisant l'hypothèse que son amplitude reste faible, soit par abus d'écriture :  $h \in [0^-; 0^+]$ .

Cette interface sera appelée *nappe tourbillonnaire*, par opposition au terme *couche de vorticité* où est sous entendue la notion d'épaisseur qui n'est pas présente ici. L'essentiel de notre travail consiste donc à exprimer le débit  $Q$  à travers l'interface à l'aide des grandeurs représentatives des écoulements supérieur et inférieur.

### 2.1.3 Mise en équations

Dans l'espace des fréquences, l'équation de propagation linéarisée pour le potentiel des vitesses s'écrit, en l'absence de source volumique de débit acoustique :

$$\square \phi(\mathbf{x}, \omega) = (\Delta - k_0^2) \phi(\mathbf{x}, \omega) \equiv 0 \quad (2.9)$$

avec

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.10)$$

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

La fonction de Green adaptée aux conditions aux limites du problème sera également utilisée :

$$\square G(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \omega) = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \quad (2.11)$$

$$G(\mathbf{x}|\mathbf{y}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.12)$$

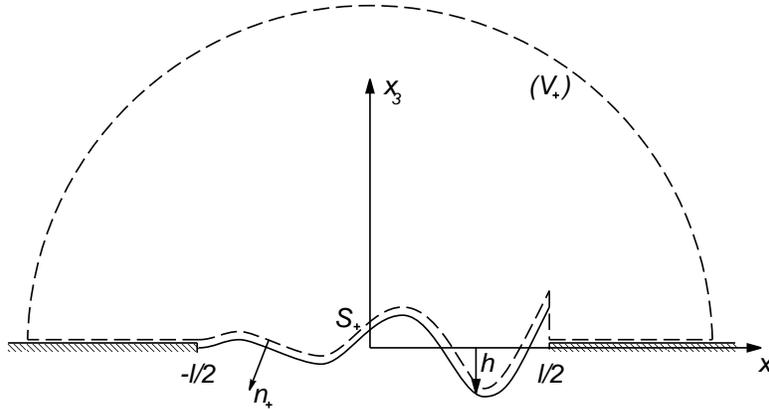
Les différentes grandeurs seront maintenant implicitement écrites dans l'espace des fréquences, la variable  $\omega$  n'apparaîtra donc plus dans leur formulation.

La formulation intégrale du potentiel dans un volume quelconque  $V$  de frontière  $S$  s'écrit :

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{x}) = & \int_V \mathcal{Q}(\mathbf{y}) G(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dV \\ & + \int_S \partial_{\mathbf{n}} \phi(\mathbf{y}) G(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dS \\ & - \int_S \phi(\mathbf{y}) \partial_{\mathbf{n}} G(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dS \end{aligned} \quad (2.13)$$

où  $\mathcal{Q}$  représente la contribution des sources volumiques, absentes ici.

Le problème est à présent décomposé en deux sous-problèmes, l'un valable dans la partie supérieure du domaine, associé au potentiel  $\phi^+$  et à la fonction de Green  $G^+$ , l'autre valable dans la partie inférieure, associé au potentiel  $\phi^-$  et à la fonction de Green  $G^-$ . On choisit les volumes de contrôle  $V_+$  et  $V_-$  désignant respectivement le demi espace supérieur, de frontière  $S_+$ , et le demi espace inférieur, de frontière  $S_-$ . Le volume  $V_+$  et sa frontière sont représentés en figure 2.2, le domaine inférieur est construit à l'identique. .



**FIG. 2.2:** Volume de contrôle associé à la nappe tourbillonnaire dans le domaine supérieur.

La condition de rayonnement de Sommerfeld imposant que  $\partial\phi/\partial\mathbf{n}$  et  $\partial G/\partial\mathbf{n}$  s'annulent à l'infini, l'équation 2.13 écrite pour les deux problèmes se réduit à :

$$\phi^\pm(\mathbf{x}) = \int_{S_\pm} \partial_{\mathbf{n}} \phi^\pm(\mathbf{y}) G^\pm(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dS - \int_{S_\pm} \phi^\pm(\mathbf{y}) \partial_{\mathbf{n}} G^\pm(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dS \quad (2.14)$$

Sur les surfaces  $S_+$  et  $S_-$ , les conditions aux limites de paroi imposent  $\partial_{\mathbf{n}}\phi^\pm = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$  en tout point  $\mathbf{x}$  tel que  $|x_1| > l/2$  ou  $x_2 > w/2$ . Les fonctions de Green doivent donc vérifier  $\partial_{\mathbf{n}}G^\pm = 0$  en de tels points.

Howe [39] suggère d'employer des fonctions qui vérifient identiquement ces conditions sur la frontière du volume de contrôle. Pour son étude d'une ouverture circulaire sans écoulement affleurant dans le cadre des grandes longueurs d'ondes, il fait l'hypothèse  $k_0 l \ll 1$  et utilise l'équation 2.9 sous la forme :

$$\Delta\phi = 0 \quad (2.15)$$

Il construit alors  $G$  à partir de la fonction de Green hydrodynamique en espace libre, soit :

$$G(\mathbf{x}|\mathbf{y}) = \frac{-1}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} + \frac{-1}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{y}'|} \quad (2.16)$$

avec  $\mathbf{y}' = (y_1, y_2, -y_3)$ . Celle-ci correspond au potentiel créé en  $\mathbf{x}$  par une source unitaire placée en  $\mathbf{y}$  et additionnée de son image hydrodynamique, symétrique par rapport au plan horizontal. Cette simulation de la réflexion due à la paroi permet de déduire une fonction de Green vérifiant en tout point de  $S_+$  la condition  $\partial G/\partial y_3 = 0$ , respectant ainsi la condition aux limites sur le plan horizontal  $x_3 = 0$ . La forme de cette fonction en  $y_3 \rightarrow 0^+$  donne à la nappe tourbillonnaire un comportement de dipôle indiquant qu'elle est considérée comme une membrane souple mise en vibration.

Dans la suite de ce développement, nous employons donc des fonctions  $G^\pm$  vérifiant les mêmes conditions. L'équation 2.14 devient alors :

$$\phi^\pm(\mathbf{x}) = \int_{S_\pm} \partial_{\mathbf{n}}\phi^\pm(\mathbf{y})G^\pm(\mathbf{x}|\mathbf{y})dS = \int_{S_\pm} v_{\mathbf{n}}^\pm(\mathbf{y})G^\pm(\mathbf{x}|\mathbf{y})dS \quad (2.17)$$

où  $\mathbf{v}^\pm = \nabla\phi^\pm$  et  $v_{\mathbf{n}}^\pm = \mathbf{v}^\pm \cdot \mathbf{n}^\pm$ .

En admettant que le déplacement de la nappe tourbillonnaire soit suffisamment petit pour avoir  $v_{\mathbf{n}}^\pm(\mathbf{y}) \simeq \mp v_3(\mathbf{y})$ , on obtient :

$$\phi^\pm(\mathbf{x}) = \mp \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-w/2}^{w/2} v_3(\mathbf{y})G^\pm(\mathbf{x}|\mathbf{y})dy_1dy_2 \quad (2.18)$$

La composante verticale de la vitesse est la dérivée particulière du déplacement de fluide selon  $x_3$ . On a donc sur la nappe tourbillonnaire :

$$\begin{aligned} v_3(\mathbf{x}, w) &= \frac{dh(x_1, x_2)}{dt} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) h(x_1, x_2) \\ &\simeq (-i\omega + U^\pm \frac{\partial}{\partial x_1})h(x_1, x_2) \end{aligned}$$

et l'équation du potentiel devient :

$$\phi^\pm(\mathbf{x}) = \mp i(\omega + iU^\pm \frac{\partial}{\partial x_1}) \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-l/2}^{l/2} h(y_1, y_2)G^\pm(\mathbf{x}|\mathbf{y})dy_1dy_2$$

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

La pression générée par les potentiels  $\phi^+$  et  $\phi^-$  s'écrit :

$$\begin{aligned} p_{\phi^\pm}(\mathbf{x}) &= -\rho \frac{d\phi^\pm(\mathbf{x})}{dt} \\ &\simeq i\rho(\omega + iU^\pm \frac{\partial}{\partial x_1})\phi^\pm(\mathbf{x}) \end{aligned}$$

Ces termes s'ajoutent aux champs de pression  $p_0^+$  et  $p_0^-$  imposés de part et d'autre de l'interface. La condition de continuité de pression à travers la nappe tourbillonnaire permet alors de mettre en relation les potentiels  $\phi^+$  et  $\phi^-$  par l'intermédiaire du saut de pression  $[p_0] = p_0^+ - p_0^-$  :

$$p_0^+ - \rho \frac{d\phi^+(\mathbf{x})}{dt} = p_0^- - \rho \frac{d\phi^-(\mathbf{x})}{dt}$$

soit :

$$\frac{[p_0]}{\rho} = i(\omega + iU^- \frac{\partial}{\partial x_1})\phi^-(\mathbf{x}) - i(\omega + iU^+ \frac{\partial}{\partial x_1})\phi^+(\mathbf{x})$$

Il vient finalement :

$$\begin{aligned} \frac{[p_0]}{\rho} &= (\omega + iU^+ \frac{\partial}{\partial x_1})^2 \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-1/2}^{1/2} h(y_1, y_2) G^+(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dy_1 dy_2 \\ &\quad + (\omega + iU^- \frac{\partial}{\partial x_1})^2 \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-1/2}^{1/2} h(y_1, y_2) G^-(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dy_1 dy_2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

La résolution de cette équation intégrale-différentielle permet d'obtenir l'expression des oscillations de la nappe tourbillonnaire, puis d'exprimer le champ de vitesse de l'interface et donc le débit de fluide qui la traverse. Il sera alors possible d'en déduire la conductivité de Rayleigh. Pour cela, il faut identifier plus précisément les deux termes de l'équation 2.19 en fonction de leur fonction de Green respective, dépendant de leur environnement.

### 2.1.4 Application à l'écoulement de cavité

Pour l'étude de l'écoulement de cavité, on impose  $U^- = 0$  sous l'interface et  $U^+ = U \neq 0$  dans le domaine supérieur. Le cas  $U^- \neq 0$  peut être traité de manière tout à fait analogue moyennant l'utilisation du rapport  $U^-/U^+$  mais ne sera pas développé ici. On présente tout d'abord le développement relatif au demi espace supérieur, puis celui du demi espace inférieur, sujet à plus de précautions.

### 2.1.4.1 Domaine supérieur

Dans le demi espace supérieur, l'absence de paroi autre que le plan de séparation permet d'utiliser la fonction de Green construite par Howe à partir de la fonction de Green en espace libre et restreinte au cas des grandes longueurs d'ondes (Eq. 2.16).

Si l'on considère une cohérence de l'écoulement assez importante selon  $x_2$  pour que  $h$  soit fonction de  $x_1$  seulement, on obtient en  $x_3 = 0$  :

$$\begin{aligned} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-l/2}^{l/2} h(y_1, y_2) G^+(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dy_1 dy_2 \\ = - \int_{-l/2}^{l/2} h(y_1) \int_{-w/2}^{w/2} \frac{1}{2\pi \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2}} dy_2 dy_1 \end{aligned} \quad (2.20)$$

L'intégration selon  $y_2$  du terme  $1/2\pi|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  peut être faite immédiatement :

$$\begin{aligned} \int_{-w/2}^{w/2} \frac{1}{2\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2}} dy_2 \\ = - \int_{x_2+w/2}^{x_2-w/2} \frac{1}{2\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + \tilde{y}_2^2}} d\tilde{y}_2 \\ = \frac{1}{2} \left[ \operatorname{Arcsinh} \left( \frac{x_2 + w/2}{x_1 - y_1} \right) - \operatorname{Arcsinh} \left( \frac{x_2 - w/2}{x_1 - y_1} \right) \right] \\ = \operatorname{Arcsinh} \left( \frac{x_2 + w/2}{x_1 - y_1} \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Puis la dépendance à  $x_2$  peut disparaître après une nouvelle intégration :

$$\begin{aligned} \int_{-w/2}^{w/2} \operatorname{Arcsinh} \left( \frac{x_2 + w/2}{x_1 - y_1} \right) dx_2 \\ = \int_0^w \operatorname{Arcsinh} \left( \frac{\tilde{x}_2}{x_1 - y_1} \right) d\tilde{x}_2 \\ = w \cdot \operatorname{Arcsin} \left( \frac{w}{x_1 - y_1} \right) - \sqrt{w^2 + (x_1 - y_1)^2} + |x_1 - y_1| \\ = w \cdot \ln \left( w + \sqrt{w^2 + (x_1 - y_1)^2} \right) - w \cdot \ln |x_1 - y_1| \\ - \sqrt{w^2 + (x_1 - y_1)^2} + |x_1 - y_1| \end{aligned} \quad (2.22)$$

Cette expression prend la forme

$$\begin{aligned} w \left[ \ln \left( 2w/l + \sqrt{(2w/l)^2 + (\xi - \eta)^2} \right) - \ln |\xi - \eta| \right. \\ \left. - \sqrt{1 + (l/2w)^2 (\xi - \eta)^2} + (l/2w) |\xi - \eta| \right] \end{aligned}$$

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

après utilisation de coordonnées adimensionnées :

$$\xi = \frac{x_1}{l/2} \quad ; \quad \eta = \frac{y_1}{l/2}$$

Finalement, le terme de pression générée dans le demi-espace supérieur par les oscillations de la nappe tourbillonnaire s'écrit sous forme adimensionnée :

$$\frac{\pi l}{2\rho U^2} p_{\phi^+}(\xi l/2, x_3 = 0^+) = -(\sigma + i \frac{\partial}{\partial \xi})^2 \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta \quad (2.23)$$

avec

$$\begin{aligned} \kappa^+(\xi, \eta, w/l) = & \left[ \ln \left( 2w/l + \sqrt{(2w/l)^2 + (\xi - \eta)^2} \right) - \ln |\xi - \eta| \right. \\ & \left. - \sqrt{1 + (l/2w)^2 (\xi - \eta)^2} + (l/2w) |\xi - \eta| \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

et le nombre de Strouhal :

$$\sigma = \frac{\omega l}{2U} \quad (2.25)$$

### 2.1.4.2 Demi espace inférieur

#### **Cas d'une cavité de grandes dimensions**

Si l'on considère une cavité dont les dimensions sont très grandes devant celles de l'interface, on peut considérer que le problème est symétrique, comme en figure 2.3. Dans ce cas, la fonction de Green associée au demi-espace inférieur est identique à celle du demi-espace supérieur. On peut alors reprendre le développement précédent et faire apparaître le nombre de Strouhal  $\sigma$  déjà utilisé :

$$\frac{\pi l}{2\rho U^2} p_{\phi^-}(\xi l/2, x_3 = 0^-) = \sigma^2 \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta \quad (2.26)$$

L'équation 2.19 devient donc

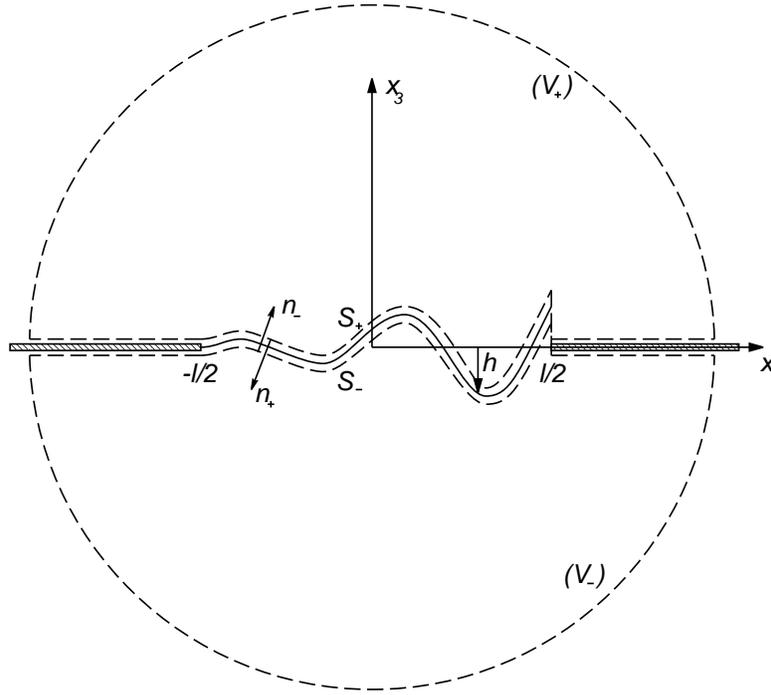
$$\frac{\pi l}{2U^2} \frac{[p_0]}{\rho} = \left[ (\sigma + i \frac{\partial}{\partial \xi})^2 + \sigma^2 \right] \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta \quad (2.27)$$

Cette équation différentielle du second ordre à coefficients constants peut s'écrire sous forme polynômiale :

$$A = \left( 2\sigma^2 + 2i\sigma \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right) F(\xi)$$

et a pour solutions générale et particulière :

$$F(\xi) = \frac{A}{2\sigma^2} + C_1 e^{i\sigma(1+i)\xi} + C_2 e^{i\sigma(1-i)\xi}$$



**FIG. 2.3:** Demi-espaces supérieur et inférieur dans le cas d'un problème symétrique.

car les nombres d'onde  $\sigma(1 \pm i)$  sont les deux solutions de l'équation du second degré en  $x$  :  $2\sigma^2 - 2i\sigma x - x^2 = 0$ .

Si l'on définit  $\zeta$  par

$$\zeta(\eta) = h(\eta \frac{1}{2}) \frac{\rho \omega^2 l}{\pi [p_0]}, \quad (2.28)$$

l'équation 2.27 prend la forme adimensionnelle suivante

$$1 + k_1 e^{i\sigma(1+i)\xi} + k_2 e^{i\sigma(1-i)\xi} = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta \quad (2.29)$$

soit :

$$g(\xi) = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta \quad (2.30)$$

qui constitue une équation intégrale de Fredholm de première espèce dont le noyau est  $\kappa^+$ . Les deux termes ondulatoires contenus dans le membre de gauche de cette formulation montrent que les oscillations de la nappe tourbillonnaire sont gouvernées par les instabilités de type Kelvin-Helmholtz issues de l'écriture de la dérivée particulaire.

L'équation intégrale est paramétrée par les constantes d'intégration  $k_1$  et  $k_2$  associées aux conditions

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

aux limites du problème :

- Attachement de la nappe au bord amont :  $\zeta(-1) = 0$
- Condition de Kutta au bord amont ( $v_3 = 0$  en  $x_1 = -\frac{l}{2}$ ) :  $\zeta'(-1) = 0$

Ainsi, pour tout couple  $(k_1, k_2)$ , l'équation 2.30 peut être résolue numériquement et fournit une forme de nappe tourbillonnaire. L'obtention d'une solution acceptable nécessite ensuite la recherche d'un couple permettant le respect des conditions aux limites.

### Modélisation des parois amont et aval de la cavité

Dans le cas d'une cavité de section rectangulaire telle qu'en figure 2.4, une représentation plus juste du domaine inférieur consiste à tenir compte de la présence des parois amont et aval, en  $x_1 = -l/2$  et  $x_2 = l/2$  respectivement. L'application de cette représentation à l'écoulement de cavité impose toutefois la contrainte  $l \ll d$  puisque le fond de cavité n'est pas représenté.

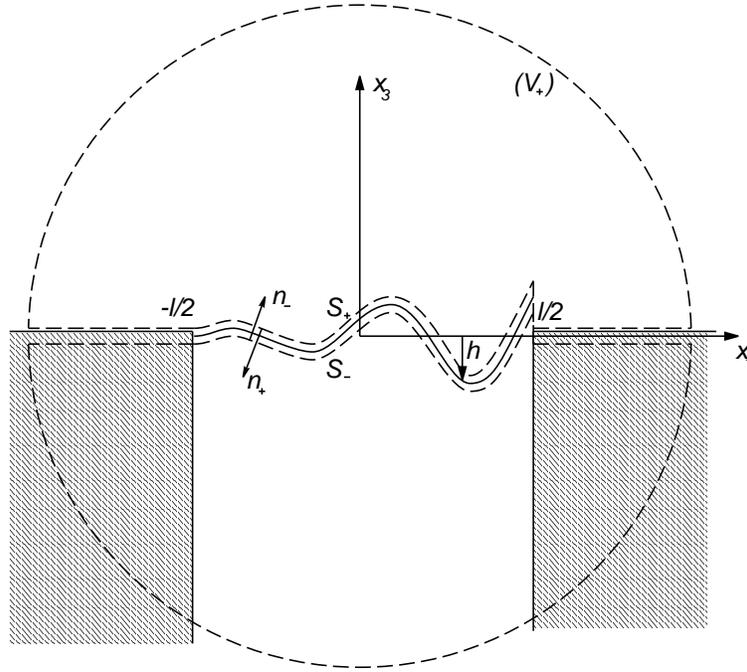


FIG. 2.4: Demi-espaces supérieur et inférieur avec prise en compte des bords amont et aval de la cavité.

Dans ce cas, Howe propose de décomposer la nappe tourbillonnaire en une distribution de lignes sources dont la contribution peut être calculée à partir de la théorie des images hydrodynamiques [47, 3, 54]. Ceci conduit à une formulation intégrale du même type que 2.26, mais dont le noyau  $\kappa^-$  est nettement différent de  $\kappa^+$  :

$$\frac{\pi l}{2\rho U^2} p_{\phi^-}(\xi l/2, x_3 = 0^-) = \sigma^2 \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^-(\xi, \eta) d\eta \quad (2.31)$$

avec

$$\kappa^-(\xi, \eta) = -\ln \left( \frac{4s \sin[\pi(\xi - \eta)/4] \cos[\pi(\xi + \eta)/4]}{\xi - \eta} \right) - \ln|\xi - \eta|$$

L'équation 2.19 s'écrit ici comme suit :

$$\frac{\pi l}{2U^2} \frac{[p_0]}{\rho} = (\sigma + i \frac{\partial}{\partial \xi})^2 \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta + \sigma^2 \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^-(\xi, \eta) d\eta \quad (2.32)$$

Elle peut être transformée afin de faire apparaître l'opérateur différentiel de 2.27 :

$$\begin{aligned} \frac{\pi l}{2U^2} \frac{[p_0]}{\rho} &= \left[ (\sigma + i \frac{\partial}{\partial \xi})^2 + \sigma^2 \right] \int_{-1}^1 h(\eta l/2) \kappa^+(\xi, \eta, w/l) d\eta \\ &+ \sigma^2 \int_{-1}^1 h(\eta l/2) (\kappa^-(\xi, \eta) - \kappa^+(\xi, \eta, w/l)) d\eta \end{aligned} \quad (2.33)$$

Howe aboutit alors à une équation de Fredholm semblable à 2.30 :

$$1 + k_1 e^{i\sigma(1+i)\xi} + k_2 e^{i\sigma(1-i)\xi} = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) [\kappa^+(\xi, \eta, w/l) + \mathcal{K}(\xi, \eta, w/l, \sigma)] d\eta \quad (2.34)$$

$$g(\xi) = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) [\kappa^+(\xi, \eta, w/l) + \mathcal{K}(\xi, \eta, w/l, \sigma)] d\eta \quad (2.35)$$

avec

$$\mathcal{K}(\xi, \eta, w/l, \sigma) = \frac{\sigma}{2} \int_{-1}^1 [\kappa^-(\xi, \eta) - \kappa^+(\xi, \eta, w/l)] e^{i\sigma(\xi-\lambda) - \sigma|\xi-\lambda|} d\lambda \quad (2.36)$$

La résolution de ce système peut ensuite se faire de la même manière que pour l'équation 2.30 en tenant compte des conditions sur  $\zeta$  et  $\zeta'$  en  $\xi = -1$ .

### 2.1.4.3 Calcul de la conductivité de Rayleigh

La conductivité de Rayleigh définie au paragraphe 2.1.1 est calculée à partir de la donnée du débit  $Q$  à travers l'interface et du saut de pression entre les domaines supérieur et inférieur :

$$K_R(\omega) = \frac{i\omega \rho Q(\omega)}{p_0^+(\omega) - p_0^-(\omega)}$$

Le débit à travers l'ouverture est donné par :

$$\begin{aligned} Q &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v}^\pm(\mathbf{y}) \cdot \mathbf{n}^\pm d\mathbf{y} \\ &\simeq -i\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} h(\mathbf{y}) d\mathbf{y} + U^\pm \iint_{-\infty}^{+\infty} h'(y_1) dy \end{aligned}$$

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

Le second terme du membre de droite est égal à  $wU^\pm h(1/2)$  et représente la partie convective du débit. Par souci d'homogénéité avec la définition initiale de Rayleigh, seul le débit acoustique est conservé pour le calcul de la conductivité, qui s'écrit alors :

$$\begin{aligned} K_R &= \frac{\omega^2 \rho}{[p_0]} \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{-w/2}^{+w/2} h(y_1) dy \\ &= \pi \frac{w}{2} \int_{-1}^1 \zeta(\eta) d\eta \end{aligned} \quad (2.37)$$

En définitive, la résolution des équations intégrales 2.29 ou 2.34 en imposant le respect des conditions aux limites permet de calculer la conductivité de Rayleigh de l'interface à partir du déplacement de la nappe tourbillonnaire obtenu.

Cette méthode offre donc la possibilité de caractériser le comportement de l'ouverture de la cavité en fonction de sa géométrie, du régime d'écoulement et de son environnement, représenté par  $p_0^\pm$ .

### 2.1.5 Comportement global de la cavité

Une fois calculée, la conductivité de Rayleigh de l'interface peut être associée aux caractéristiques de l'environnement de la nappe tourbillonnaire, celle-ci étant soumise à la réponse acoustique de la cavité et à la configuration du domaine supérieur. Une application possible consiste donc à caractériser le comportement global de la cavité en fonction de la nature des champs de pression  $p_0^+$  et  $p_0^-$ .

#### 2.1.5.1 Champ de pression interne

L'acoustique interne de la cavité peut être représentée de manière approchée par son mode de résonance normal, fonction de  $x_3$  uniquement. On écrit alors :

$$p^-(x_3) = \alpha e^{ik_0 x_3} + \beta e^{-ik_0 x_3} \quad (2.38)$$

et le débit à travers une section horizontale  $A$  prend la forme

$$Q = \iint_A v_3(x_3) dx_1 dx_2 = Av_3 = A \frac{-i}{\rho \omega} \frac{\partial p^-}{\partial x_3} \quad (2.39)$$

La condition aux limites de fond de cavité donne en  $x_3 = -d$  :

$$v_3(-d) = \left. \frac{\partial p^-}{\partial x_3} \right|_{x_3=-d} = 0 \quad (2.40)$$

d'où

$$p^-(x_3) = \alpha (e^{ik_0 x_3} + e^{-ik_0(x_3+2d)}) \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^-}{\partial x_3} &= ik_0 p^-(x_3) \frac{e^{ik_0 x_3} - e^{-ik_0(x_3+2d)}}{e^{ik_0 x_3} + e^{-ik_0(x_3+2d)}} \\ \frac{\partial p^-}{\partial x_3} &= -k_0 p^-(x_3) \tan(k_0 x_3 + k_0 d) \end{aligned} \quad (2.42)$$

et en  $x_3 \rightarrow 0^-$

$$Q = wl \frac{ik_0}{\rho\omega} \tan(k_0 d) p_0^- \quad (2.43)$$

soit en terme d'impédance :

$$Z_- = - \frac{\cotan(k_0 d)}{k_0 wl} \quad (2.44)$$

### 2.1.5.2 Champ de pression externe

Le domaine supérieur peut être, selon les conditions d'étude, un espace libre ou confiné soumis aux fluctuations de pression portées par l'écoulement. Le champ de pression supérieur peut alors s'écrire comme la combinaison de ce champ externe et du champ provoqué par les oscillations de l'interface.

#### **Rayonnement en espace libre**

Si le domaine supérieur est un demi-espace libre, le champ de pression  $p_0^+$  s'additionne du champ rayonné par le débit  $Q$  à travers l'ouverture de cavité. Celui-ci peut être représentée par un monopôle localisé au niveau de l'interface. Si l'on tient compte de la contribution de ce terme privé de sa partie hydrodynamique, la présence de la cavité dans un champ de pression externe  $p_{ext}$  s'écrit :

$$p^+ = p_{ext} - \frac{i\omega\rho Q}{2\pi|\mathbf{x}|} (e^{ik_0|\mathbf{x}|} - 1) \quad (2.45)$$

qui devient au voisinage de l'interface, où  $k_0|\mathbf{x}| \ll 1$  :

$$p_0^+ = p_{ext} - \frac{\omega k_0 \rho Q}{2\pi} = p_{ext} + i\rho\omega Q Z_+ \quad (2.46)$$

avec

$$Z_+ = \frac{ik_0}{2\pi} \quad (2.47)$$

#### **Rayonnement en espace confiné**

Si l'on considère une cavité étudiée en domaine clos, il convient d'introduire l'impédance de ce milieu, comme il est fait pour l'intérieur de la cavité ou le rayonnement en espace libre. On écrit alors :

$$p_0^+ = p_{ext} + i\rho\omega Q Z_+ \quad (2.48)$$

avec, par exemple,  $Z_+ = \cotan(k_0 H)/k_0 wl$  si la cavité est surplombée par une paroi horizontale située à une hauteur  $H$ .

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

### 2.1.5.3 Réponse globale de la cavité

La connaissance de la conductivité de Rayleigh de l'interface et des propriétés de son environnement permet de définir la conductivité globale de la cavité à partir d'une somme d'impédances :

$$\frac{i\rho\omega Q}{p_{ext}} = \left( \frac{1}{K_R} + Z_+ + Z_- \right)^{-1} \quad (2.49)$$

soit, sous forme adimensionnée :

$$\frac{i\rho\omega Q}{I p_{ext}} = \left( \frac{1}{K_R} + \frac{i\sigma M}{\pi} - \frac{\cotan(2\sigma M d/l)}{2w/l\sigma M} \right)^{-1} \quad (2.50)$$

dans le cas d'un rayonnement en espace libre, ou encore :

$$\frac{i\rho\omega Q}{I p_{ext}} = \left( \frac{1}{K_R} + \frac{\cotan(2\sigma M H/l)}{2w/l\sigma M} - \frac{\cotan(2\sigma M d/l)}{2w/l\sigma M} \right)^{-1} \quad (2.51)$$

en présence d'une paroi horizontale. Sous cette forme, le nombre d'onde  $k_0$  est écrit en fonction des nombre de Strouhal  $\sigma$  et de Mach  $M$ .

La conductivité du Rayleigh peut donc être associée aux impédances des domaine supérieur et inférieur et permet de prédire la réponse acoustique d'une cavité en présence d'un écoulement affleurant.

## 2.2 Extrapolation partielle du modèle

Dans l'analyse présentée au paragraphe précédent, Howe se base sur la fonction de Green hydrodynamique en espace libre et restreint sa modélisation aux cas des grandes longueurs d'onde. On se propose ici de reprendre sa démarche en s'abstenant de cette hypothèse, et donc de fournir une solution au problème de propagation posé par l'équation 2.9. Ce développement est destiné à élargir le champ d'application de la modélisation de Howe, restreinte jusqu'ici aux très faibles nombres de Mach et aux très basse fréquences.

Nous avons pu appliquer cette démarche au cas de l'ouverture rectangulaire simple en présence de deux demi espaces libres symétriques. Le domaine d'application de ce développement est donc limité aux cavités dont les dimensions sont grandes devant celles de l'interface. La prise en compte des bords amont et aval, et éventuellement du fond de cavité, n'a pu être menée dans le cadre de notre travail. Il apparaît néanmoins que l'introduction des effets de propagation par l'intermédiaire de la vitesse du son fait logiquement intervenir le nombre de Mach de l'écoulement dans la fonction de Green et dans les résultats obtenus.

### 2.2.1 Réécriture de l'équation intégrale

Dans le cas d'un domaine symétrique comme représenté en figure 2.3, l'équation générale 2.19 liant les champs de pression  $p_0^+$  et  $p_0^-$  s'écrit, avec  $U^+ = U$  et  $U^- = 0$  ;

$$\frac{[p_0]}{\rho} = \left[ (\omega + iU \frac{\partial}{\partial x_1})^2 + \omega^2 \right] \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-1/2}^{1/2} h(y_1, y_2) G(\mathbf{x}|\mathbf{y}) dy_1 dy_2$$

où l'on construit  $G$  de la même manière que dans l'équation 2.16, mais en utilisant cette fois la fonction de Green acoustique en espace libre :

$$G(\mathbf{x}|\mathbf{y}) = \frac{-e^{ik_0|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}}{4\pi|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} + \frac{-e^{ik_0|\mathbf{x}-\mathbf{y}'|}}{4\pi|\mathbf{x}-\mathbf{y}'|} \quad (2.52)$$

Cette nouvelle formulation n'est pas intégrable directement, il faut pour cela développer le terme exponentiel en séries de Taylor :

$$\frac{[p_0]}{\rho} = \left[ (\omega + iU \frac{\partial}{\partial x_1})^2 + \omega^2 \right] \int_{-1/2}^{1/2} h(y_1) \int_{-w/2}^{w/2} \frac{1 + \dots + (ik_0|\mathbf{x}-\mathbf{y}|)^n/n! + \dots}{2\pi|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} dy_2 dy_1$$

Ceci nous permet de retrouver la formulation obtenue par Howe accompagnée d'un second terme issu du développement de  $G$  :

$$\frac{[p_0]}{\rho} = \left[ (\omega + iU \frac{\partial}{\partial x_1})^2 + \omega^2 \right] \int_{-1/2}^{1/2} h(y_1) \int_{-w/2}^{w/2} \left( \frac{1}{2\pi|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} + \frac{ik_0}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik_0|\mathbf{x}-\mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} \right) dy_2 dy_1 \quad (2.53)$$

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

L'application des hypothèses simplificatrices du paragraphe 2.1.4.1 au premier terme de cette équation aboutit au noyau  $k^+(\xi, \eta, w/l)$ . Le paragraphe suivant reprend la même démarche, appliquée au second terme de l'équation (2.53).

### 2.2.2 Simplification de l'équation intégrale

La double intégration est menée comme au paragraphe 2.1.4 après utilisation du développement en série de Taylor de  $(1+x)^n$ . On écrit donc :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \left(1 + \frac{(x_2 - y_2)^2}{(x_1 - y_1)^2}\right)^{\frac{n}{2}} \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{k!} \left(\frac{x_2 - y_2}{x_1 - y_1}\right)^{2k}
 \end{aligned} \tag{2.54}$$

On signale ici que le domaine de validité de ces séries n'est pas tributaire du rayon de convergence du développement de  $(1+x)^n$ , le produit de ces deux sommes étant une représentation exacte de la fonction étudiée. Les détails du calcul d'intégration ne sont pas présentés ici, mais sont consultables en Annexe A.

La série obtenue, transformée et mise sous forme adimensionnée se présente comme suit :

$$\begin{aligned}
 & \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} dy_2 dx_2 \\
 &= \frac{l^2}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M)^n |\xi - \eta|^{n+2}}{(n+2)!} \left( \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1 - \frac{n}{2})_k (-1/2)_k}{(1/2)_k} \left[ - \left( \frac{2w/l}{\xi - \eta} \right)^2 \right]^k - 1 \right)
 \end{aligned} \tag{2.55}$$

où est utilisée la notation

$$(a)_k = a(a+1) \dots (a+k-1) = \prod_{p=1}^k (a+p-1)$$

Sous cette forme, la seconde somme de l'équation 2.55 est un cas particulier des fonctions hypergéométriques : la fonction  ${}_2F_1$  définie par Gauss :

$${}_2F_1(a, b; c; z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a)_k (b)_k}{(c)_k} z^k \tag{2.56}$$

La double intégration devient donc :

$$\begin{aligned} & \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ik_0|\mathbf{x}-\mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} d\mathbf{y} \\ &= w^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M)^n}{2(w/l)^2} \frac{|\xi-\eta|^{n+2}}{(n+2)!} \left( {}_2F_1\left(-1-\frac{n}{2}, -\frac{n}{2}; \frac{n}{2}; -\left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2\right) - 1 \right) \end{aligned}$$

Ce résultat permet d'obtenir une forme intégrale similaire à l'équation de Fredholm 2.29 :

$$1 + k_1 e^{i\sigma(1+i)\xi} + k_2 e^{i\sigma(1-i)\xi} = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi - \eta) d\eta \quad (2.57)$$

$$g(\xi) = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi - \eta) d\eta \quad (2.58)$$

avec

$$\begin{aligned} & \kappa(\sigma, M, w/l, \xi - \eta) \\ &= \left[ \ln\left(2w/l + \sqrt{(2w/l)^2 + (\xi - \eta)^2}\right) - \ln|\xi - \eta| \right. \\ & \quad \left. - \sqrt{1 + (l/2w)^2 (\xi - \eta)^2} + (l/2w)|\xi - \eta| \right] \\ & \quad + \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M)^{n+1}}{2w/l} \frac{|\xi - \eta|^{n+2}}{(n+2)!} \left( {}_2F_1\left(-1-\frac{n}{2}, -\frac{n}{2}; \frac{n}{2}; -\left(\frac{\xi - \eta}{2w/l}\right)^2\right) - 1 \right) \end{aligned} \quad (2.59)$$

Ce noyau est constitué d'un terme incompressible correspondant au développement de Howe et d'un terme progressif comportant la contribution du nombre d'onde adimensionné  $\sigma m$ . Cette propriété apparaît dès l'écriture du développement de la fonction de Green (Eq. 2.52) dont l'ordre zéro représente la fonction de Green hydrodynamique utilisée par Howe. La structure du noyau indique que la partie incompressible se rapporte ici à l'approximation de nombre de Mach infinitésimal. Ceci est en accord avec la description d'un problème hydrodynamique où l'on considère que la vitesse du son est infinie. Dans la seconde partie du développement, la série construite à partir du produit des nombres de Mach et de Strouhal montre que l'aspect propagatif du problème apparaît sous une forme désolidarisée de l'aspect hydrodynamique. Il reste à présent à déterminer quelle contribution est apportée par ce terme supplémentaire, et à partir de quels régimes et fréquences se ressentent ses effets.

## 2.3 Résultats obtenus

### 2.3.1 Méthode de résolution

La complexité des noyaux des équations 2.29, 2.34 et 2.57 ne permet pas leur inversion analytique, excepté dans le cas de grands allongements  $w/l$  [38, 39]. Nous utiliserons donc une méthode de résolution numérique par collocation.

On cherche par ce moyen à inverser l'équation type :

$$g(\xi) = \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi, \eta) d\eta \quad (2.60)$$

L'intervalle  $[-1; 1]$  est divisé en  $N$  points équidistants  $(x_i)_{i=1\dots N}$  en lesquels sont évalués  $g$  et  $\kappa$ . L'équation intégrale peut alors être approximée par un système linéaire :

$$G = K.H \quad (2.61)$$

où

$$\forall i \in [1; N], \quad G_i = g(x_i) = \sum_{i=1}^N H_i K_{ij} \quad (2.62)$$

$$H_i \# \zeta(x_i) \quad (2.63)$$

Si l'intégration est effectuée par la méthode des rectangles,  $K$  s'écrit simplement

$$K_{ij} = \frac{1}{N} \kappa(\sigma, M, w/l, x_i, x_j) \quad (2.64)$$

avec  $\forall i \in [1; N], x_i = -1 + 2 \times (i - 1)/n$ .

Plus généralement, les méthodes d'intégration par approximation polynomiale conduisent à une matrice  $K$  construite par combinaison linéaire des valeurs prises par  $k$  aux points  $x_i$ . L'inversion de cette matrice donne une approximation de  $\zeta$  pour tout couple  $(k_1, k_2)$  du membre de gauche  $g$ .

Le respect de la condition de Kutta exprimée au bord amont nécessite la connaissance de  $\zeta'(-1)$ . Cette valeur peut être évaluée à partir du résultat obtenu pour  $\zeta$  mais il semble plus intéressant de l'obtenir directement quand cela est possible. Ici, dans les deux cas de l'ouverture rectangulaire simple (Eqs. 2.29 et 2.57), on a  $k'_\xi = -k'_\eta$ . Dériver (2.60) donne donc :

$$\begin{aligned} g'(\xi) &= \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi, \eta) d\eta \\ &= \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \frac{\partial}{\partial \xi} \kappa(\sigma, M, w/l, \xi, \eta) d\eta \\ &= - \int_{-1}^1 \zeta(\eta) \frac{\partial}{\partial \eta} \kappa(\sigma, M, w/l, \xi, \eta) d\eta \\ &= \int_{-1}^1 \zeta'(\eta) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi, \eta) d\eta - \zeta(1) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi - 1) + \zeta(-1) \kappa(\sigma, M, w/l, \xi + 1) \end{aligned} \quad (2.65)$$

et permet de déduire  $\zeta'$  de l'inversion de  $K$ . Il vient alors :

$$\begin{cases} H &= K^{-1}G \\ H' &= K^{-1}(G' + H_N \times K_1 - H_1 \times K_N) \end{cases} \quad (2.66)$$

où  $K_1$  et  $K_N$  sont respectivement la première et la dernière colonne de  $K$ . Le respect des conditions aux limites passe alors par une simple contrainte sur la valeur de  $H'_1$ . Quand il n'existe pas de relation de ce type sur  $\kappa$ , la contrainte s'applique sur une combinaison linéaire des points  $H_i$  représentant une approximation de  $H'_1$ .

La recherche de couples  $(k_1, k_2)$  compatibles avec les conditions aux limites peut alors être entreprise par un processus itératif muni d'un critère de convergence du type

$$\begin{cases} H_1 &\rightarrow 0 \\ H'_1 &\rightarrow 0 \end{cases} \quad (2.67)$$

### 2.3.2 Calcul de la conductivité de Rayleigh

La mise en oeuvre de ce principe de résolution permet d'estimer la conductivité de Rayleigh des différentes configurations présentées ici. Dans la mesure où nous recherchons plus particulièrement à identifier les fréquences d'instabilité de la nappe tourbillonnaire, seule la comparaison entre la représentation hydrodynamique et la représentation propagative de l'ouverture rectangulaire simple sera présentée. Une discussion détaillée sur la conductivité de Rayleigh calculée dans le cas hydrodynamique pour différentes configurations peut être trouvée en référence [29]. Une application à la prédiction du bruit large bande émis par un résonateur de Helmholtz figure en référence [28].

On a montré au paragraphe 2.2 que l'écriture d'une formulation progressive pour le problème de l'ouverture rectangulaire simple amenait un terme supplémentaire dont les paramètres sont  $\sigma M$  et  $w/l$ . Ceux-ci apparaissent respectivement en position de numérateur et de dénominateur dans le noyau  $\kappa$  (Eq. 2.59). La contribution apportée par le terme propagatif est donc d'autant plus ressentie quand l'allongement transversal est petit et le nombre d'onde adimensionné élevé. Cette propriété n'est en fait due qu'à l'insertion du déphasage  $k_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  qui indique que les effets de propagation ne peuvent être négligés quand la fréquence et les dimensions caractéristiques du problème augmentent, en particulier si l'on s'intéresse à représenter la rétroaction issue de la partie aval de l'écoulement.

Les figures<sup>2</sup> 2.5 et 2.6 montrent une comparaison des résultats numériques obtenus avec la représentation incompressible (approximation de nombre de Mach infinitésimal) et la représentation progressive, calculée ici pour  $M = 0, 1$ . Comme l'indique le terme propagatif du noyau, le nombre de Mach de l'écoulement apparaissant dans notre formulation joue un rôle qui devient significatif pour  $w/l \lesssim 1$ . Son augmentation tend alors à diminuer la valeur absolue de  $Im(K_R)$  et à réduire le domaine

<sup>2</sup>Les calculs originaux de Rayleigh [62] ont déterminé la valeur de la conductivité d'une ouverture circulaire de rayon  $R$ , sans écoulement :  $K_R = 2R$ . Il montre ensuite qu'à surface égale, la conductivité des ouvertures elliptiques est minimisée par cette valeur. Il déduit alors que la conductivité d'une ouverture de surface  $S$  quelconque est minimisée par  $2r_e$  où  $r_e = \sqrt{S/\pi}$  est le rayon équivalent de la surface. Les résultats que nous présentons ici sont donc adimensionnés par rapport à cette référence.

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

de fréquence où cette grandeur est négative. Le nombre de Mach de l'écoulement influe donc sur le taux de restitution de l'énergie incidente par l'ouverture et privilégie l'amplification à basse fréquence. On doit donc s'attendre à ce que les fréquences d'instabilité de la nappe tourbillonnaire diminuent avec l'augmentation du nombre de Mach.

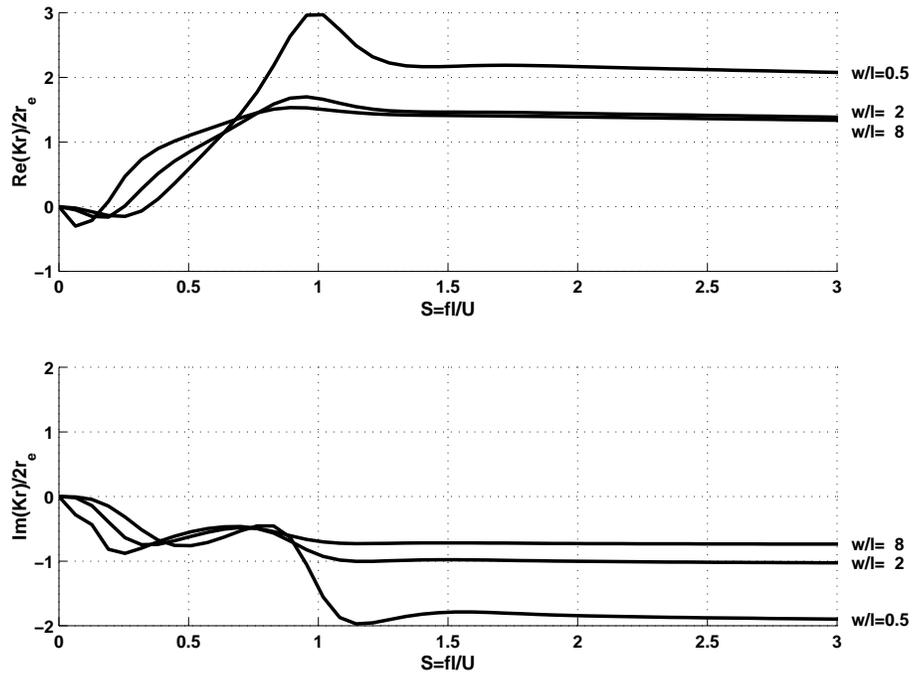


FIG. 2.5: Evolution de  $Kr/2r_e$  pour trois allongements différents à nombre de Mach infinitésimal.

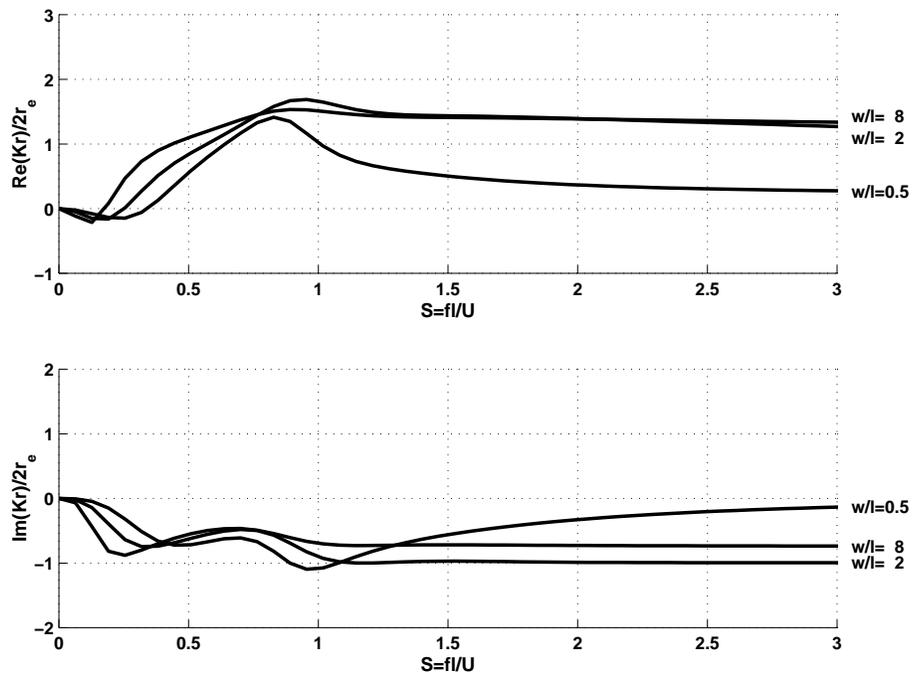


FIG. 2.6: Evolution de  $Kr/2r_e$  pour trois allongements différents à  $\text{Mach}=0,1$ .

### 2.3.3 Recherche des fréquences d'instabilité

#### 2.3.3.1 Principe

Le calcul de la conductivité de Rayleigh permet de caractériser les capacités d'absorption et de restitution de l'interface selon le régime d'écoulement auquel elle est soumise. En particulier, le coefficient d'absorption défini au paragraphe 2.1.1 est lié à la partie imaginaire de  $K_R(\omega)$  par l'équation 2.7 :

$$\mathcal{A} = \frac{-4S \text{Im}(K_R)}{|\kappa_0 S + 2iK_R|^2}$$

La nature de l'échange énergétique entre l'écoulement affleurant et les oscillations de l'interface est donc gouvernée par ce terme dont le signe indique s'il y a absorption ou amplification du champ de pression incident. Si l'on s'intéresse à l'aspect transitoire du problème, ce point de vue autorise l'apparition de régimes d'oscillations amplifiées dans le temps à partir de l'énergie contenue dans l'écoulement. La formulation analytique employée ici peut rendre compte de ce phénomène par l'introduction d'un terme d'amortissement dans la décomposition de Fourier et se traduit par l'extension des fréquences à un domaine complexe. L'écriture de la transformée de Fourier inverse conduit alors à une amplification exponentielle des grandeurs dans le domaine  $\text{Im}(\omega) > 0$  et à leur atténuation dans le domaine  $\text{Im}(\omega) < 0$ . La physique interdit cependant l'emploi systématique de cette représentation qui contredirait la causalité des grandeurs concernées. En ce sens, seules les fréquences complexes conduisant à des singularités de  $K_R$  peuvent donner lieu à des phénomènes spontanés.

Nous effectuons donc une recherche des pôles complexes de  $K_R$  afin de déterminer les fréquences d'instabilité de l'interface. Cette détermination n'est pas exclusive car on peut en effet envisager que des oscillations auto-entretenues apparaissent à des fréquences autres que les pôles de  $K_R$  si celles-ci correspondent, par exemple, à des maxima locaux, avec la restriction  $\text{Im}(K_R) < 0$ . Le domaine de recherche peut être réduit si l'on tient compte du fait que les grandeurs  $Q(t)$  et  $p_0^\pm(t)$  sont réelles. On a alors après l'application de la transformée de Fourier :

$$\begin{aligned} Q(\omega)^* &= Q(-\omega^*) \\ p_0^\pm(\omega)^* &= p_0^\pm(-\omega^*) \end{aligned}$$

L'écriture de  $K_R(-\omega^*)$  donne ensuite

$$K_R(-\omega^*) = \frac{-i\rho\omega^*Q(-\omega^*)}{[p_0(-\omega^*)]} = -K_R(\omega)^* \quad (2.68)$$

Cette propriété indique que la partie imaginaire de la conductivité de Rayleigh est une fonction paire de la partie réelle de  $\omega$ . La recherche des pôles de  $K_R$  dont la partie imaginaire est positive peut donc se faire dans le premier quadrant du plan complexe uniquement, soit pour :

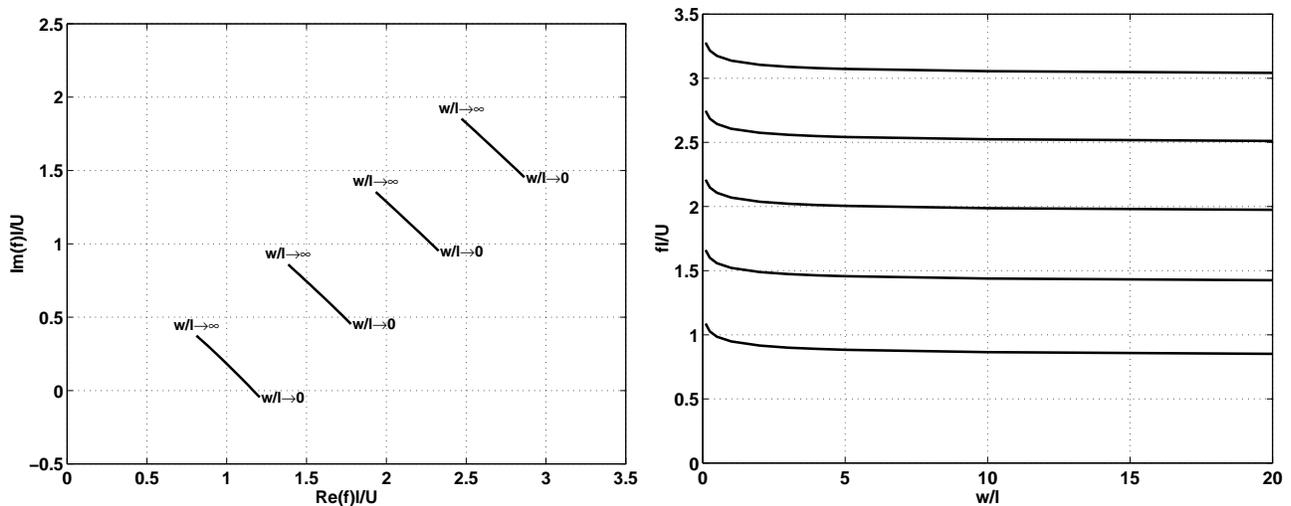
$$\omega \in \mathbb{C} / \{ \text{Re}(\omega) \geq 0, \text{Im}(\omega) \geq 0 \}$$

### 2.3.3.2 Ouverture rectangulaire simple

En représentation hydrodynamique, la conductivité de Rayleigh de l'ouverture rectangulaire dans une paroi séparant deux espaces libres est donnée après l'inversion de l'équation 2.30. La recherche numérique de pôles montre que les fréquences d'instabilité se répartissent ponctuellement dans le premier quadrant du plan complexe. Cette distribution est quasi linéaire, orientée à environ 45 degrés, comme on peut le voir figure 2.7.

L'existence de pôles isolés de la conductivité de Rayleigh permet d'envisager que les oscillations de l'interface soumise à un champ de pression quelconque vont se répartir selon quelques fréquences préférentielles, données par la partie réelle de chaque pôle. On peut également s'attendre à ce que des extrema négatifs de la partie imaginaire de la conductivité de Rayleigh donnent lieu à l'émergence de fréquences supplémentaires. Il apparaît cependant ici que seuls les pôles de  $K_R$  vérifient cette propriété.

La distribution de ces pôles évolue avec l'allongement de l'ouverture. La figure 2.7 montre que l'augmentation du rapport  $w/l$  se traduit par une diminution des fréquences d'instabilité, lesquelles tendent vers des valeurs limites pour un rapport d'allongement infini.



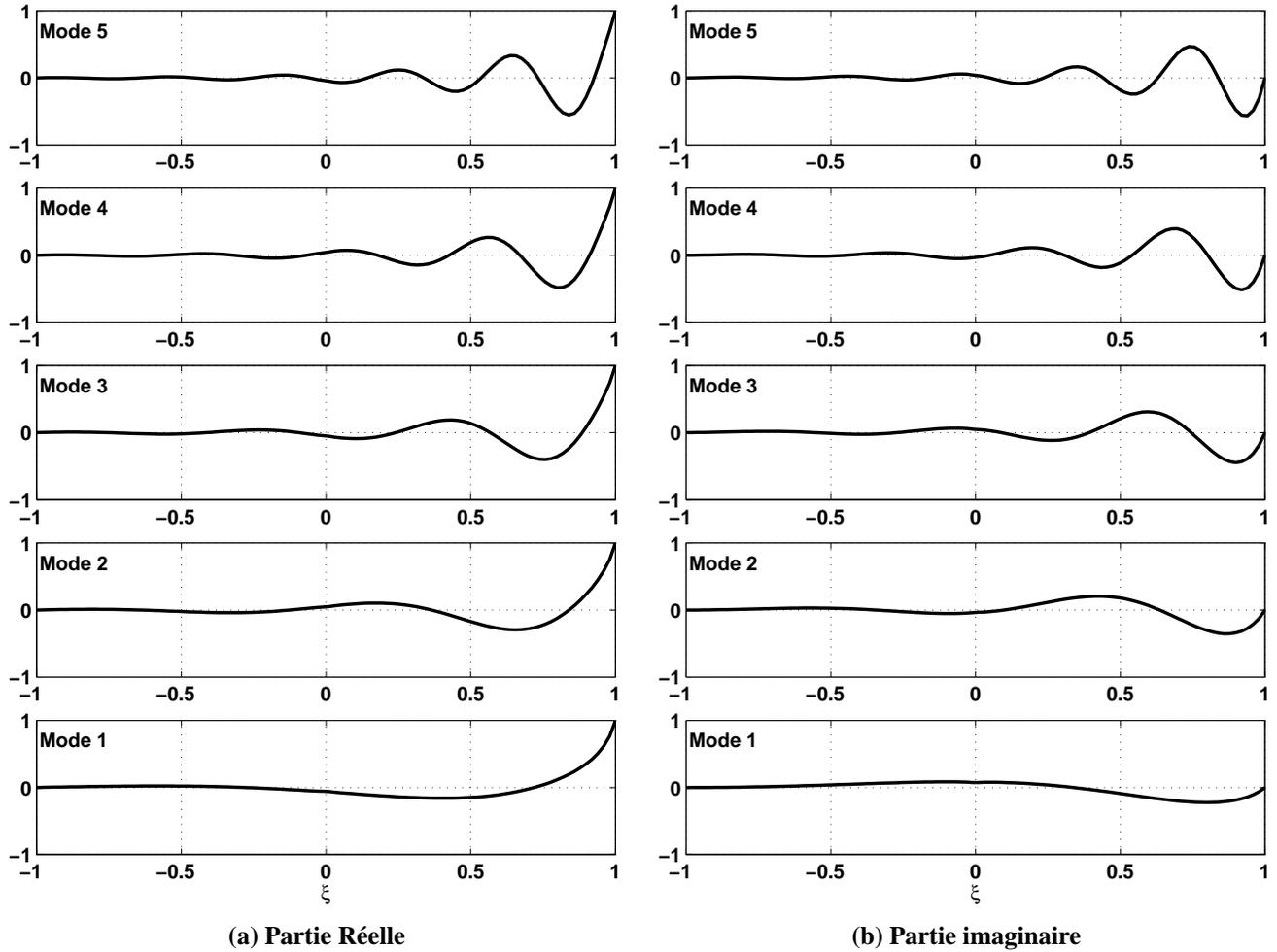
**FIG. 2.7:** Distribution et évolution des pôles de  $K_R$  avec le rapport d'envergure de l'ouverture rectangulaire simple (cas hydrodynamique).

A chaque pôle correspond un mode d'oscillations auto-entretenues de la nappe tourbillonnaire dont la forme générique est représentée en figure 2.8 pour les cinq premiers modes identifiés. La partie réelle de ces oscillations correspond au déplacement estimé de la couche de mélange de l'écoulement et présente une forte singularité au bord aval.

La pseudo-période de la partie imaginaire de ces oscillations est voisine de  $l/n$ ,  $n$  étant l'ordre du mode. Cette pseudo-périodicité est présente dans les nombres d'onde  $\sigma(1+i)$  et  $\sigma(1-i)$  du membre de gauche de l'équation 2.29. Quand  $\sigma$  est un pôle de  $K_R$ , les parties imaginaire du premier et réelle du second sont quasiment multiples de  $\pi$  et conduisent à des ondes de pseudo-période proche de  $l/n$ . Il ressort de plus de nos résultats que le facteur  $k_2$  associé à  $\sigma(1-i)$  est grand devant  $k_1$ . La forme des oscillations est alors majoritairement gouvernée par ce terme, l'autre permettant uniquement le respect

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

des conditions aux limites du bord amont. D'une manière générale, les oscillations de la couche de mélange conservent cette allure pour tout allongement  $w/l$ , quelle que soit la représentation adoptée pour l'ouverture.

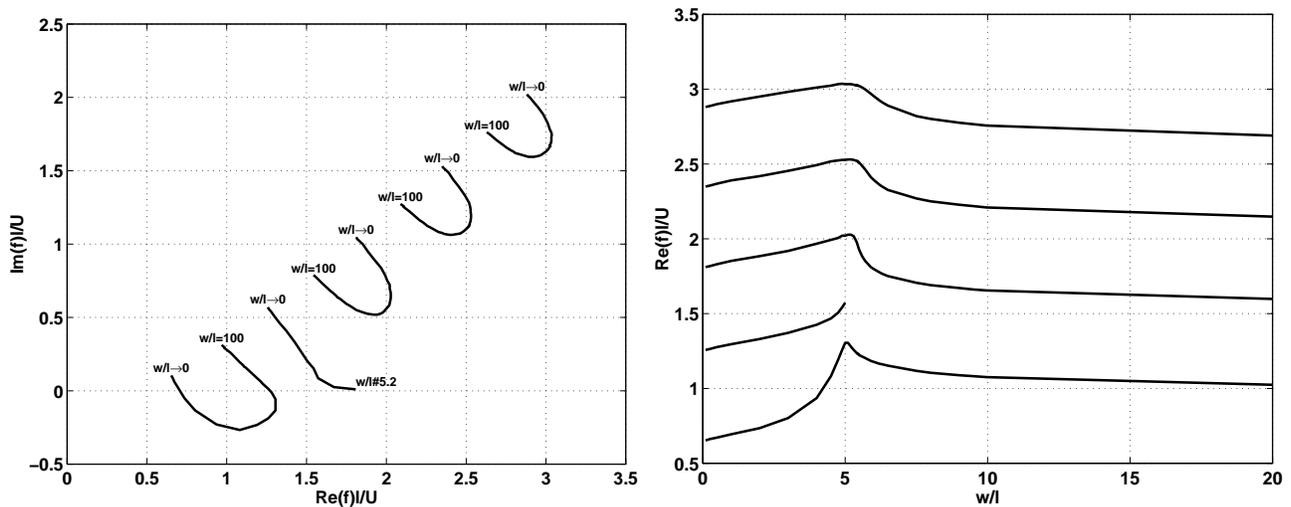


**FIG. 2.8:** Allure normalisée des oscillations de la nappe tourbillonnaire pour les cinq premiers modes d'instabilité de l'ouverture rectangulaire simple (cas hydrodynamique);  $w/l = 5$ .

### 2.3.3.3 Ouverture rectangulaire en présence des parois amont et aval

Lorsque les parois verticales amont et aval sont prises en compte dans le domaine inférieur, le problème est représenté par l'équation 2.34. Comme précédemment, les pôles de  $K_R$  se distribuent avec régularité dans le premier quadrant du plan complexe pour la plupart des configurations (Fig. 2.9).

L'évolution des fréquences d'instabilité avec le rapport d'allongement suit une loi différente du cas de l'ouverture simple. Ici, la partie réelle des pôles augmente avec  $w/l$  pour les rapports d'allongement inférieurs à 5. Celle-ci diminue ensuite et tend vers une limite légèrement supérieure à celle de l'ouverture rectangulaire seule. Quand  $w/l \gtrsim 5$ , le second mode vient se confondre avec un extremum réel non singulier et ne constitue plus un pôle de la conductivité ; il n'est donc représenté que sur une partie réduite du domaine. Il apparaît de plus que le pôle d'ordre le moins élevé a une partie imaginaire négative entre  $w/l \simeq 1,5$  et  $w/l \simeq 5$ . Il semble alors que les oscillations associées à ce mode doivent disparaître dans cette gamme d'allongements.

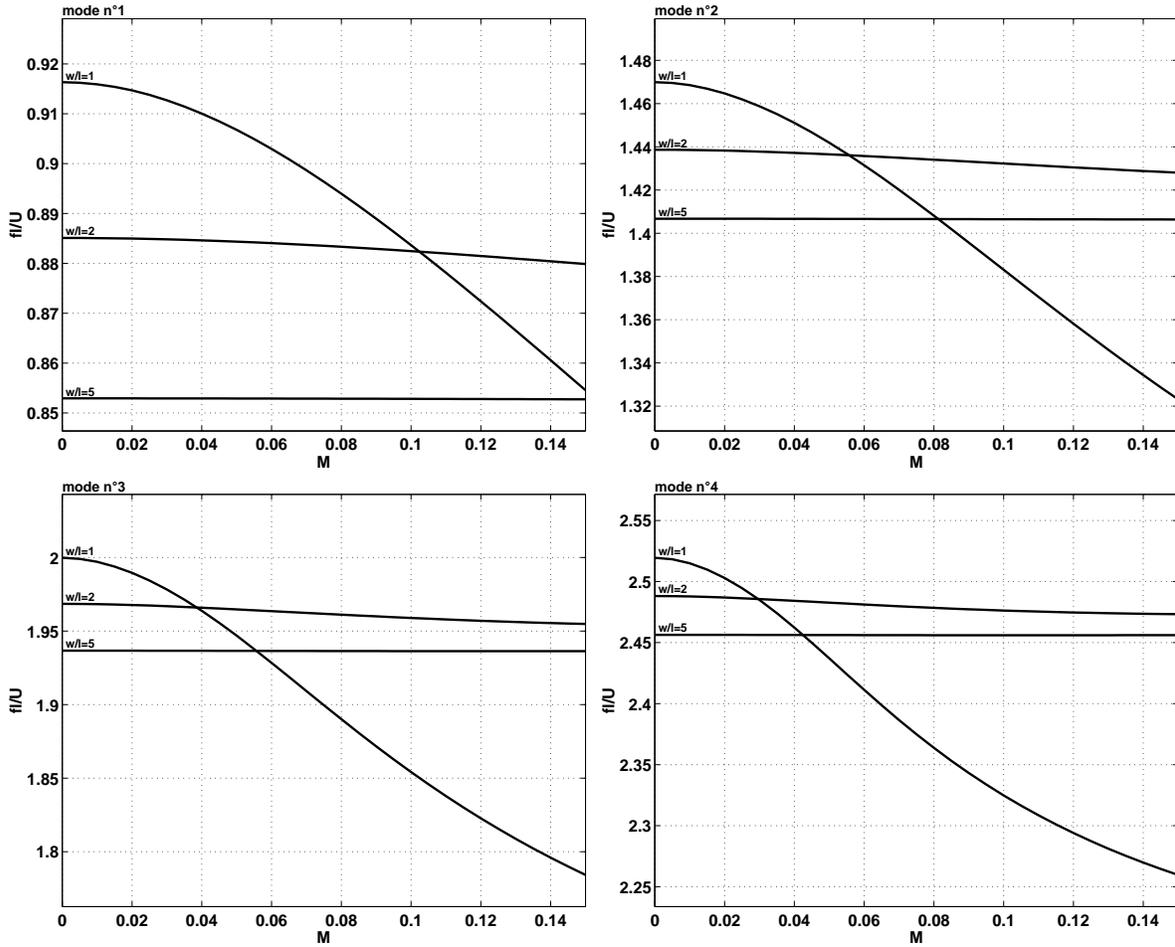


**FIG. 2.9:** Distribution et évolution des pôles de  $K_R$  avec le rapport  $w/l$  pour l'ouverture rectangulaire en présence des parois amont et aval à nombre de Mach infinitésimal.

### 2.3.3.4 Ouverture rectangulaire simple en représentation progressive

Le passage d'une représentation hydrodynamique à une représentation propagative déplace sensiblement les pôles de la conductivité de Rayleigh en fonction du nombre de Mach de l'écoulement. La figure 2.10 présente l'évolution des quatre premiers modes d'instabilité de l'ouverture rectangulaire simple pour trois rapports d'allongement différents. Il apparaît en premier lieu que seules les configurations de faible allongement  $w/l$  présentent une évolution notable de la distribution de leurs pôles de conductivité, ce qui se traduit par une nette diminution des fréquences d'instabilité quand le nombre de Mach augmente. Cette tendance est d'autant plus marquée que l'ordre du mode est important mais reste imperceptible sur les configurations de plus grand allongement en raison de la présence du terme  $w/l$  en dénominateur dans le noyau (Eq.2.59).

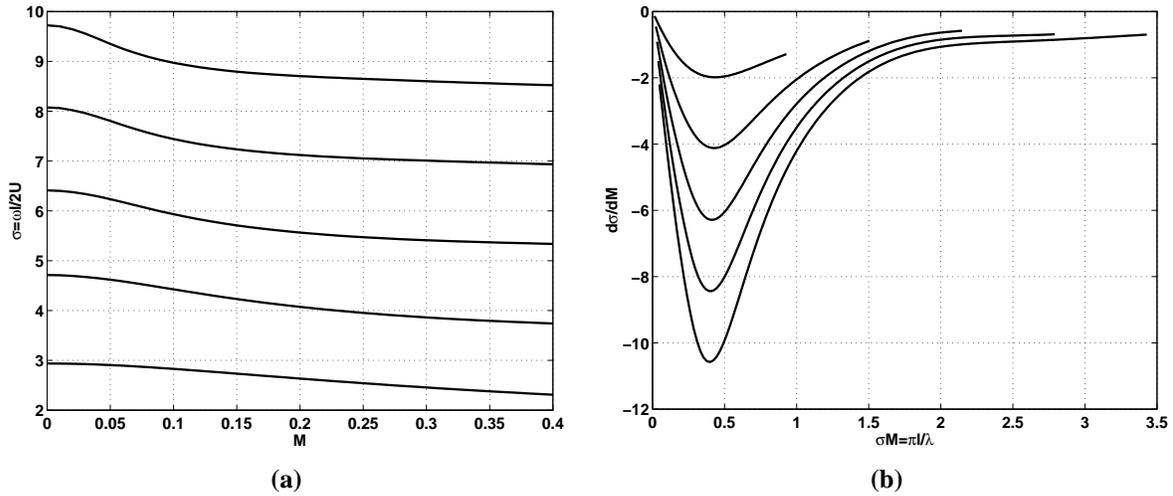
## 2. Développement d'un modèle de stabilité



**FIG. 2.10:** Evolution des fréquences d'instabilité en fonction du nombre de Mach ;  $w/l = 1 - 2 - 5$ .

Bien que l'équation linéarisée du potentiel de vitesse ne soit valable que pour les faibles nombres de Mach, nous représentons en figure 2.11a l'évolution du nombre de Strouhal  $\sigma$  avec le nombre de Mach pour  $M = 0$  à  $M = 0,4$  et  $w/l = 1$ . Il y apparaît que chaque mode d'instabilité présente un point d'inflexion pour un nombre de Mach particulier. Si l'on se réfère au développement analytique effectué au paragraphe 2.2, la formulation utilisée introduit le nombre d'onde adimensionné  $\sigma M$  dans le noyau de l'équation intégrale. Or, l'ensemble de nos calculs montre qu'il peut exister plusieurs points d'inflexion pour chaque courbe  $\sigma(M)$  et que ceux-ci correspondent à des valeurs constantes de  $\sigma M$ , dépendantes du rapport  $w/l$ . Cette propriété est confirmée par le tracé de la dérivée  $d\sigma/dM$  en fonction de  $\sigma M$  sur la figure 2.11b où le minimum de  $d\sigma/dM$  est localisé en  $\sigma M \simeq 0,4$  pour chaque mode.

La formulation même du problème permet d'interpréter ce résultat. L'onde convective animant la nappe tourbillonnaire est issue de l'écriture de la dérivée particulière dans l'interface de la cavité et existe quelle que soit la fonction de Green adoptée (cf. Eqs. 2.19,2.29,2.34 et 2.57). Les fréquences d'instabilité de cette onde sont elles-mêmes déterminées par la résolution de l'équation intégrale dont le noyau découle de la fonction de Green utilisée. La superposition du terme hydrodynamique initial et



**FIG. 2.11:** Influence du nombre d'onde adimensionné  $\sigma M$  sur l'évolution de modes d'instabilité;  $w/l = 1$ .

d'un terme apporté par la formulation progressive dans le noyau (§2.2) indiquent que l'onde convective est également gouvernée par les propriétés de propagation au sein du milieu étudié. Ainsi, pour les petits nombres d'onde  $\sigma M$ , l'échelle de temps caractéristique est grande et permet d'envisager un modèle de propagation quasi-instantanée bien représenté par une formulation hydrodynamique. Le nombre de Strouhal des oscillations auto-entretenues évolue alors très peu avec le régime d'écoulement, en particulier pour les modes d'ordre peu élevé. On peut donc considérer que l'onde convective a un comportement exclusivement hydrodynamique, tel que celui initialement prédit par Howe. A nombre d'onde plus élevé, l'échelle temporelle est réduite et les temps de propagation ne sont plus infiniment courts. Il ressort alors que la fréquence des modes d'instabilité est fortement influencée par l'augmentation du nombre de Mach, et ce d'autant plus que l'ordre du mode est élevé. Ceci souligne la limite de validité d'une approche hydrodynamique, celle-ci ne pouvant être appliquée que pour les modes à basse fréquence et pour les très faibles nombres de Mach.

Au delà de la caractéristique  $\sigma M \simeq 0,4$ , le nombre de Strouhal des modes d'instabilité tend à diminuer régulièrement avec le nombre de Mach tout en présentant des points d'inflexion successifs<sup>3</sup>. Par construction, le nombre d'onde adimensionné peut également être écrit en termes de longueur d'onde acoustique  $\lambda = c/f$  sous la forme  $\sigma M = \pi I / \lambda$ , la valeur  $\sigma M \simeq 0,4$  correspondant alors approximativement à  $I \simeq \lambda/8$ . Ceci indique que l'utilisation de la formulation progressive de la fonction de Green introduit une relation stricte entre les effets de convection, représentés par  $\sigma$  et les effets de propagation, représentés par  $M$ , par l'intermédiaire de la longueur d'onde du phénomène et de la dimension caractéristique principale du problème. Cette propriété peut être rapprochée de la relation qui, en acoustique, unit généralement la fréquence d'un mode résonant à la géométrie et aux conditions aux limites du domaine étudié. Néanmoins, la présence de la vitesse de l'écoulement uniforme introduit ici un degré de complexité supplémentaire qui gouverne l'évolution des modes d'instabilité.

<sup>3</sup>Ceci s'observe dans cette gamme de nombres de Mach sur les calculs effectués pour  $w/l > 1$ , mais les très faibles variations du nombre de Strouhal rendent la localisation des points d'inflexion difficile.

## 2. Développement d'un modèle de stabilité

---

Ce constat sur l'effet du nombre de Mach peut être rapproché de la description classique consistant à invoquer la remontée de perturbations depuis le bord aval. D'une part, l'introduction de la forme propagative de la fonction de Green permet de tenir compte du retard induit par la vitesse du son dans l'ensemble de l'écoulement. D'autre part, la principale source de perturbation au sein de la nappe tourbillonnaire est due à sa singularité au bord aval qui se dessine progressivement le long de l'interface. Il y a donc une équivalence entre ces deux descriptions faisant intervenir la convection de structures cohérentes ou d'une onde fluide et la propagation d'une forte perturbation issue d'une même origine.

### 2.4 Conclusion

Les formulations présentées dans ce chapitre ont pour objet de montrer les divers degrés de complexité pouvant être introduits dans le modèle proposé par Howe et appliqué à la représentation de l'écoulement de cavité. Les hypothèses nécessaires au développement de cette analyse restreignent fortement son champ d'application mais permettent de fournir une description dépourvue de paramètres d'ajustement, capable de tenir compte de la géométrie du problème et, dans une moindre mesure, du régime d'écoulement.

Les quelques résultats présentés dans la dernière partie de ce chapitre permettent d'illustrer l'importance relative de chacun des paramètres de la configuration. Ils montrent que le choix du modèle conditionne l'influence de chacun d'eux et détermine les lois d'évolution des fréquences d'instabilité. Il serait bien sûr souhaitable de pouvoir fournir une description capable de représenter à la fois la géométrie globale de la cavité et l'influence du nombre de Mach. Une approche en ce sens peut être envisagée par une recherche de fonction de Green à l'aide d'une méthode d'images hydrodynamiques incluant à la fois la démarche de Howe et celle de Bilanin & Covert [5]. Une autre solution peut consister en l'utilisation de transformations conformes appliquées à la géométrie de la cavité, à l'image des travaux de Howe [39] concernant la convection de structures discrètes, ou encore de ceux de Panaras [57].

# Chapitre 3

## Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

Ce troisième chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'une maquette réalisée pour les besoins de cette étude. Nous y détaillons au préalable le dispositif expérimental utilisé ainsi que les choix retenus pour la conception de la maquette. Les essais sont réalisés dans la soufflerie subsonique Nieuport du L.E.A., installée sur le campus de l'université de Poitiers. Le dimensionnement de la maquette d'étude est effectué dans la perspective de l'insertion d'un système de contrôle.

### 3.1 La Soufflerie

La soufflerie subsonique Nieuport, de type Eiffel, est schématisée en Figure 3.1 et est composée de quatre tronçons :

- les filtres : de porosité inférieure à  $5 \mu\text{m}$ , ils éliminent une partie des poussières de l'écoulement.
- le convergent : équipé en entrée d'un filtre en nid d'abeille à mailles hexagonales ( $\phi$  15 mm), il permet d'obtenir un écoulement stationnaire et quasi-uniforme.
- la veine d'essais : de section circulaire, elle est pourvue sur sa partie supérieure d'une ouverture destinée aux mesures optiques ou au passage de capteurs. Trois portes latérales permettent l'accès à la veine de chaque côté et une double porte en plexiglas peut être insérée afin d'effectuer des mesures optiques. Le développement de la couche limite provoque un léger gradient de pression positif mais la vitesse de l'écoulement reste uniforme dans l'ensemble de la veine sur un diamètre de 1,5 m.
- le diffuseur : constitué d'un divergent suivi d'une partie cylindrique, il stabilise le flux d'air aspiré par le ventilateur.

Le ventilateur équipé de 6 pales est installé dans la partie cylindrique du diffuseur et entraîné par un moteur asynchrone de 165 CV. Il génère un écoulement dont la vitesse varie linéairement entre 1 m/s et 25 m/s et dont le taux de turbulence est de l'ordre de 2%. La vitesse de rotation maximale du ventilateur est de 400 tr/mn et provoque un niveau sonore de 105 dB à environ 50 Hz au niveau de la veine d'essais.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

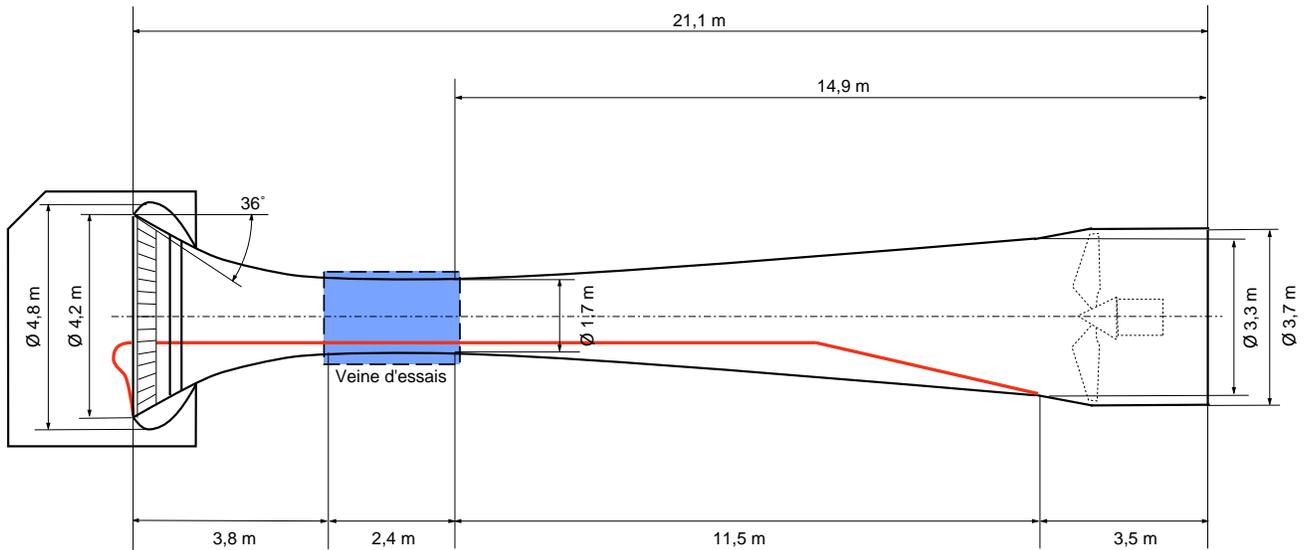


FIG. 3.1: Soufflerie Nieuport

La soufflerie a été équipée d'un plancher horizontal dans le cadre d'études précédentes, cette modification a été conservée depuis. La réduction de section permet à l'écoulement d'atteindre la vitesse maximale de 30 m/s.

## 3.2 Montage expérimental

### 3.2.1 Dimensionnement de la cavité

Le but de notre travail expérimental est l'étude du comportement d'un écoulement de cavité en configuration *fluide-dynamique* et éventuellement *fluide-résonante* longitudinale. Compte tenu des moyens expérimentaux disponibles, il convient de réaliser une maquette capable de générer des phénomènes instationnaires discernables à faible nombre de Mach. Nous envisageons de plus l'installation d'un système de contrôle actif dont l'efficacité et le rendement énergétique risquent d'être pénalisés à haute fréquence. Nous chercherons donc à obtenir des émergences de fréquence limitée.

#### 3.2.1.1 Structure de l'écoulement

Au regard de l'étude bibliographique du Chapitre 1, la gamme de nombres de Mach conduisant à l'apparition d'oscillations auto-entretenues en cavité fermée ne peut être atteinte par la soufflerie Nieuport. On se limitera donc à une configuration de cavité ouverte, faiblement allongée, soit  $L/D < 5$ , au risque de faire émerger certains modes acoustiques (Tam & Block [80]).

Concernant le caractère tridimensionnel de l'écoulement, Mendoza et Ahuja [52] ont montré qu'une bonne cohérence transversale pouvait être atteinte dès que l'envergure de la cavité est supérieure à sa longueur. Malgré cela, les résultats de Maull et East [51] prouvent que l'obtention d'un écoulement réellement bidimensionnel reste improbable quel que soit le rapport d'aspect  $W/L$  et dépend également

de la profondeur de cavité. Nous envisageons donc de réaliser une cavité de dimensions réglables, dont l'envergure pourra varier dans une large gamme.

Dans le but d'éviter le blocage de la soufflerie, l'envergure de la maquette sera limitée à un demi diamètre de la veine d'essais, soit environ 0,8 m.

### 3.2.1.2 Fréquence des émergences

Dans la littérature disponible, l'ensemble des mesures effectuées en cavité sous écoulement affleurant montre des émergences dont le nombre de Strouhal est compris entre 0,4 et 3 [68, 70, 80, 52, 12, 43]. Lorsqu'il y a coexistence de plusieurs modes, les plus énergétiques correspondent aux modes de Rossiter  $n^{os}$  2 et 3, soit  $S \simeq 1$  et  $S \simeq 1,5$ . Dans le but de faciliter l'implantation du système de contrôle actif, nous limitons de plus la fréquence des émergences à 1000 Hz. En conséquence, une longueur de cavité de l'ordre de 0,05 m à 0,2 m permettra de rester dans la gamme des fréquences recherchées jusqu'à une vitesse d'écoulement de 30 m/s. La profondeur de cavité doit elle aussi être ajustable, entre 0,05 m et 0,2 m, de manière à faire varier l'allongement afin d'obtenir des configurations de cavité ouverte et non résonante.

## 3.2.2 Dimensionnement de la maquette

### 3.2.2.1 Position et encombrement

La grande distance entre le collecteur de la soufflerie et la veine d'essais impose d'installer la maquette en position centrale, afin de garantir une bonne indépendance vis à vis du développement de la couche limite sur les parois de la veine. Cette position offre en outre un espace conséquent pour l'implantation de la maquette.

Ce choix laisse également une certaine liberté quant à l'implantation d'un système de contrôle actif, que ce soit en amont, en aval, ou sous la cavité. De plus les accès supérieur et inférieur de la veine d'essais sont rendus impraticables par la présence du rail d'instrumentation et du plancher. Une maquette désolidarisée des parois rendra donc les interventions plus aisées.

La présence du plancher réduit la section de la soufflerie d'environ 8%. La présence d'une maquette de section rectangulaire 0,8 m  $\times$  0,2 m amènerait une réduction totale de section de 15%, ce qui ne doit pas conduire au blocage de la soufflerie.

### 3.2.2.2 Profil

La maquette est basée sur un profil de Joukowski symétrique de façon à obtenir un écoulement amont stable et peu sensible à l'éventuelle incidence de la maquette, ceci afin de conserver une couche de mélange confinée dans l'interface de la cavité. La cavité est insérée dans un bloc ajustable au niveau du maître-couple.

### 3.2.2.3 Couche limite amont

L'étude de Sarohia [70] ayant montré que l'épaisseur de couche limite est un facteur critique pour le déclenchement d'oscillations de cavités, il semble intéressant de disposer de configurations où celle-ci

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

varie peu dans une large gamme de vitesses d'écoulement.

L'écoulement généré dans la soufflerie présente un taux de turbulence d'environ 2%. Dans ces conditions, on considère qu'une couche limite de plaque plane devient turbulente pour  $Re_x = 10^5$  [20]. Si l'on considère que les couches limites laminaire et turbulente se raccordent parfaitement au point de transition et que la longueur de la zone de transition est négligeable, on peut estimer l'épaisseur de couche limite en tout point de la paroi [50].

On montre ainsi qu'une paroi plane de 0,4m à 0,5 m permet d'obtenir une couche limite turbulente dont l'épaisseur varie de 4% en moyenne pour des vitesses d'écoulement comprises entre 5 m/s et 35 m/s (Fig. 3.2).

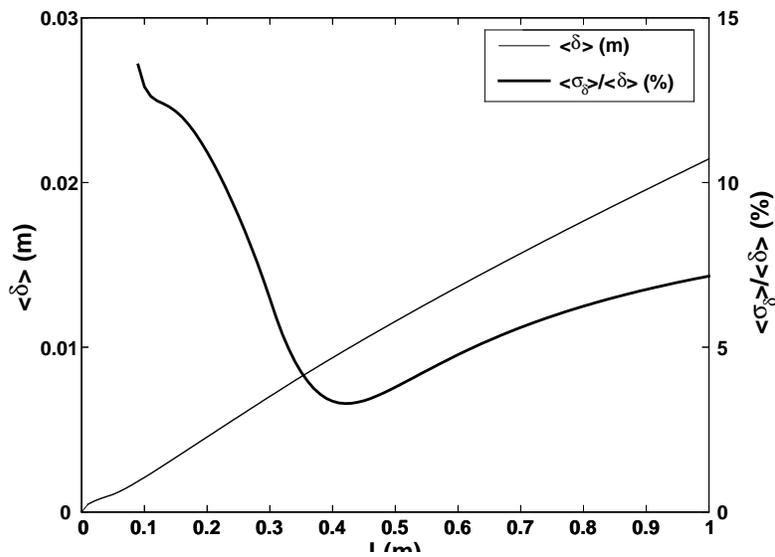


FIG. 3.2: Evolution de l'épaisseur de couche limite entre 5 m/s et 30 m/s

Bien que le profil convexe du bord d'attaque induise un gradient de pression adverse qui déclenche prématurément la transition vers la turbulence, on peut dimensionner le nez de la maquette de manière à avoir une paroi de 0.5m de long en amont de la cavité. Il nous semble ainsi possible d'obtenir une couche limite turbulente dont l'épaisseur reste proche de 10 mm quel que soit le régime de vitesse.

#### 3.2.2.4 Montage final

Un plan simplifié de la maquette réalisée à partir des choix précédents est présenté en Figure 3.3. L'architecture du montage est basée sur un squelette en Norcan, support où sont fixés les couples en PVC permettant d'ajuster l'enveloppe du profil, également réalisée en PVC. Un plan complet du montage figure en Annexe B.

La cavité est pourvue d'un système de réglage permettant le déplacement du bord aval, sa longueur peut varier de 0 à 200 mm. Le réglage de la profondeur nécessite l'installation de cales entre le bâti et le fond de cavité, la profondeur maximale étant de 150 mm. L'envergure est définie par l'installation de joues à l'intérieur de la cavité et est au maximum de 780 mm.

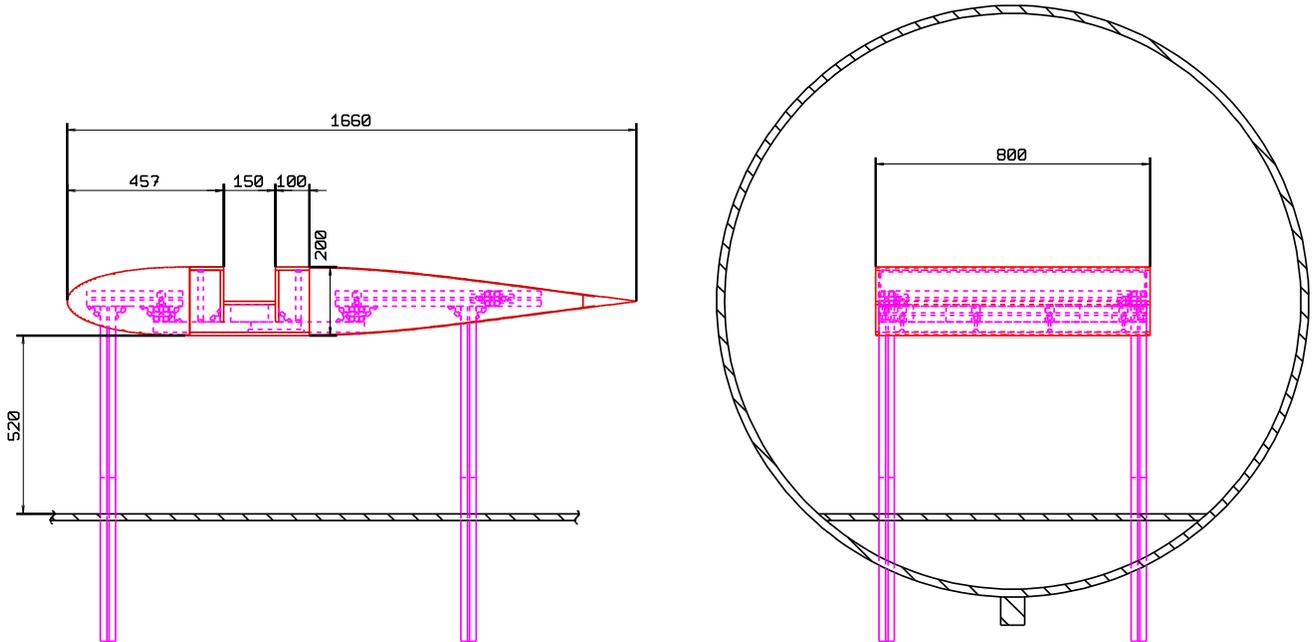


FIG. 3.3: Schéma simplifié de la maquette

### 3.2.3 Instrumentation

#### 3.2.3.1 Vitesse amont

La mesure de vitesse de référence est donnée par un tube de Pitot positionné en amont du bord d'attaque du profil. La valeur mesurée est corrigée afin de tenir compte de la présence de la maquette.

#### 3.2.3.2 Fluctuations de pression pariétale

Les parois de la cavité sont équipées de différents microphones (Fig. 3.4) :

- deux microphones sont installés en amont et en aval de la cavité et pourront être utilisés afin d'identifier les éventuels effets convectifs.
- le fond de cavité est équipé de deux microphones dont l'un, accolé à la paroi amont, est indispensable aux configurations de faible longueur.
- le microphone de bord aval est destiné à la mesure des fluctuations de pression à proximité de la couche de mélange.
- un microphone supplémentaire peut être installé dans la veine d'essais afin de mesurer le rayonnement hors de la cavité.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

---

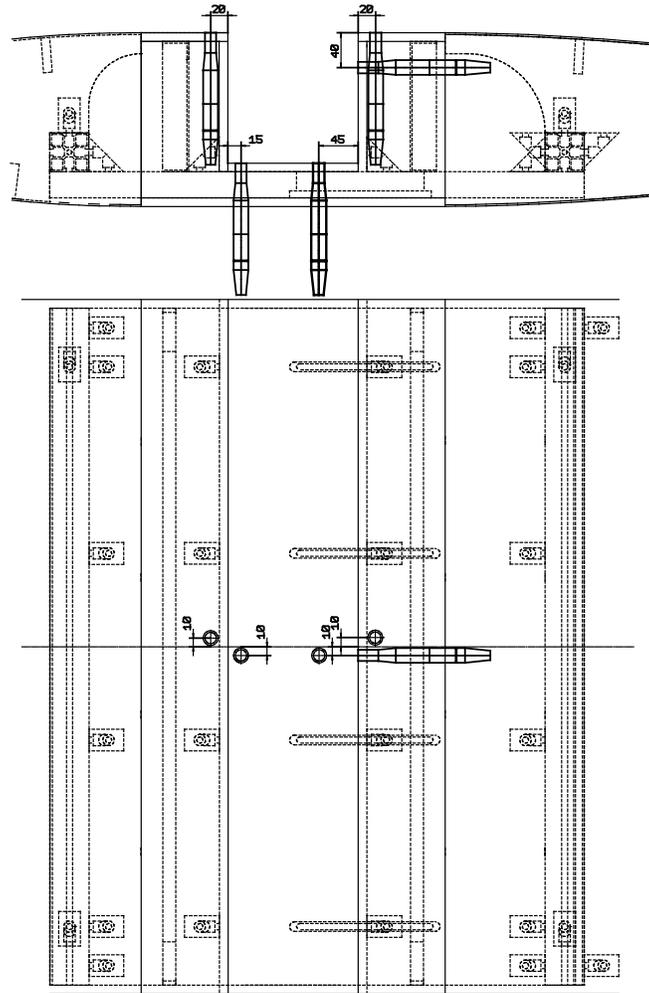


FIG. 3.4: Implantation des microphones

## 3.3 Mesures préliminaires

### 3.3.1 Acoustique de l'ensemble maquette-veine d'essais

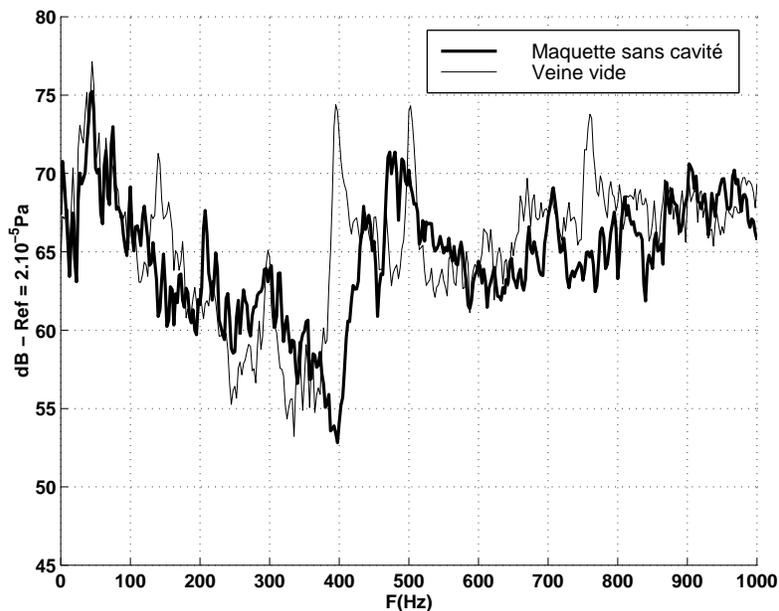
Avant d'explorer l'écoulement de cavité, nous avons cherché à caractériser le comportement acoustique du dispositif. A cet effet, nous étudions dans un premier temps la réponse de l'ensemble maquette-veine d'essais à une excitation par une source de bruit rose omnidirectionnelle dans différentes configurations. Nous mesurons ensuite le champ acoustique apparaissant en l'absence de cavité pour différents régimes d'écoulement.

#### 3.3.1.1 Réponse à une source de bruit rose

La géométrie de la veine et la présence de la maquette sont susceptibles de provoquer des phénomènes de résonance pouvant être excités par l'écoulement. Pour les identifier, nous avons soumis le dispositif

à une source de bruit rose omnidirectionnelle dans des configurations avec et sans cavité. Les mesures sont effectuées par les microphones disposés sur la maquette et par un microphone extérieur à la maquette, placé dans la veine d'essais et équipé d'une ogive anti-turbulence.

On présente en figure 3.5 les spectres de puissance mesurés dans la veine d'essais vide et en présence de la maquette dépourvue de cavité. Les deux tracés ont une allure similaire et on peut noter la persistance de quelques émergences dont l'allure et la fréquence peuvent varier légèrement.



**FIG. 3.5:** Réponse du dispositif maquette-veine d'essais à un bruit rose (Microphone extérieur)

Malgré une baisse de niveau moyen d'environ 7 dB et quelques différences probablement dues à la directivité des microphones placés en paroi, certains de ces pics se retrouvent sur la figure 3.6 comparant les enregistrements du microphone extérieur et ceux du microphone n° 1, situé à l'amont immédiat de la cavité. Il y apparaît de plus un pic à 290 Hz beaucoup plus marqué que sur les autres mesures.

Ces différents spectres permettent d'isoler plusieurs émergences sensibles à la présence de la maquette. On s'intéressera en particulier aux pics observés aux fréquences de 100 Hz, 290 Hz, 440 à 500 Hz et 700 Hz.

En présence de cavités de différentes profondeurs, les spectres mesurés restent inchangés jusqu'à 400 Hz. Au delà, la figure 3.7 montre une forte atténuation dans la bande 450-500 Hz au voisinage de la cavité quand la profondeur augmente. Cet effet se ressent également autour de 700 Hz et contribue à privilégier les émergences proches de 600 Hz.

Les observations issues de ces différents résultats montrent que notre dispositif expérimental présente divers domaines de résonance, liés à la fois à la disposition de la maquette et à la configuration de cavité. Parmi ceux-ci, on peut s'attendre à de fortes émergences à 290 Hz et à voir évoluer les pics apparaissant dans les bandes 450-500 Hz et 580-700 Hz.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

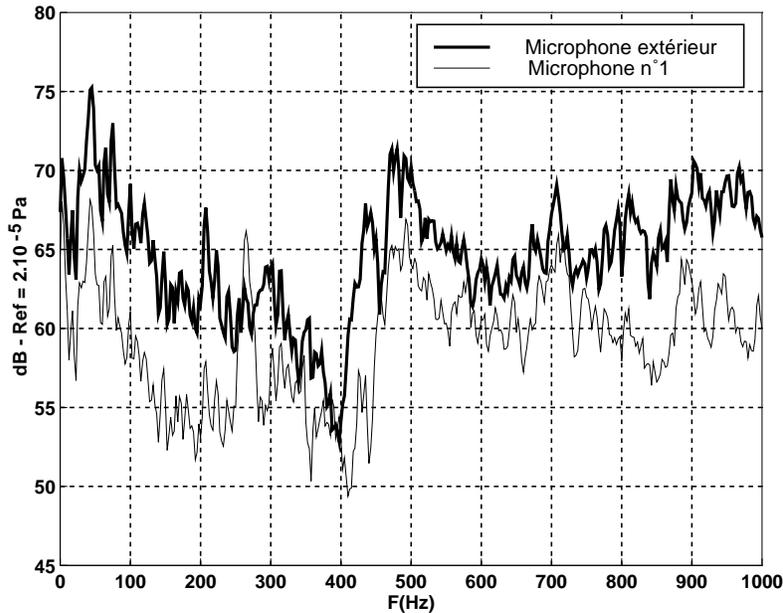


FIG. 3.6: Comparaison entre les signaux mesurés en paroi de maquette et dans la veine d'essais

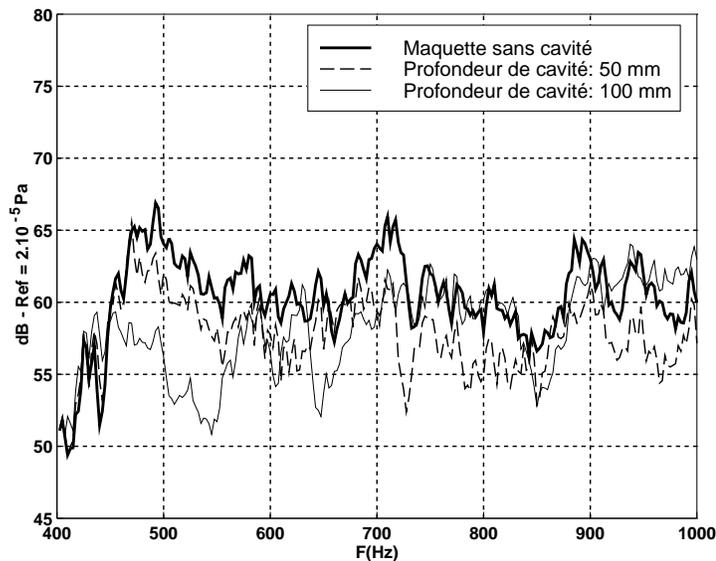


FIG. 3.7: Effet de la profondeur de cavité sur la réponse à un bruit rose (Microphone n° 1)

#### 3.3.1.2 Bruit généré par l'écoulement

L'écoulement généré par le ventilateur constitue une source capable d'exciter certains modes acoustiques du montage. On cherche donc ici à retrouver les émergences isolées précédemment en soumettant la maquette dépourvue de cavité à différents régimes de vitesse.

Les spectres présentés en figure 3.8 correspondent aux mesures effectuées par le microphone n° 1

pour des régimes d'écoulement de 0 à 30 m/s. Quand le ventilateur est à vitesse de rotation minimale (environ 1 tr/mn), il n'y a pas d'écoulement, le bruit de fond est de l'ordre de 30 dB sur l'ensemble du spectre et s'additionne du 50 Hz issu de l'alimentation électrique ainsi que de ses harmoniques. A plus haute vitesse, les six pales du ventilateur créent un pic dont la fréquence varie de 0 à 50 Hz selon le régime et dont le niveau peut atteindre 100 dB. Ses quatre premières harmoniques se distinguent du bruit de fond à partir de 20 m/s et peuvent atteindre 80 à 90 dB entre 80 Hz et 200 Hz à  $U_\infty = 30$  m/s.

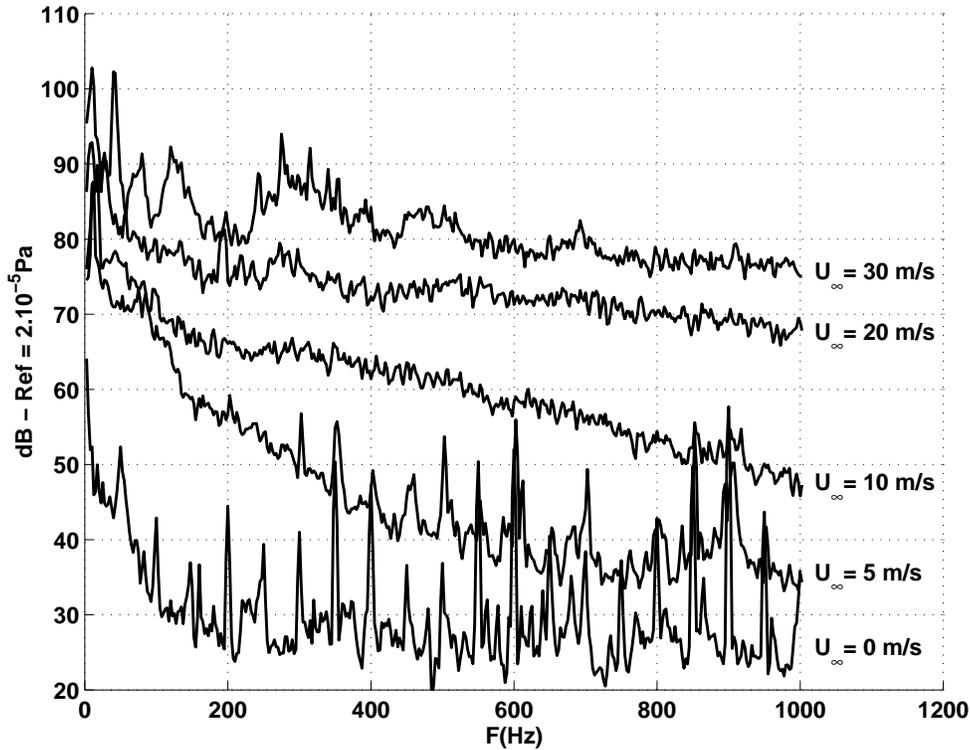


FIG. 3.8: Bruit généré par l'écoulement ; maquette sans cavité ; microphone n° 1

Il apparaît sur les spectres mesurés à 10, 20 et 30 m/s que le niveau de bruit au sein de l'écoulement est très élevé et peut atteindre jusqu'à 80 dB. On y observe de plus la formation progressive des émergences centrées sur 290, 500 et 700 Hz qui correspondent aux fréquences de résonance observées lors de l'excitation par une source de bruit rose. Elles sont donc toutes associées à des modes s'installant entre la partie supérieure de la veine d'essais et l'extrados de la maquette. Le fait qu'elles puissent être suffisamment excitées par l'écoulement pour se détacher du bruit de fond indique qu'elles risquent de conduire à de forts niveaux en présence des oscillations hydrodynamiques de l'écoulement de cavité. On note de plus que des pics situés respectivement à 240 Hz, 270 Hz, 315 Hz et 340 Hz font leur apparition à  $U_\infty = 30$  m/s.

Dans la mesure où il ne nous a pas été possible de minimiser l'émergence des modes résonants, ils apparaissent sur l'ensemble des mesures que nous avons effectuées par la suite. Le comportement de l'écoulement de cavité est donc soumis à leur présence et risque de s'en trouver modifié lorsqu'il y a correspondance entre leurs fréquences respectives.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

#### 3.3.2 Couche limite amont

L'écoulement incident est exploré à l'aide d'une sonde à fil chaud double au niveau du bord amont. Les profils de vitesse sont approchés par la loi de vitesse déficitaire de Coles (Eq. 3.1) consistant en une loi de frottement logarithmique raccordée avec une fonction de sillage [20].

$$\frac{U_e - U}{U_\tau} = -\frac{1}{\chi} \ln(y/\delta) + \frac{C}{\chi} (2 - \omega(y/\delta)) \quad (3.1)$$

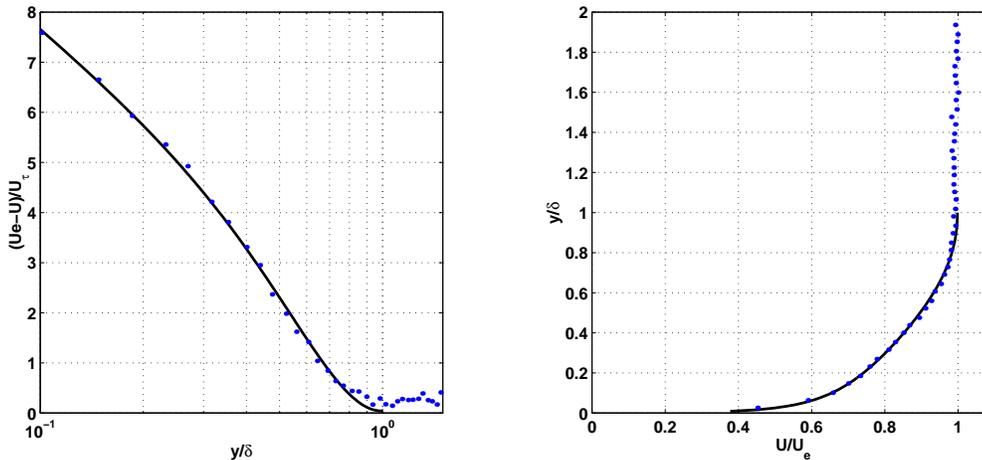
$$(3.2)$$

La fonction de sillage  $\omega$  est donnée par :

$$\omega(y/\delta) = 1 - \cos(\pi y/\delta) \quad (3.3)$$

Celle-ci a été introduite par Coles afin de compléter la loi logarithmique, inadaptée dans la partie externe de la couche limite. La valeur de la constante universelle de Von Karman est fixée à  $\chi = 0,41$ , le paramètre empirique  $C$ , la vitesse de frottement  $U_\tau$  et l'épaisseur de couche limite  $\delta$  étant ensuite déterminés par une méthode de moindres carrés.

La figure 3.9 montre le profil de couche limite mesuré au bord amont de la cavité pour  $U_e \simeq 30$  m/s. On y observe une bonne corrélation avec cette loi semi-empirique, signe que l'état de turbulence est atteint par l'écoulement incident à l'approche de la cavité.



**FIG. 3.9:** Profil de couche limite incidente mesuré au bord amont de la cavité et loi de Coles associée,  $U_e \simeq 30$  m/s

Le tableau ci-dessous présente les caractéristiques de la couche limite pour différents régimes de vitesse :

Vitesse de l'écoulement externe	$U_e$ (m/s)	13,1	19,1	24,9	30,6
Nombre de Reynolds au bord amont	$R_{amont}$	$4,4 \cdot 10^5$	$6,4 \cdot 10^5$	$8,3 \cdot 10^5$	$10^6$
Epaisseur de couche limite	$\delta$ (mm)	9,4	9,9	10,4	10,7
Epaisseur de déplacement	$\delta^*$ (mm)	0,7	1,0	1,2	1,5
Epaisseur de quantité de mouvement	$\theta$ (mm)	0,6	0,8	0,9	1,0
Facteur de forme	$H = \delta^*/\theta$	1,19	1,27	1,33	1,41

Ainsi qu'il était envisagé, les épaisseurs de couche limite calculées restent proche de 10 mm et augmentent sensiblement avec la vitesse incidente.

Les valeurs prises par le facteur de forme indiquent que la couche limite reste comparable à celle observée dans le cas d'une plaque plane où  $H$  vaut environ 1,3. L'évolution de ce facteur avec la vitesse de l'écoulement reflète probablement l'influence du gradient de pression adverse imposé par le profil d'aile.

### 3.3.3 Visualisations pariétales

#### 3.3.3.1 Méthode des enduits de paroi

Les parois de la cavité sont enduites d'un mélange de poudre de céramique (kaolin) et de kerdane, sous forme d'une couche uniforme ou d'une grille de gouttelettes. La soufflerie est ensuite mise en route jusqu'à ce que le kerdane soit évaporé. Les lignes de diffusion du produit permettent de déduire le champ des tensions pariétales et de se représenter qualitativement le comportement de l'écoulement. On cherche en particulier à identifier les éventuelles zones de décollement et de recollement. Dans notre cas, cette technique permet de qualifier le caractère bidimensionnel ou non de l'écoulement.

L'utilisation de grilles de gouttelettes à l'intérieur de la cavité s'est révélée infructueuse dans la mesure où les faibles vitesses de l'écoulement confiné ne peuvent vaincre à la fois l'adhérence à la paroi et la tension superficielle des gouttelettes. Nous avons donc utilisé les enduits de paroi sous forme d'un film très dilué, de manière à ce que le kaolin se répartisse en fines stries une fois soumis à l'écoulement. Malgré une répartition aléatoire de la poudre, cette méthode a l'avantage d'être peu sensible à la tension superficielle du mélange et de pouvoir être appliquée aux surfaces verticales.

#### 3.3.3.2 Résultats

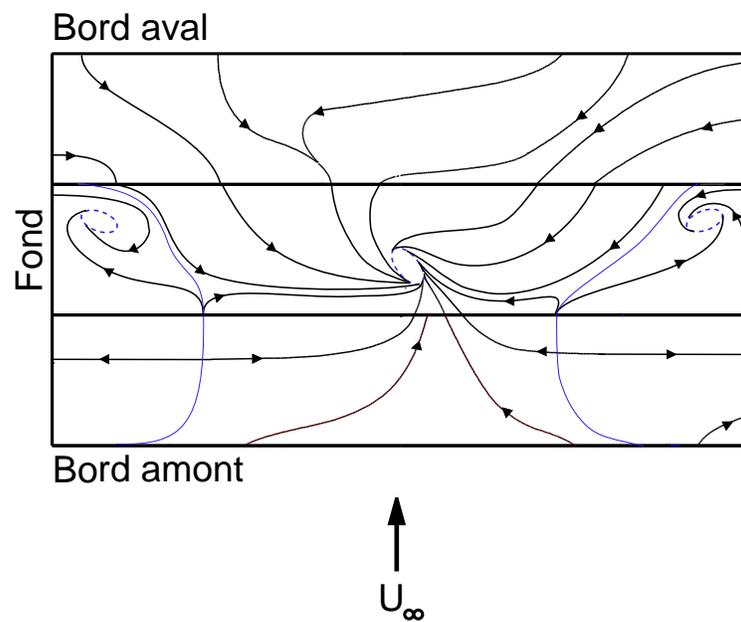
Deux configurations de base sont étudiées : l'une où la cavité est équipée de flancs latéraux, l'autre où elle en est dépourvue. La configuration de cavité débouchante permet *a priori* d'interdire l'accumulation de fluide dans l'angle formé par le bord aval et le flanc. Elle permet par contre l'interaction entre l'écoulement de cavité et celui contournant la maquette. La présence de flancs est censée éviter cette interaction mais les contraintes imposées par la présence de parois latérales risquent d'entraîner des mouvements transversaux et le confinement de tourbillons d'angle.

La figure 3.10 montre la structure de l'écoulement observé en l'absence de flancs. On y remarque l'apparition de tourbillons verticaux créés par le cisaillement entre l'écoulement de contournement et le fluide confiné dans la cavité. La coexistence de ces deux tourbillons contrarotatifs et la symétrie imparfaite du dispositif se traduisent par l'apparition d'un tourbillon central dont le sens de rotation peut changer en fonction du régime d'écoulement. En plus de cette forte tridimensionnalisation, ce type de configuration n'autorise pas la formation des cellules rotatives caractéristiques de l'écoulement de cavité.

Les clichés obtenus en configuration non débouchante montrent la formation d'une ligne de décollement s'étendant sur la majorité de l'envergure de cavité (Fig 3.11). Celle-ci matérialise la présence d'une zone de recirculation, caractérisant un écoulement de cavité ouverte. La figure 3.12 représente la diffusion de l'enduit sur un flanc de la cavité et illustre la présence de cette unique zone de recirculation

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

---



**FIG. 3.10:** Diffusion de l'enduit en fond de cavité et tracé des lignes de diffusion en paroi ; maquette sans flancs ;  $L = 150 \text{ mm}$ ,  $L/D=1$ ,  $W/L=5,2$  ;  $\blacktriangleright$  : lignes de diffusion,  $-$  : lignes de séparation.

qui occupe la totalité du volume de la cavité. La comparaison des figures 3.11 et 3.14 indique que l'existence et la position de la ligne de décollement dépendent peu des rapports d'allongement longitudinal et transversal, mais que son allure y est sensible.

Le mouvement transversal du fluide est mis en évidence sur la figure 3.11b où l'enduit est initialement appliqué selon des bandes longitudinales. On y observe que le confinement imposé par la présence des flancs conduit à la convection du fluide le long de la ligne de séparation. Ce mouvement symétrique dirigé vers l'axe de la cavité se traduit par la pénétration de fluide au niveau des flancs (Fig.3.12) et son évacuation centrifuge en milieu d'envergure où la zone de recirculation est plus étendue du fait de l'apport de fluide (Fig. 3.11).

La figure 3.14a montre que dans le cas particulier des cavités peu profondes, la structure de l'écoulement s'accompagne de mouvements tourbillonnaires d'extrémité. Ceux-ci sont issus du fort cisaillement entre l'écoulement rasant et les angles amont de la cavité. Ils apparaissent également dans les configurations de plus grande profondeur mais leur présence est peu marquée en fond de cavité. La partie centrale de la zone de recirculation est elle aussi sujette à ce type d'interaction, visible sous la forme de zones tourbillonnaires allongées en figure 3.14a.

Sur la figure 3.13 représentant le bord amont de la cavité, la ligne de séparation entre le tourbillon confiné et la paroi se décompose en trois arches délimitées par la position de ces tourbillons secondaires. Cette déformation n'est pas observée sur la paroi avale où seul se distingue le mouvement descendant de l'écoulement confiné. La présence des tourbillons verticaux modifie donc localement l'écoulement dans sa partie amont, sans pour autant détruire son organisation générale.

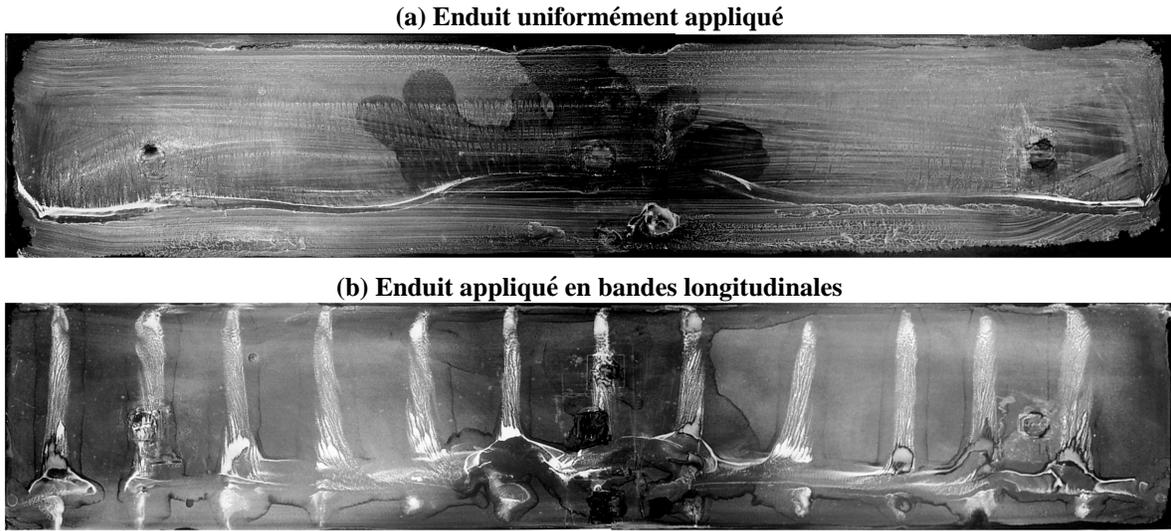
Les lignes de diffusion observées sur les différents clichés sont résumées schématiquement sur la figure 3.15. Les tourbillons verticaux ne sont pas représentés explicitement au niveau de la ligne de décollement de fond de cavité mais apparaissent uniquement sur la paroi amont.

#### 3.3.3.3 Conclusions

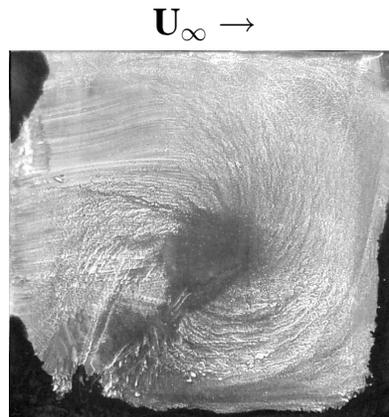
Les observations effectuées ici montrent que seules les configurations de cavités non débouchantes autorisent l'installation d'un écoulement globalement cohérent. Cependant, la présence des flancs impose un confinement supplémentaire qui provoque un léger écoulement transversal et entraîne l'apparition de structures tourbillonnaires marginales. Néanmoins, l'unicité et la régularité de la ligne de séparation révèle que l'écoulement présente une structure dominante de type cavité ouverte et peut donc produire des oscillations cohérentes au sein de la couche de mélange.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

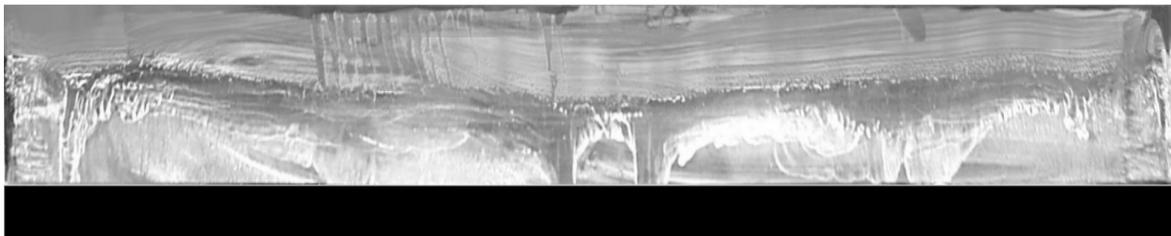
---



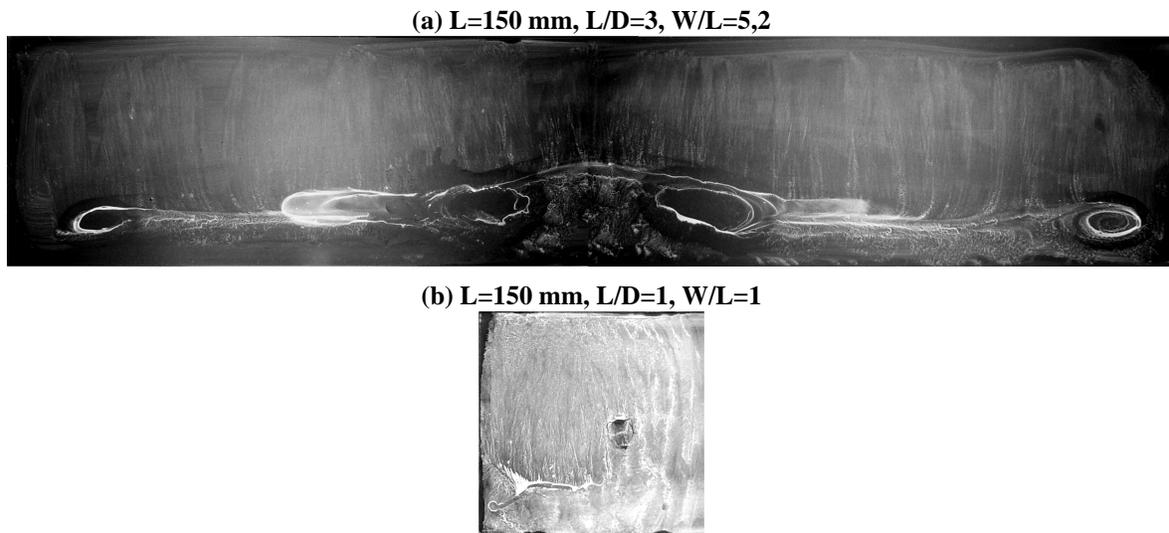
**FIG. 3.11:** Diffusion de l'enduit de paroi en fond de cavité ; maquette avec flancs, écoulement dirigé de bas en haut ;  $L = 150$  mm,  $L/D=1$ ,  $W/L=5,2$ .



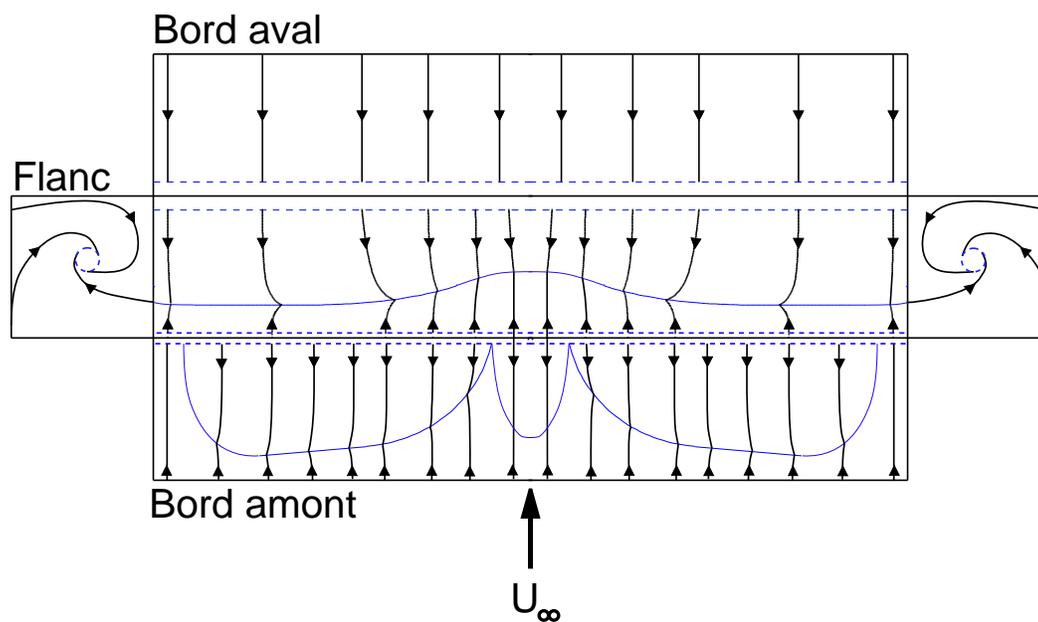
**FIG. 3.12:** Diffusion de l'enduit de paroi sur un flanc de la cavité ;  $L = 150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ .



**FIG. 3.13:** Diffusion des enduits en paroi amont ; maquette avec flancs ;  $L = 150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ .



**FIG. 3.14:** Diffusion de l'enduit de paroi en fond de cavité ; maquette avec flancs, écoulement dirigé de bas en haut.



**FIG. 3.15:** Tracé des lignes de diffusion en paroi, maquette avec flancs ;  $\blacktriangleright$  : lignes de diffusion,  $—$  : lignes de séparation.

## 3.4 Mesures de fluctuations de pression pariétale

### 3.4.1 Mode opératoire

Nous cherchons ici à mettre en évidence l'apparition et la disparition éventuelle des régimes de couplage générés dans l'interface de la cavité. Dans cette optique, nous effectuons les acquisitions de signaux de pression au cours de rampes d'accélération lentes, entre 6 m/s et 37 m/s au droit de la cavité (Figure 3.16).

Cette méthode entraîne une légère dérive des fréquences mesurées mais facilite le suivi des émergences. Le réglage constructeur du variateur de vitesse de la soufflerie correspond à une accélération de  $0,1 \text{ m/s}^2$ , ce qui induit une variation de fréquence inférieure à 1% par seconde si on se base sur les estimations données par la formule de Rossiter à partir de  $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ .

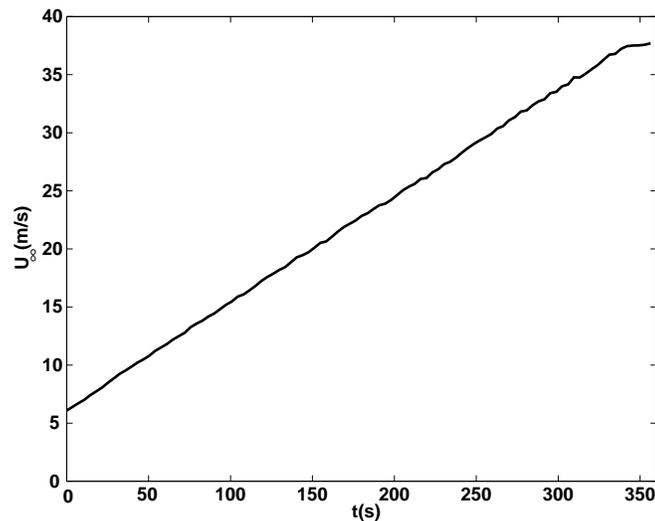


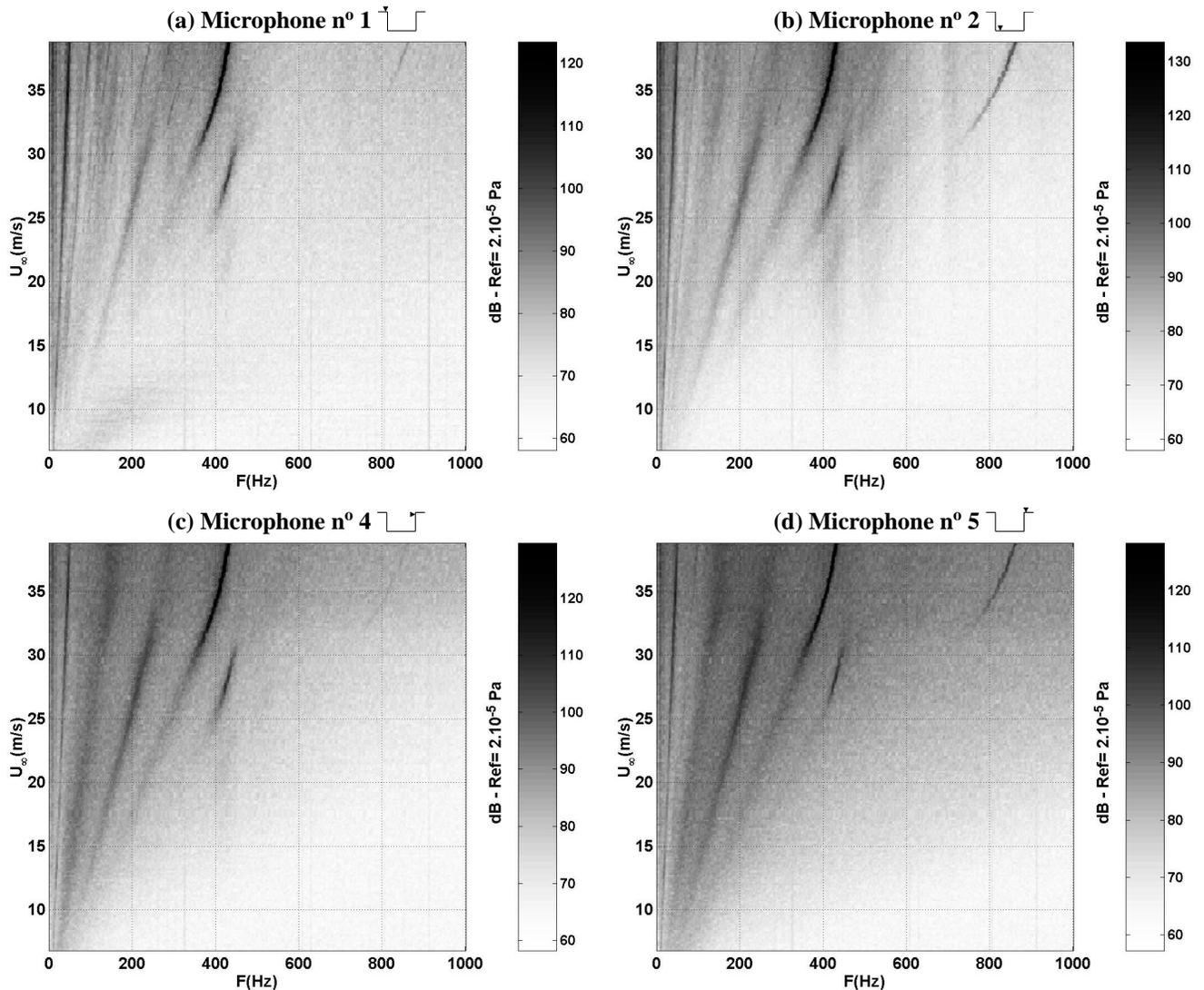
FIG. 3.16: Evolution de la vitesse de l'écoulement au cours d'une rampe d'accélération.

### 3.4.2 Identification des émergences

Nous présentons ici une synthèse des résultats obtenus lors de l'étude de cavités de différentes dimensions. Selon la configuration étudiée, les mesures de fluctuation de pression pariétale permettent d'observer une distribution de deux à six émergences correspondant aux modes d'oscillations hydrodynamiques de la cavité. Comme il a été mentionné au cours de l'étude bibliographique, des phénomènes de couplage fluide-résonant peuvent apparaître autour de différentes fréquences. Dans le cas présent, ceux-ci correspondent le plus souvent aux interactions des modes hydrodynamiques avec les modes résonants de l'ensemble veine-maquette, les modes normaux de la cavité n'étant excités que dans quelques configurations de cavité profonde.

### 3.4.2.1 Signature des modes hydrodynamiques

Les spectrogrammes proposés ici correspondent à une configuration de cavité d'allongements longitudinal  $L/D$  et transversal  $W/L$  égaux à 1. Ces enregistrements ont été choisis parmi l'ensemble de nos données car ils permettent d'identifier très clairement quatre modes hydrodynamiques ainsi que les couplages fluide-résonants subis par trois d'entre-eux. Afin d'améliorer la clarté de la lecture, nous présentons en figure 3.17 les résultats issus des microphones n<sup>os</sup> 1, 2, 4 et 5 situés respectivement sur le plan amont à la cavité, en fond de celle-ci, au bord aval et sur le plan aval (voir figure 3.4). On note que le pic associé à la rotation des pales du ventilateur apparaît ici entre 0 et 50 Hz.



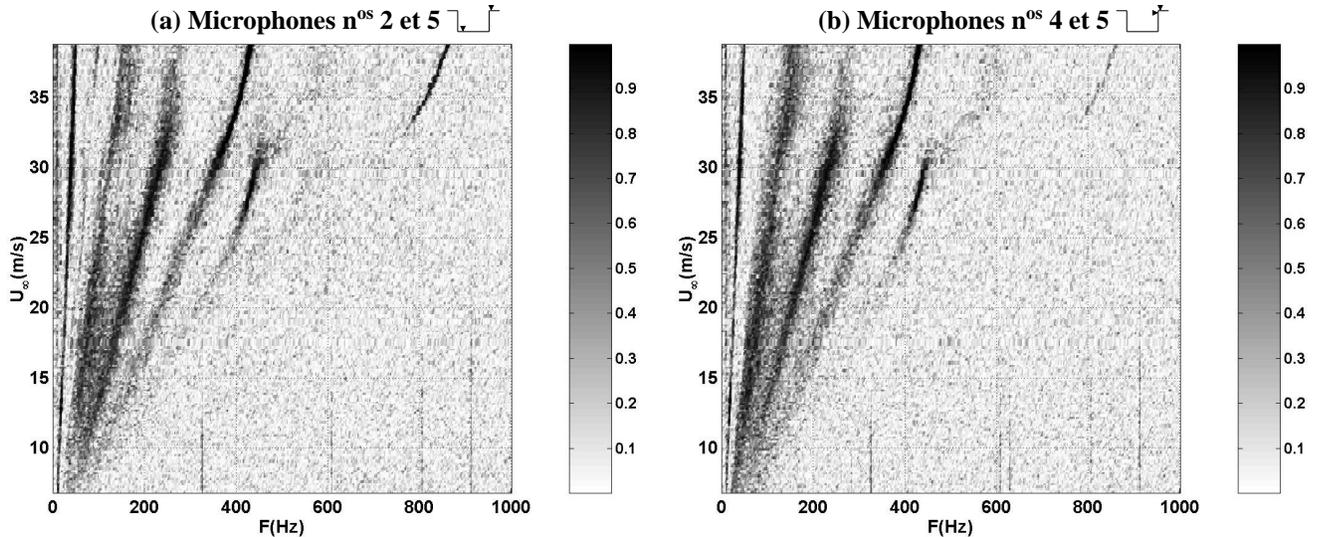
**FIG. 3.17:** Spectrogrammes de puissance acoustique issus des enregistrements des microphones n<sup>os</sup> 1, 2, 4 et 5 ;  $L = 150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 1$ .

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

Sur ces quatre spectrogrammes, chaque mode hydrodynamique correspond à une émergence dont la fréquence évolue, en première approximation, proportionnellement à la vitesse de l'écoulement rasant, soit à nombre de Strouhal  $S = fL/U$  constant. La signature de ces modes d'oscillation apparaît donc ici sous la forme d'un faisceau de trois à quatre bandes issues de l'origine des axes de vitesse et de fréquence. Le suivi de ces émergences est facilité par les différentes positions et orientations des microphones. Ainsi le mode de plus basse fréquence apparaît nettement sur les enregistrements des microphones n<sup>os</sup> 4 et 5 situés à proximité du bord aval alors qu'il est imperceptible sur les enregistrements des microphones n<sup>os</sup> 1 et 2.

Il est possible de faire ressortir ces émergences plus distinctement en étudiant la fonction de cohérence entre deux microphones de différentes expositions à l'écoulement. Ainsi le microphone n<sup>o</sup> 5 est situé à l'aval immédiat du point de rattachement supposé de la couche de mélange et se trouve donc dans une zone fortement perturbée et sujette à un fort taux de turbulence. A l'inverse, le microphone n<sup>o</sup> 2 situé au pied amont de la cavité est relativement préservé de la composante turbulente de l'écoulement. Les mesures effectuées par ces deux capteurs ne montrent une bonne corrélation qu'autour des modes acoustiques et convectifs (Fig. 3.18a).

Nous présentons également en figure 3.18b le spectrogramme de cohérence entre les microphones n<sup>os</sup> 4 et 5. Leur différence d'orientation et la proximité de la couche de mélange permettent un suivi du premier mode dont la dispersion en fréquence et la faible intensité rendent l'observation difficile.



**FIG. 3.18:** Mise en évidence des différents modes sur les spectres de cohérence entre les microphones n<sup>os</sup> 2 & 5 et n<sup>os</sup> 4 & 5 ;  $L=150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 1$ .

#### 3.4.2.2 Etablissement de couplages fluide-résonants avec la veine d'essais

L'évolution de la fréquence des modes hydrodynamiques selon le régime de vitesse provoque l'excitation des différents modes résonants du dispositif veine-maquette. La coïncidence de ces fréquences

conduit à une forte amplification du niveau sonore, qui peut atteindre 130 dB. Les ondes stationnaires excitées par les oscillations de la couche de mélange viennent alors se coupler avec les modes hydrodynamiques et provoquent un glissement vers une fréquence de couplage fluide-résonant. Au même titre que lors de l'excitation des modes normaux d'un résonateur, cette fréquence est inférieure aux fréquences nominales du mode hydrodynamique et du mode résonant. Sur les spectrogrammes des figure 3.18 et 3.19, le couplage se caractérise donc par une inflexion de la signature du mode hydrodynamique. Celle-ci s'interrompt lorsque la fréquence de couplage dépasse la fréquence de résonance, le mode hydrodynamique est alors de nouveau observable sous sa forme initiale. On distingue en particulier sur la figure 3.19 les interactions avec les modes résonants à 260 Hz et 440 Hz identifiés au paragraphe. La comparaison des enregistrements des différents microphones met ici en évidence la persistance des différents modes hydrodynamiques hors de leur domaine de couplage avec les résonances acoustiques du montage.

L'ensemble des mesures que nous avons pu effectuer dans diverses configurations reflète cette distribution où modes hydrodynamiques et modes fluide-résonants se succèdent. Ils seront dorénavant notés *mode n*, *n* correspondant à l'ordre de leur distribution en fréquence.

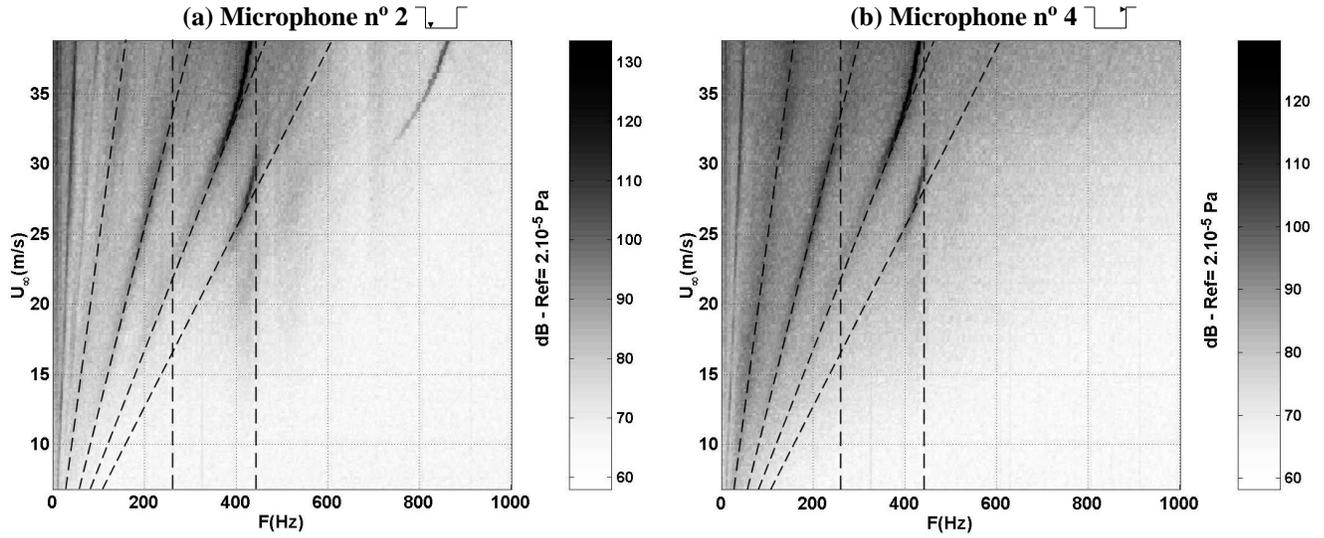
Mis à part les régimes d'écoulement où un couplage fluide-résonant intense s'établit, il est relativement difficile de distinguer dans quelle mesure un mode hydrodynamique et un mode résonant sont en interaction. La figure 3.20 montre l'évolution des spectres de puissance acoustique correspondant à trois régimes d'écoulement différents sur les spectrogrammes de la figure 3.19. La comparaison des niveaux observés pour chaque mode entre les enregistrements des microphones n<sup>os</sup> 2 et 4 permet d'y distinguer en partie les modes fluide-résonants des modes hydrodynamiques purs.

Ainsi, le mode n<sup>o</sup> 1 ne subit pas de couplage remarquable avec l'acoustique du dispositif et est exclusivement constitué des oscillations hydrodynamiques de la couche de mélange. Il conduit alors à un niveau de fluctuations de pression au bord aval supérieur de 6 dB en moyenne à celui mesuré en fond de cavité par le microphone n<sup>o</sup> 2.

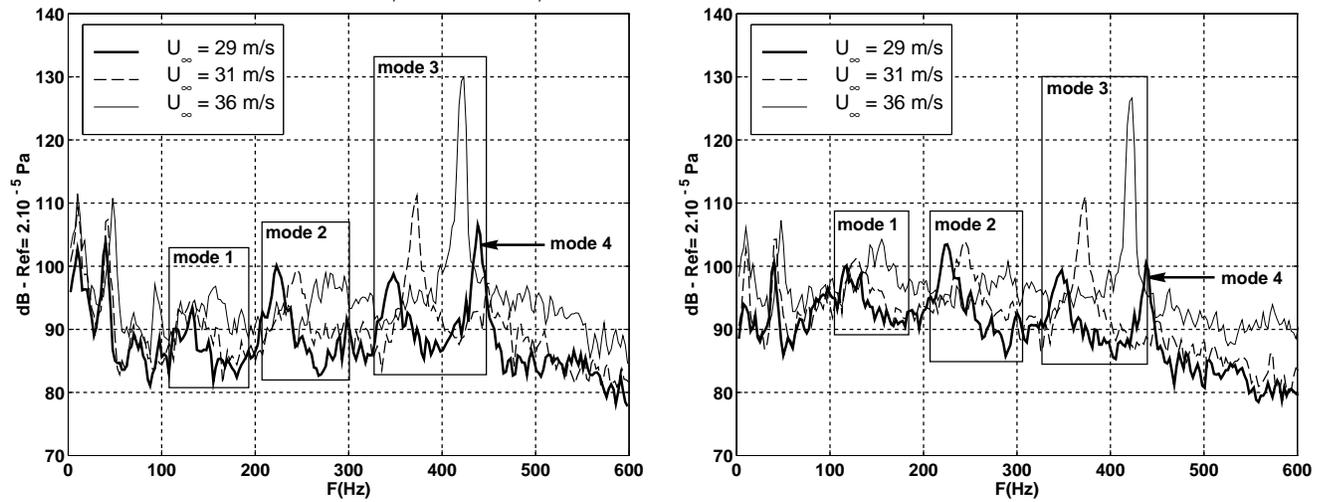
L'évolution du second mode ne présente pas les mêmes caractéristiques car celui-ci subit un couplage modéré avec le mode résonant de fréquence 260 Hz. Il ressort de l'étude de ces trois spectres et de la figure 3.19 que la fréquence de ce mode est très peu modifiée par le couplage fluide-résonant, mais cette légère variation suffit à dénoter son existence. La chute du niveau mesuré au bord aval à  $U_\infty = 36\text{ m/s}$  et la comparaison des enregistrements des deux microphones indiquent nettement que le couplage existe aux régimes inférieurs et contribue à l'entretien et à l'amplification des oscillations hydrodynamiques.

Dans ce type de configuration où la longueur de la cavité est égale à 150 mm, l'interaction entre le mode n<sup>o</sup> 3 et la résonance à 440 Hz conduit à un couplage intense, qui modifie sensiblement la fréquence naturelle du mode hydrodynamique (voir Fig. 3.19). Ici, ce couplage apparaît dès que la vitesse de l'écoulement rasant atteint 29 m/s et s'amplifie pour atteindre 130 dB à  $U_\infty = 36\text{ m/s}$ . La différence des niveaux mesurés par les microphones n<sup>os</sup> 2 et 4 donne alors une illustration de l'équilibre entre la composante hydrodynamique et la composante acoustique du couplage. Pour  $U_\infty = 29\text{ m/s}$ , la prépondérance des oscillations de la couche de mélange permet au microphone n<sup>o</sup> 4 de mesurer un niveau légèrement plus élevé que le microphone n<sup>o</sup> 2. Cette tendance s'inverse quand la vitesse de l'écoulement augmente et l'établissement du couplage conduit à une très forte excitation du mode

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité



**FIG. 3.19:** Coïncidence entre les modes hydrodynamiques de la couche de mélange et l’acoustique de la veine d’essais ;  $L=150\text{mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 1$ .



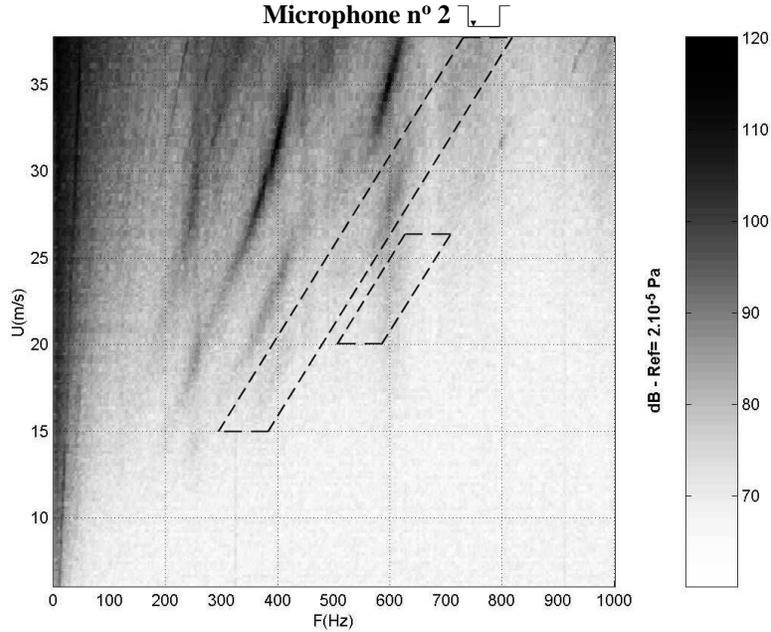
**FIG. 3.20:** Apparition et disparition des couplages fluide-résonants sur les spectres de puissance acoustique ;  $U_\infty = 29 - 31 - 36\text{m/s}$ ,  $L = 150\text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 1$ .

acoustique. Ceci se traduit par une différence de 3 dB entre les deux microphones pour  $U_\infty = 36\text{ m/s}$  et montre la prédominance de l’acoustique à ce régime.

On note également la présence marquée du quatrième mode d’oscillations dont le couplage avec la résonance à 440 Hz tend à disparaître dès que la vitesse de l’écoulement atteint 29 m/s. Il devient alors quasi imperceptible sur les spectres mesurés à plus haute vitesse.

L’apparition d’une cinquième et d’une sixième émergences se devine sur les spectrogrammes du microphone n° 2 en configurations de plus grands allongements  $W/L$ . Sur la figure 3.21, leurs couplages avec les modes acoustiques du dispositif à 440 Hz, 640 Hz et 800 Hz les mettent en évidence

entre 15 m/s et 37 m/s pour l'une et autour de 23 m/s pour l'autre. Ces émergences restent néanmoins difficilement mesurables et leurs fréquences d'apparition n'ont pu être relevées avec précision. La cinquième émergence peut également être observée en figure 3.17b, bien qu'elle y soit plus ténue.



**FIG. 3.21:** Observation d'une cinquième et d'une sixième émergence couplées avec les modes résonants du dispositif; Microphone n° 2,  $L=150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ .

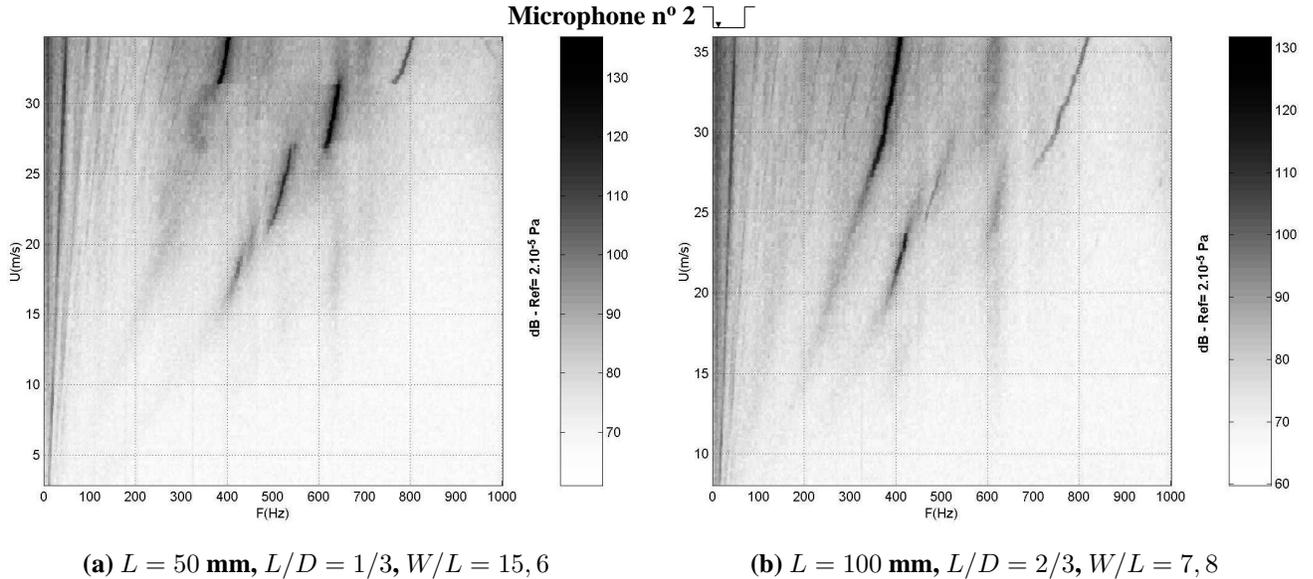
Le mode de résonance quart d'onde de la cavité n'est en général pas observé sur nos enregistrements et seules les cavités profondes où le rapport  $L/D$  est nettement inférieur à 1 conduisent à son excitation. Il n'apparaît nettement que pour deux configurations dont les spectrogrammes sont représentés en figure 3.22. Sa fréquence nominale est de 572 Hz pour  $D = 150$  mm et conduit à un couplage fluide-résonant peu intense, comparé à ceux observés à 440 Hz et 640 Hz.

### 3.4.3 Paramètres conditionnant l'écoulement de cavité

Bien que la majorité des configurations étudiées conduisent à l'apparition de couplages fluide-résonants, nous nous intéressons plus particulièrement à la répartition des modes hydrodynamiques dont les lois d'évolution sont encore mal déterminées.

Dans la mesure où il n'a pas été possible de s'affranchir des multiples interactions décrites plus haut (que ce soit par la mise en incidence de la maquette ou par la modification des parois de la veine d'essais), leur présence modifie considérablement la distribution des nombres de Strouhal observés. On appliquera donc un soin particulier à ne pas associer leur comportement à celui des modes hydrodynamiques.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité



**FIG. 3.22:** Excitation du mode quart d'onde de cavité dans deux configurations géométriques différentes.

La suite de ce paragraphe présente la plupart des facteurs conditionnant les instabilités de l'interface de cavité. Après une étude de la dépendance des modes hydrodynamiques au régime d'écoulement, nous nous attacherons à caractériser l'importance relative des longueur, largeur et profondeur de cavité.

#### 3.4.3.1 Effet du nombre de Mach

La description du processus hydrodynamique convectif dont la couche de mélange est le siège et l'idée d'une rétroaction issue du bord aval induisent implicitement l'influence du nombre de Mach de l'écoulement rasant. En ce sens, le modèle phénoménologique formulé par Rossiter (§ 1.2.3) peut s'adapter à toute configuration d'écoulement faisant intervenir les oscillations hydrodynamiques d'une couche de mélange et son incidence sur un obstacle. Dans des conditions d'écoulement où des structures cohérentes sont émises et viennent en interaction avec l'obstacle, une vitesse de convection de l'ordre de 40% à 70% de la vitesse de l'écoulement rasant leur est attribuée [68, 11]. Le processus de formation de ces structures et leur interaction avec l'obstacle sont représentés par le paramètre  $\alpha$  de la formule 1.2 de Rossiter, explicitée au paragraphe 1.2.4.

La grande polyvalence de la formule de Rossiter lui permet de s'adapter à un grand nombre de configurations, y compris lorsque la convection de structures cohérentes n'est pas invoquée. Elle peut alors décrire l'interaction de l'onde convective animant la couche de mélange avec l'obstacle placé en aval moyennant l'introduction de la vitesse de phase de l'onde, analogue à la vitesse de convection des structures quand elles existent. Dans ce cas, et comme dans la plupart des expériences à faible nombre de Mach, on considère que la perturbation responsable de la rétroaction est instantanément provoquée par l'interaction de la couche de mélange avec le bord aval. Il n'y a pas non plus de retard dû à la formation de tourbillons car ceux-ci ne sont pas impliqués dans le processus de rétroaction. Le paramètre  $\alpha$  est donc négligé car le déphasage qu'il représente n'a alors plus lieu d'être. La formule de

Rossiter est donc modifiée en :

$$S = \frac{fL}{U} = \frac{m}{M + 1/\kappa} \quad (3.4)$$

où  $\kappa$  représente cette fois le rapport entre la vitesse de phase de l'onde convective et la vitesse de l'écoulement affleurant.

Cette formule peut être ajustée à nos mesures avec une assez bonne précision. Le paramètre  $\kappa$  adéquat varie alors dans une gamme allant de 0,5 à 0,8 selon la géométrie de la cavité. La figure 3.23 présente deux exemples de configurations très proches pour lesquelles la valeur moyenne de  $\kappa$  varie sensiblement. Outre cette différence de paramètre d'une configuration à l'autre, il ressort de ces deux séries de données que la valeur de  $\kappa$  tend à diminuer avec l'ordre du mode auquel elle est associée. Cette variation d'un mode à l'autre est minime, mais apparaît sur l'ensemble de nos mesures.

Ceci donne lieu à une discussion sur le concept de rétroaction par "impact" de structures cohérentes. En effet, si l'on considère un régime d'écoulement ne faisant intervenir, par exemple, que quatre tourbillons répartis dans la longueur de la cavité, son existence interdit l'apparition d'un mode à trois tourbillons, ces deux nombres premiers entre eux ne permettant pas de respecter l'accord de phase nécessaire au couplage. Leur coexistence n'est donc autorisée que si le nombre total de tourbillons présents possède un dénominateur commun avec 3 et 4. Dans cet exemple, il est donc nécessaire que six tourbillons soit répartis sur la longueur de la cavité.

Nous avons observé au cours de nos mesures que les différents modes coexistants peuvent être au nombre de quatre à six. De plus nos mesures indiquent que les vitesses de convection supposées peuvent varier sensiblement selon le mode considéré. Ce modèle de rétroaction nécessite alors dans notre cas l'existence d'une série de tourbillons associée à chaque mode. Ici encore, cela impliquerait que les nombreux tourbillons mis en présence puissent traverser l'interface à des vitesses différentes sans qu'il y ait d'interaction de type appariement qui dégraderait les modes en leurs sous-harmoniques. Ces remarques ne remettent pas en cause l'existence de ce processus qui a pu maintes fois être mis en évidence, mais sont destinées à faire apparaître que nos différentes configurations expérimentales mettent principalement en cause les ondes convectives de la couche de mélange.

Afin d'identifier expérimentalement une valeur de  $\kappa$ , nous avons cherché à mesurer la vitesse de phase à l'aide de calculs d'intercorrélation entre les microphones n<sup>os</sup> 1 et 5. En recherchant les maxima de la fonction d'intercorrélation entre ces deux micros, il est possible de donner une estimation de la vitesse de phase, moyennant l'hypothèse que celle-ci est constante sur la distance séparant ces deux capteurs. La figure 3.24 rapporte les résultats obtenus après l'application de cette estimation aux deux configurations retenues dans ce paragraphe. Les points représentés sont issus d'une recherche de maxima où la vitesse de phase est supposée être comprise entre  $0,4U_\infty$  et  $U_\infty$ . Selon le régime de vitesse et la répartition énergétique des modes d'oscillation, l'estimation de la vitesse de phase conduit à des résultats différents d'où ressortent quelques valeurs récurrentes. La distribution de ces estimations ne permet pas d'identifier clairement les paramètres  $\kappa$  ajustés à nos mesures, bien qu'elles se situent globalement entre 0,5 et 0,9. Il n'est donc pas observé de corrélation stricte entre la justification physique de  $\kappa$  et la vitesse de phase, ou de convection, qu'il représente dans la formule de Rossiter.

En conclusion, ces différents résultats permettent de considérer que l'écoulement de cavité généré par le dispositif expérimental n'est pas gouverné par la convection de structures cohérentes. Bien que

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

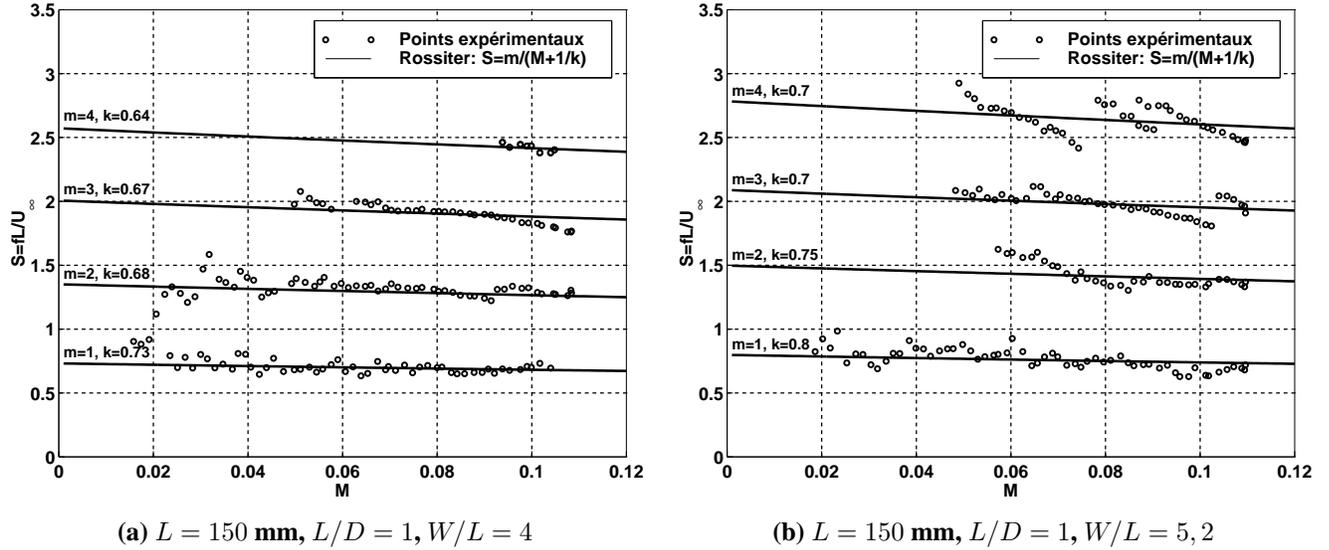


FIG. 3.23: Ajustement de la formule de Rossiter aux nombres de Strouhal mesurés pour deux configurations semblables.

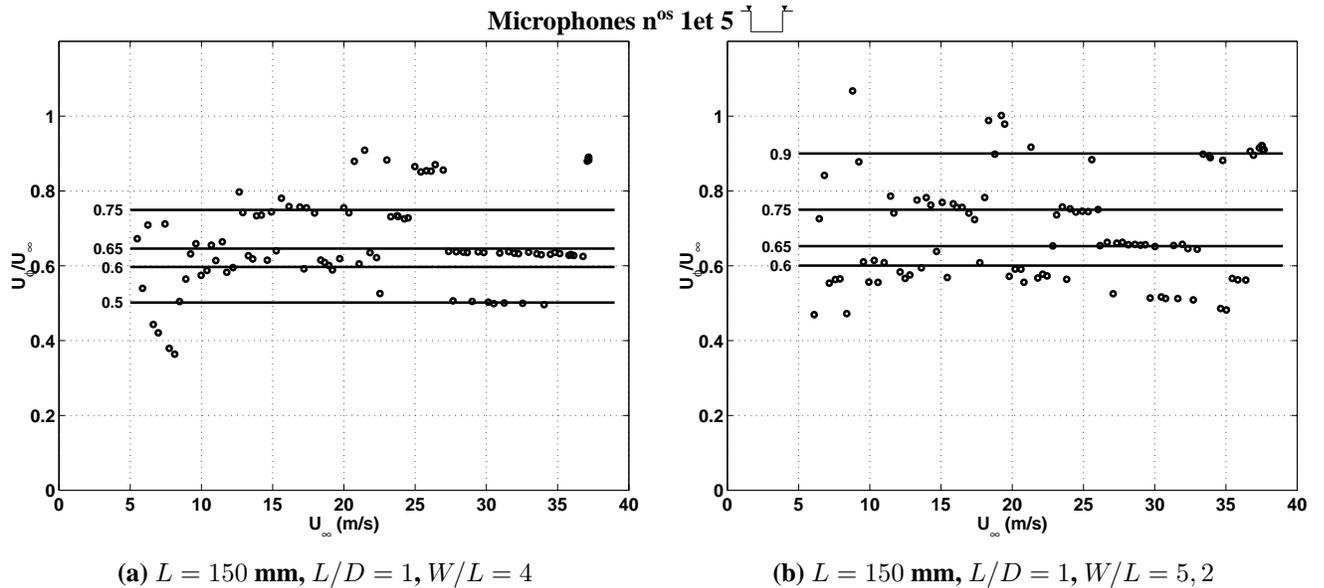


FIG. 3.24: Estimation de la vitesse de phase entre les microphones  $n^{OS}$  1 et 5.

celles-ci puissent effectivement exister, seule l'interaction entre l'onde convective animant la couche de mélange et le bord aval conduit à l'établissement des modes hydrodynamiques observés ici.

#### 3.4.3.2 Influence de la géométrie de cavité

S'il est naturel d'associer les fréquences de couplage observées au nombre de Strouhal basé sur la longueur de cavité, on a pu voir que l'écoulement de cavité est également sensible au nombre de Mach.

Les quelques exemples présentés jusqu'ici ont également montré que la profondeur et l'envergure de la cavité peuvent en être des paramètres supplémentaires.

Les modèles développés par Bilanin & Covert ainsi que par Tam & Block [80] utilisent le principe des images hydrodynamiques pour représenter les effets dus à la profondeur de la cavité. En procédant différemment, Howe [37, 38, 39] propose une représentation capable de tenir compte de son envergure. On peut donc chercher à vérifier expérimentalement dans quelle mesure ces deux grandeurs influencent la distribution des nombres de Strouhal observés.

#### **Rôle de la profondeur**

La figure 3.25 présente l'évolution des nombres de Strouhal émergents avec le nombre de Mach de l'écoulement pour trois configurations où seule la profondeur de cavité est modifiée. Nous avons également représenté quelques unes des résonances acoustiques observées précédemment et apparaissant sur les spectrogrammes afin de discerner les régimes où s'établissent les couplages résonants.

Les trois configurations représentées permettent de distinguer jusqu'à cinq modes dont les nombres de Strouhal varient peu d'une géométrie à l'autre. Selon le nombre de Mach, les différentes interactions avec les modes résonants modifient sensiblement cette distribution, mais il reste cependant possible d'observer quelques différences d'une configuration à l'autre. En particulier, la répartition des trois premiers modes montre qu'une plus grande profondeur de cavité induit une légère augmentation du nombre de Strouhal mesuré. Ceci se ressent nettement sur le second mode mais est plus difficile à percevoir sur les premier et troisième mode. Le mode n° 4 ne permet aucune interprétation, la gamme d'apparition des émergences correspondant uniquement au couplage avec le mode résonant à 440 Hz dans deux des trois configurations.

Il apparaît donc ici que la présence de fluide confiné à l'intérieur de la cavité influence sensiblement la fréquence des émergences. Ceci indique que les oscillations de la couche de mélange sont en couplage permanent avec la réponse dynamique de la cavité, qu'il y ait ou non coïncidence entre un mode hydrodynamique et un mode résonant.

#### **Rôle de l'envergure**

Comme précédemment, la figure 3.26 présente les nombres de Strouhal mesurés pour trois configurations de cavité différentes, correspondant ici à différents rapports  $W/L$ . La distribution des différents modes montre que l'augmentation de l'envergure de cavité élève sensiblement les fréquences émergentes. Il ressort également que cette augmentation est d'autant plus nette que l'ordre du mode est élevé.

Ce résultat montre que si les oscillations de la couche de mélange peuvent être considérées comme bidimensionnelles en raison de la cohérence de l'écoulement, elles mettent en mouvement une zone fluide dont l'étendue, définie à la fois par la longueur et l'envergure de la cavité, influence la distribution des nombres de Strouhal. Un tel aspect ne pourrait être prévu par un modèle du type de celui de Rossiter qu'en admettant que la vitesse de convection ou de phase puisse être modifiée par une loi *ad hoc*. Ceci indique donc que la dynamique de la couche de mélange en cavité doit être abordée comme un problème tridimensionnel.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

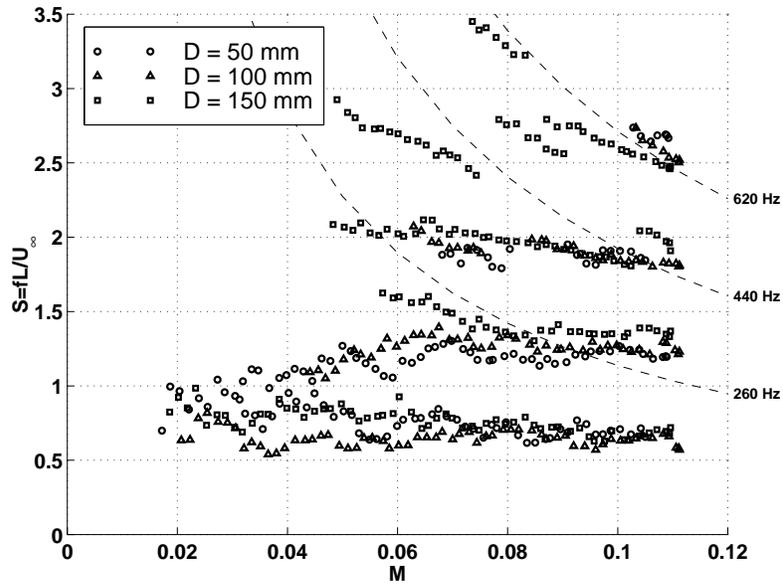


FIG. 3.25: Distribution des nombres de Strouhal observés pour trois profondeurs de cavité différentes ;  $L = 150$  mm,  $W/L = 5, 2$ ,  $L/D = 3 - 2/3 - 1$ .

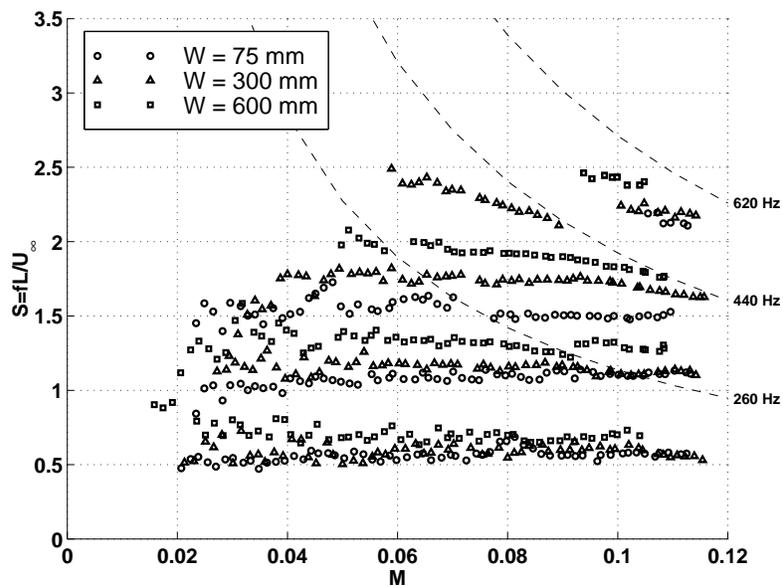


FIG. 3.26: Distribution des nombres de Strouhal observés pour trois envergures de cavité différentes ;  $L = 150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 1/2 - 2 - 4$ .

## Conclusions

Les fréquences caractéristiques de l'écoulement de cavité sont principalement gouvernées par le processus de convection au sein de l'interface et justifient en cela leur appellation de mode hydrodynamique. Les résultats obtenus après modification de la profondeur et de l'envergure de cavité ont par ailleurs montré que l'établissement de ces oscillations ne peut être la conséquence d'un phénomène de rétroaction impliquant uniquement la distance séparant les bords amont et aval.

Il convient donc d'envisager ce type d'écoulement en tenant compte du fait que les oscillations de l'interface représentent un mouvement d'ensemble et qu'elles sont soumises à la présence du fluide confiné dans la cavité. Profondeur et envergure de cavité apparaissent alors comme deux grandeurs secondaires mais dont l'influence ne peut être négligée.

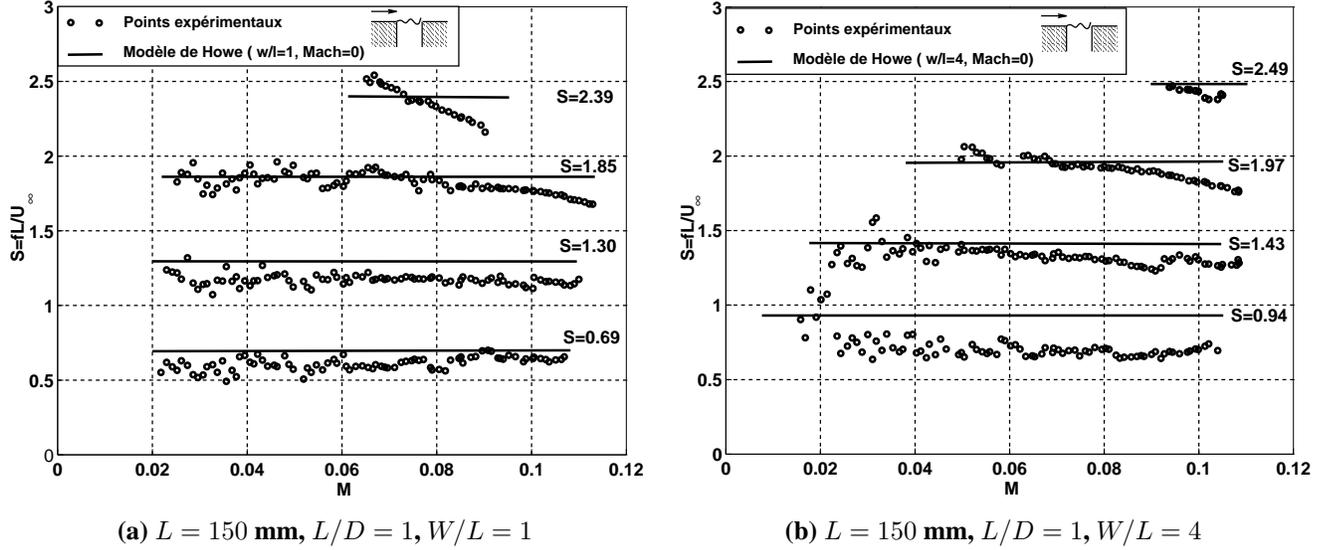
### 3.4.4 Confrontation avec le modèle de stabilité

Les différentes déclinaisons du modèle de stabilité qui a été présenté au chapitre 2 ne montrent pas toutes la même dépendance à la géométrie de la cavité. Ainsi, l'ouverture rectangulaire simple conduit à une diminution du nombre de Strouhal quand l'envergure relative de la cavité augmente alors que la prise en compte des parois amont et avale inverse cette tendance pour  $w/l \lesssim 5$ .

Les mesures effectuées pour l'ensemble des configurations expérimentales mettent en évidence un accroissement du nombre de Strouhal des émergences quand le rapport d'envergure augmente, exception faite des quelques configurations où celui-ci est supérieur à 10. Seul le modèle tenant compte de la présence des parois amont et avale donne des résultats conformes à ces observations. Nous présentons donc en figure 3.27 une comparaison de nos résultats expérimentaux et des prédictions théoriques issues de cette représentation dans deux configurations de rapports d'envergure différents. Ces deux exemples montrent le bon accord global entre le modèle et les mesures expérimentales bien que les nombres de Strouhal calculés soient indépendants du nombre de Mach. Ces prédictions apportent néanmoins une surestimation non négligeable des modes d'ordre peu élevé, mais la distribution des nombres de Strouhal reflète celle des modes observés. On note qu'un meilleur ajustement de ces données peut être obtenu si l'on considère que l'envergure effective de la cavité est réduite en raison des couches limites attachées aux parois latérales. Cette modification ne conduirait cependant pas à un meilleur accord dans tous les cas étudiés.

La figure 3.28 présente une comparaison entre la moyenne des nombres de Strouhal mesurés et les prédictions théoriques en fonction du rapport d'envergure de la cavité. Tant que  $W/L \lesssim 5$ , l'évolution des fréquences d'instabilité est relativement bien représentée par la théorie pour les différents modes malgré la surestimation évoquée plus haut. Pour les allongements supérieurs à 5, le peu de mesures dont nous disposons semble indiquer une diminution des nombres de Strouhal avec l'envergure, ce qui valide la tendance donnée par le modèle théorique. Il serait nécessaire d'explorer un plus grand nombre de configurations afin d'étudier plus précisément la zone extrême située au voisinage de  $w/l = 5$ . Ce travail serait facilité si les fréquences d'instabilités pouvaient être mesurées à très faible vitesse car il serait ainsi possible de s'affranchir de la dépendance du nombre de Strouhal au nombre de Mach et de se rapprocher des hypothèses du modèle de Howe. De plus, l'ambiguïté relevée au chapitre 2 concernant le second mode théorique n'est pas éclaircie par la confrontation avec les données expérimentales,

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité



**FIG. 3.27:** Comparaison des nombres de Strouhal mesurés et des prédictions données par le modèle de stabilité en présence des parois amont et aval.

les résultats expérimentaux ayant tendance à accorder le second mode hydrodynamique avec le premier mode théorique quand  $w/l \gtrsim 5$ . Il ressort alors que le premier mode hydrodynamique met ce modèle en échec quand l'envergure augmente. Il n'est pas non plus à exclure que la méthode de résolution utilisée soit responsable de l'incertitude observée sur les résultats numériques.

Nous avons également cherché à identifier les vitesses de phase mesurées entre les microphones n<sup>os</sup> 1 et 5 à l'aide de ce même modèle théorique. Les résultats numériques obtenus au chapitre 2 privilégient le nombre d'onde  $\sigma(1 - i)$  dans l'équation de Fredholm et conduisent à des formes d'oscillations principalement gouvernées par ce terme. L'écriture de la transformée de Fourier inverse indique alors que la vitesse de phase des oscillations peut être représentée par :

$$U_\phi = \frac{Re(\sigma) + Im(\sigma)}{Re(\sigma)} \quad (3.5)$$

Si l'on compare ce résultat à l'estimation de la vitesse de phase entre les microphones n<sup>os</sup> 1 et 5, le constat est semblable à celui formulé lors de la prédiction des fréquences d'instabilité. La dépendance de la vitesse de phase à l'envergure de la cavité suit une tendance proche de celle prédite par la théorie, mais ne coïncide pas sur l'ensemble des mesures.

Nous avons finalement confronté les nombres de Strouhal mesurés aux résultats numériques obtenus après la reformulation du modèle de Howe à l'aide d'une fonction de Green propagative. Il est nécessaire ici de rappeler que la configuration pour laquelle nous avons pu procéder à cette réécriture ne vérifie pas la loi d'évolution des fréquences d'instabilité en fonction de  $W/L$ . Aussi ne présentons nous ces résultats que dans deux cas afin d'illustrer l'amélioration que peut apporter cette démarche. La seule configuration où l'effet du nombre de Mach se ressent correspond à un allongement  $w/l = 1$ . La figure 3.30a montre alors que l'évolution du nombre de Strouhal mesuré en fonction du nombre de

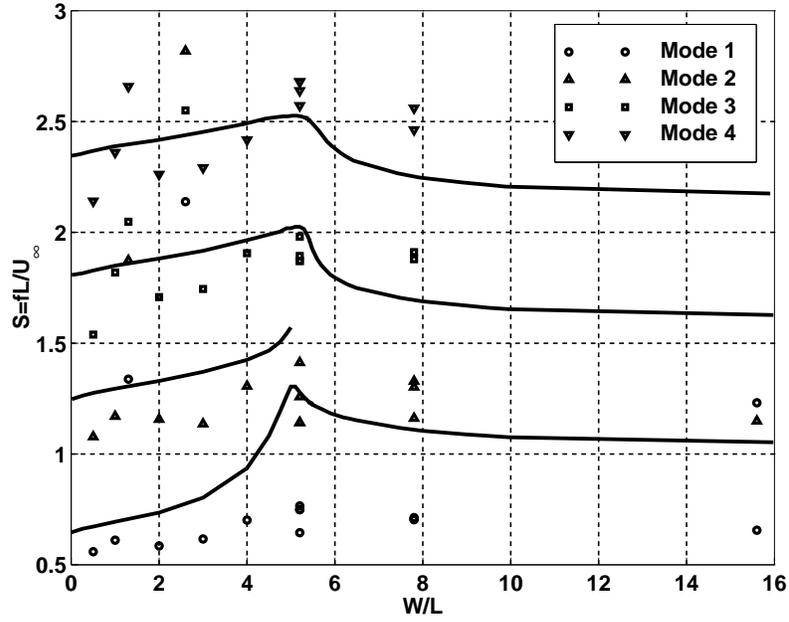


FIG. 3.28: Comparaison des prédictions du modèle de stabilité et de la moyenne des nombres de Strouhal mesurés dans chaque configuration.

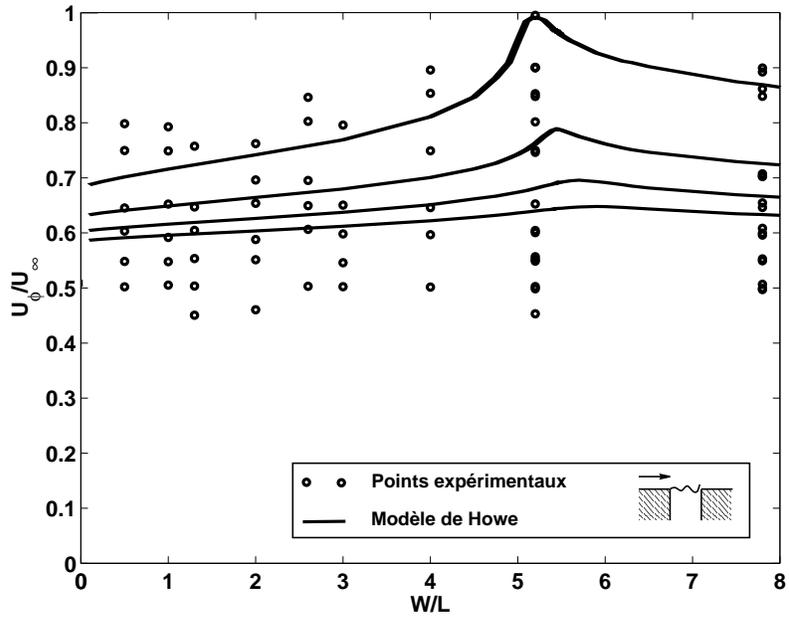
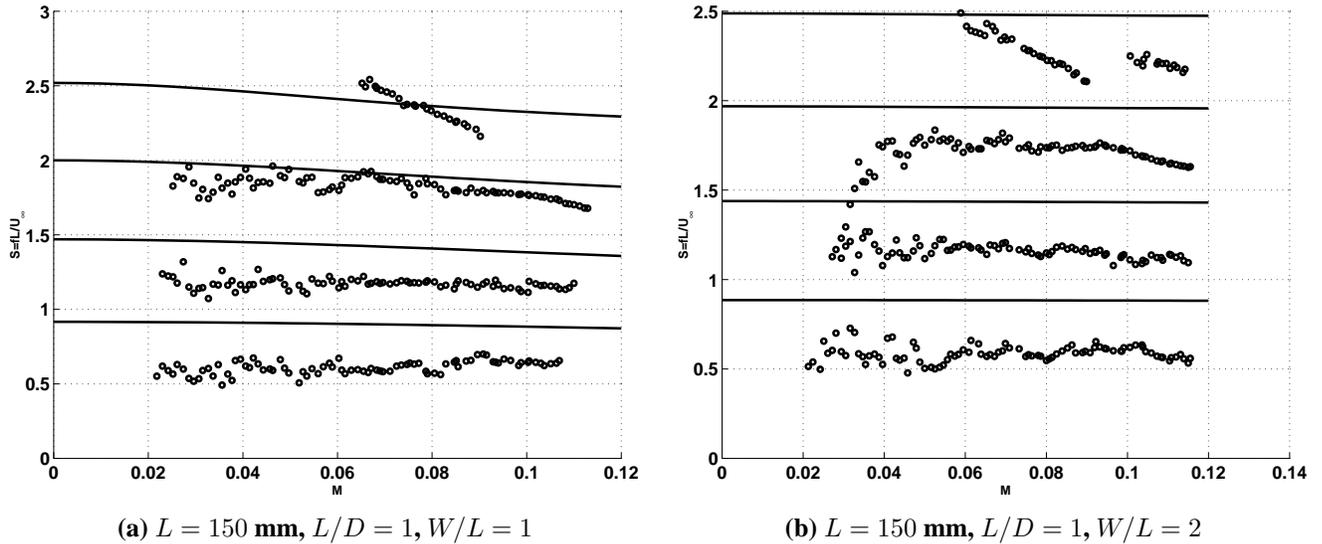


FIG. 3.29: Comparaison des vitesses de phases estimées et calculées à partir des prédictions théoriques.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

Mach peut être représentée de manière satisfaisante par le modèle. La figure 3.30b indique par contre que si cette approche doit s'avérer juste, sa forme actuelle ne peut suffire à estimer correctement cette dépendance dans l'ensemble des configurations.



**FIG. 3.30:** Comparaison des nombres de Strouhal mesurés et des prédictions du modèle de stabilité après reformulation.

Le développement du modèle de Howe n'a malheureusement pu être effectué plus avant dans le cadre de ce travail. Il serait au préalable nécessaire de disposer de données expérimentales plus en accord avec les hypothèses utilisées afin de valider ou non la pertinence de cette approche. Un montage expérimental appliqué à cette tâche peut être facilement réalisé, mais l'identification de fréquences d'instabilités hydrodynamiques en l'absence de résonance demande une grande précision de mesure, difficile à obtenir en écoulement turbulent.

## 3.5 Conclusion

La mise en conditions expérimentales de la maquette a permis de générer un écoulement de type cavité ouverte dont le comportement est quasi bidimensionnel. Les modes d'oscillations hydrodynamiques attendus lors de sa conception ont alors pu être observés et identifiés. L'ensemble des configurations géométriques étudiées montre une alternance de modes hydrodynamiques purs et de régimes de couplage fluide-résonants impliquant les propriétés acoustiques de l'ensemble maquette-veine d'essais. Certaines configurations de cavités profondes font de plus émerger le mode quart d'onde de profondeur.

Ces différentes résonances dénaturent en partie les objectifs de notre étude qui cible avant tout le contrôle des oscillations hydrodynamiques. Nous verrons toutefois dans le chapitre suivant que leur présence facilite le suivi des modes d'instabilité. De plus, les différentes modes d'instabilité apparaissant à des régimes d'écoulements voisins, ceci offre la possibilité de comparer les résultats de l'application du contrôle en présence ou non de couplages fluide-résonants et d'en tirer des conclusions sur la

phénoménologie de l'écoulement de cavité.

Il ressort de notre étude expérimentale que les oscillations auto-entretenues de la couche de mélange ne peuvent être vues comme la seule conjonction d'une onde convective et d'une rétroaction issue du bord aval. Il existe d'une part une dépendance marquée à la profondeur de cavité, indépendamment de l'excitation de ses modes résonants à leur fréquence nominale. D'autre part, le rapport d'envergure conditionne sensiblement la distribution des fréquences émergentes et montre qu'il existe une relation non triviale entre les longueurs d'onde longitudinale et transversale.

Parmi les différentes modélisations dont nous avons connaissance, seule celle proposée par Howe offre la possibilité d'intégrer l'envergure de la cavité dans la description du problème. Nous avons ainsi pu confronter l'une de ses déclinaisons à nos résultats avec un relatif succès. La contribution à ce modèle que nous avons proposée en vue d'intégrer les effets de propagation s'accorde avec les tendances relevées expérimentalement mais reste insuffisante. Ces résultats encourageants indiquent que la dynamique de l'interface de la cavité sous écoulement turbulent peut être représentée par les oscillations d'une nappe tourbillonnaire. Ceci nous incite, à terme, à intégrer implicitement les effets de profondeur et de réflexion sur les parois verticales afin d'aboutir à une représentation plus complète de ce problème.

La suite de ce mémoire concerne le développement et l'application d'un dispositif destiné à contrôler les oscillations de la couche de mélange. Notre objectif est de fournir une solution technologique capable de s'adapter à l'instabilité naturelle de l'écoulement et d'en commander ou d'en interdire le déclenchement. Au delà du thème spécifique à la mécanique des fluides active, nous attendons de cette étude de faisabilité une meilleure compréhension des mécanismes de l'instabilité de l'écoulement de cavité et de son comportement.

### 3. Caractérisation expérimentale du couplage aéroacoustique en cavité

---

# Chapitre 4

## Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

L'étude expérimentale de l'écoulement de cavité présentée au chapitre précédent a montré la variété des régimes d'oscillations obtenus en écoulement turbulent à faible nombre de Mach. Ces résultats indiquent en particulier que les modes hydrodynamiques de la couche de mélange sont à l'origine de l'ensemble des phénomènes observés. Dans l'optique de l'insertion d'un système de contrôle actif, il paraît donc nécessaire de concevoir un dispositif capable de moduler les oscillations de la couche de mélange, avec ou sans présence de couplage résonant.

Après un résumé des solutions proposées par différents auteurs, nous présentons la méthodologie et le choix technologique retenus. Nous détaillons ensuite les résultats de leur application à quelques régimes caractéristiques de l'écoulement de cavité observés ici.

### 4.1 Eléments de Bibliographie

#### 4.1.1 Contrôle passif

Parmi les nombreuses tentatives de réduction du bruit généré par les écoulements de cavité, les plus intuitives mènent à de simples modifications de géométries visant soit à adoucir les bords amont et aval, soit à soustraire la couche de mélange à son interaction avec le bord aval.

##### 4.1.1.1 Modifications géométriques

Les premières modifications géométriques effectuées sur les cavités consistent à abaisser le bord aval sous le niveau minimal atteint par la couche de mélange oscillante.

Heller & Bliss [32] ont proposé à cet effet certaines modifications qui ont permis une réduction significative du bruit généré par les oscillations. Par la suite, Shaw [73] a procédé à quelques essais sur un appareil en vol supersonique portant une cavité modifiée comme indiqué en figure 4.1. Ses résultats montrent que la transformation du bord aval en une rampe peut atténuer le couplage longitudinal sans toutefois le faire disparaître. Il en résulte une diminution d'environ 15 dB du bruit mesuré en fond de

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

cavité. Cet effet peut être amélioré par l'ajout d'un spoiler au niveau du bord amont, la déviation de la couche de mélange conduisant alors à la disparition du couplage dont il ne reste qu'un bruit large bande résiduel, réduit de 30 dB. Au contraire, l'ajout d'un profil d'aile au dessus du bord aval favorise le recollement de la couche de mélange et provoque l'apparition d'un couplage longitudinal d'intensité comparable au couplage initial, mais d'une fréquence différente.

Il apparaît donc que ce type de solution peut effectivement conduire à une déstabilisation significative du couplage fluide-résonant longitudinal. Néanmoins, les oscillations naturelles de la couche de mélange persistent et peuvent, en cas de rattachement au bord aval, provoquer la réapparition de phénomènes auto-entretenus.

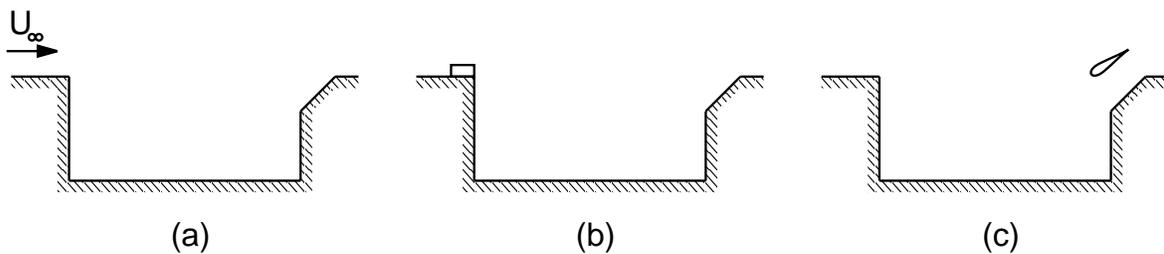


FIG. 4.1: Dispositifs de suppression du couplage aéroacoustique étudiés par Shaw [73].

### 4.1.1.2 Soufflage continu de la couche de mélange

Suite à ses expériences sur des cavités axisymétriques, Sarohia [71] a cherché à développer une méthode de réduction des oscillations capable de s'adapter au régime d'écoulement. Il reprend l'idée consistant à dévier la couche de mélange afin de supprimer son interaction avec le bord aval. Il met alors en œuvre un procédé de soufflage à débit constant depuis le fond de la cavité et étudie son effet sur les critères d'apparition des oscillations. Sarohia montre ainsi qu'à vitesse d'écoulement et profondeur de cavité connues, la valeur du débit injecté conditionne une longueur minimale de cavité au delà de laquelle apparaît nécessairement un régime d'oscillations. En d'autres termes, la géométrie de la cavité et le régime d'écoulement doivent permettre de déterminer un débit d'injection permettant de supprimer les oscillations. Ses points expérimentaux présentés en figure 4.2 montrent cependant que la relation qui unit le débit d'injection à la configuration de l'écoulement n'est pas triviale. Les mesures de vitesses effectuées au sein de la couche de mélange indiquent de plus que ce type de soufflage donne lieu à l'apparition d'un bruit large bande à basse fréquence. Celui-ci réhausse alors le niveau initial de 1 dB à 8 dB en écoulement turbulent.

### 4.1.1.3 Excitation de la couche de mélange à fréquence imposée

Un certain nombre de tentatives de réduction du bruit généré en cavité consiste en un forçage périodique des oscillations de la couche de mélange à une fréquence largement inférieure à celle de ses oscillations naturelles. Cette méthode peut être qualifiée de contrôle "semi-actif" car la fréquence d'excitation n'est pas adaptée à la fréquence initiale du phénomène. D'un point de vue phénoménologique, le forçage à basse fréquence est destiné à transférer l'énergie des couplages aéroacoustiques vers des

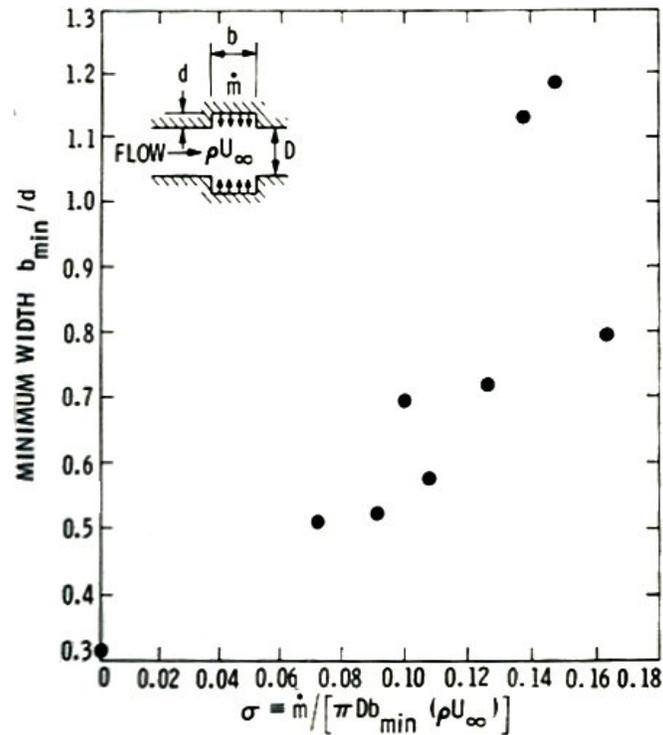


FIG. 4.2: Suppression des oscillations de cavité par injection de fluide [71].

structures à plus grande échelle.

Sarno & Franke [69] ont expérimenté ce principe d'action à l'aide d'un spoiler monté sur le bord amont, puis avec un jet pulsant depuis le bord amont (Fig. 4.3). En régimes haut subsonique et supersonique, les vibrations du spoiler sur une gamme de 0 à 100 Hz permettent de modifier légèrement l'intensité des couplages résonants longitudinaux. Selon la fréquence de vibration et le nombre de Mach, l'effet obtenu peut consister en une amplification comme une atténuation du niveau sonore émis par le couplage. L'application de cette méthode avec un jet pulsé parallèle à la couche de mélange ou redressé de 45° donne des résultats comparables à ceux obtenus avec le spoiler. Là encore, l'amélioration apportée par ce dispositif est rendue plus aléatoire en raison du niveau sonore émis par l'injection.

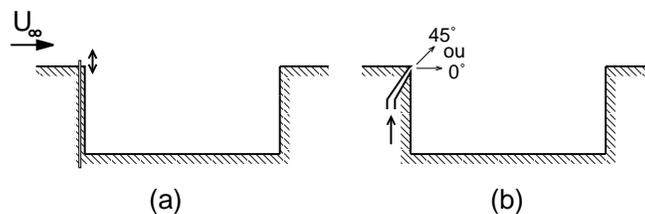
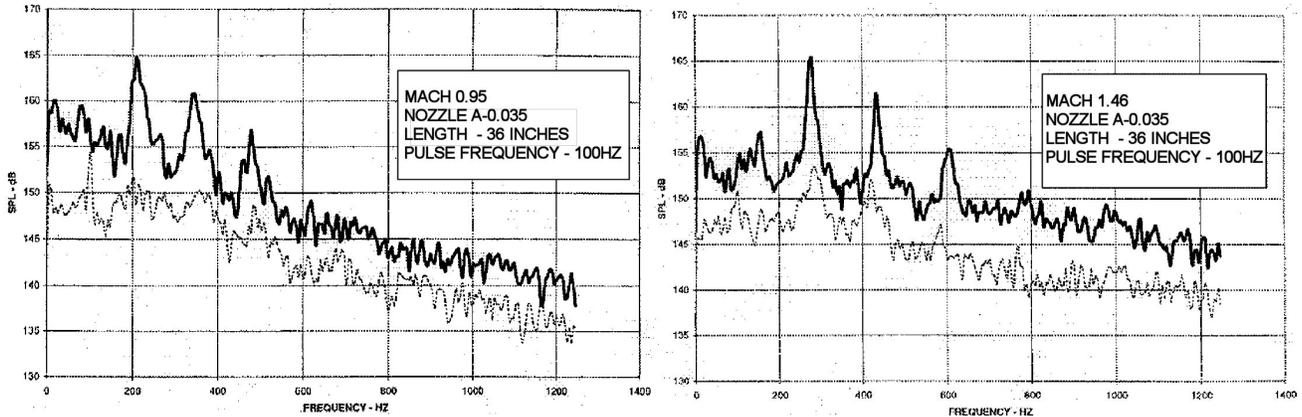


FIG. 4.3: Actionneurs expérimentés par Sarno & Franke [69] en vue d'un forçage basse fréquence des oscillations de cavité.

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

Ce type d'actionneur est toujours en cours d'expérimentation dans des configurations semblables. Shaw & Smith [72] ont présenté quelques principes d'optimisation à apporter à l'injecteur dans le but de réduire l'émission de bruit parasite tout en améliorant l'action sur la couche de mélange. Leurs résultats présentés en figure 4.4 montrent que l'injection périodique de fluide parallèlement à la couche de mélange depuis le bord amont permet une réduction de l'ensemble des modes aéroacoustiques de 5 dB à 15 dB.



**FIG. 4.4:** Résultats de forçage à basse fréquence obtenus par Shaw & Smith [72] après optimisation des actionneurs.

Une variante de ce principe de contrôle consiste à imposer une contrainte à haute fréquence au point de séparation de la couche de mélange. On recherche ici à inhiber les modes aéroacoustiques en excitant la couche de mélange à une fréquence supérieure. Staneck *et al.* [74] comparent ainsi les performances de diverses installations générant un sillage instationnaire ou une résonance acoustique à fréquence fixe. Leurs résultats montrent que les sillages provoqués par un barreau ou un spoiler en dents de scie placé au bord amont interdisent la formation des structures tourbillonnaires à grande échelle responsables du couplage fluide-résonant longitudinal. Ils obtiennent alors une réduction du niveau sonore des émergences aéroacoustiques de 8 dB à 20 dB. Leurs expériences montrent également que l'insertion de tubes dont le mode résonant est excité par l'écoulement rasant en amont de la cavité ne conduit à aucune atténuation notable. Il apparaît par contre que l'utilisation de tubes résonants du même type par lesquels est injecté un débit de fluide constant permet une atténuation de l'ordre de 20 dB sur l'ensemble des émergences aéroacoustiques. Il convient cependant de rapprocher ce résultat de celui obtenu par Sarohia avec une méthode de soufflage continu.

### 4.1.2 Contrôle actif

La plupart des méthodes de contrôle passif de l'écoulement de cavité sont issues de tentatives de suppression de l'interaction entre la couche de mélange et la paroi avale. Les méthodes de contrôle actif sont au contraire destinées à exercer une influence quantifiée et adaptative sur les phénomènes portés par l'écoulement. Différentes approches sont alors envisageables selon la finalité du contrôle, mais toutes passent par une bonne connaissance préalable du phénomène et un choix pertinent des

capteurs, actionneurs et chaîne de commande. Les tentatives de contrôle de l'écoulement de cavité, et plus généralement des écoulements cisailés instables, se présentent en général sous forme acoustique, fluide ou mécanique.

#### 4.1.2.1 Méthodes acoustiques

Tam [79] a explicité analytiquement la réceptivité des couches de mélange à une excitation acoustique en incidence quelconque. Les résultats apportés par son modèle montrent que la coïncidence des longueurs d'onde de l'instabilité naturelle de la couche de mélange et de l'excitation permettent le développement d'un couplage entre ces deux modes d'oscillation. Tam montre également que lorsqu'un faisceau d'ondes excite une couche de mélange, il existe un angle d'incidence pour lequel le couplage est optimal. La figure 4.5 montre que celui-ci est de l'ordre de 50 à 80 degrés et est conditionné par le régime d'écoulement et par le rapport entre l'étendue du faisceau et l'épaisseur de la couche de mélange. Il apparaît de plus qu'une excitation concentrée en un faisceau étroit renforce l'effet de l'excitation.

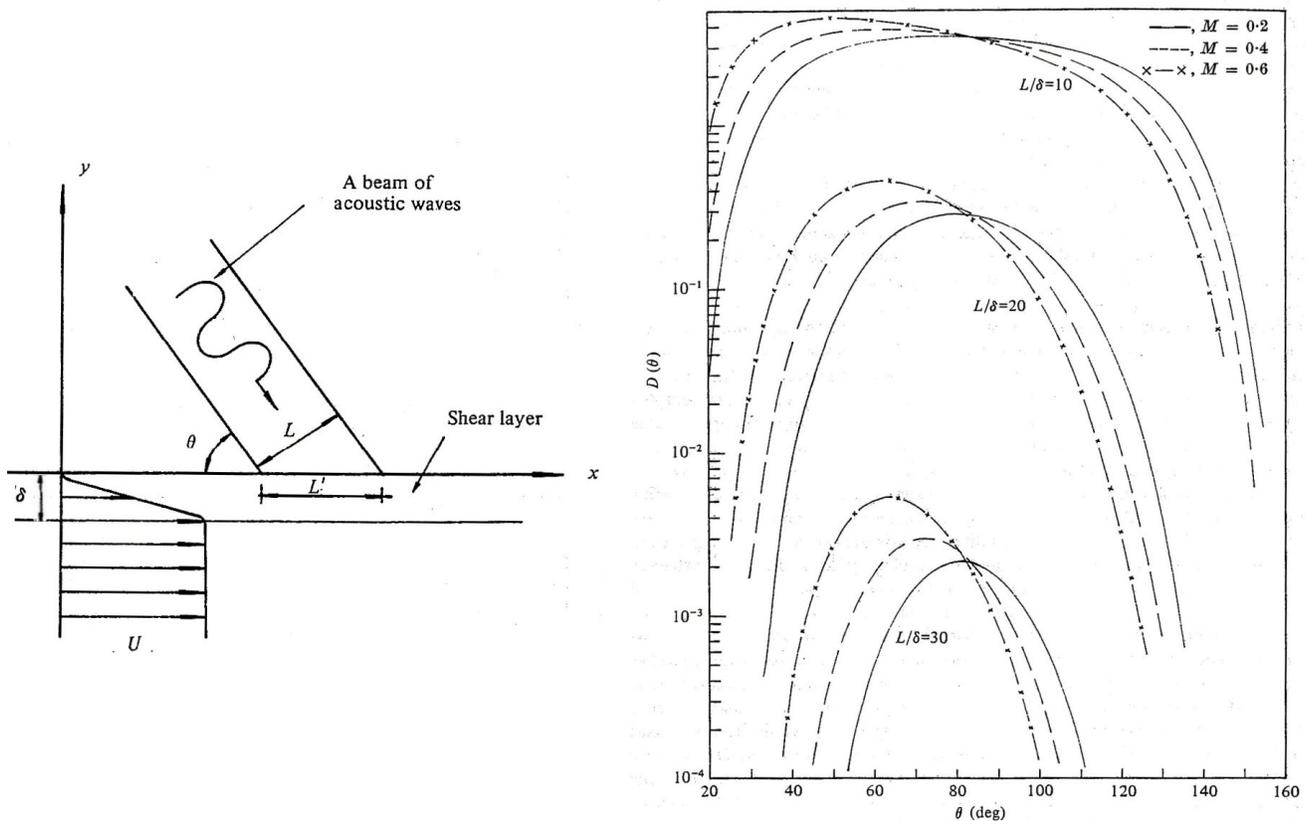


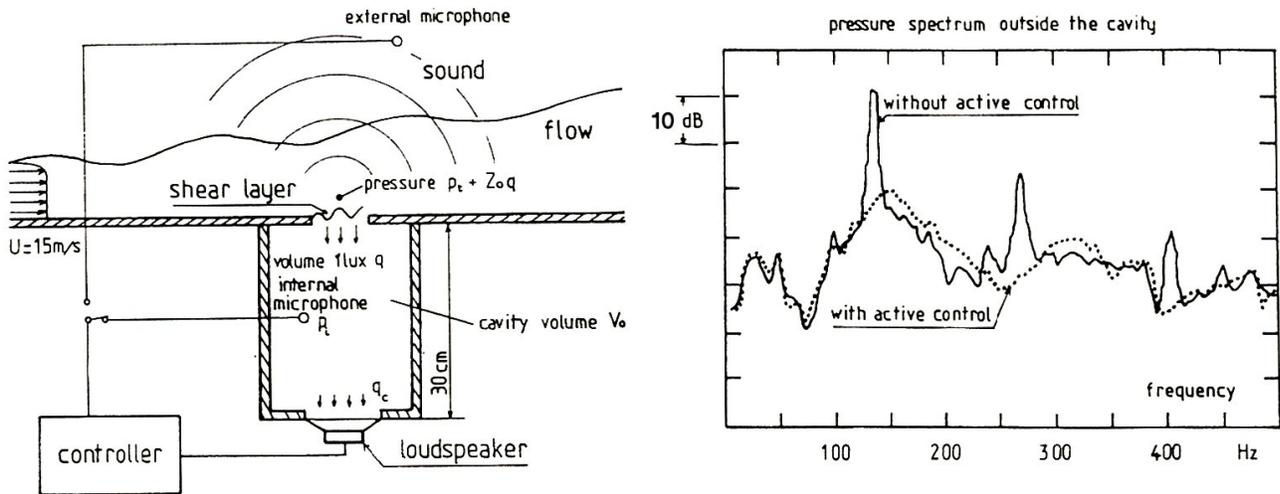
FIG. 4.5: Sensibilité directionnelle  $D(\theta)$  d'une couche de mélange à une excitation acoustique [79].

La simple mention de ces résultats analytiques montre que l'instabilité naturelle d'une couche de

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

mélange peut être couplée artificiellement à une sollicitation extérieure moyennant un bon accord de fréquence. Ceci indique également que le choix des paramètres de l'excitation n'est pas trivial et dépend du régime de l'écoulement ainsi que des caractéristiques de la couche de mélange. Ce type d'excitation a pu être mis à profit pour le contrôle d'écoulements décollés [30, 89, 90, 88], l'excitation de structures tourbillonnaires périodiques [6] ou encore la caractérisation de la conductivité de Rayleigh de cavités résonantes [41].

Dans le cadre du contrôle de l'écoulement de cavité, cette méthode a pu être appliquée à la réduction du rayonnement acoustique des couplages fluide-résonants. Ainsi, Sunyach et Ffowcs-Williams [76] ont développé analytiquement et expérimenté une chaîne de rétroaction adaptée à l'absorption active du bruit émis par un résonateur de Helmholtz sous écoulement affleurant. La fréquence fondamentale du résonateur est excitée par le champ de pression turbulente alors qu'un haut-parleur inséré en fond de cavité est destiné à en atténuer l'émission sonore (Fig. 4.6). Sunyach et Ffowcs-Williams montrent que le débit acoustique du haut-parleur peut être ajusté de manière à déplacer les pôles d'instabilité de la fonction de transfert entre le champ turbulent et la pression interne du résonateur en vue d'annihiler la résonance. Ils montrent de plus que l'augmentation du gain du haut-parleur peut conduire à une atténuation large bande du bruit rayonné. La mise en pratique de leur chaîne de rétroaction confirme cette analyse et leur permet d'obtenir une réduction significative des pics de résonance, et dans une moindre mesure, du bruit large bande.

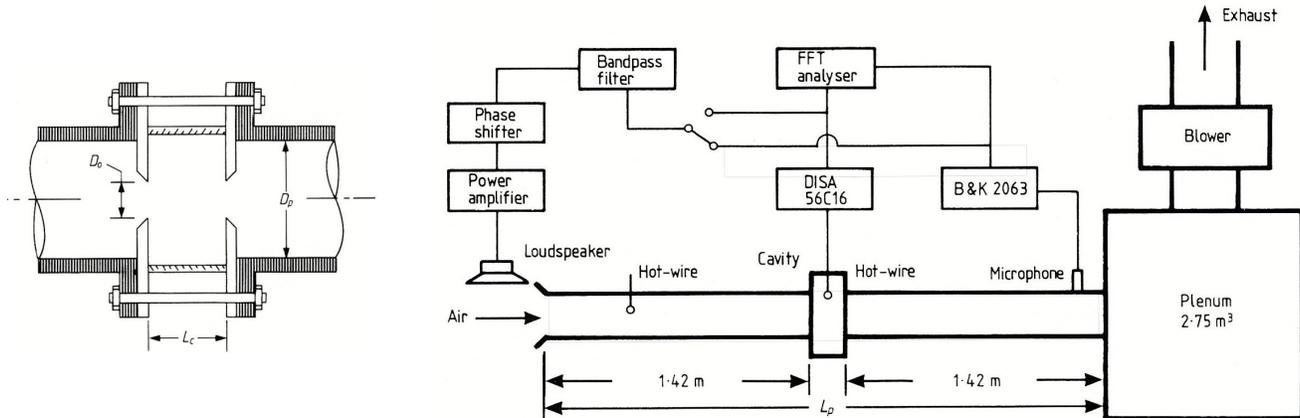


**FIG. 4.6:** Schéma de principe du contrôle expérimenté par Sunyach & Ffowcs Williams [76]; application à l'atténuation des modes d'un résonateur de Helmholtz.

Dans notre configuration expérimentale, les modes résonants de la cavité ne constituent pas la principale source de couplage. On peut néanmoins prétendre que le contrôle proposé par Sunyach et Ffowcs-Williams puisse s'adapter à l'absorption des modes résonants de l'ensemble veine-maquette. Il semble par contre plus difficile de rechercher un contrôle des oscillations fluide-dynamiques de cette manière, à moins de disposer, comme le signifie Tam, de faisceaux concentrés et fortement directifs.

Huang & Weaver ont mené une étude expérimentale du contrôle actif de couches de mélange en

conduite à l'aide d'un haut-parleur en présence d'une résonance acoustique. Dans leur configuration expérimentale schématisée en figure 4.7, les modes résonants de la conduite sont excités par les instabilités formées au sein de la cavité axisymétrique et donnent lieu à l'établissement de couplages fluide-résonants.



**FIG. 4.7:** Configuration expérimentale et méthode de contrôle étudiées par Huang & Weaver [86].

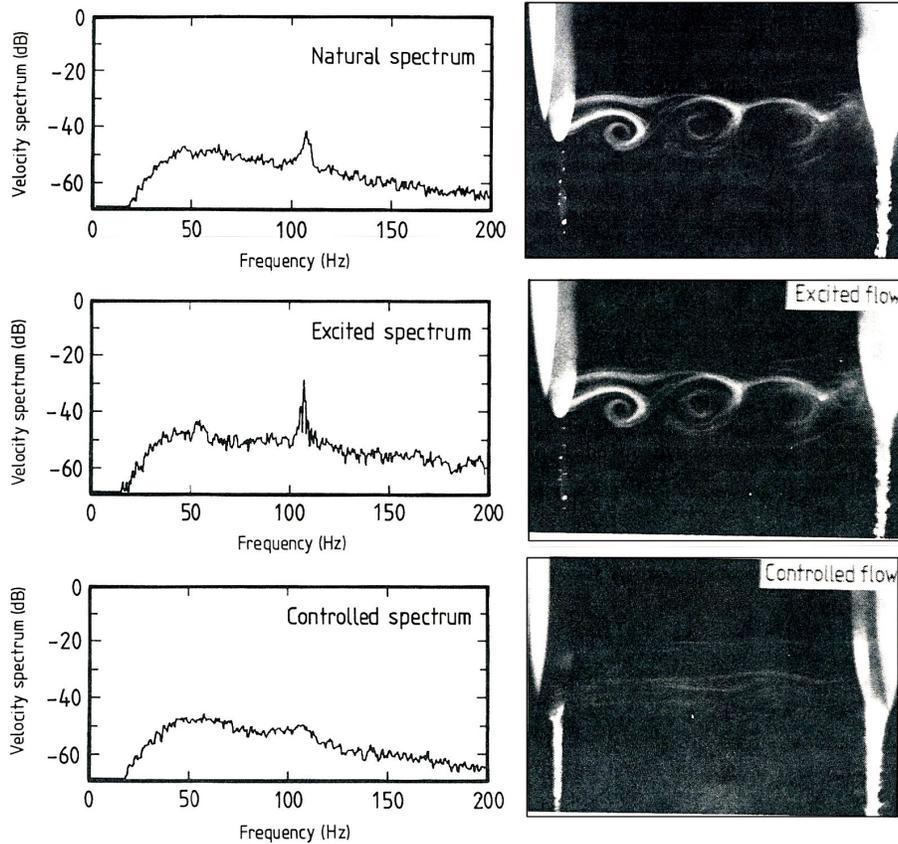
Les auteurs choisissent d'effectuer un contrôle dédié à la modulation des oscillations de la couche de mélange en adaptant simplement le signal de commande à la fréquence de couplage. Leur chaîne de rétroaction est basée sur la donnée du signal issu d'une sonde anémométrique placée dans la cavité. Après un filtrage passe-bande, ce signal est déphasé puis amplifié et transmis au haut-parleur situé en amont de la conduite. Le transport de l'onde ainsi générée lui permet d'interagir avec la couche de mélange et autorise le contrôle de l'amplitude des oscillations moyennant un réglage d'amplitude et de phase adéquat. Huang & Weaver parviennent à régler leur dispositif afin de renforcer l'intensité du couplage fluide-résonant. La figure 4.8 montre que le pic de vitesse dû à la résonance est alors fortement stabilisé et rehaussé de 10 dB. Une très bonne atténuation des couplages a également été obtenue par cette méthode. De plus, la couche de mélange a pu être stabilisée avec suffisamment de succès pour permettre la suppression des enroulements tourbillonnaires.

Bien qu'elle ne soit pas issue d'une analyse de stabilité et qu'elle ne comprenne pas de composante permettant un contrôle adaptatif, l'approche proposée par Huang & Weaver présente un grand intérêt sur le plan phénoménologique. Ce principe d'action visant à réguler l'amplitude du phénomène étudié et focalisé sur sa seule fréquence peut en permettre une meilleure compréhension et amener de nouvelles bases de contrôle. Dans cette optique, il semble judicieux d'adapter un concept semblable en vue de l'étude de l'écoulement de cavité et de sa réceptivité à une sollicitation externe.

#### 4.1.2.2 Méthodes fluidiques

Quelques propositions de contrôle de la couche de mélange par l'intermédiaire de jets pulsés ont été étudiées et, à notre connaissance, principalement simulées par calcul numérique. Celles-ci reprennent des actionneurs semblables à ceux utilisés en contrôle passif ou semi actif et étudient leurs effets pour diverses configurations et algorithmes de contrôle.

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

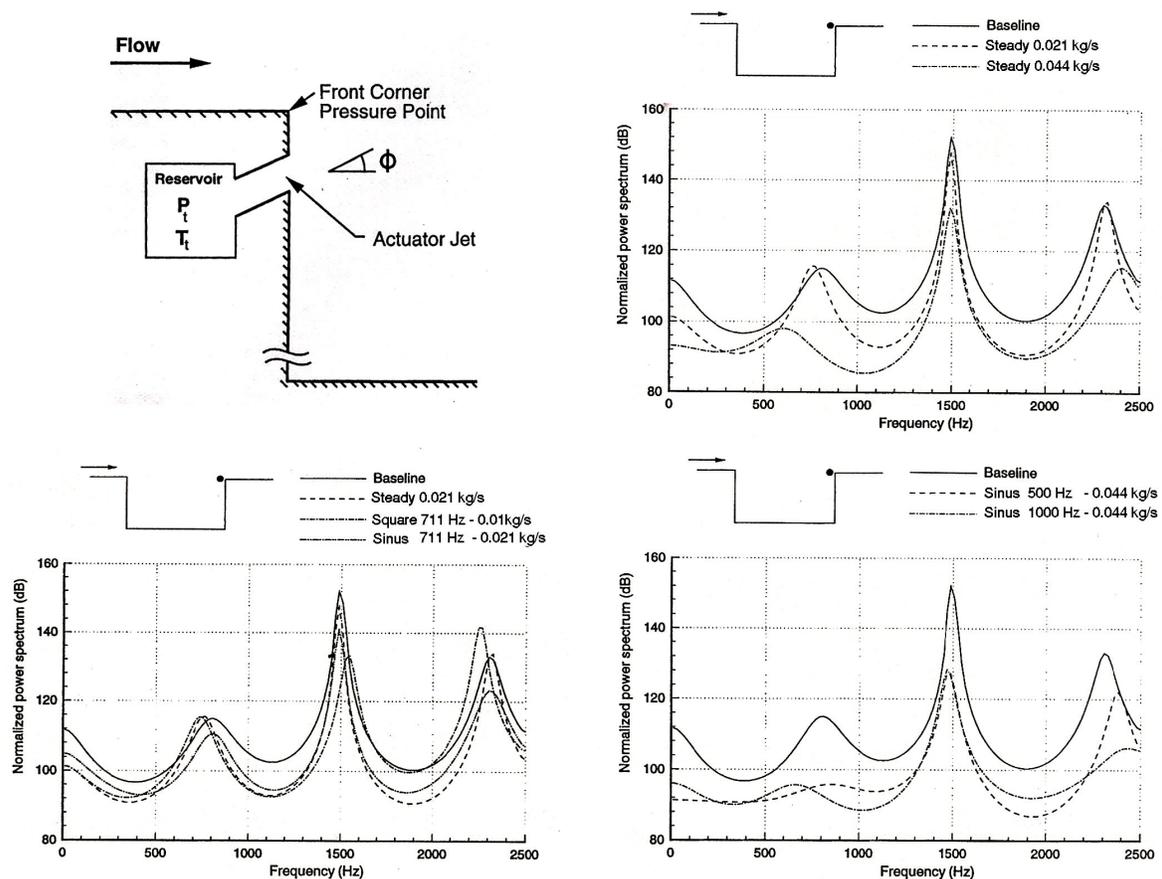


**FIG. 4.8:** Résultats obtenus par Huang & Weaver [86].

Lamp & Chokani [48] ont étudié les possibilités d'atténuation du couplage aéroacoustique longitudinal à l'aide d'un jet pulsant de l'amont vers l'aval, orienté à 45 degrés vers la couche de mélange (Fig. 4.9). Leurs simulations concernent un contrôle à fréquence fixe, déterminée à partir du calcul des modes de Rossiter en écoulement supersonique. Ils montrent tout d'abord qu'un soufflage continu permet une réduction significative de l'ensemble des modes de couplage ainsi que du bruit de fond. Les simulations menées dans le cas d'un soufflage périodique accordé à l'un des modes aéroacoustiques conduisent à une atténuation notable du couplage concerné mais atténuent moins l'ensemble des oscillations qu'un soufflage continu. Cependant leurs différents cas d'études ne présentent pas les mêmes niveaux de débit et ne permettent pas de comparaison quantitative pertinente. Il ressort finalement de leurs résultats qu'un soufflage à fréquence arbitraire, non accordée à l'un des couplages observés, peut conduire à une atténuation très satisfaisante de l'ensemble du spectre pour peu qu'un débit important soit appliqué. Les effets obtenus à l'aide d'excitations à fréquences supérieures ou inférieures à celle du premier mode de Rossiter sont de qualités voisines. Ceci souligne dans ce cas la moindre efficacité d'un contrôle *a priori* adapté en comparaison à un forçage à basse fréquence.

Une tentative de mise en oeuvre expérimentale de cette méthode a également été effectuée par Lazure & Bonnin [49] à l'aide d'une ligne d'injecteurs pulsant horizontalement depuis le bord amont de

la cavité. Dans leurs essais de contrôle, l'injection est adaptée à la fréquence du premier mode hydrodynamique observable et conduit uniquement à une amplification d'environ 12dB du niveau sonore. Bien que l'on puisse estimer qu'un couplage est possible entre l'injection et la dynamique de la couche de mélange, l'absence de contrôle de la phase entre le phénomène et l'actionneur ne permet pas de conclure sur l'efficacité de ce dispositif. Il semble ici qu'il soit nécessaire de disposer d'un système d'injection peu bruyant avant toute tentative de contrôle par voie fluïdique afin d'en identifier les effets autres que la pollution sonore.

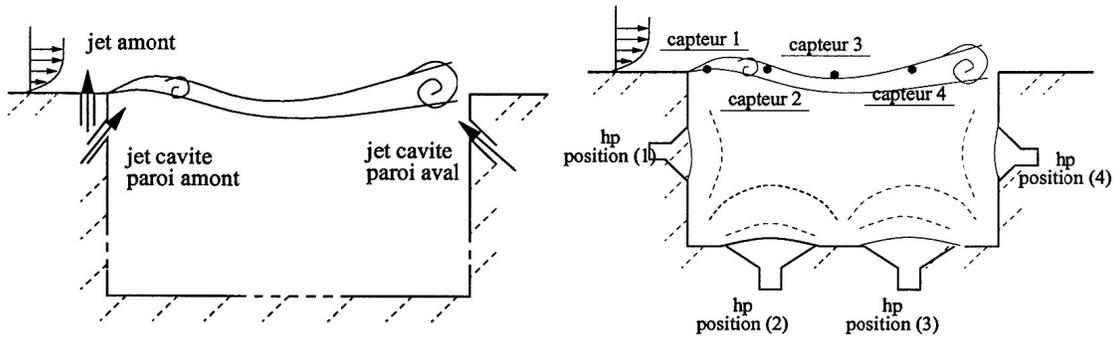


**FIG. 4.9:** Simulations de Lamp & Chokani [48], comparaison des performances obtenues par soufflage adapté et par forçage à basse fréquence.

Kestens & Nicoud [44] ont simulé les possibilités d'un contrôle adaptatif multivoies effectué par des couples de jets pulsés ou de haut-parleurs sur des écoulements de cavité subsoniques, à  $Mach=0,2$ . Leurs simulations reproduisent un écoulement non contrôlé en accord avec le modèle de Rossiter. Ils y injectent les contributions de leurs actionneurs (représentés en figure 4.10) contrôlés par un algorithme de minimisation d'erreur à deux références filtrées (X-LMS). Leurs différents capteurs de pression sont disposés le long de l'interface de la cavité, plusieurs couples pouvant être utilisés en vue d'une comparaison de résultats. Dans l'ensemble, leurs configurations conduisent à une réduction de l'ordre de

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

50% à 90% sur l'amplitude des signaux de pression mesurés par leurs capteurs de référence, soit une atténuation de 3 dB à 10 dB. Il est à noter que les meilleurs résultats sont obtenus lorsque l'un des capteurs est positionné en milieu d'interface, ce qui semble peu réalisable en pratique.



Couple de capteurs	Couple d'actionneurs		
	Jet amont avec jet cavité	Hp (1) avec hp (4)	Hp (1) avec hp (3)
(1)/(2)	5000 ités (54 %-71 %) $A_1 = 0.36, A_2 = 0.11$	5000 ités (51 %-65 %) $A_1 = 0.24, A_2 = 0.38$	5000 ités (51 %-72 %) $A_1 = 0.27, A_2 = 0.16$
(1)/(3)	<b>1000 ités (75 %-57 %)</b> <b><math>A_1 = 0.09, A_2 = 0.17</math></b>	<b>500 ités (86 %-71 %)</b> <b><math>A_1 = 0.06, A_2 = 0.06</math></b>	<b>1000 ités (56 %-61 %)</b> <b><math>A_1 = 0.03, A_2 = 0.05</math></b>
(1)/(4)	3000 ités (53 %-87 %) $A_1 = 0.27, A_2 = 0.23$	1500 ités (69 %-90 %) $A_1 = 0.19, A_2 = 0.26$	3000 ités (72 %-91 %) $A_1 = 0.28, A_2 = 0.16$
(2)/(3)	<b>1000 ités (53 %-57 %)</b> <b><math>A_1 = 0.16, A_2 = 0.16</math></b>	3000 ités (58 %-58 %) $A_1 = 0.35, A_2 = 0.35$	14000 ités (52 %-55 %) $A_1 = 0.42, A_2 = 0.16$
(2)/(4)	6000 ités (50 %-79 %) $A_1 = 0.4, A_2 = 0.22$	<b>500 ités (69 %-67 %)</b> <b><math>A_1 = 0.08, A_2 = 0.11</math></b>	<b>500 ités (74 %-65 %)</b> <b><math>A_1 = 0.03, A_2 = 0.07</math></b>
(3)/(4)	<b>1000 ités (78 %-91 %)</b> <b><math>A_1 = 0.19, A_2 = 0.27</math></b>	7000 ités (52 %-77 %) $A_1 = 0.81, A_2 = 0.61$	66000 ités (50 %-71 %) $A_1 = 1.3, A_2 = 0.44$

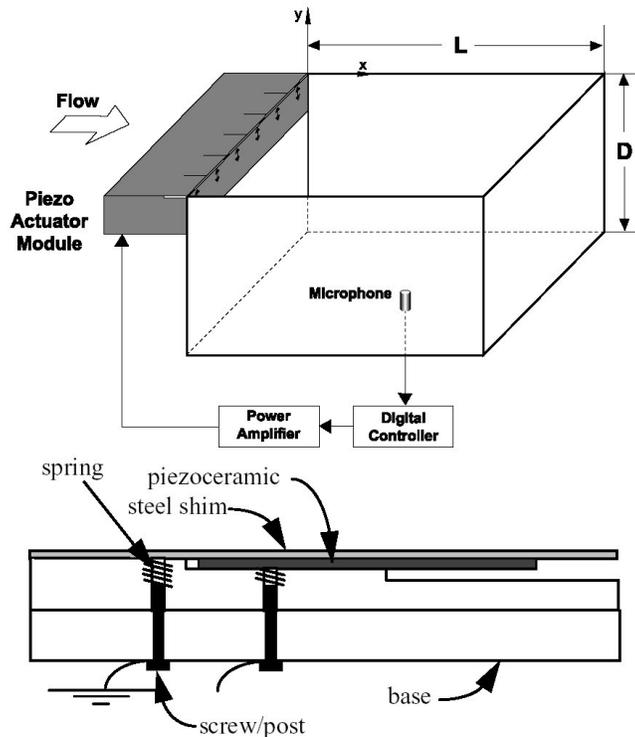
FIG. 4.10: Configurations étudiées par Kestens & Nicoud [44] et tableau de résultats obtenus par simulation d'un contrôle adaptatif multivoies.

Les performances apportées par l'insertion de jets ont été avantageusement comparées aux résultats obtenus à l'aide d'un ou deux haut-parleurs dans les mêmes conditions. L'utilisation de jets pulsés se présente alors comme une solution pertinente offrant une grande capacité énergétique. Les auteurs ajoutent que cette solution est également peu sujette à l'apparition de non-linéarités.

##### 4.1.2.3 Méthodes mécaniques

Cattafesta *et al.* [11] ont développé une méthode de contrôle à l'aide d'actionneurs piézoélectriques placés sur le plan amont à la cavité, comme représenté en figure 4.11. Ces éléments vibrent quasi-normalement à la paroi suite au fléchissement du matériau piézoélectrique mis sous tension et peuvent

appliquer un mouvement oscillatoire au point de détachement de la couche de mélange. Ce choix de disposition des actionneurs est issu des observations expérimentales où est mise en évidence l'excitation du point de séparation de la couche de mélange par l'impact de tourbillons au bord aval. Les auteurs envisagent alors d'agir au lieu d'initiation de l'instabilité et d'inhiber les oscillations de la couche de mélange qui conduisent à la formation de structures cohérentes.

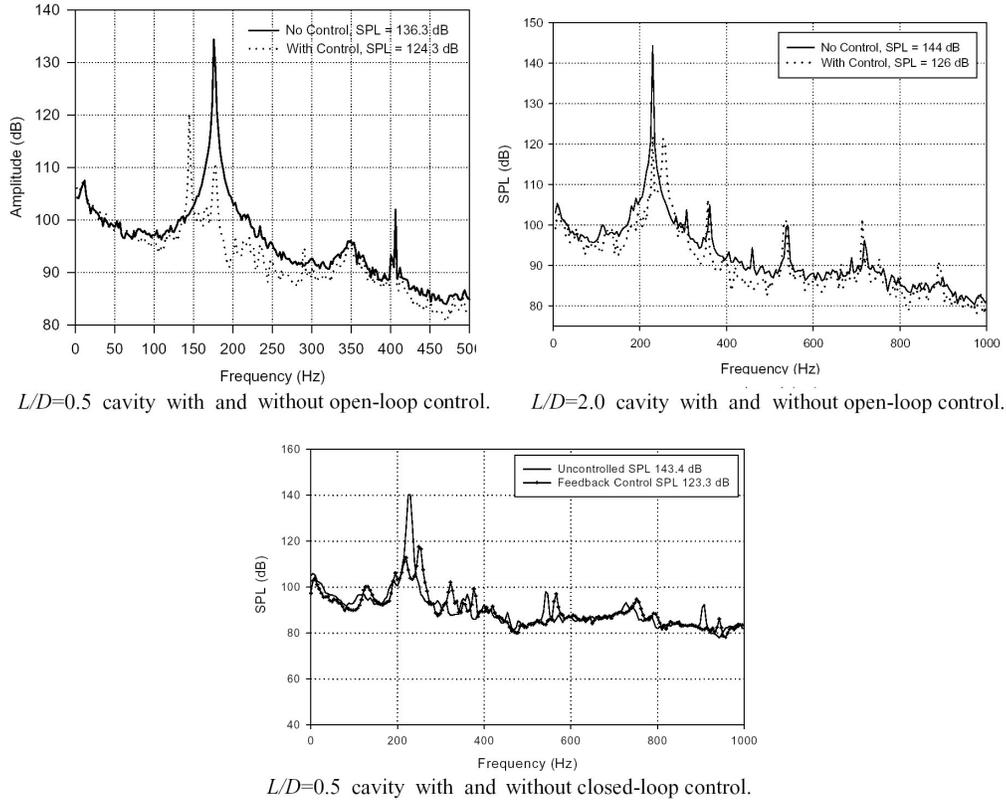


**FIG. 4.11:** Dispositif de contrôle par actionneurs piézoélectriques élaboré par Cattafesta *et al.* [11].

Les configurations de cavités pour lesquelles Cattafesta *et al.* expérimentent leur méthode vérifient les conditions du modèle de Rossiter et se traduisent par deux à quatre pics de couplage. Leurs premiers contrôles sont effectués en boucle ouverte, à l'aide d'un générateur de signaux périodiques dont la fréquence est indépendante du phénomène. La figure 4.12 montre les résultats obtenus suite à l'excitation des oscillations de la couche de mélange à des fréquences légèrement inférieure ou supérieure à celle des oscillations naturelles du premier mode (respectivement 145 Hz pour  $f_0=175$  Hz et 250 Hz pour  $f_0=225$  Hz). Ce type de sollicitation permet une réduction de 25 dB du niveau sonore du premier mode de couplage ainsi qu'une atténuation partielle du bruit de fond. En contrepartie, l'amplitude importante de l'excitation provoque un pic dont le niveau peut atteindre 120 dB.

Suite à leurs essais de contrôle en boucle ouverte, les auteurs utilisent un contrôleur numérique afin de réaliser une boucle de rétroaction. Ceci leur permet de focaliser le contrôle sur les fréquences de couplage et de les atténuer en générant un minimum d'émergences parasites. Cette méthode offre de plus l'avantage de l'adaptativité en fréquence et d'un faible coût énergétique. La persistance des couplages sur les spectres de la figure 4.12 montre toutefois les limites en puissance de leur dispositif.

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques



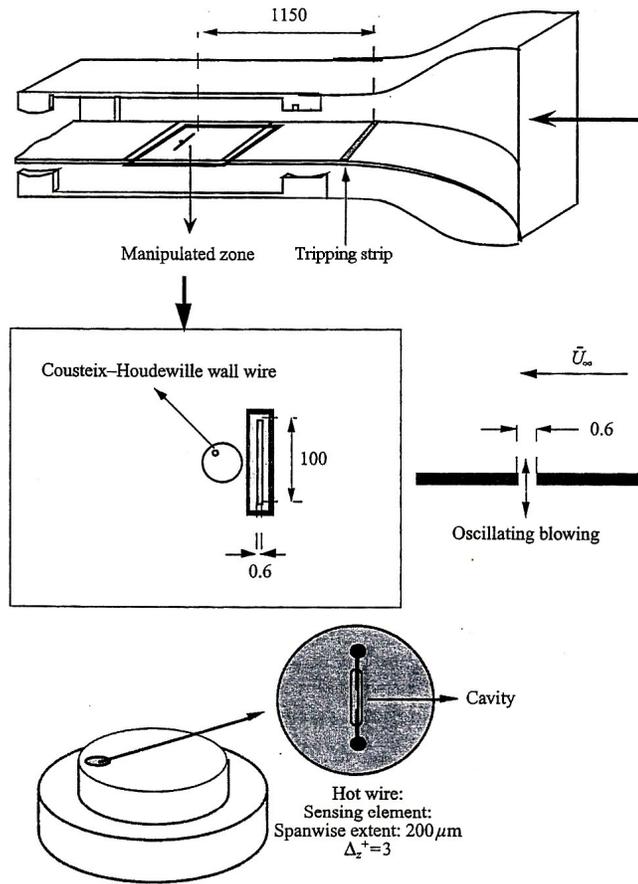
**FIG. 4.12:** Atténuation obtenue par Cattafesta *et al.* [11] à partir d'un contrôle en boucle ouverte, puis en boucle fermée.

### 4.1.2.4 Méthodes micro-fluidiques

Nous présentons brièvement dans ce paragraphe les récents développements proposés par Tardu [81, 82] en matière de contrôle microfluidique. Ses expériences complètent une partie des simulations de Choi *et al.* [18] appliquées au contrôle de la turbulence en couche limite.

Tardu montre qu'il est possible d'obtenir une relaminarisation de la couche limite à la transition vers la turbulence à l'aide d'un soufflage périodique ponctuel de faible amplitude. Le dispositif expérimental schématisé en figure 4.13 présente la configuration étudiée. La transition est déclenchée par une bande rugueuse installée en amont du jet, alors qu'une sonde à fil chaud de paroi permet une mesure du cisaillement immédiatement en aval de celui-ci. A partir des équations de la couche limite instationnaire, Tardu fait apparaître que le soufflage influe sur le gradient de vorticité et que l'effet de relaminarisation peut conduire à l'éjection de structures tourbillonnaires hors de la couche limite et à une réduction de la traînée de frottement.

Il serait intéressant de chercher à expérimenter cette méthode en amont d'un écoulement de cavité, à l'image de ce qu'on pu faire Cattafesta *et al.* , à partir de mesures effectuées dans la sous-couche visqueuse. L'une des principales difficultés de cette approche réside dans la miniaturisation des capteurs



Sketch of the Cousteix-Houdeville probe used in this investigation.

**FIG. 4.13:** Configuration expérimentale académique explorée par Tardu [81].

et des actionneurs qui nécessite un grand savoir-faire. Il faut également au préalable pouvoir fournir une mesure représentative des oscillations de la couche de mélange, en particulier dans le cas d'un écoulement fortement turbulent.

### 4.1.2.5 Conclusion

Les quelques exemples de contrôle actif présentés ici ont été choisis en raison des solutions technologiques variées qu'ils présentent. On a ainsi pu voir que les systèmes les plus simples sont basés sur une volonté de contournement du phénomène de rétroaction alors que les approches complexes visent la détection et la correction en temps-réel d'instabilités en leur lieu d'apparition. A notre connaissance, il n'a pas été développé de système actif destiné à agir à la source de la rétroaction, soit ici au niveau du bord aval de la cavité. Une telle approche peut sembler improbable puisqu'une source d'énergie située en aval ne bénéficie pas des effets convectifs et voit son domaine d'influence limité. Cependant, il semble acquis que l'amplitude des oscillations de la couche de mélange au bord aval module l'intensité de la rétroaction. Les essais de contrôle passif ont d'ailleurs montré que la géométrie du bord aval conditionne le niveau de l'interaction fluide-structure. Il est donc envisageable de chercher à contrôler localement cette singularité afin d'en observer l'effet sur le phénomène auto-entretenu.

De plus, la synthèse de Rockwell & Naudascher [66] fait état de l'apparition de couplages dits *fluide-élastiques* dans les cavités où la vibration de l'une des parois s'accorde avec les modes hydrodynamiques. Nous pensons donc qu'il est possible de générer artificiellement ce type de couplage afin d'intensifier la rétroaction. Si tel est le cas, on peut s'attendre à ce que l'effet inverse soit obtenu si l'on cherche à désaccorder l'actionneur du mouvement du fluide. Nous nous orientons donc vers une étude de faisabilité d'un actionneur destiné à contrôler les effets de l'interaction fluide-structure. Au vu des expériences de Cattafesta *et al.* et dans la mesure où l'écoulement dont nous disposons semble cohérent selon la direction transversale, nous faisons le choix d'un unique actionneur mécanique vibrant sur une fraction d'envergure de la cavité.

La partie commande du dispositif doit permettre de respecter nos objectifs en matière de phénoménologie. Nous choisissons donc de ne pas avoir recours à un ordinateur à algorithme de minimisation dont les paramètres de contrôle ne peuvent être strictement imposés par l'utilisateur et sont en général mal adaptés aux phénomènes spontanés. La méthode analogique employée par Huang & Weaver semble appropriée à nos objectifs puisqu'elle doit permettre un filtrage de fréquence relativement précis et n'implique pas l'utilisation de contrôleurs numériques. Nous envisageons d'effectuer un suivi de fréquence du même type en conditionnant le signal de référence de manière à avoir un signal de commande dont l'amplitude absolue et le déphasage soient parfaitement contrôlés. Le procédé retenu sera détaillé dans le paragraphe suivant. Hormis les microphones déjà utilisés et l'accéléromètre qui sera installé sur l'actionneur, nous ne disposons pas de capteurs capables de fournir un signal peu altéré par la turbulence de l'écoulement. Notre signal de référence sera donc à choisir parmi ces éléments.

## 4.2 Développement de l'actionneur et méthodologie du contrôle

### 4.2.1 Conception de l'actionneur mécanique

L'actionneur est destiné à être mis en vibration face à un écoulement rapide et en présence de forts niveaux sonores issus des résonances de la veine. La solution technologique doit donc privilégier la robustesse ainsi qu'une relative indépendance vis à vis de l'acoustique ambiante. Le choix s'est porté sur un vibreur électromagnétique de marque LDS (Link Dynamic Systems), modèle A101, associé à l'amplificateur PA25 du même fabricant.

La partie de l'actionneur soumise à l'écoulement a été dimensionnée de manière à approcher l'ordre de grandeur supposé de l'épaisseur de la couche de mélange au niveau du bord aval. Après quelques essais de fonctionnement à vide, nous avons opté pour un profilé en alliage d'aluminium d'une longueur égale à 300 mm et d'une section en "L" de 20 mm × 30 mm × 3 mm, offrant une rigidité importante. Celui-ci est fixé sur le noyau vibrant de l'actionneur par l'intermédiaire d'une platine de renvoi en alliage d'aluminium. Cette paroi mobile est de plus équipée d'un accéléromètre. L'insertion du dispositif dans la maquette est schématisée en figure 4.14. Un plan plus détaillé peut être consulté en annexe C.

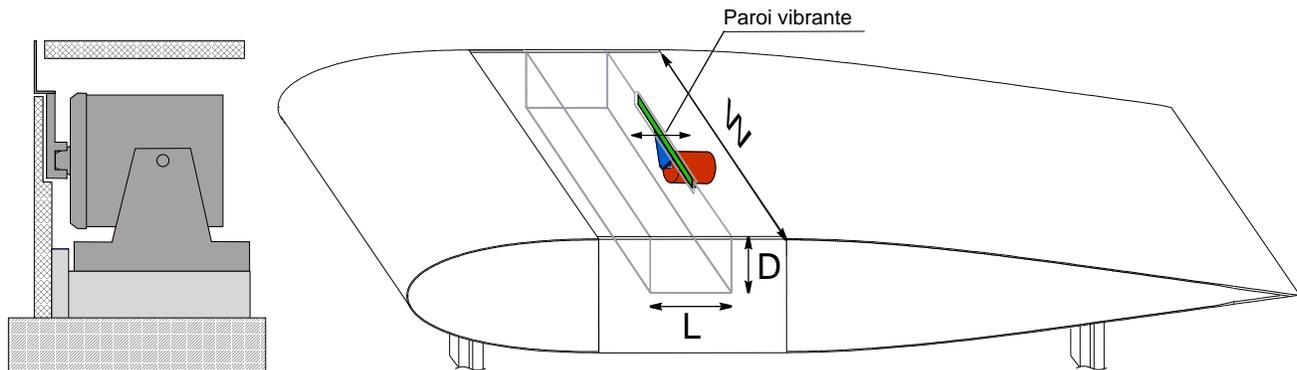


FIG. 4.14: Vue schématique du montage.

Il est probable qu'une surface d'action plus réduite soit préférable en terme de rayonnement acoustique, tout en offrant des résultats comparables. Mais dans le cadre de cette étude de faisabilité, nous cherchons avant tout à mettre en oeuvre un principe de contrôle. Il semble alors indispensable de pouvoir agir sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche de mélange afin de ne pas être pénalisé par un éventuel positionnement inadapté.

### 4.2.2 Qualification de l'actionneur

#### 4.2.2.1 Propriétés dynamiques

Initialement, le vibreur présente une courbe de réponse mécanique en fréquence quasi-uniforme de 100 Hz à 1000 Hz. Il est asservi par l'amplificateur et sa limite correspond à un effort de 17 N. La platine et la paroi portent la masse en mouvement à environ 200 g et imposent alors un niveau de

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

vibration maximal de 159 dB (référence :  $10^{-6}$  m/s<sup>2</sup>). Cet ajout donne à l'ensemble un comportement dynamique non uniforme. Les courbes de réponse présentées en figure 4.15 montrent une cohérence de plus de 80% entre le signal de l'accéléromètre et la commande sur une bande de fréquence comprise entre 100 Hz et 800 Hz. La fonction de transfert montre de plus que la réponse mécanique du montage est maximale dans la gamme de fréquence concernant les modes n° 2 et n° 3. Nous espérons ainsi optimiser le rendement énergétique dans la gamme où les niveaux sonores sont les plus élevés.

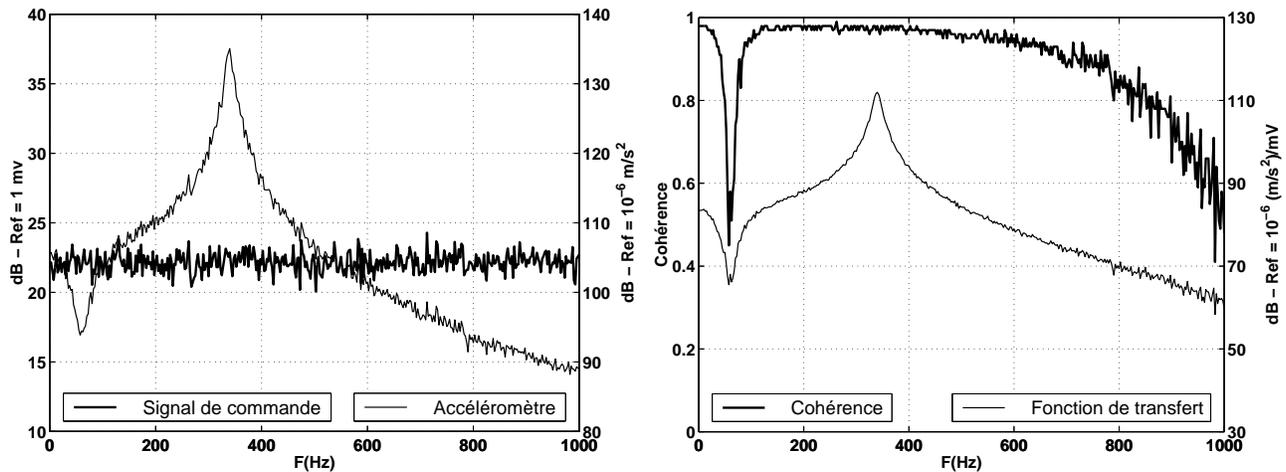
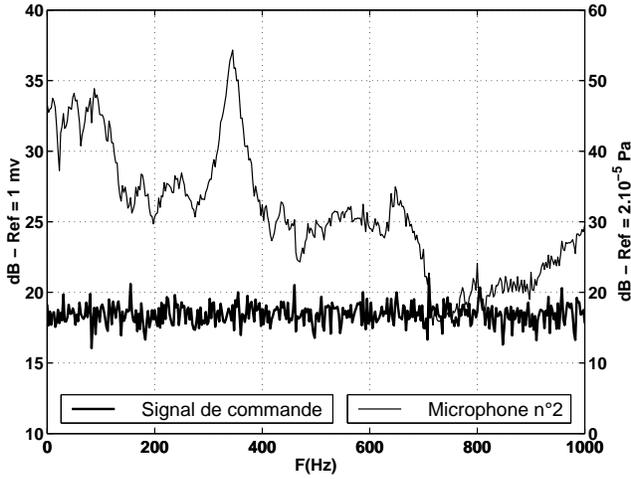


FIG. 4.15: Réponse mécanique de l'actionneur.

Nous avons également étudié la réponse acoustique du montage par l'intermédiaire du microphone n° 2. Cette caractérisation a été effectuée dans la veine d'essais, aussi apparaissent en figure 4.16 certaines des résonances mentionnées au paragraphe 3.3.1 et rappelées sur le spectrogramme de la figure 4.16d, à 330 Hz, 440 Hz et 640 Hz. Ces courbes de réponse montrent que les seules émergences apparaissant en dehors de la zone de fort rendement mécanique se situent en basse fréquence et ne se superposent pas aux modes n° 2 et supérieurs. Ces émergences coïncident néanmoins avec le mode n° 1 et avec les minima de rendement mécanique, ce qui laisse supposer que le contrôle de ce mode ne sera pas facilité. Le spectre de rendement acoustique de la paroi mise en vibration confirme ces observations. Il apparaît en effet sur la figure 4.16c que la fonction de transfert entre l'accéléromètre et le microphone est minimale entre 250 et 450 Hz et présente un rendement important de 50 à 150 Hz. On peut donc conclure que la pollution acoustique du mécanisme sera moindre dans la gamme concernant les modes n° 2 et 3.

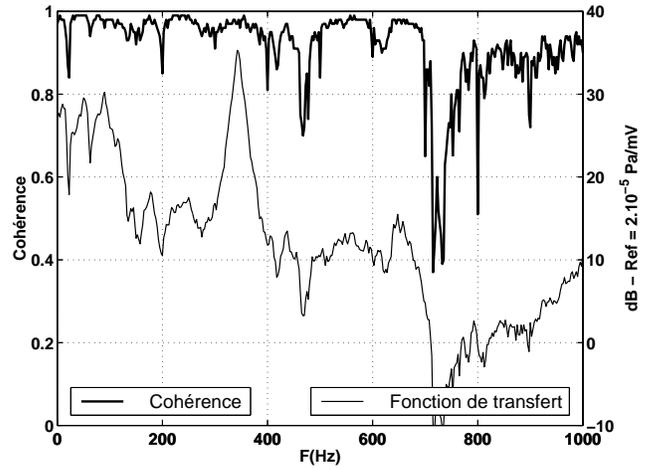
### 4.2.2.2 Réponse de l'actionneur libre soumis à l'écoulement

Suite à la qualification du montage en tant qu'actionneur, nous étudions ses caractéristiques en tant que récepteur soumis à l'écoulement instationnaire. A titre de référence, nous présentons en parallèle les résultats issus du microphone n° 2.



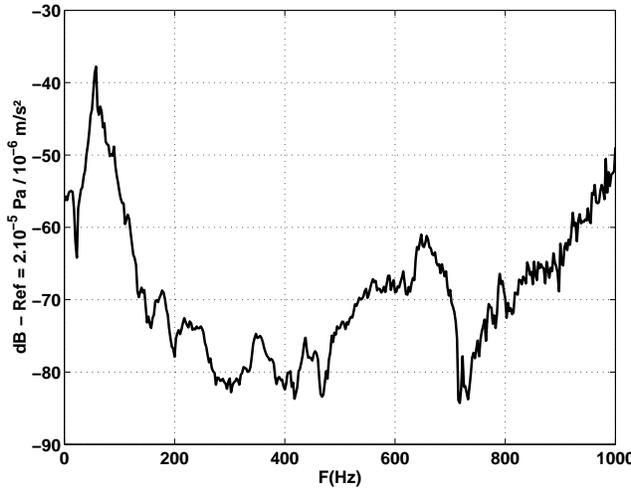
(a)

Bruit généré en fond de cavité par l'actionneur commandé par un bruit blanc.



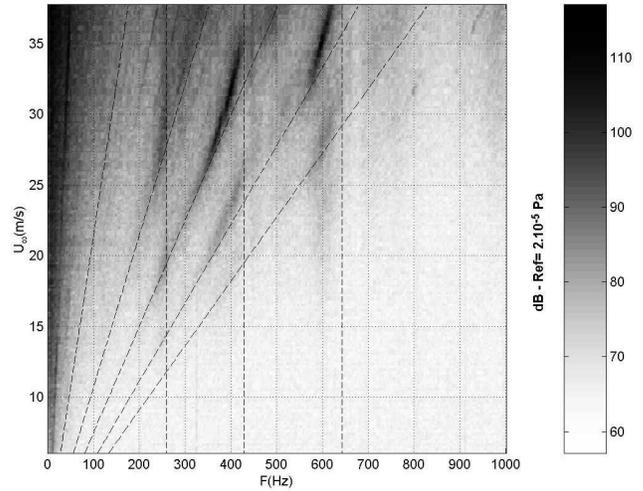
(b)

Cohérence et fonction de transfert entre le signal de commande et le microphone.



(c)

Fonction de transfert entre l'accéléromètre et le microphone n° 2.



(d)

Modes hydrodynamiques et résonances acoustiques mesurés par le microphone n° 2  $\square$  ;  
 $L=150$  mm,  $L/D=1$ ,  $W/L=5,2$ .

**FIG. 4.16:** Rendement acoustique de la paroi vibrante ; comparaison avec les modes hydrodynamiques et résonants du dispositif expérimental.

Les spectres présentés en figure 4.17 correspondent au domaine de vitesse où le couplage fluide-résonant du mode n° 3 s'établit et atteint son intensité maximale. L'évolution de ces enregistrements est à rapprocher du spectrogramme de la figure 4.16d. Pour ces trois régimes d'écoulement, la comparaison avec les enregistrements du microphone montre que le capteur supplémentaire constitué par le montage reproduit fidèlement l'évolution de chaque mode, y compris lorsqu'un couplage fluide-résonant est

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

---

établi, comme en figures 4.17b et 4.17c à 390 Hz.

Le comportement mécanique du système apporte ici une information supplémentaire sur la nature même des oscillations. Cette surface en montage souple et orientée face à l'écoulement est naturellement soumise aux fluctuations hydrodynamiques de la couche de mélange. Cet aspect permet donc au premier mode d'oscillations d'apparaître très nettement sur les spectres de vibration de la figure 4.17 autour de 150Hz alors qu'il est quasiment imperceptible sur les spectres du microphone.

Ce montage est également sensible aux fluctuations de pression associées aux modes résonants. Néanmoins, ceux-ci n'étant pas en incidence normale sur la paroi mobile, on peut considérer que la sensibilité du montage à ces modes est négligeable devant sa réceptivité aux oscillations hydrodynamiques de la couche de mélange. Ainsi, le mode n° 3 n'apparaît pas à la même fréquence sur les spectres de vibrations et de fluctuations de pression de la figure 4.17a. A ce régime de vitesse, le microphone mesure uniquement l'excitation de l'acoustique de la veine à 360 Hz alors que celle-ci apparaît à peine sur le spectre de vibrations qui reproduit préférentiellement la composante hydrodynamique des oscillations à 410 Hz. Un fois le couplage établi, la coïncidence des fines émergences sur les spectres des figures 4.17b et 4.17c montre que les oscillations hydrodynamiques sont elles-mêmes concentrées autour de la fréquence du couplage fluide-résonant alors que le dôme représentant le mode hydrodynamique naturel reste observable.

De plus, le spectre de vibrations de la figure 4.17b autour de 400 Hz indique que la fréquence du mode hydrodynamique peut-être déplacée vers la fréquence de couplage lorsqu'elle en est très proche. Ce type d'interaction ne consiste donc pas uniquement en l'excitation d'un mode résonant par les fluctuations de pression. D'une part, le comportement du montage prouve que l'installation du couplage fluide-résonant déplace une partie de l'énergie des oscillations hydrodynamiques vers la fréquence de couplage. D'autre part, les oscillations hydrodynamiques qui tendent à exister à leur fréquence naturelle subissent elles aussi un glissement de fréquence dû à l'installation du couplage. L'interaction avec l'acoustique a donc ici un rôle de contrôle passif qui peut déplacer l'ensemble de l'énergie du phénomène.

La très grande réceptivité de l'actionneur aux oscillations hydrodynamiques permet de penser que l'établissement d'un couplage fluide-élastique est très probable, quel que soit le mode choisi, et se traduira probablement par un déplacement d'énergie mécanique vers la fréquence excitée. Si l'on cherche à établir ce couplage à l'aide d'une chaîne de rétroaction, l'utilisation de l'accéléromètre en tant que capteur de détection n'est pas envisageable. En effet, si celui-ci transmet fidèlement la composante hydrodynamique des oscillations de la couche de mélange, il est aussi totalement dépendant de l'actionneur et reproduira essentiellement le signal de commande. L'utilisation d'un microphone en entrée de la chaîne de contrôle est donc à privilégier ici. Ce type de capteur est cependant peu sensible à l'hydrodynamique du phénomène si une composante acoustique n'y est pas associée. On peut donc penser que la recherche du couplage fluide-élastique se traduira préférentiellement par l'amplification des modes de couplage fluide-résonants.

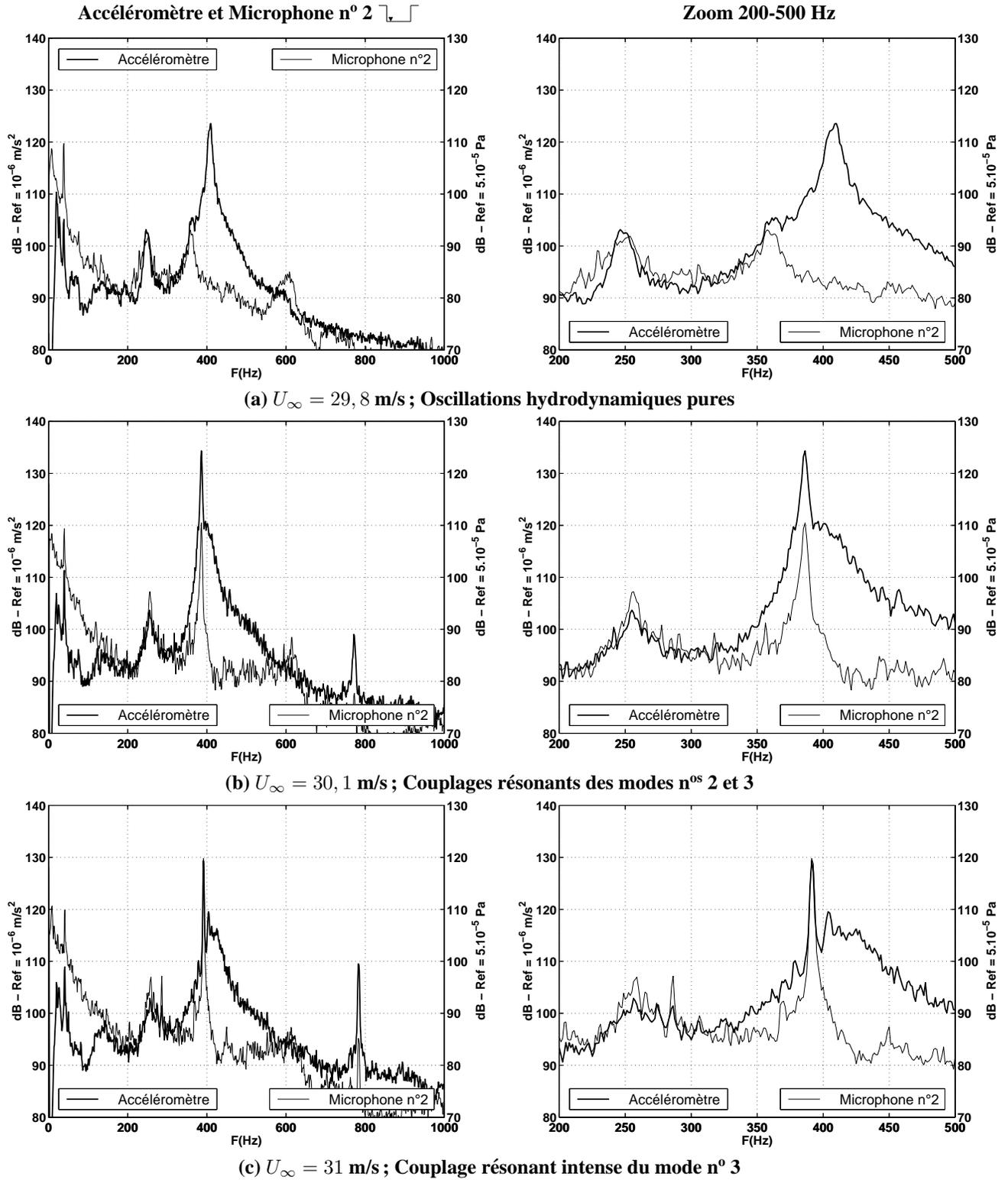


FIG. 4.17: Réponse de l'actionneur libre pour trois régimes d'écoulement voisins,  $L=150 \text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ .

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

---

### 4.2.2.3 Effet de la présence de l'actionneur libre sur l'écoulement

Préalablement à la mise en œuvre du contrôle, nous avons mesuré l'effet de la présence de la paroi mobile sur le bruit rayonné. La figure 4.18 montre la comparaison des spectres mesurés aux trois régimes d'écoulement du paragraphe précédent quand la paroi est rigide, puis laissée libre. Aucun effet sensible n'a pu être observé sur les modes n° 1 et n° 2. On constate par contre que lorsque le mode n° 3 se couple avec la résonance de la veine, son niveau sonore est amplifié par la mobilité de la paroi. Cette plage de fréquence correspondant à un maximum de rendement mécanique du montage, et compte tenu des niveaux de vibration présentés au paragraphe précédent, il semble que cette amplification soit la signature de l'établissement d'un couplage fluide-élastique.

### 4.2.3 Signal de commande

Nous avons choisi d'agir de manière sélective et de concentrer l'énergie du mécanisme autour de la fréquence du mode concerné avec une grande précision. Pour cela, nous avons conçu un circuit analogique destiné au filtrage du signal et à l'extraction d'une fréquence aussi pure que possible. La chaîne de rétroaction choisie est en boucle ouverte, le réglage des paramètres de contrôle se faisant manuellement. Le seul asservissement du mécanisme consiste en un suivi de fréquence qui permet de maîtriser le déphasage entre le signal provenant du capteur de détection et le signal de commande de l'actionneur. Le schéma fonctionnel du circuit est présenté en figure 4.19. Le premier étage est un filtre passe-bande à tiers d'octave destiné à sélectionner une bande suffisamment étroite pour que la fréquence du mode étudié y soit prépondérante. Le signal est ensuite seuillé autour de 0 V par l'étage noté *trigger* qui fournit un signal de sortie rectangulaire. Celui-ci est transformé en une sinusoïde par un filtre passe-bas occultant toutes les harmoniques de la fréquence fondamentale. Si l'on admet que la fréquence du mode concerné varie suffisamment peu pour demeurer dans la bande de tiers d'octave choisie, nous obtenons par cette méthode un signal sinusoïdal de niveau normalisé et dont le déphasage avec le signal issu du capteur est constant.

Comme indiqué précédemment, nous utilisons les signaux issus des microphones en guise de référence. Il est raisonnable de penser que les signaux les moins bruités sont fournis par les microphones n°s 2 et 3, situés en fond de cavité. Ces deux microphones transmettront également plus nettement les signaux issus des couplages résonants établis entre la cavité et la veine. Il est par contre à craindre que les régimes pour lesquels il n'y a pas d'excitation de modes résonants soient difficile à exploiter. Pour illustrer la qualité des signaux, nous avons comparé les fonctions d'autocorrélation obtenues pour chaque microphone afin d'estimer leurs niveaux de bruit. On se base pour cela sur le fait qu'un signal large bande et décorrélé dans le temps présente une fonction d'autocorrélation uniquement constituée d'un pic central indiquant son niveau d'énergie. Au contraire, la fonction d'autocorrélation d'un signal périodique est non nulle et comprise dans une enveloppe en losange si le calcul est effectué sur une fenêtre temporelle rectangulaire. La superposition d'un signal parasite à un signal cohérent se traduit donc par l'ajout d'un pic central à la fonction d'autocorrélation d'origine. Cette propriété peut donc servir d'indicateur pour comparer la qualité des signaux enregistrés. La figure 4.20 montre les résultats obtenus pour les microphones n°s 1,2,4 et 5 dans deux configurations entre lesquelles le couplage fluide-résonant du mode n° 3 s'établit. Les fonctions d'autocorrélation y sont normalisées de manière à faire ressortir le niveau relatif du pic central de chaque courbe. Le microphone n° 3 donne un

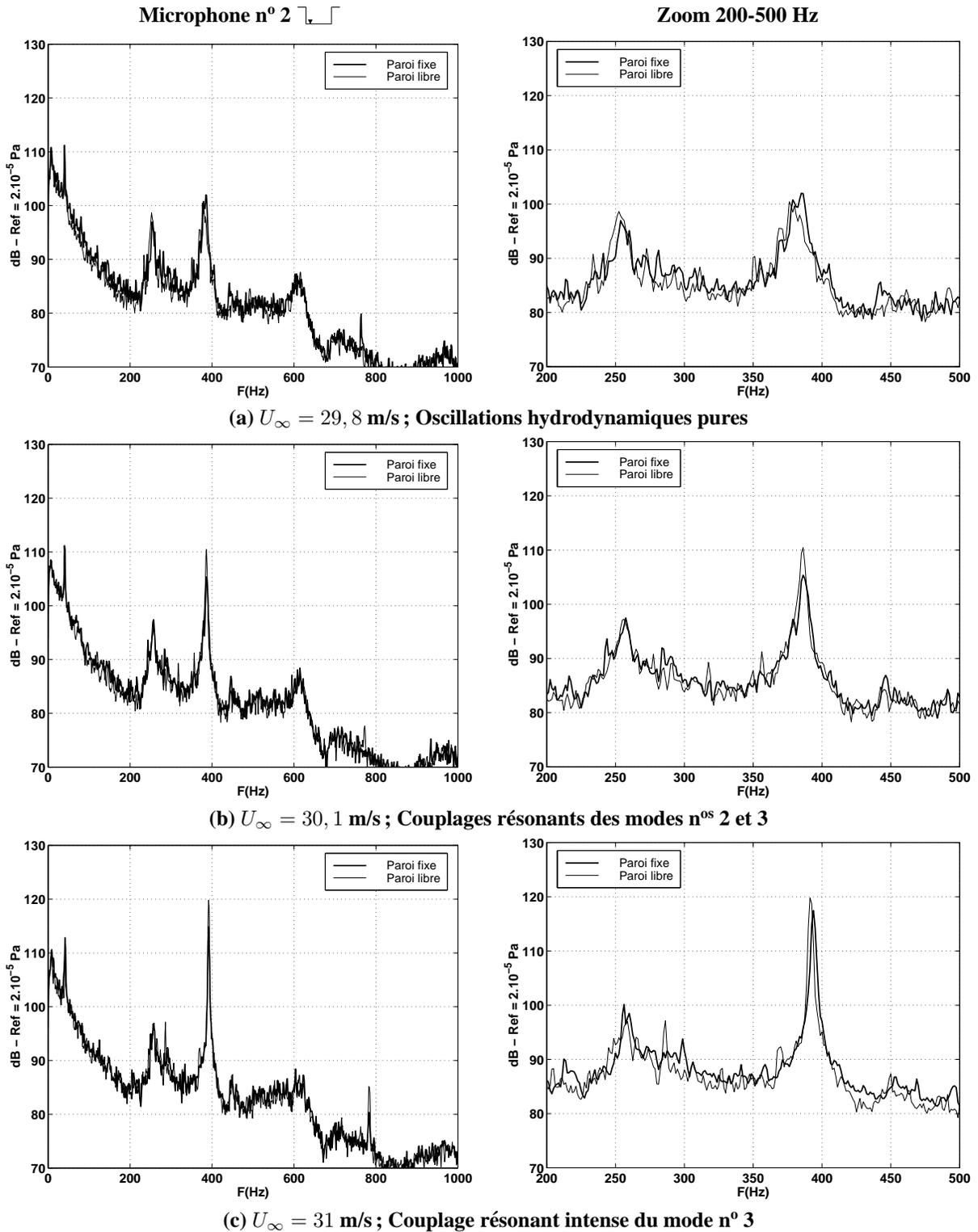


FIG. 4.18: Effet de la présence de l'actionneur libre sur les fluctuations de pression mesurées en fond de cavité pour trois régimes d'écoulement voisins,  $L=150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ .

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

signal semblable à celui du microphone n° 2 et n'est pas représenté ici. Sur la figure 4.20 la comparaison de l'amplitude des lobes des fonctions d'autocorrélation montre que le signal du microphone n° 2 est moins parasite que celui fourni par les autres microphones, en particulier quand le couplage résonant est établi, à  $U_\infty = 31$  m/s. A moindre vitesse d'écoulement et en l'absence de couplage, les différents signaux sont de qualité comparable. Nous utilisons donc les signaux des microphones de fond de cavité pour générer le signal de commande.

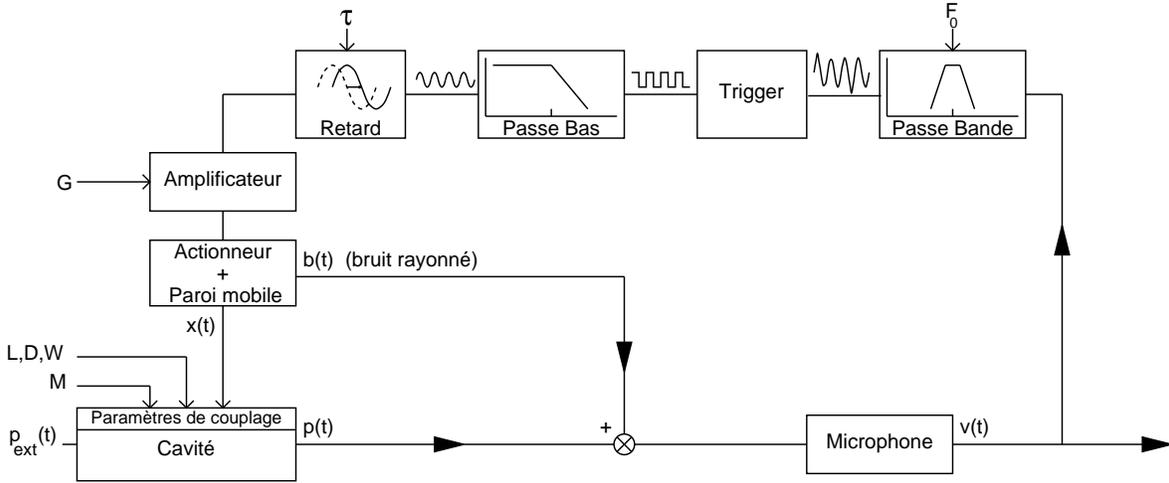


FIG. 4.19: Chaîne de commande de l'actionneur ; réglages manuels de la fréquence centrale  $F_0$ , du niveau  $G$  et du retard  $\tau$ .

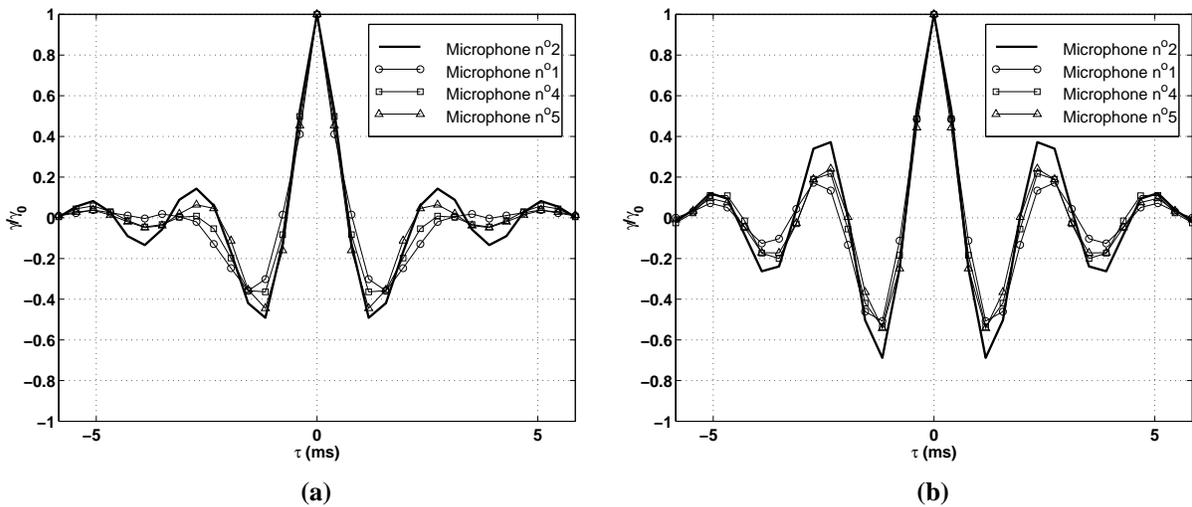


FIG. 4.20: Calculs des fonctions d'autocorrélation normalisées sur les enregistrements des microphones ; (a)  $U_\infty = 29$  m/s, (b)  $U_\infty = 31$  m/s.

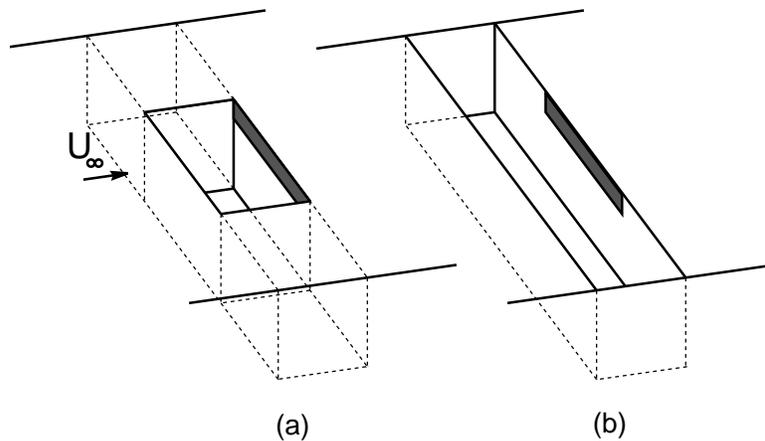
### 4.3 Mise en oeuvre de la méthode de contrôle

La stratégie de contrôle détaillée plus haut est ici expérimentée à différents régimes d'écoulements. Le premier objectif est la création d'un couplage fluide-élastique entre la paroi mobile et un mode hydrodynamique ou peu résonant afin de valider l'approche phénoménologique. Par la suite nous présentons quelques cas où il a été possible de parvenir à un contrôle satisfaisant du niveau des oscillations, moyennant l'existence préalable d'un couplage fluide-résonant.

#### 4.3.1 Configuration expérimentale

Les essais de contrôle présentés ici ont été effectués dans deux configurations de cavité, pour les trois régimes d'écoulement déjà présentés aux paragraphes précédents. La première configuration géométrique testée correspond aux dimensions  $L=150$  mm,  $L/D = 1$  et  $W/L = 2$ , la paroi mobile s'y étend donc sur la totalité de l'envergure (Fig. 4.21a). Dans la seconde configuration, la section de la cavité est identique mais l'envergure totale de la maquette est utilisée, on a donc  $W/L = 5,2$  et le rapport entre l'envergure et la longueur de la paroi mobile est de 2,6 (Fig. 4.21b).

En premier lieu, nous avons mené une série d'essais dans le cas de la configuration de faible envergure, situation où l'actionneur occupe la totalité de la ligne de bord aval. Les résultats obtenus montrent que le contrôle est réalisable, tant en amplification qu'en atténuation. Nous avons ensuite appliqué la même méthode de contrôle à la configuration de grande envergure, l'actionneur n'occupant alors qu'une fraction du bord aval. Il s'avère que l'effet du contrôle est plus probant dans ce cas, probablement grâce à la plus grande cohérence initiale de l'écoulement, ce qui optimise l'influence de la paroi. Les résultats présentés dans la suite de ce chapitre correspondent donc aux mesures effectuées lors de l'application d'un contrôle en configuration de grande envergure, soit  $L=150$  mm,  $L/D=1$ ,  $W/L=5,2$ .

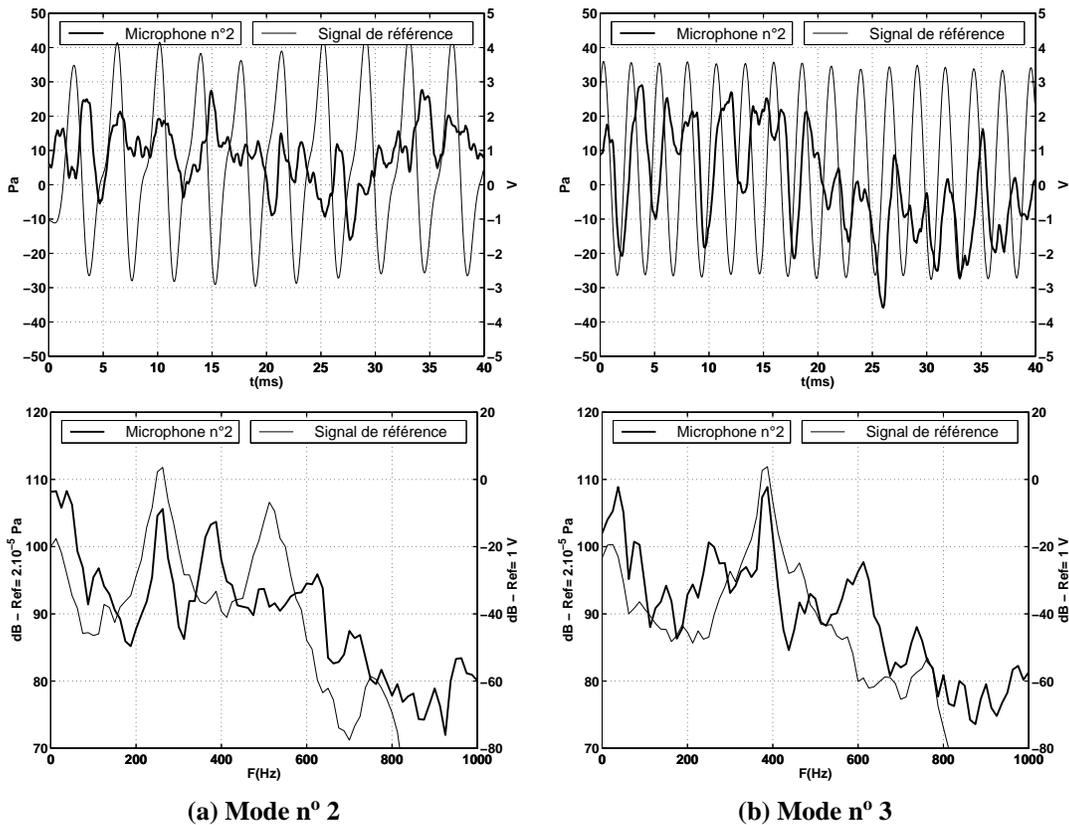


**FIG. 4.21:** Configurations d'application du contrôle ; (a)  $L = 150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 2$  ; (b)  $L = 150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ .

Le premier mode d'oscillations, présent dans toute la gamme de configurations, ne permet pas d'obtenir un signal de commande stable. Nous n'avons donc pu chercher à le contrôler. Il en est de même pour le quatrième mode et les modes supérieurs, difficilement observables sur les signaux mesurés.

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

Dans le cas des second et troisième modes, les signaux fournis par les microphones ont pu être transformés avec un assez bon résultat, particulièrement en présence de couplages résonants. La figure 4.22 montre deux exemples de signaux provenant du capteur de détection (Microphone n° 2) et de signaux de référence obtenus en sortie du circuit de suivi de fréquence pour chacun de ces modes. On peut y comparer le signal issu du mode n° 2, très peu résonant et légèrement déformé, à celui du mode n° 3 où l'apparition de la résonance stabilise la fréquence émergente. Ceci se traduit par des spectres très sélectifs où persiste néanmoins une harmonique résiduelle du mode n° 2 qui n'a pu être filtrée.



**FIG. 4.22:** Signaux de pression, de référence et spectres associés avant contrôle ;  $U_\infty = 30,1 \text{ m/s}$ , (a) Mode n° 2, (b) Mode n° 3.

### 4.3.2 Initiation du couplage fluide-élastique

Afin de pouvoir obtenir un couplage fluide-élastique indépendant des modes acoustiques, nous avons tout d'abord choisi de travailler à un régime où les oscillations sont exclusivement hydrodynamiques. La vitesse d'écoulement minimale pour laquelle le signal de référence est exploitable est  $29,8 \text{ m/s}$ . Bien que la résonance de veine soit excitée, il n'y a pas trace, à ce régime, de couplage avec l'acoustique.

### 4.3.2.1 Mode opératoire

En premier lieu, il convient de signaler que nous avons mené quelques essais de contrôle “semi-actif” à fréquence d’excitation imposée. Ces essais sont à comparer aux simulations de Lamp & Chokani [48] concernant le forçage à une fréquence voisine de celle du mode initial. Dans notre cas, cette méthode se traduit uniquement par l’addition d’un pic sonore qui peut atteindre 130 dB. A l’image des essais de contrôle en boucle ouverte menés par Cattafesta *et al.* [11], nous avons également effectué une tentative de contrôle à une fréquence identique à celle du phénomène, sans utiliser de signal de référence. L’application du contrôle n’occasionne alors qu’une légère déstabilisation de la fréquence des modes, difficilement mesurable. Ceci souligne la nécessité de disposer d’un capteur de détection capable d’imposer une contrainte de phase entre le phénomène à contrôler et la chaîne de rétroaction. A cet effet, nous avons utilisé la méthode préconisée par Huang & Weaver [86], ce qui n’a pas donné de résultat probant dans notre cas. Ces différents essais infructueux nous ont alors incités à asservir le système à un calculateur muni d’un algorithme de minimisation X-LMS à références croisées, ceci afin de vérifier la faisabilité du contrôle. Cette méthode nous a permis d’obtenir une atténuation significative du mode n° 3 en couplage fluide-résonant et a ainsi partiellement validé le principe d’action choisi [17]. Bien que l’utilisation de cet algorithme de minimisation en temps réel se soit avérée performante, cette solution ne correspond pas aux objectifs que nous nous étions fixés, notamment en terme de modulation de l’amplitude des oscillations de la couche de mélange. C’est donc à la suite de ces différentes tentatives que nous avons choisi de générer un signal de commande dont seules la fréquence et la phase sont conditionnées par le capteur de détection, et où l’amplitude absolue du signal de commande est constante et contrôlée par l’opérateur.

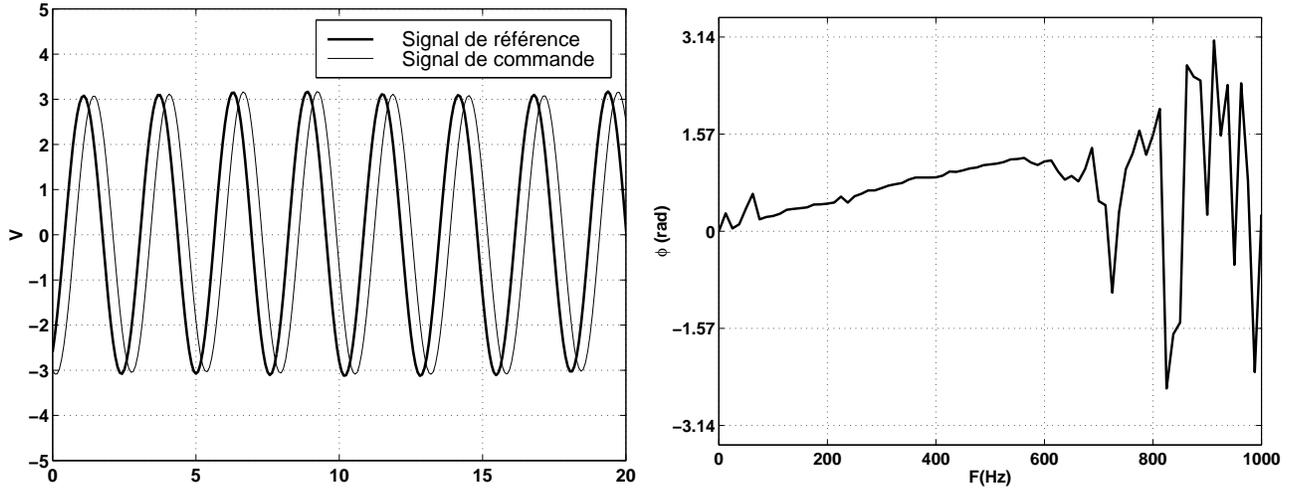
Le réglage du signal de commande est effectué en imposant un niveau d’amplification exagérément haut et en cherchant une plage de déphasage adéquate. La réponse de l’écoulement à cette recherche est imperceptible tant qu’un bon accord de phase n’a pas été trouvé. Il semble alors n’y avoir ni dérive en fréquence, ni modulation d’amplitude.

Une fois établi, le couplage fluide-élastique se conserve sur une gamme de déphasage relativement restreinte et se traduit par une forte augmentation du niveau sonore. Il est alors possible de l’entretenir en baissant le niveau de vibration jusqu’à ce qu’un seuil minimal d’excitation soit atteint. Le couplage peut être de nouveau provoqué dès que la sollicitation dépasse ce palier. A titre d’illustration de la méthode employée, le déphasage entre le signal de référence du circuit de suivi et le signal de commande de l’actionneur lors de l’amplification est présenté en figure 4.23, celui-ci étant de l’ordre de  $\pi/4$  à la fréquence du mode, ici égale à 385 Hz.

### 4.3.2.2 Amplification du second mode hydrodynamique

La figure 4.24 montre les spectres de pression et de vibration obtenus lorsque le couplage fluide-élastique du second mode est initié par une amplification minimale. Les mesures de pression sont comparées aux signaux d’origine, où la paroi avale est fixe, et les spectres de vibration à ceux obtenus quand l’actionneur est laissé libre. La fréquence initiale du mode hydrodynamique apparaît sur le spectre de vibration avant contrôle et est égale à 248 Hz. Les oscillations de la couche de mélange

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques



**FIG. 4.23:** Déphasage appliqué entre le signal de référence et la commande de l'actionneur dans le cadre de l'amplification du mode n° 3;  $U_\infty = 30,1$  m/s.

excitent la résonance de veine qui apparaît à 254 Hz sur le spectre du microphone avant contrôle. A ce régime, le spectre de vibration ne reproduit pas la composante acoustique et indique que le couplage fluide-résonant n'est pas installé.

Lors de l'établissement du couplage fluide-élastique entre la paroi avale et les oscillations de la couche de mélange par l'intermédiaire du microphone, le couplage fluide-résonant est immédiatement initié et fortement amplifié. Ceci se traduit par une augmentation de 15 dB du niveau sonore à 254 Hz. Les fréquences de résonance de la veine les plus proches étant situées à 240 Hz et 270 Hz (cf. §3.3.1), l'amplification du pic de fluctuations de pression à 254 Hz permet de conclure que l'excitateur ne s'accorde pas avec l'acoustique de la veine, mais bien avec le couplage entre l'hydrodynamique et l'acoustique.

La mise en vibration du mécanisme provoque l'apparition de multiples harmoniques de 255 Hz sur les spectres de la figure 4.24. Celles-ci se ressentent sensiblement sur le signal de pression à 510 Hz et 765 Hz, sans toutefois provoquer d'émergence comparable au couplage créé. Ces fréquences parasites sont issues du signal de commande, pour lequel la première harmonique n'a pu être totalement supprimée, et du fort niveau d'amplification nécessaire à l'apparition du couplage.

### 4.3.2.3 Amplification du troisième mode hydrodynamique

Le déclenchement du couplage fluide-élastique du mode n° 3 est obtenu par la même méthode de recherche, autour de la bande de tiers d'octave centrée sur 400 Hz (cf. Fig. 4.25). Comme précédemment, le couplage fluide-résonant n'est pas établi et seules les oscillations hydrodynamiques initiales de ce mode sont ressenties par l'actionneur autour de 400 Hz, alors que le microphone reproduit l'excitation de l'acoustique de la veine à 360 Hz. Les niveaux sonore et de vibration sont alors comparables à ceux obtenus après l'établissement du couplage pour le second mode.

Contrairement au cas précédent, les harmoniques de la fréquence de travail ne sont présentes ni sur le spectre de vibration, ni sur le spectre de pression. Ceci indique que l'établissement du cou-

plage fluide-élastique pour ce mode nécessite un faible apport d'énergie mécanique, à la différence de l'amplification du mode n° 2 où la distorsion du signal de l'accéléromètre montre que le rendement énergétique est très bas. On peut donc déduire que l'amplification des oscillations du mode n° 3 est largement facilitée par le déclenchement du couplage fluide-résonant, celui-ci étant lui-même très énergétique lorsqu'il apparaît naturellement.

### 4.3.2.4 Conclusion

Comme l'ont montré les deux cas d'étude présentés ici, l'établissement d'un couplage fluide-élastique a pu être réalisé avec succès pour deux modes initialement hydrodynamiques. Le circuit de suivi de fréquence permet donc d'imposer une contrainte de phase suffisamment stable pour accorder les vibrations de la paroi aux oscillations de la couche de mélange par l'intermédiaire d'un microphone. Nous pouvons de plus vérifier sur la figure 4.26 que les mesures effectuées hors de la cavité (ici 20 cm au dessus du bord aval) reflètent l'amplification mesurée par le microphone n° 2. De plus, le niveau sonore n'est pas modifié lorsqu'apparaissent les harmoniques dues à la saturation du niveau de vibration, alors que le vibreur peut générer un bruit d'environ 130 dB. Cette donnée supplémentaire permet de confirmer que l'actionneur n'agit pas en générateur local de bruit mais exerce une réelle influence sur les oscillations de la couche de mélange.

Il y a tout lieu de penser qu'en présence de couplages résonants de moindre intensité ou en l'absence de ceux-ci, le circuit de suivi de fréquence permettrait d'effectuer le couplage fluide-élastique à la fréquence naturelle des oscillations. Ceci peut s'envisager dans la configuration actuelle si l'on se munit d'un filtre passe-bande extrêmement sélectif dont la fréquence centrale peut être déplacée avec précision.

Dans le paragraphe suivant, le procédé utilisé ici est appliqué à un régime de vitesse plus élevé, en présence de couplages résonants établis.

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

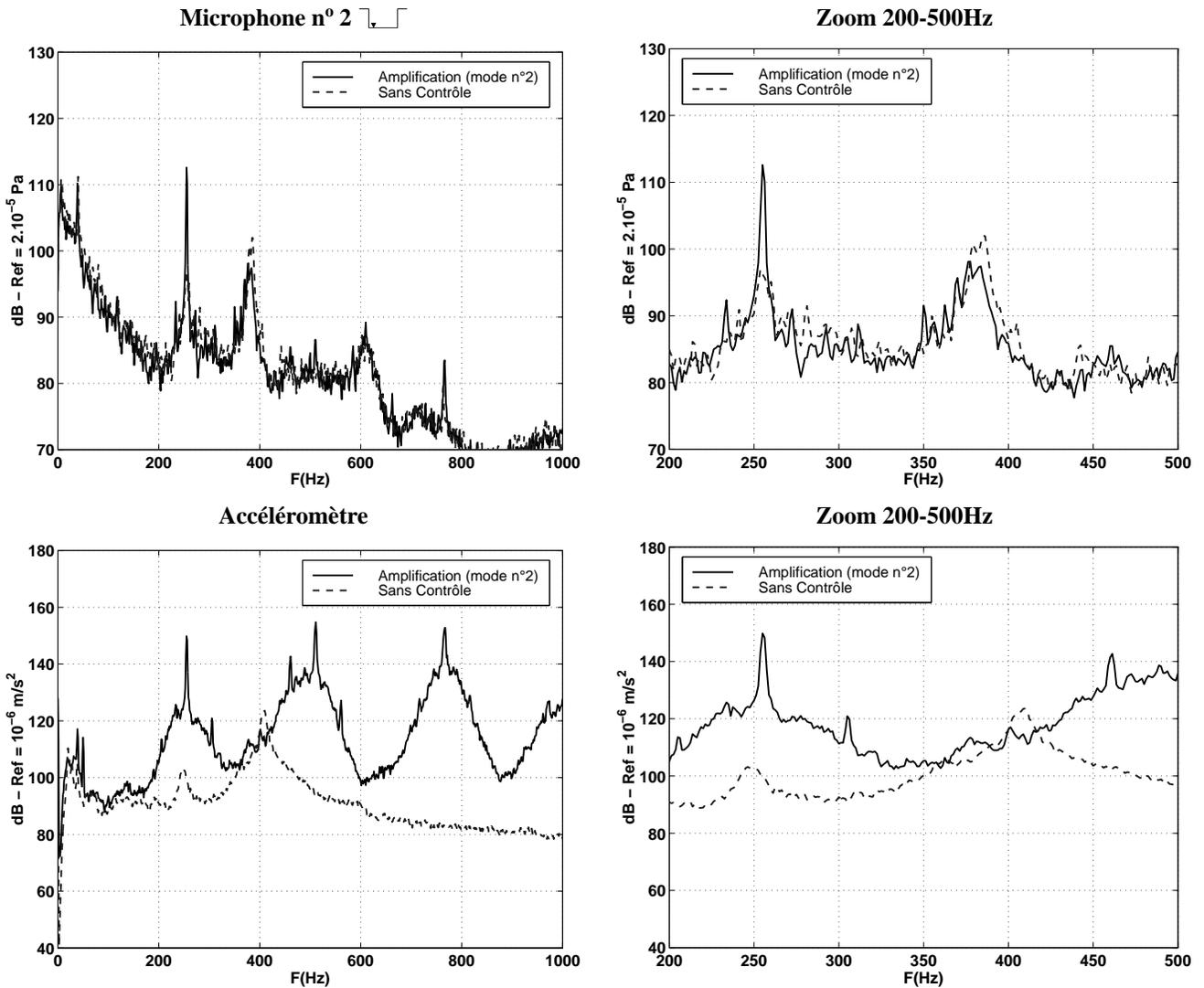


FIG. 4.24: Initiation d'un couplage fluide-élastique; Mode n° 2,  $U_\infty = 29,8 \text{ m/s}$ ,  $L=150 \text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

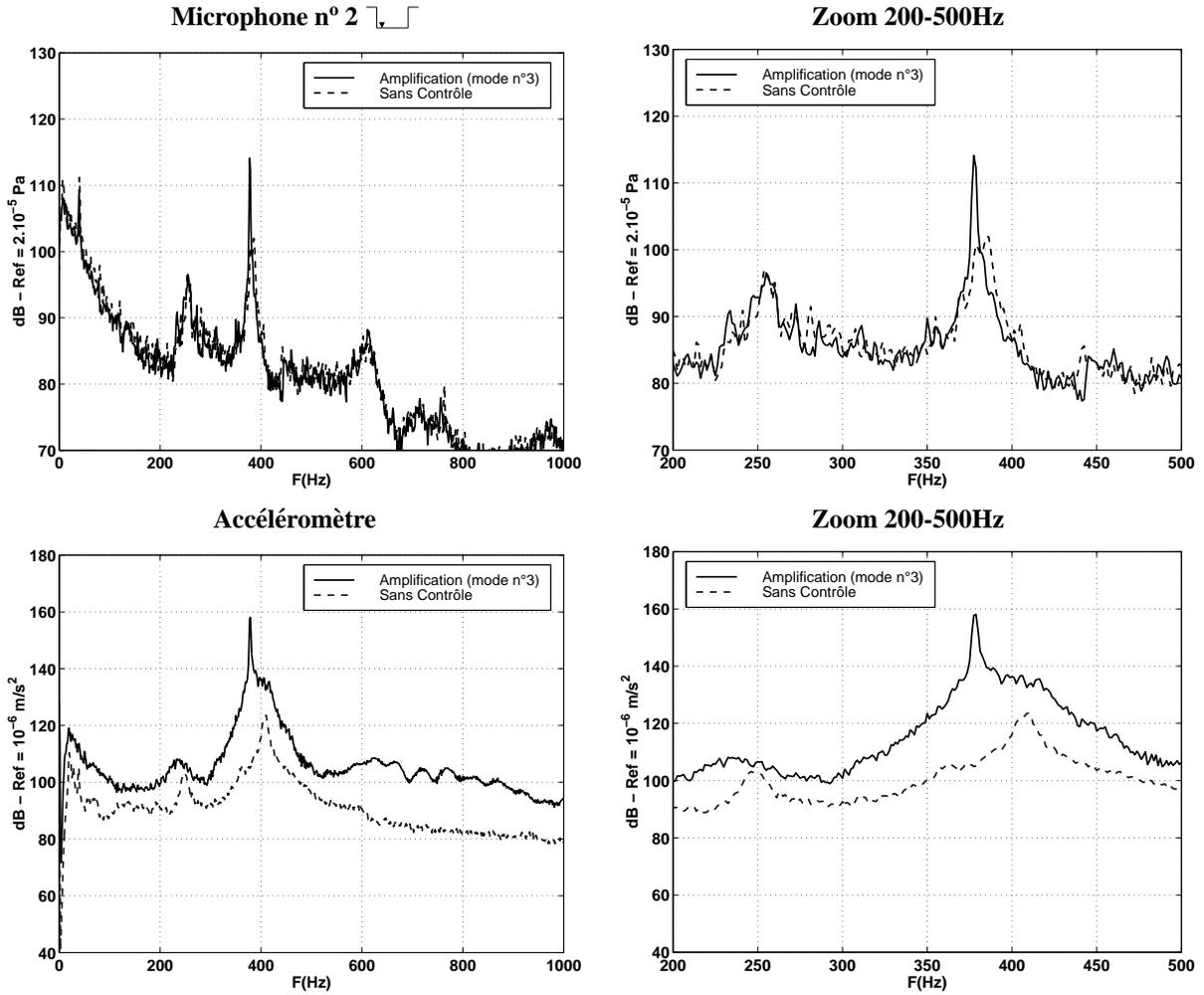


FIG. 4.25: Initiation d'un couplage fluide-élastique ; Mode n° 3,  $U_{\infty} = 29,8\text{m/s}$ ,  $L=150\text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

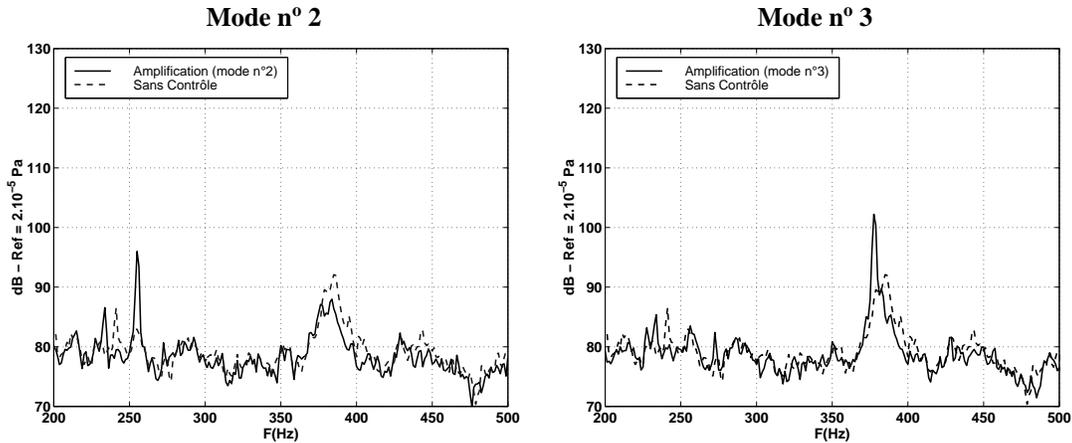


FIG. 4.26: Initiation d'un couplage fluide-élastique ; Mode n°s 2 et 3,  $U_{\infty} = 29,8\text{m/s}$ ,  $L=150\text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ , Microphone extérieur.

### 4.3.3 Amplification du couplage fluide-résonant

On a vu précédemment que l'amplification d'un mode hydrodynamique à l'aide du couplage fluide-élastique peut être réalisée et se traduit par le déclenchement de couplages fluide-résonants lorsque ceux-ci sont susceptibles d'émerger naturellement à un régime voisin.

Nos configurations expérimentales conduisent toutes à l'apparition de tels couplages dès que la fréquence des oscillations approche l'un des modes acoustiques de la veine. Il nous a donc paru intéressant de chercher à déclencher le couplage fluide-élastique lorsque les couplages fluide-résonants sont établis, afin de mieux déterminer dans quelle mesure l'amplification est influencée par leur existence.

#### 4.3.3.1 Amplification du second mode

Dans cette configuration de cavité, le second mode subit un couplage fluide-résonant de faible intensité quand l'écoulement atteint 30m/s. Les effets de ce couplage sont négligeables en termes de niveau sonore mais tendent à diminuer la fréquence des oscillations, qui reste proche de 254 Hz ici. Un très faible couplage s'effectue également avec la résonance de veine à 240 Hz et est observable sur le spectre de vibration. La figure 4.27 montre les niveaux obtenus sur le microphone et l'accéléromètre après amplification. Si le niveau sonore est comparable à celui obtenu en l'absence de couplage fluide-résonant initial, soit un gain de l'ordre de 15 dB, le niveau de vibration nécessaire à l'amplification est réduit d'environ 30 dB. Ici, le couplage fluide-résonant initialement présent favorise fortement la cohérence entre le signal de détection et les oscillations de la couche de mélange tout en améliorant le rendement énergétique de l'excitateur. Il apparaît par contre que l'amplification semble à la fois s'appliquer au mode fluide-résonant initial à 254 Hz et au couplage faible à 240 Hz, bien que celui-ci émerge peu sur le spectre de fluctuations de pression.

Le spectre de vibration indique de plus que le couplage fluide-résonant du mode n° 3 à 385 Hz n'est plus ressenti par l'actionneur lors de l'amplification du second mode. Le régime de l'écoulement correspondant ici à la limite inférieure d'apparition de ce couplage, on peut penser que cet effet est dû à l'asservissement de l'actionneur dont la réponse peut être sensiblement modifiée.

#### 4.3.3.2 Amplification du troisième mode

A ce même régime, le troisième mode d'oscillation subit un couplage avec l'acoustique qui apparaît très nettement sur les spectres de vibrations libres de la figure 4.28 à 385 Hz. Il n'y a ici aucune ambiguïté sur la fréquence suivie par le filtre du signal de commande, le pic dû au couplage étant ressenti à la fois sur le microphone et l'accéléromètre.

Les niveaux sonores et de vibration après amplification sont comparables à ceux obtenus en l'absence de couplage fluide-résonant initial. Mise à part l'augmentation du niveau global de vibrations, l'existence préalable du couplage fluide-résonant ne conduit donc pas à une différence notable lors de l'application du contrôle. Les données fournies par le constructeur indiquant que le niveau de vibration du montage ne peut *a priori* dépasser 160 dB, ceci montre d'une part la limite en puissance du système de contrôle mais indique d'autre part que le déclenchement du couplage fluide-élastique porte spontanément les oscillations au maximum admissible par la chaîne de l'actionneur.

Quand l'écoulement rasant atteint la vitesse de 31 m/s, le couplage fluide-résonant du mode n° 3 est au maximum de son intensité. Comme on peut le voir sur la figure 4.29, le niveau sonore en l'absence de contrôle est alors équivalent à celui obtenu aux régimes inférieurs après amplification. On peut donc s'attendre à ce que l'excitateur ne puisse fournir suffisamment d'énergie pour alimenter le couplage.

Il s'avère en réalité que l'accord de phase entre les fortes oscillations et le signal de commande permette de dépasser le seuil de 160 dB qui avait jusque là limité le niveau d'amplification. Ceci se traduit en contrepartie par une nette augmentation du niveau de vibration sur toute la gamme de fréquences. Le gain apporté sur le niveau sonore est de 7 dB par rapport à la configuration de paroi fixe, mais on a vu au paragraphe 4.2.2 que l'actionneur laissé libre amplifie déjà légèrement ce mode. Le gain net apporté par le contrôle n'est donc que de 2 dB environ et reste sujet à la limite de puissance du système.

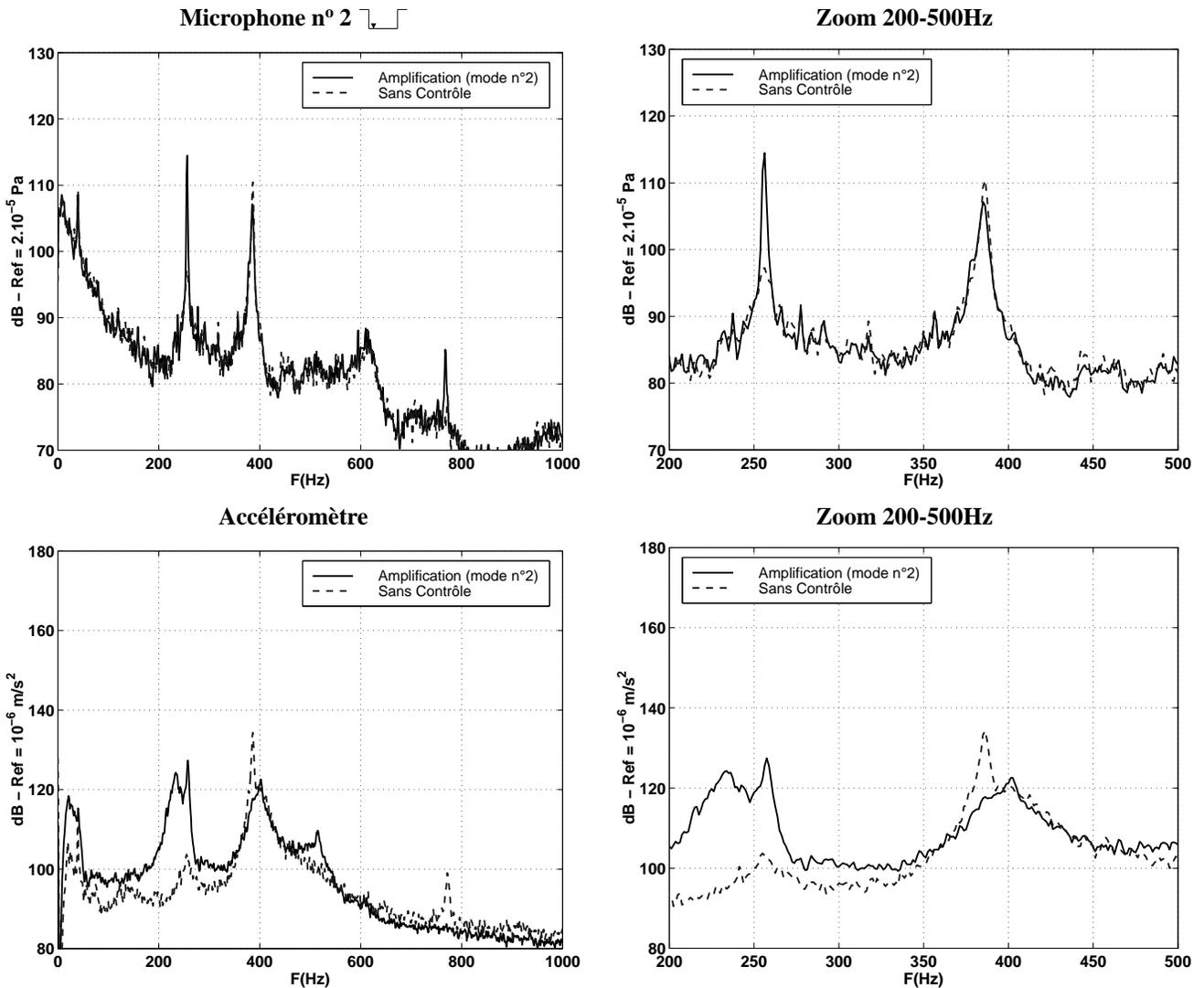
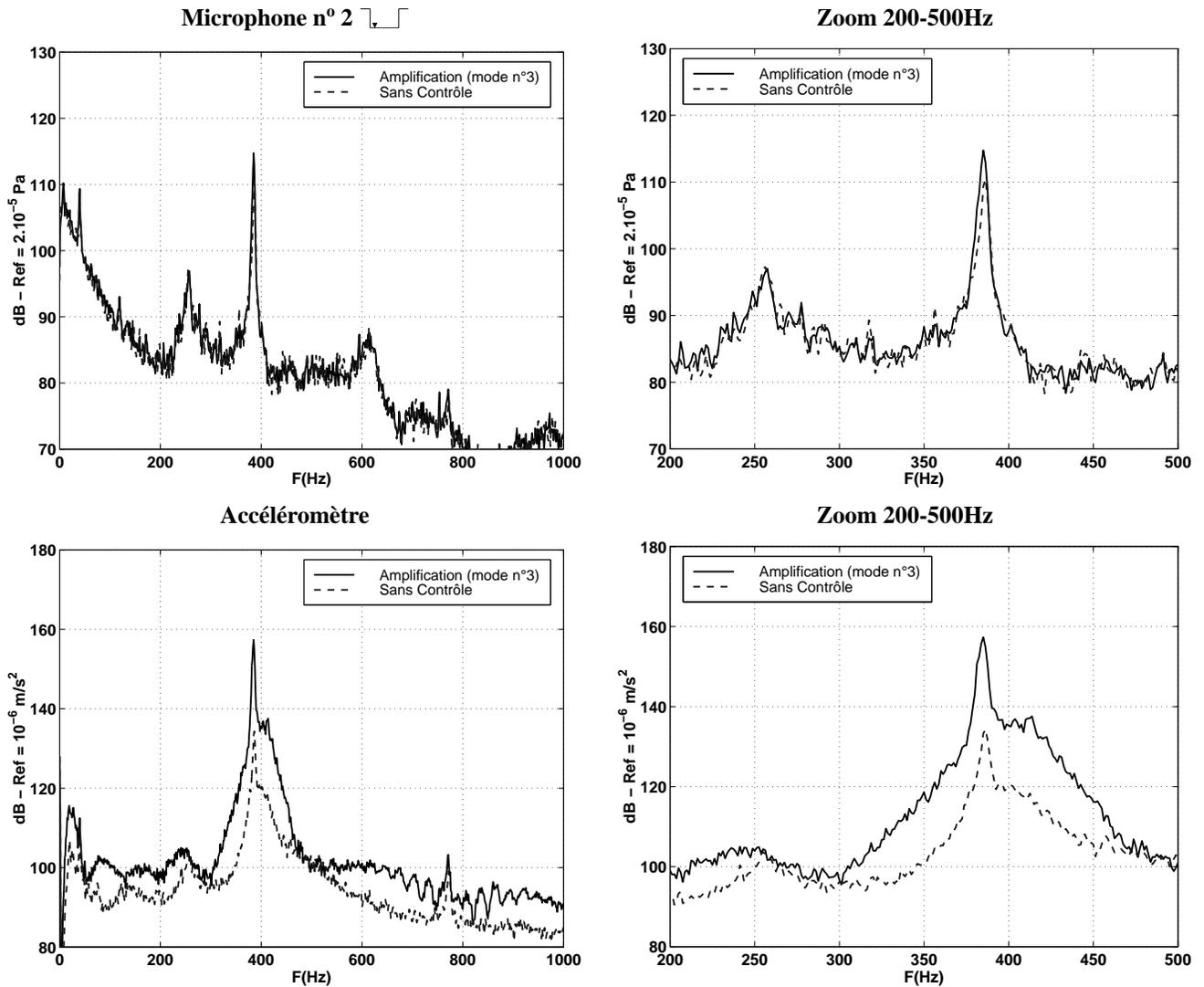


FIG. 4.27: Amplification du couplage fluide-résonant; Mode n° 2,  $U_{\infty} = 30,1 \text{ m/s}$ ,  $L=150 \text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques



**FIG. 4.28:** Amplification du couplage fluide-résonant; Mode n° 3,  $U_\infty = 30,1 \text{ m/s}$ ,  $L=150 \text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

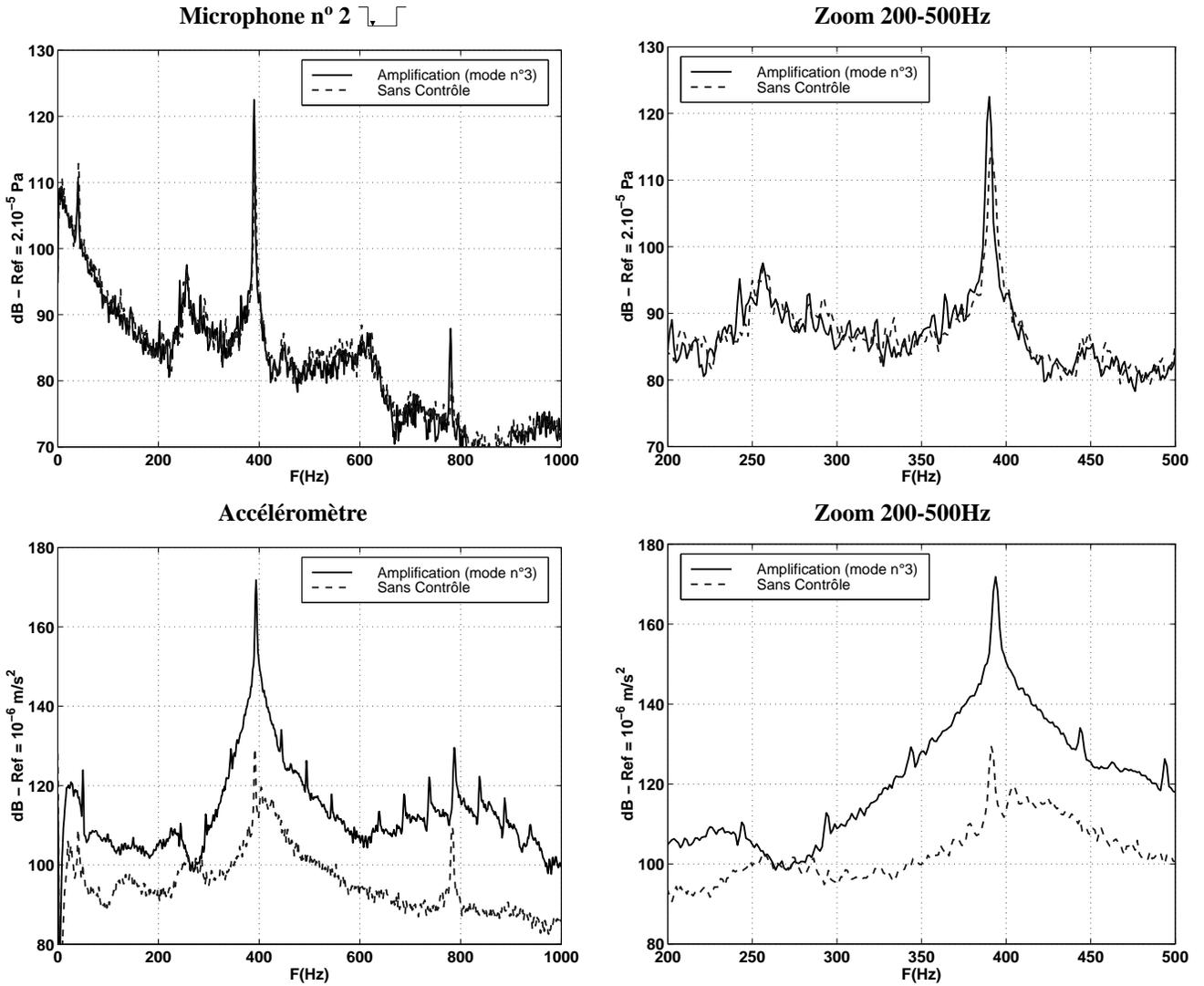
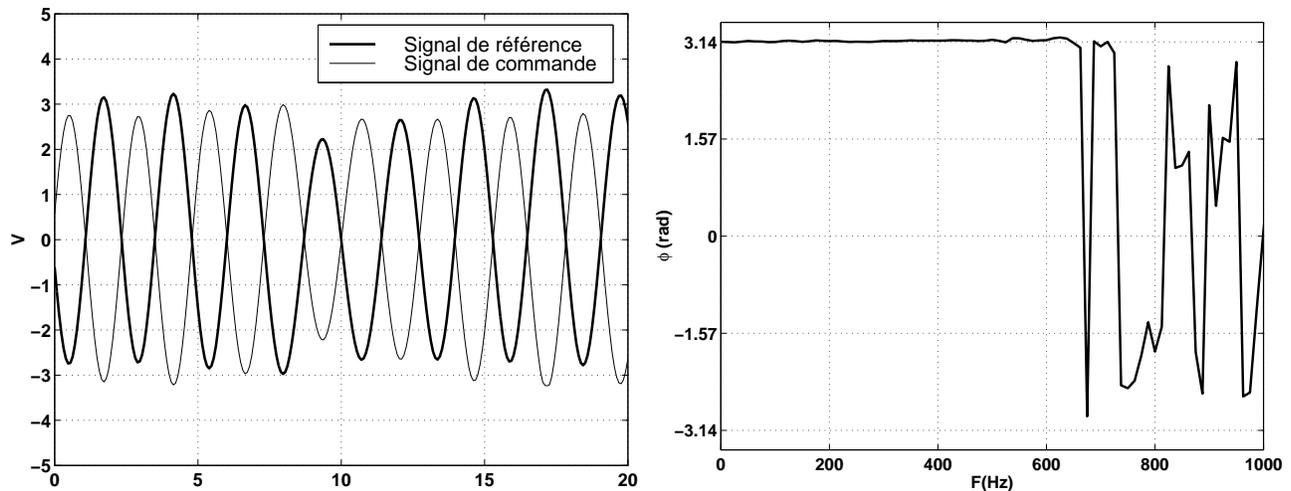


FIG. 4.29: Amplification du couplage fluide-résonant; Mode n° 3,  $U_\infty = 31\text{m/s}$ ,  $L=150\text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

### 4.3.4 Atténuation du couplage fluide-résonant

La méthode de suivi de fréquence permet de générer un couplage fluide-élastique en présence ou non de couplages fluide-résonants. Ceux-ci étant responsables des forts niveaux sonores générés par les écoulements de cavité, nous avons également cherché à contrer leur apparition. Nous nous basons pour cela sur le fait que ces couplages concentrent les oscillations de la couche de mélange autour de leur fréquence de résonance une fois qu'ils ont été excités. Une contrainte de déphasage appropriée entre le signal de référence issu du circuit de filtrage et le signal de commande de l'actionneur doit alors permettre de désaccorder les oscillations hydrodynamiques et le mode résonant. Cette idée peut s'étendre aux modes hydrodynamiques sans présence de couplage résonant, mais il n'a pas été possible d'isoler un signal qui permette de le vérifier.

Les réglages du déphasage et de l'amplification permettant la réduction de l'intensité du couplage sont obtenus selon la même méthode que précédemment. Une difficulté supplémentaire réside cependant dans l'évaluation de l'atténuation qui est en général plus difficile à stabiliser que l'amplification. Par comparaison avec le cas où les oscillations sont amplifiées, nous présentons en figure 4.30 le réglage du déphasage permettant l'atténuation du mode n° 3 à  $U_\infty = 30,1$  m/s. Il est ici d'une demi-période alors que l'amplification est obtenue par un déphasage de  $\pi/4$  entre la référence et la commande. Le passage d'un mode de contrôle à l'autre ne réside donc pas en une simple opposition de phase. Cet aspect n'a pu être développé ici dans la mesure où l'estimation de la phase cumulée entre le microphone et l'accéléromètre n'a pas été réalisée.



**FIG. 4.30:** Déphasage appliqué entre le signal de référence et la commande de l'actionneur lors de l'atténuation du mode n° 3 ;  $U_\infty = 30,1$  m/s.

#### 4.3.4.1 Atténuation du second mode

Comme il a été dit auparavant, le couplage fluide-résonant associé au second mode se ressent à un régime d'écoulement d'environ 30 m/s. Celui-ci, bien que de faible intensité, permet un suivi de fréquence satisfaisant tant qu'il reste établi. Lorsque le déphasage conduit à une dégradation de ce

couplage, le signal de référence devient difficilement exploitable et ne permet pas un contrôle stable. Il apparaît alors un spectre de pression tel que celui de la figure 4.31 où la fréquence du second mode est atténuée alors que des émergences supplémentaires apparaissent à son voisinage.

Ici encore, ces pics indésirables correspondent aux modes résonants de la veine d'essais à 240 Hz et 270 Hz. Sans contrôle, le mode fluide-résonant est centré sur 254 Hz et est accompagné du faible couplage avec la résonance à 240 Hz. Lors de l'atténuation du couplage prépondérant, la fréquence des oscillations hydrodynamiques se déplace et vient alternativement exciter ces deux résonances. Leur présence sur le spectre de vibration montre qu'elles sont effectivement suivies par le circuit de commande mais que la contrainte de déphasage ne peut leur être adaptée, probablement en raison de leur instabilité. L'atténuation n'est alors possible que sur le couplage initial, plus déterministe, dont le niveau sonore est réduit de 3 dB à 5 dB.

Le niveau de vibration nécessaire à ce contrôle partiel est de l'ordre de 140 dB, ce qui conduit à l'apparition de multiples harmoniques. Les tentatives d'atténuation à l'aide de niveaux de vibration inférieurs, sans présence d'harmonique, n'ont permis d'obtenir qu'un léger déplacement de la fréquence de couplage, avec une atténuation minimale.

#### 4.3.4.2 Atténuation du troisième mode

A ce même régime, l'atténuation du fort couplage entre le troisième mode et la résonance de la veine est possible et grandement facilitée par la stabilité du signal de référence (Fig. 4.32). L'atténuation du mode n° 3 se traduit par une réduction significative du niveau sonore, sans modification apparente de l'ensemble du spectre de pression. Dans ce cas, la perturbation des oscillations de la couche de mélange provoque un glissement de fréquence qui peut être suivi par le circuit de filtrage. Le pic provoqué par le couplage fluide-résonant apparaît donc considérablement élargi sur le spectre de fluctuations de pression. Dans cette bande de fréquence, le niveau sonore moyen est réduit à moins de 99 dB, soit une diminution 7 dB par rapport au pic initial. De plus, ce niveau est inférieur de 3 dB à celui relevé en l'absence de couplage fluide-résonant, à 29,8 m/s.

Le niveau de vibration permettant d'obtenir ce contrôle est proche du maximum admissible par l'actionneur sur la totalité de la bande de fréquence contrôlée. On remarque de plus la présence de la première harmonique qui tend à se détacher du niveau d'ensemble autour de 800 Hz, indiquant que le signal de commande du vibreur est en limite de distorsion.

Lorsque ce couplage atteint un maximum d'intensité, pour  $U_\infty = 31$  m/s (Fig. 4.33), l'atténuation nécessite toute la puissance disponible de la chaîne de contrôle. L'efficacité en termes de réduction du niveau sonore est tout à fait satisfaisante puisqu'il est possible d'obtenir une atténuation de l'ordre de 20 dB autour de l'émergence principale. On constate de plus que l'harmonique du couplage résonant initialement présente autour de 800 Hz a également été supprimée. L'ensemble du spectre de fluctuations de pression ne subit pas de modification notable.

Le niveau global de vibration est comparable à celui du cas précédent, malgré l'apparition plus nette de l'harmonique de la fréquence de contrôle. A l'image de ce qui a été observé lors de l'atténuation du mode n° 2, il y a ici un glissement du couplage vers des fréquences secondaires pour lesquelles le signal de référence est relativement instable. On constate alors que le niveau de vibration nécessaire à l'atténuation est maximal au voisinage de la fréquence initiale de couplage où l'accord de phase est plus

## 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

---

difficile à respecter. Ceci se traduit donc par une réduction plus marquée du niveau sonore au centre de la bande de fréquence dans laquelle le couplage peut évoluer.

### 4.3.4.3 Conclusion

Après avoir montré la possibilité de l'établissement d'un couplage fluide-élastique à l'aide d'un simple suivi de fréquence, nous avons postulé qu'une méthode similaire pouvait conduire à une réduction des oscillations hydrodynamiques. Les quelques cas expérimentaux présentés ici montrent que cette solution permet d'obtenir une atténuation significative du niveau de bruit rayonné. Les mesures acoustiques en champ externe présentées en figure 4.34 montrent de plus que cette atténuation n'est pas obtenue par la superposition locale d'un contre-bruit. Il apparaît également que les configurations où l'amplitude de vibration conduit à l'apparition de multiples harmoniques ne provoquent pas d'émission sonore supplémentaire. Nous pouvons donc conclure que le contrôle ainsi réalisé agit effectivement sur les oscillations hydrodynamiques.

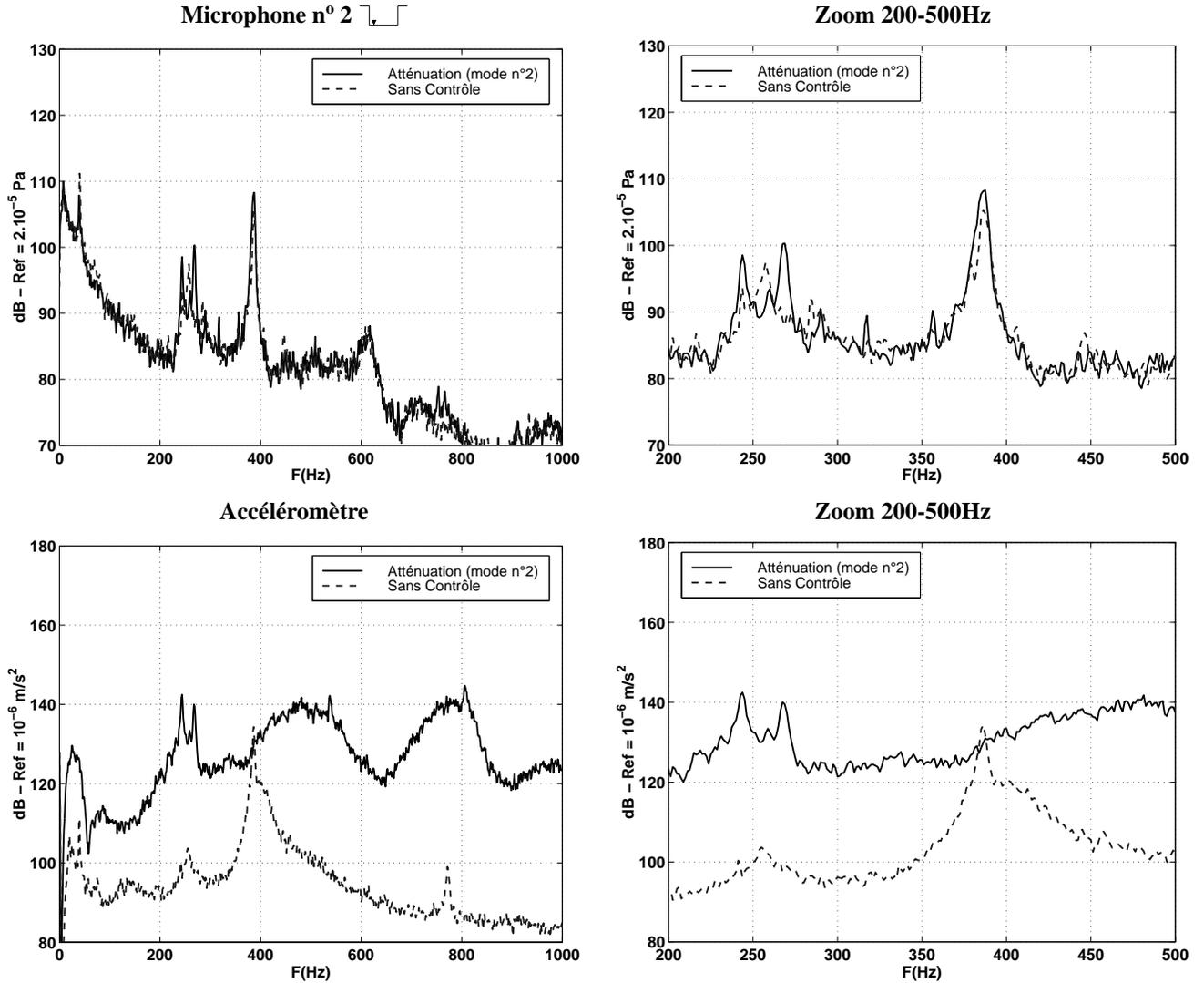


FIG. 4.31: Atténuation du couplage fluide-résonant; Mode n° 2,  $U_\infty = 30,1$  m/s,  $L=150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

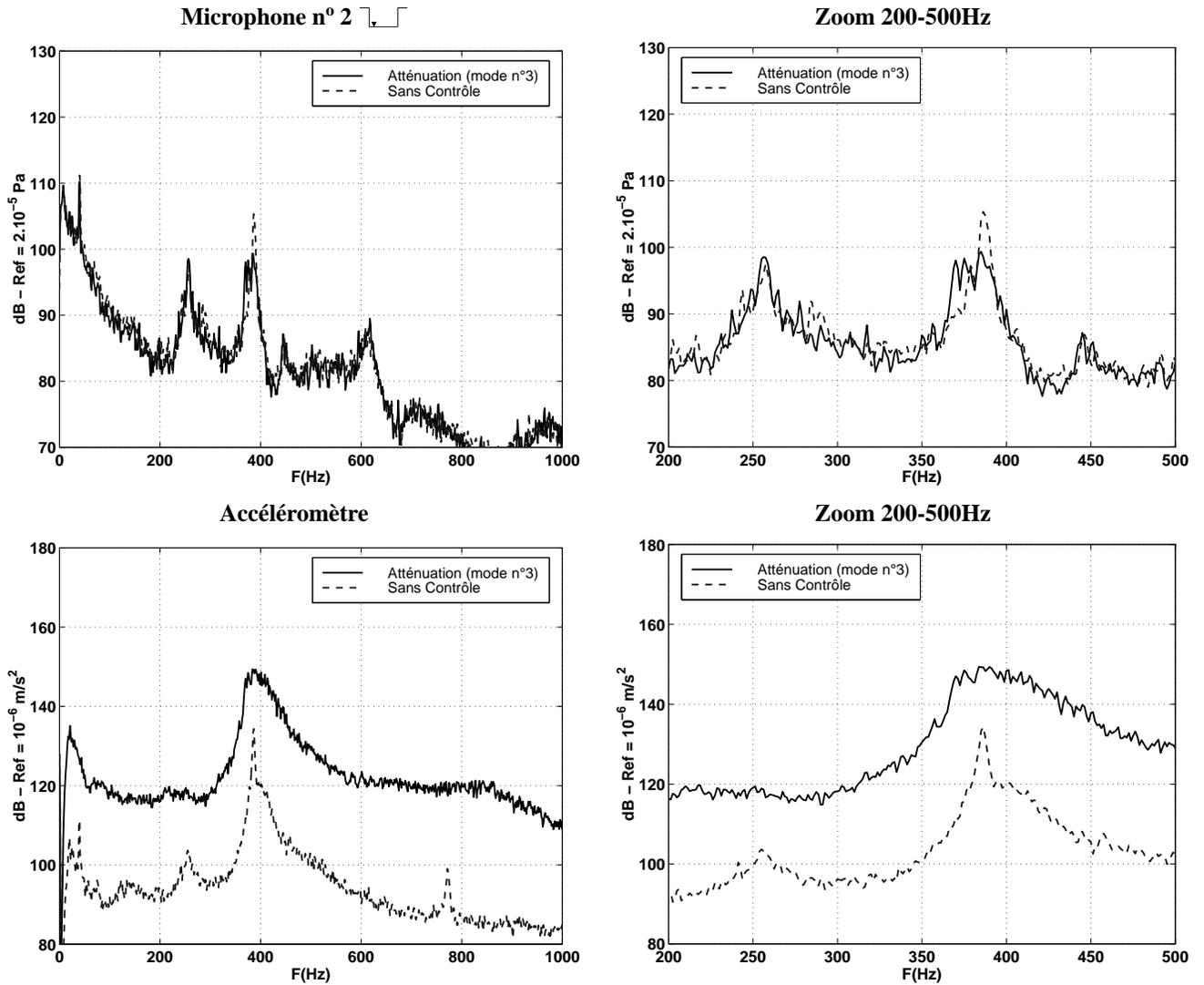
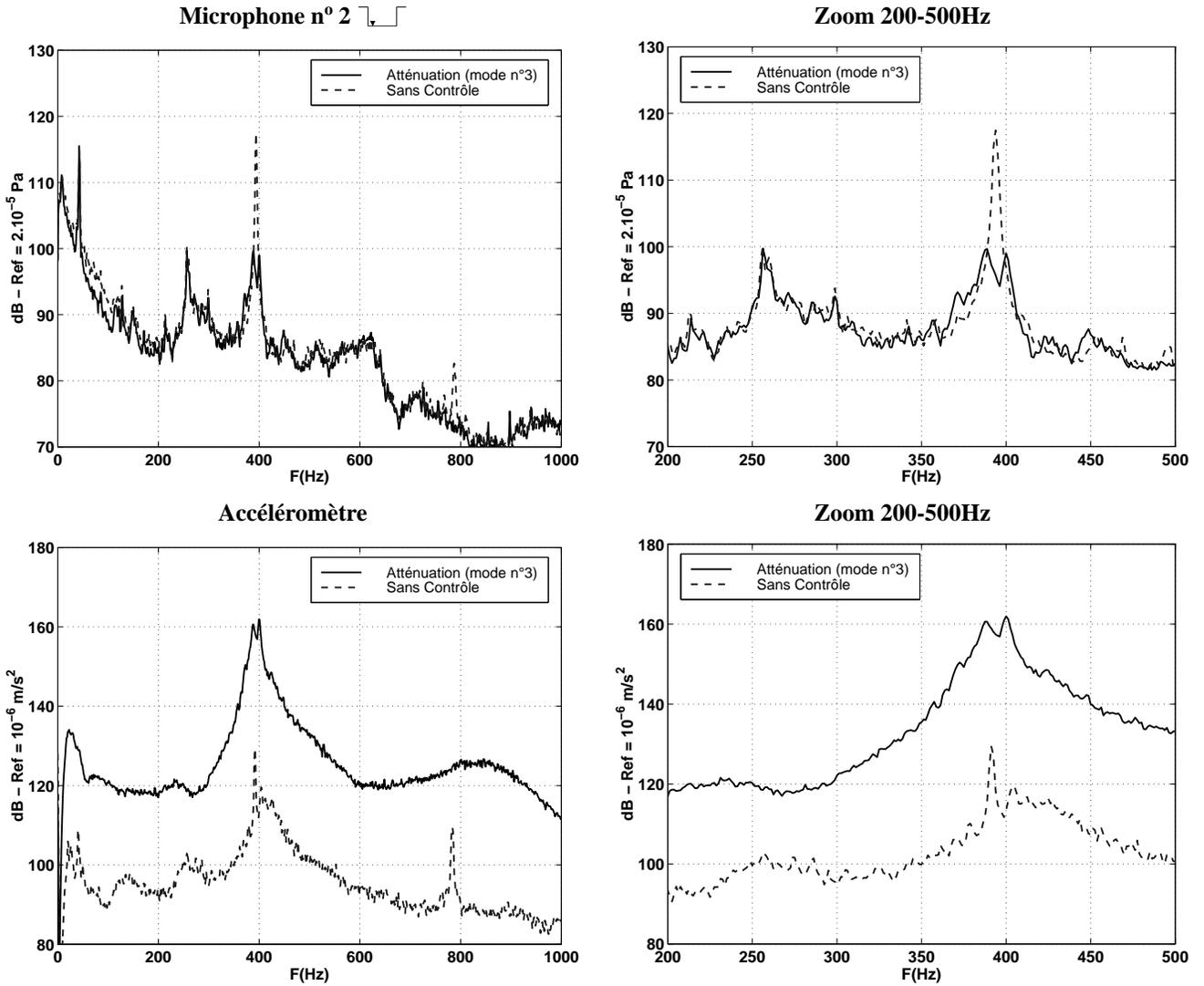
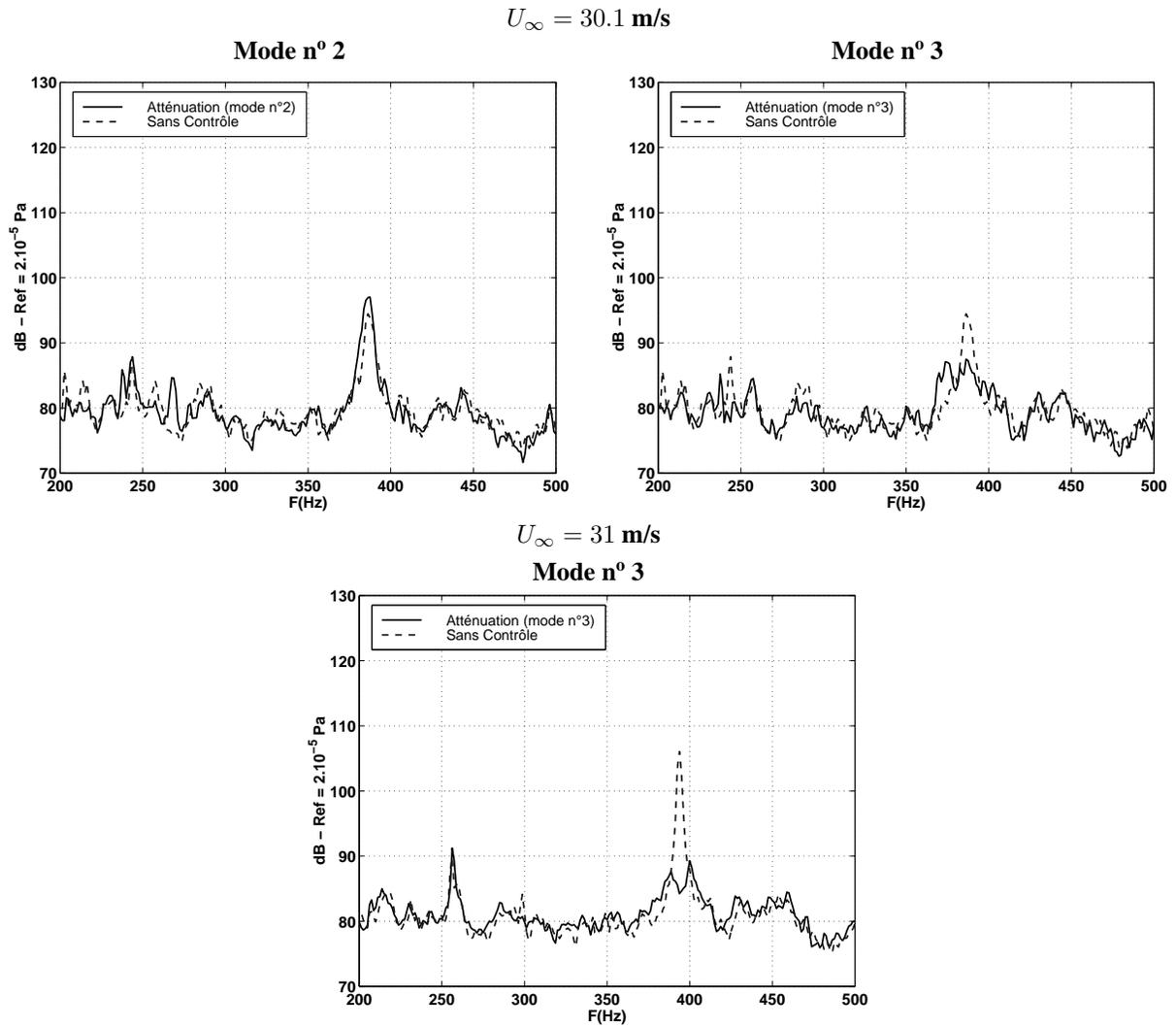


FIG. 4.32: Atténuation du couplage fluide-résonant; Mode n° 3,  $U_\infty = 30,1 \text{ m/s}$ ,  $L=150 \text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5,2$ , Microphone n° 2.



**FIG. 4.33:** Atténuation du couplage fluide-résonant ; Mode n° 3,  $U_\infty = 31$  m/s,  $L=150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ , Microphone n° 2 et accéléromètre.

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques



**FIG. 4.34:** Atténuation du couplage fluide-résonant; Modes  $n^{os} 2$  et  $3$ ,  $L=150 \text{ mm}$ ,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ , Microphone extérieur.

## 4.4 Conclusion

Le principe méthodologique développé ici montre que le contrôle des oscillations auto-entretenues de la couche de mélange peut être obtenu par l'intermédiaire d'une excitation localisée au bord aval de la cavité. Les essais d'amplification comme d'atténuation des modes hydrodynamiques et fluide-résonants ont montré que l'action s'effectue sur les oscillations de la couche de mélange et n'utilise pas la capacité du montage à générer un bruit additionnel ou un contre-bruit.

La méthode de suivi de fréquence adoptée était destinée à isoler de manière sélective les fréquences choisies afin de cibler le contrôle sur un mode unique. Le fait que le capteur de détection utilisé soit un microphone rend le circuit de filtrage tributaire de l'excitation de résonances acoustiques ou de la présence de couplages fluide-résonants. Nous n'avons donc pu focaliser le signal de commande sur les oscillations hydrodynamiques naturelles afin d'envisager leur seul contrôle. Dans le cadre d'une amplification, ceci se traduit par une dérive instantanée vers les modes fluide-résonants, bien qu'ils puissent ne pas être établis initialement. Cet aspect a de plus largement limité la gamme des régimes où l'atténuation a pu être obtenue. En ce sens, il est certain que l'utilisation d'un capteur essentiellement sensible aux fluctuations hydrodynamiques puisse permettre un suivi plus adéquat, comme le montrent les spectres de vibration de l'actionneur laissé libre. On peut donc penser qu'une modification du dispositif de contrôle en vue de l'insertion de tels capteurs en un point fixe du bord aval élargisse le champ d'application de cette méthode. Il faut cependant tenir compte du caractère fortement turbulent de l'écoulement qui rend difficile l'obtention d'un signal de détection de qualité.

Les résultats expérimentaux ont en outre mis en parallèle l'amplification des modes hydrodynamiques par les modes de couplage résonants d'une part et leur persistance sous une forme naturelle d'autre part. Le contrôle appliqué à la composante fluide-résonante de ces modes a montré que l'atténuation pouvait réduire le bruit rayonné en deçà de son niveau en l'absence de couplage. Il y a donc lieu de penser qu'une action mieux focalisée sur les oscillations naturelles puisse donner des résultats probants. Pour ce faire, il est indispensable de se munir de méthodes de suivi fréquentiel capables d'isoler la contribution des modes hydrodynamiques de manière très sélective. Il faut également s'attendre à observer et à devoir suivre le glissement en fréquence des émergences. Une étude préliminaire effectuée en écoulement laminaire permettrait d'aider à développer une chaîne de filtrage appropriée. Ceci offrirait également la possibilité d'expérimenter ce type de méthode sur une rétroaction associée à la convection de structures tourbillonnaires discrètes. D'une manière générale, il est raisonnable de penser que l'obtention d'un contrôle efficace des oscillations hydrodynamiques permettra de moduler le niveau des couplages fluide-résonants.

#### 4. Contrôle actif des instabilités hydrodynamiques

---

# Chapitre 5

## Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité et effet du contrôle

Le travail présenté dans ce chapitre a pour objectif de fournir un complément aux résultats obtenus avec et sans contrôle des oscillations de la couche de mélange. Ces mesures supplémentaires ont été effectuées à l'aide d'un système de vélocimétrie par images de particules synchronisé avec le signal issu des mesures de fluctuations de pression.

Après une brève description du dispositif de mesure et des conditions expérimentales, nous présentons les caractéristiques générales de l'écoulement moyen. Nous détaillons ensuite une méthode d'extrapolation permettant de déterminer le cycle d'oscillations de la couche de mélange à partir des mesures de vitesse synchronisées. Les résultats fournis par ce traitement permettent alors d'identifier la dynamique de la couche de mélange pour les modes  $n^{\text{os}}$  2 et 3, avec et sans couplage fluide-résonant. De plus, ces données expérimentales ont pu être comparées avec succès aux prédictions théoriques du modèle de Howe développé dans le second Chapitre, lequel constitue alors un outil permettant le paramétrage des oscillations en amplitude et en phase.

La dernière partie de ce chapitre concerne l'application de cette méthode de mesure hybride à la caractérisation du contrôle actif. Les effets du contrôle sur les oscillations ont pu être identifiés et quantifiés à l'aide du paramétrage basé sur le modèle théorique. Ces derniers résultats illustrent ainsi l'intérêt et les limites d'une action localisée au bord aval telle qu'elle a été effectuée ici.

### 5.1 Méthode de mesure

#### 5.1.1 Présentation du dispositif de mesure

Le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques dispose d'un système de PIV (Particle Image Velocimetry) commercial, de marque Lavision. Ce dispositif de mesure est constitué d'une camera CCD (Kodak ES 1.0, 8 bits, 1008×984 pixels, double exposition, 16×2 images/s max), de deux lasers Mini Yag (Quantel, 2×30 mJ, 20 Hz max.) et d'une station équipée du système d'asservissement PTU (Pro-

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité. . .

---

grammable Time Unit) développé par Lavision. L'ensemencement de l'écoulement est réalisé à l'aide d'un générateur de fumigène de type spectacle (StarWay Puffer Five) à vaporisation de gouttelettes de glycérine. Les particules obtenues après vaporisation sont grossièrement sphériques et ont un diamètre approximatif compris entre  $1 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ .

La figure 5.1 représente schématiquement l'implantation des différents éléments au sein de la partie amont de la soufflerie Nieuport. Les deux lasers sont positionnés au droit de la cavité afin d'illuminer un plan d'observation centré sur l'envergure de la cavité et basé sur ses longueur et profondeur. La caméra est orientée normalement à ce plan et centrée sur le milieu de l'interface de la cavité, ou sur les bords amont ou aval, selon la zone explorée. En conséquence, le plan focal contient soit l'ensemble de la section de cavité ainsi que son proche voisinage, soit uniquement une zone centrée sur les bords amont ou aval, avec un grossissement plus important. A l'échelle de la cavité et compte tenu de la résolution des images fournies par la camera, l'ensemencement apparaît donc sous forme d'une trame d'intensité et non comme une distribution de particules discernables, comme le montre la figure 5.2. Ce type de prise de vue où les particules ne sont pas identifiables individuellement, car leur diamètre apparent est bien inférieur à un pixel de l'image enregistrée, est aussi connu sous l'appellation Laser Speckle Velocimetry. Adrian [2] puis Collicott [19] ont montré que la transition d'un ensemencement peu dense à un ensemencement très dense ne remet pas en cause le principe d'estimation du mouvement par autocorrélation ou par intercorrélacion puisque ces méthodes ne requièrent pas l'identification des particules. La LSV est cependant considérée moins performante que la PIV au sens strict car les images y sont moins contrastées et réduisent le rapport signal sur bruit des corrélations. La faible inertie de ces particules offre par contre l'avantage de pouvoir étudier les écoulements instationnaires à fréquence élevée où de fortes accélérations peuvent se produire. De plus, ce type d'ensemencement continu permet de réduire les pertes d'information dues à la sortie des particules hors du plan lumineux ou de la cellule d'interrogation. Pour la plupart de nos configurations, la résolution des images obtenues est de 4,4 pixels/mm, il peut donc y avoir de l'ordre de 70 particules par pixel, selon la densité de l'ensemencement et l'épaisseur de la nappe laser.

La précision des mesures est tout d'abord liée à l'incertitude concernant chacun des deux instants d'illumination. Sachant que nous utilisons en général un retard de  $50 \mu\text{s}$  entre les deux prises de vue et que l'incertitude du système est de 12 ns, l'incertitude relative est de l'ordre de 0,05%. L'algorithme d'intercorrélacion et de détection de pics est donné pour offrir une précision de l'ordre de 0,1 pixel, mais les incertitudes liés au peaklocking indiquent que 0,5 pixel est une précision plus vraisemblable. Ainsi, sur une cellule d'interrogation de  $32 \times 32$  pixels ou le déplacement mesurable est de 8 pixels maximum (25% de la taille de cellule), la précision relative optimale est de 6,3%.

Outre les réglages d'acquisition inhérents à cette méthode de mesure (étendue et intensité lumineuse de la nappe laser, intervalle de temps entre deux clichés, dimensions du plan focal, ouverture de l'objectif) et les paramètres des traitements et post-traitements numériques (effectués ici par le logiciel Davis 5.4.4), l'ensemencement de l'écoulement est le principal élément conditionnant la qualité de la mesure. Dans le cas d'une soufflerie de grand volume et sans recirculation comme celle utilisée, il n'est pas possible d'envisager un ensemencement global et permanent de l'écoulement. De plus, les champs de vitesse à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité sont totalement différents, de sorte que l'ensemble du domaine de mesure ne peut êtreensemencé uniformément. La solution choisie consiste alors à générer un flux continu de fumigène dans la chambre de tranquillisation de la veine pendant la durée de l'acquisition. L'entraînement du fumigène par l'aspiration de la soufflerie permet de minimiser le

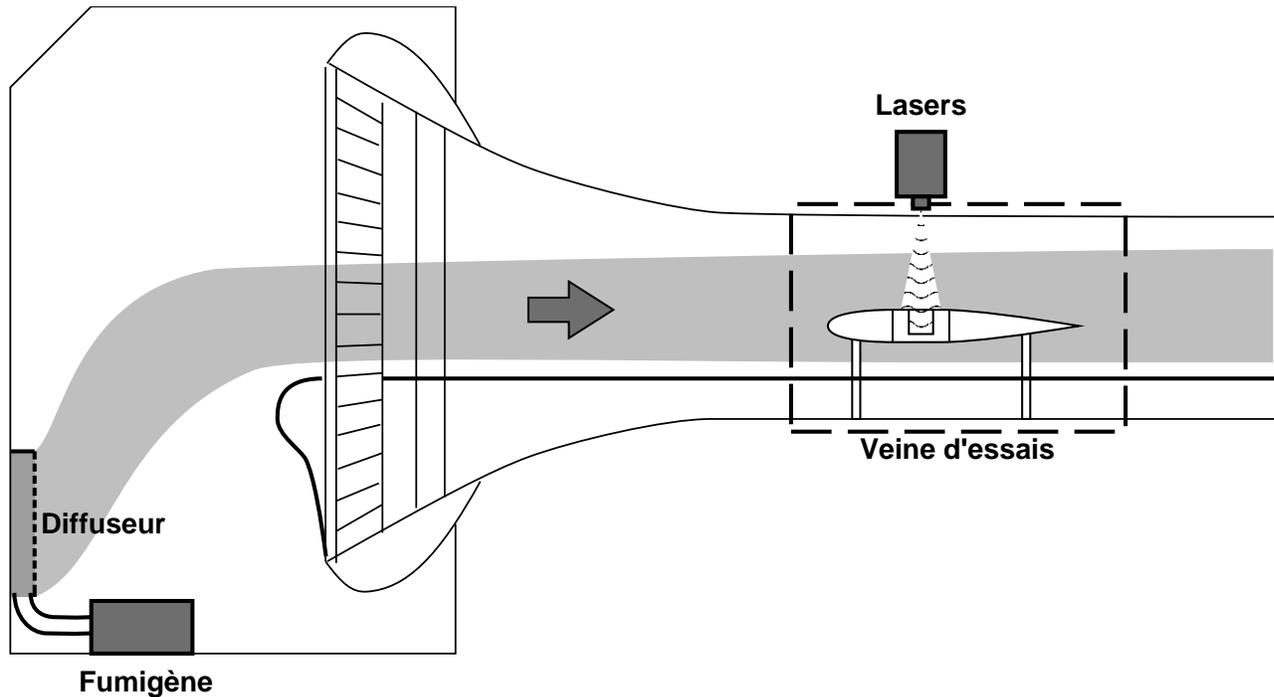
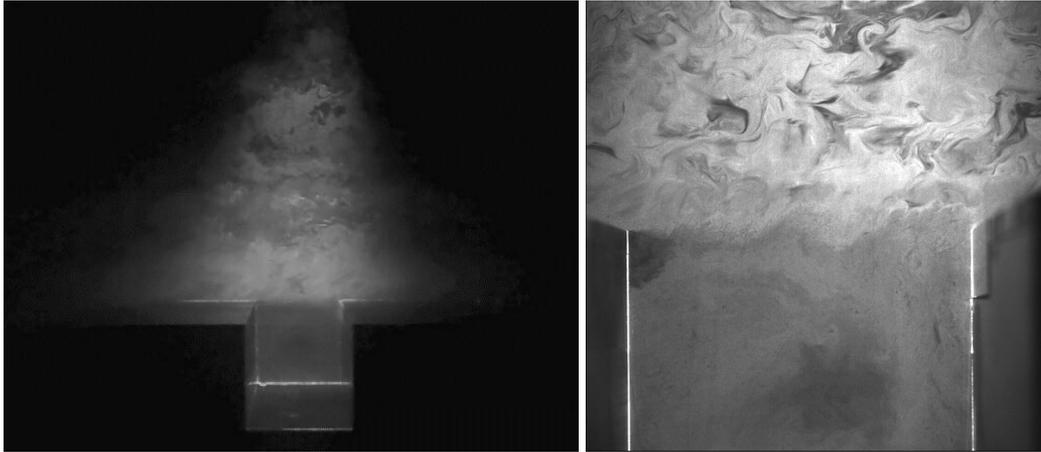


FIG. 5.1: Dispositif de vélocimétrie par images de particules.

débit du générateur, de manière à perturber le moins possible l'écoulement amont. Le diffuseur utilisé est un conduit vertical de section rectangulaire perforé sur toute sa longueur et obturé à son extrémité supérieure. Celui-ci est installé contre la paroi de filtres de la chambre de tranquillisation et diffuse le fumigène à travers une surface réglable d'environ  $1 \text{ m} \times 10 \text{ cm}$ . Le panache de fumée obtenu dans la veine d'essais est alors suffisamment évasé pour ensemençer la partie supérieure de l'écoulement dans une région contenant la nappe laser. À l'intérieur de la cavité, le mouvement transversal orienté des flancs vers le milieu de l'envergure (cf. §3.3.3) transporte le fumigène vers la nappe laser et permet un ensemençement satisfaisant du domaine d'étude. Comme on peut le voir en figure 5.2, les clichés fournis par la caméra CCD reflètent cette différence d'ensemençement, la concentration de fumigène étant moindre à l'intérieur de la cavité. Ceci se traduit par une variation d'intensité notable entre les deux parties de l'écoulement et seul un réglage précis du débit de fumigène, de la position du diffuseur et de l'ouverture du diaphragme de l'objectif permet d'exploiter la gamme de 256 niveaux de gris sans risque de sur- ou sous-exposition.

### 5.1.2 Synchronisation du système de vélocimétrie par images de particules

Bien que les développements récents en matière de PIV permettent à certains systèmes d'atteindre une fréquence d'acquisition de l'ordre du kilohertz, voire du megahertz, la majorité des dispositifs n'offre une résolution temporelle que de quelques Hertz ou dizaines de Hertz. Le coût de traitement du grand nombre de données associé à ces méthodes limite de plus, pour le moment, la possibilité



**FIG. 5.2:** Aperçu de la maquette illuminée par la nappe laser et exemple de cliché instantané obtenu par la camera CCD.

d'analyse fréquentielle aux phénomènes lents et peu turbulents.

Dans notre cas, cette limitation a pu être contournée grâce à la possibilité de synchronisation du système de PIV au circuit de suivi de fréquence élaboré en vue du contrôle actif. Il a suffi pour cela d'intégrer un diviseur de fréquence en parallèle à l'étage générant le signal carré, comme indiqué sur le schéma 5.3. En imposant un retard d'acquisition incrémenté à chaque nouvelle série de clichés, nous avons divisé la période du phénomène suivi en dix instants équirépartis. Chaque cycle de mesure se compose alors de dix séries d'acquisitions comportant chacune 200 champs de vitesse instantanés.

Les modes n<sup>os</sup> 2 et 3 ont pu être suivis aux différents régimes de vitesses étudiés dans le cadre du contrôle actif. Les calculs des champs de vitesse moyennés ont ensuite permis de reconstituer les cycles des différents cas abordés, avec et sans contrôle des oscillations.

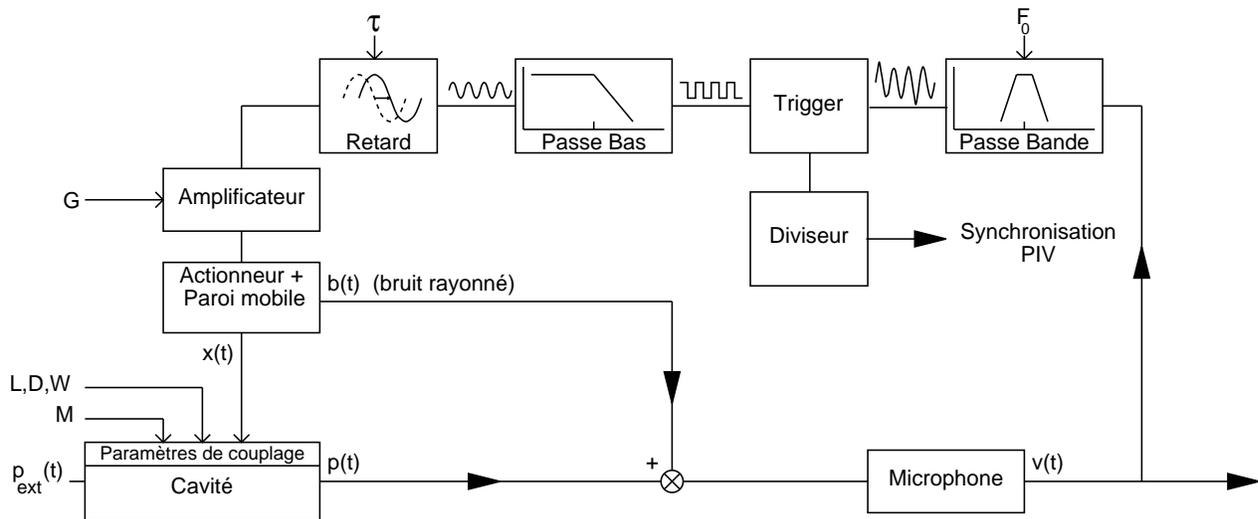


FIG. 5.3: Insertion de l'étage de synchronisation du système de PIV en parallèle au circuit de suivi de fréquence.

## 5.2 Caractéristiques de l'écoulement moyen

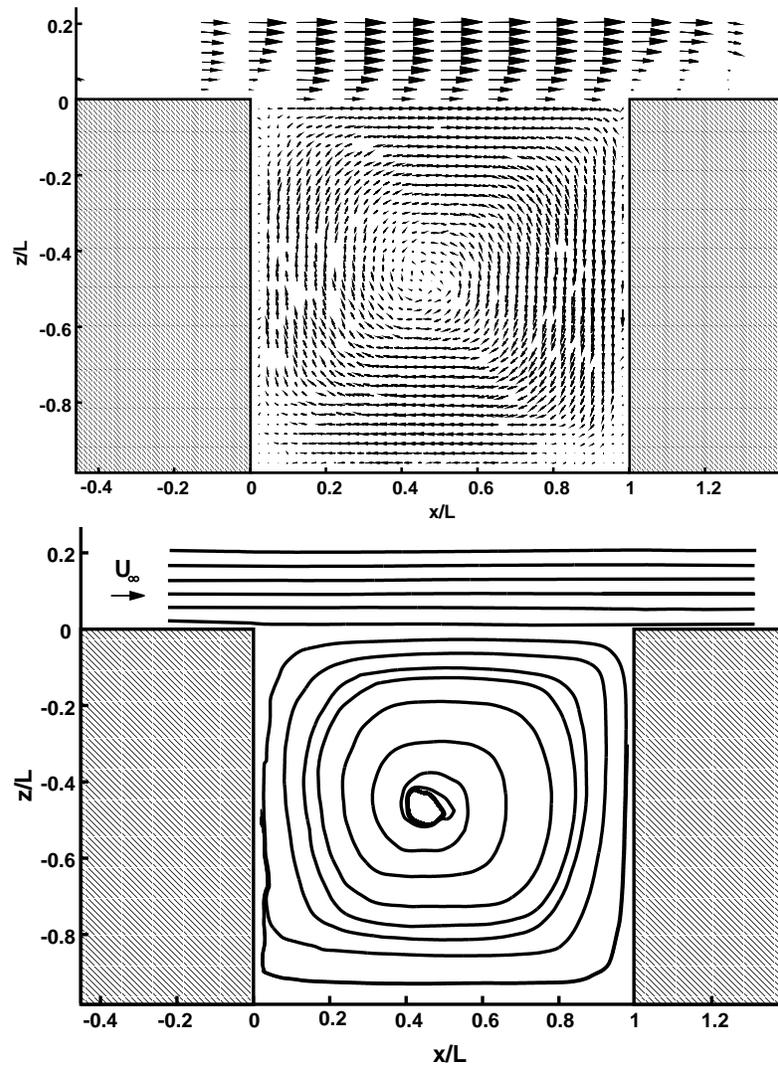
### 5.2.1 Structure caractéristique

Les mesures présentées ici ont été effectuées pour une configuration de cavité de dimensions  $L = 100$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L=7,8$ , dont la section permet d'obtenir un plan focal contenant à la fois la cavité et son proche voisinage. Le champ des vitesses moyennes mesurées par le système de PIV reflète les résultats obtenus à l'aide de la méthode des enduits de paroi. Les lignes de courant de la figure 5.4 sont issues d'une moyenne de ces champs de vitesses. Celles-ci montrent nettement que l'écoulement est dans une configuration de cavité ouverte, unicellulaire. L'ensemble des mesures montre de plus qu'il n'apparaît pas de zones de recirculation secondaires aux pieds amont et aval de la cavité. L'unique ligne de courant représentée à l'intérieur de la cavité montre le mouvement centrifuge du fluide qui est éjecté de la cavité sur une zone d'étendue restreinte en milieu d'envergure. Ceci confirme les interprétations amenées par la méthode des enduits de paroi au chapitre 3.

### 5.2.2 Couche de mélange

La figure 5.5 représente le profil de vitesses longitudinales de la couche de mélange à différentes abscisses, pour trois régimes d'écoulement différents. Pour chacun de ces trois cas, l'épaisseur de la couche limite incidente est de l'ordre de 12 à 15 mm, valeurs légèrement supérieures à celles données par les mesures par sonde à fils chauds.

Les profils de vitesse longitudinale mesurés aux abscisses  $x/L = 0,2$  à  $x/L = 0,6$  montrent que la zone de mélange est comprise entre  $z = -20$  mm et  $z = 10$  mm en général. On peut observer qu'il existe une survitesse de l'ordre de 5% à 10% de la vitesse incidente dans la partie externe de la couche de mélange. Celle-ci n'est généralement pas ressentie sur la couche limite amont mais tend à apparaître



**FIG. 5.4:** Exemple de champ de vitesses moyennes mesurées par PIV et lignes de courant associées ;  $U_\infty = 36 \text{ m/s}$   $L=100$ ,  $L/D=1$ ,  $W/L=7,8$ .

au niveau du bord aval. Il apparaît également que la vitesse d'entraînement interne, nulle au niveau des parois verticales, atteint jusqu'à 30% de la vitesse amont en  $x/L = 0,4$  ( $\times$ ) et  $x/L = 0,6$  ( $\triangle$ ). On peut considérer que la légère survitesse entre la couche limite aval et la couche limite incidente est en partie due au fluide convecté depuis les flancs de la cavité et évacué par le mouvement centrifuge observé en milieu d'envergure. Malgré cela, le fait que la survitesse générale de la couche de mélange s'atténue au voisinage du bord aval montre que celle-ci n'est que la conséquence locale de l'entraînement du fluide confiné par l'écoulement rasant. Au coeur de la zone de recirculation, l'évolution linéaire de la vitesse entre  $z = -50$  mm et  $z = -25$  mm indique que l'écoulement confiné est animé d'un mouvement de rotation solide. L'étendue de la zone de transition entre la couche de mélange et le coeur est alors de l'ordre de 5 mm à 10 mm et reste difficile à explorer.

Sur l'ensemble des mesures, la couche de mélange pénètre de 2 mm à 5 mm à l'intérieur de la cavité au niveau du bord aval, pour une épaisseur d'environ 35 mm. La modélisation de nappe tourbillonnaire que nous avons utilisée est donc une approximation qui ne se justifie que sur une zone réduite, de l'ordre d'une demi-longueur de cavité. Ces profils montrent également que l'actionneur de contrôle est surdimensionné malgré l'épaississement et la légère déflexion de la couche de mélange.

5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

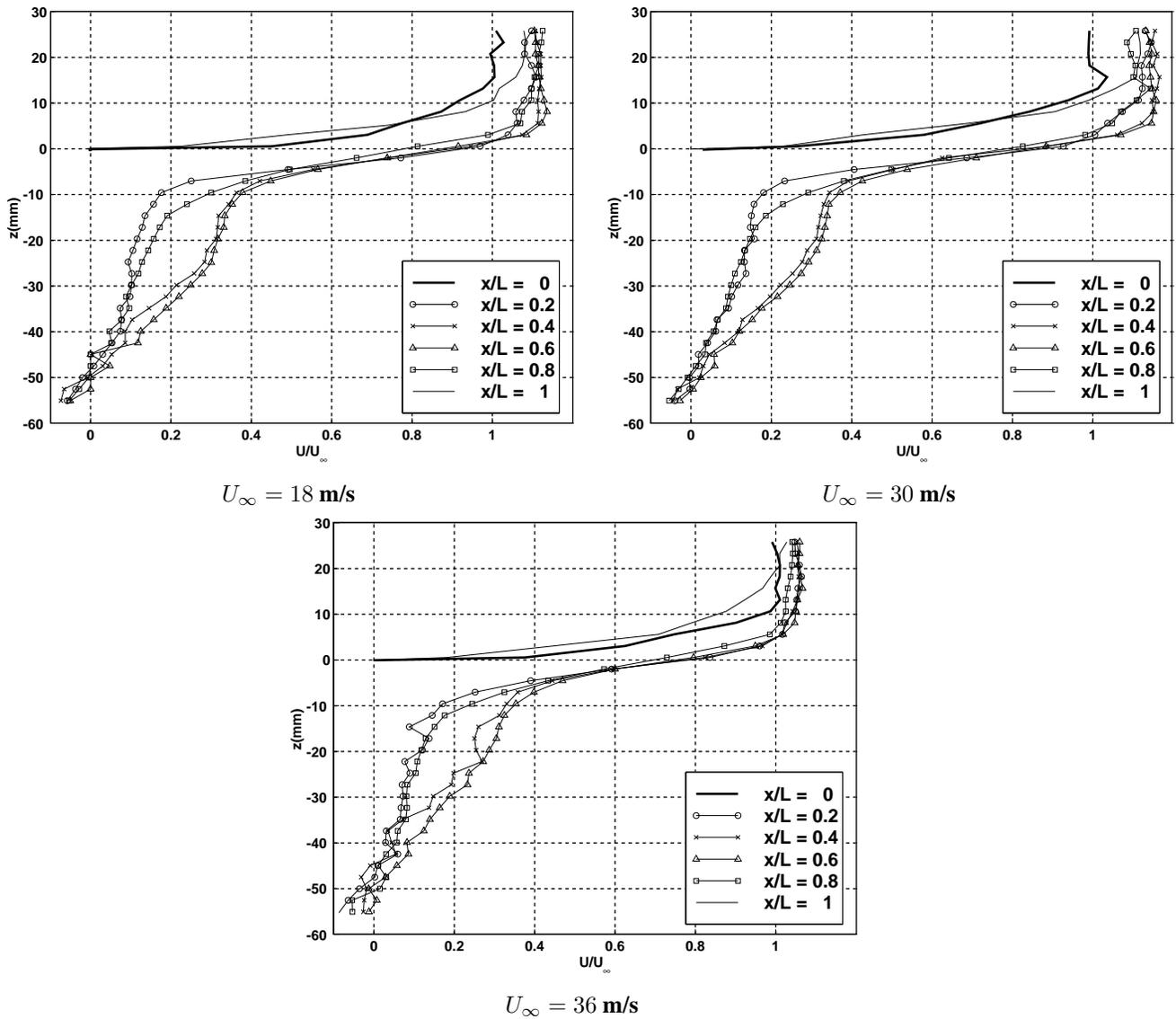


FIG. 5.5: Evolution de la couche de mélange selon la longueur de cavité pour trois régimes d'écoulement différents;  $L = 100$  mm;  $L/D = 1$ ;  $W/L = 7, 8$ .

## 5.3 Oscillations de la couche de mélange libre

On présente ici une méthode de post-traitement destinée à identifier le déplacement de la couche de mélange sur un cycle complet d'oscillations. Ces résultats sont ensuite confrontés aux prédictions issues du modèle de stabilité, moyennant l'ajustement de paramètres d'amplitude et de phase. L'accord satisfaisant entre les résultats expérimentaux et théoriques permet alors de définir un critère simple qui quantifie l'amplitude des oscillations à l'aide des prédictions du modèle de stabilité.

### 5.3.1 Mesure du déplacement de l'interface

Dans le but de caractériser le comportement de l'interface, nous avons extrapolé les vitesses mesurées par le système de PIV synchronisé afin de déterminer la forme de la ligne de séparation entre l'écoulement rasant et la cavité. Ce résultat fournit alors une estimation du déplacement instantané de la couche de mélange et peut être comparé aux prédictions théoriques présentées au second chapitre. Ceci fournit également la possibilité d'observer l'effet du contrôle sur l'amplitude des oscillations et de le caractériser d'un point de vue aérodynamique.

Le calcul de la forme instantanée de la couche de mélange se fait à partir de l'équation de la vitesse verticale en  $x_3 = 0$  :

$$\begin{aligned} v_3(\mathbf{x}, t) &= \frac{dh(\mathbf{x}, t)}{dt} = \frac{\partial h(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \nabla h(\mathbf{x}, t) \\ v_3(x_1, t) &\simeq \frac{\partial h(x_1, t)}{\partial t} + v_1(x_1, t) \frac{\partial h(x_1, t)}{\partial x_1} \end{aligned}$$

où l'on fait l'approximation de petits déplacements afin de n'utiliser la donnée de  $v_1$  et  $v_3$  que selon  $x_1$ . Cette équation peut s'écrire sous forme d'un produit matriciel faisant intervenir les  $N_x$  points mesurés à chacun des  $N_t$  instants du cycle. Il est nécessaire ici d'utiliser deux opérateurs différentiels en espace et en temps que l'on notera respectivement  $D_x$  et  $D_t$ . On définit alors  $i = [1 \dots N_x]$ ,  $j = [1 \dots N_t]$ , puis  $U$ ,  $V$  et  $H$  tels que :

$$\begin{pmatrix} U_{i+(j-1)N_x} &= & v_1(iL/N_x, (j-1)T/N_t) \\ V_{i+(j-1)N_x} &= & v_3(iL/N_x, (j-1)T/N_t) \\ H_{i+(j-1)N_x} &= & h(iL/N_x, (j-1)T/N_t) \end{pmatrix}_{i=1 \dots N_x, j=1 \dots N_t}$$

Ces vecteurs sont donc composés par concaténation de  $N_t$  colonnes comportant  $N_x$  points de mesure. L'équation différentielle est alors représentée par la relation suivante :

$$\begin{aligned} V &= (P^{-1} \cdot D_t \cdot P + \text{Diag}(U) \cdot D_x) H \\ V &= D(U) \cdot H \end{aligned}$$

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

---

où  $D_x$  et  $D_t$  sont construits à partir de blocs d'estimation numérique de la dérivée en un point :

$$D_x = \frac{N_x}{L} \left[ \begin{array}{cccc} [d_x] & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & [d_x] \end{array} \right] \left. \vphantom{\frac{N_x}{L}} \right\} N_t \times N_t \text{ Blocs } N_x \times N_x$$

$$D_t = \frac{N_t}{T} \left[ \begin{array}{cccc} [d_t] & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & [d_t] \end{array} \right] \left. \vphantom{\frac{N_t}{T}} \right\} N_x \times N_x \text{ Blocs } N_t \times N_t$$

et où  $P$  est la matrice de passage permutant les composantes de  $H$  afin de pouvoir utiliser un opérateur différentiel composé à la fois des matrices  $D_t$  et  $D_x$  :

$$P.H_{i+(j-1)N_x} = H_{j+(i-1)N_t} \Big)_{i=1\dots N_x, j=1\dots N_t}$$

Les deux opérateurs de dérivation  $d_x$  et  $d_t$  ne sont pas construits de la même manière compte tenu de leur nature différente. On doit définir  $d_x$  à partir d'un schéma décentré à droite pour pouvoir tenir compte de  $\partial h / \partial x_1$  en  $x_1 = 0$  alors que  $d_t$  peut être construit selon un schéma centré et cyclique grâce aux mesures effectuées sur une période complète.

En général, et selon les opérateurs de dérivation choisis, l'inversion de la matrice  $D(U)$  est possible et permet de retrouver une forme approchée des oscillations de la couche de mélange. L'estimation du déplacement de la couche de mélange au niveau de l'interface est donc donnée par :

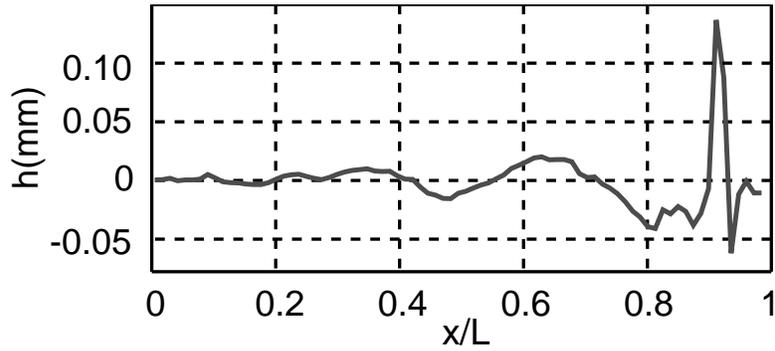
$$H = D(U)^{-1}.V \quad (5.1)$$

Le calcul peut être simplifié en fonction de l'ordre  $n$  choisi pour l'opérateur  $d_x$ , seuls  $n + 1$  points étant alors requis pour l'estimation de la dérivée. On peut donc séparer la résolution du système linéaire  $N_t \times N_x$  en la résolution de  $N_x - n$  systèmes de taille  $N_t \times (n + 1)$  qui donnent chacun le déplacement de la couche de mélange en un point. Cette décomposition peut être faite selon le même principe à partir de l'ordre de l'opérateur  $d_t$ , mais il semble plus approprié de conserver l'intégralité de la période et de calculer le déplacement point par point. Les résultats obtenus à l'aide de cette méthode seront détaillés et comparés avec les prédictions théoriques dans les paragraphes suivants. A titre d'exemple la figure 5.6 présente l'une de ces estimations obtenue à partir d'une mesure synchronisée sur le mode n° 3 et calculée sur une moyenne de 200 champs instantanés.

### 5.3.2 Identification des modes hydrodynamiques

#### 5.3.2.1 Méthode d'approximation

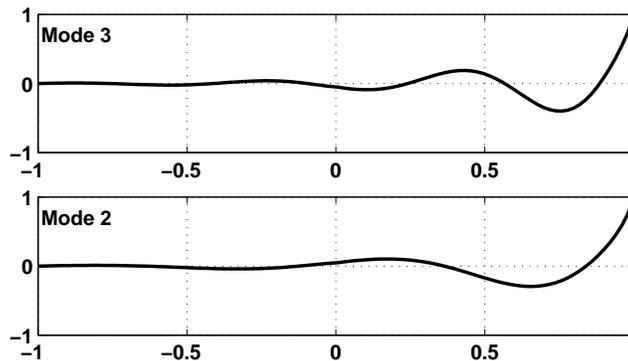
Après application de la méthode précédente, les estimations du cycle de déplacement de la couche de mélange sont comparées aux oscillations théoriques de la nappe tourbillonnaire.



**FIG. 5.6:** Mesure du déplacement instantané de la couche de mélange pour le mode n° 3 en présence d'un couplage fluide résonant ;  $U_\infty=30,1$  m/s,  $L=150$  mm,  $L/D = 1$ ,  $W/L = 5, 2$ .

En premier lieu, il convient de rappeler que le modèle de stabilité présenté au chapitre 2 permet de dénombrer une série de pôles de conductivité de Rayleigh censés prédire les fréquences d'instabilité de la couche de mélange confinée dans l'interface de la cavité. A chaque pôle identifié correspond une forme de nappe tourbillonnaire dont l'évolution spatiale et temporelle est principalement gouvernée par deux termes de type Kelvin-Helmholtz. La période de l'onde convective animant l'interface est alors donnée par la partie réelle du nombre de Strouhal complexe du mode d'instabilité ( $\sigma = f l / 2U$ ) et son nombre d'onde adimensionné est une fonction de  $\sigma$  et du rapport d'allongement de la cavité  $w l$ . Par ailleurs, les résultats numériques indiquent que ce nombre d'onde est très proche de celui du second terme de Kelvin-Helmholtz, égal à  $\sigma(1 - i)$  (cf. Eq. 2.29 §2.1.4).

Bien que nous ayons utilisé trois représentations différentes de l'écoulement de cavité et de son environnement, les pôles identifiés conduisent à une forme de nappe tourbillonnaire semblable pour chacune d'elle. Celle-ci est rappelée en figure 5.7 pour les modes n°s 2 et 3, et correspond ici au calcul effectué pour l'ouverture rectangulaire simple avec la fonction de Green hydrodynamique.



**FIG. 5.7:** Allure normalisée des oscillations de la nappe tourbillonnaire pour les modes d'instabilité n°s 2 et 3 de l'ouverture rectangulaire simple en représentation hydrodynamique ;  $w/l = 5, 2$ .

Ces allures théoriques normalisées sont semblables aux résultats expérimentaux, tant en termes de périodicité que d'amplitude, et peuvent alors être ajustées aux cycles de déplacement mesurés pour

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

---

chaque mode. On définit pour cela le déplacement normalisé de la nappe tourbillonnaire pour chaque mode d'instabilité par  $\tilde{\zeta}(x_1) = \zeta(x_1)/\max|\zeta|$ , où  $\zeta$  est le déplacement adimensionné défini au chapitre 2. L'introduction de deux paramètres d'amplitude  $A_0$  et de phase  $\phi_0$  permet ensuite d'écrire l'évolution temporelle du cycle d'oscillation théorique :

$$A_0 \operatorname{Re} \left( \tilde{\zeta}(x_1) e^{-i(2\operatorname{Re}(\sigma)U/l)t + \phi_0} \right) \quad (5.2)$$

où  $A_0$  est l'amplitude maximale de l'onde convective sur une période. La mesure du cycle de déplacement étant effectuée à  $N_t$  instants équirépartis, la phase des oscillations doit évoluer linéairement entre  $\phi = \phi_0$  et  $\phi = \phi_0 + 2\pi(N_t - 1)/N_t$ . On cherche donc à identifier une famille de  $N_t$  couples  $(A, \phi)$  qui minimise l'erreur entre la fonction 5.2 et l'évaluation du déplacement  $H$  par l'équation 5.1.

La formulation issue de l'étude théorique linéarisée ne peut envisager que le cas d'une amplitude constante et d'un déphasage linéaire. Nous pouvons donc d'une part rechercher un ajustement des paramètres en ce sens et d'autre part effectuer une recherche indépendante à chaque instant, afin de vérifier si les résultats expérimentaux vérifient cette hypothèse. L'ajustement des couples  $(A, \phi)$  peut donc être effectué à partir de plusieurs hypothèses initiales :

- détermination de l'amplitude et de la phase à chaque instant de mesure,
- contrainte d'amplitude constante sur l'ensemble du cycle,
- déphasage linéaire imposé à une constante d'ajustement près,
- amplitude constante et déphasage linéaire imposé.

Comme le montreront les résultats expérimentaux, la représentation de la couche de mélange par l'allure théorique ne peut se faire sur toute la longueur de la cavité, en particulier à proximité du bord aval. La recherche de paramètres s'effectue donc sur une portion comprise entre 50% et 90% de la longueur depuis le bord amont. Les couples  $(A, \phi)$  retenus sont ceux minimisant l'écart sur la totalité de la longueur.

### 5.3.2.2 Identification du second mode

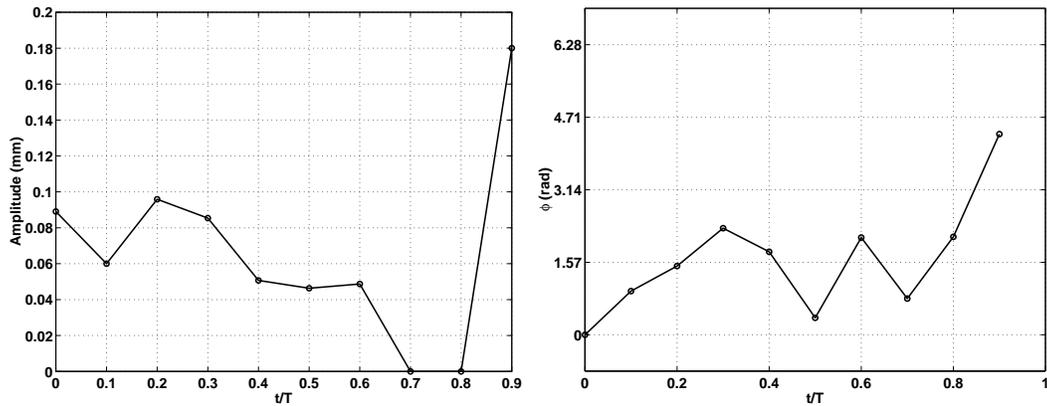
A l'image de ce qui a été observé dans le cadre du contrôle actif, le suivi de fréquence du second mode est limité par la qualité du signal de référence. Les mesures associées à ce mode n'ont donc pu être effectuées que lorsque le couplage fluide-résonant est établi, soit pour  $U_\infty = 31$  m/s.

Parmi les mesures effectuées à dix instants équirépartis sur une période complète d'oscillation, seules quelques-unes peuvent être représentées correctement par l'allure théorique de la nappe tourbillonnaire. La figure 5.8 présente les couples  $(A, \phi)$  identifiés à chaque instant de mesure, les amplitudes nulles correspondant aux mesures où ces paramètres n'ont pu être trouvés. Seuls les quatre premiers instants de mesure montrent une évolution de phase linéaire qui n'est plus vérifiée par la suite. De plus, la recherche de paramètres avec les contraintes d'amplitude constante ou de déphasage linéaire imposé n'ont pu aboutir. Nous avons alors utilisé les quatre couples de valeurs cohérentes pour extrapoler une représentation du cycle complet. Les allures des couches de mélange expérimentales et théoriques sont représentées en figure 5.9.

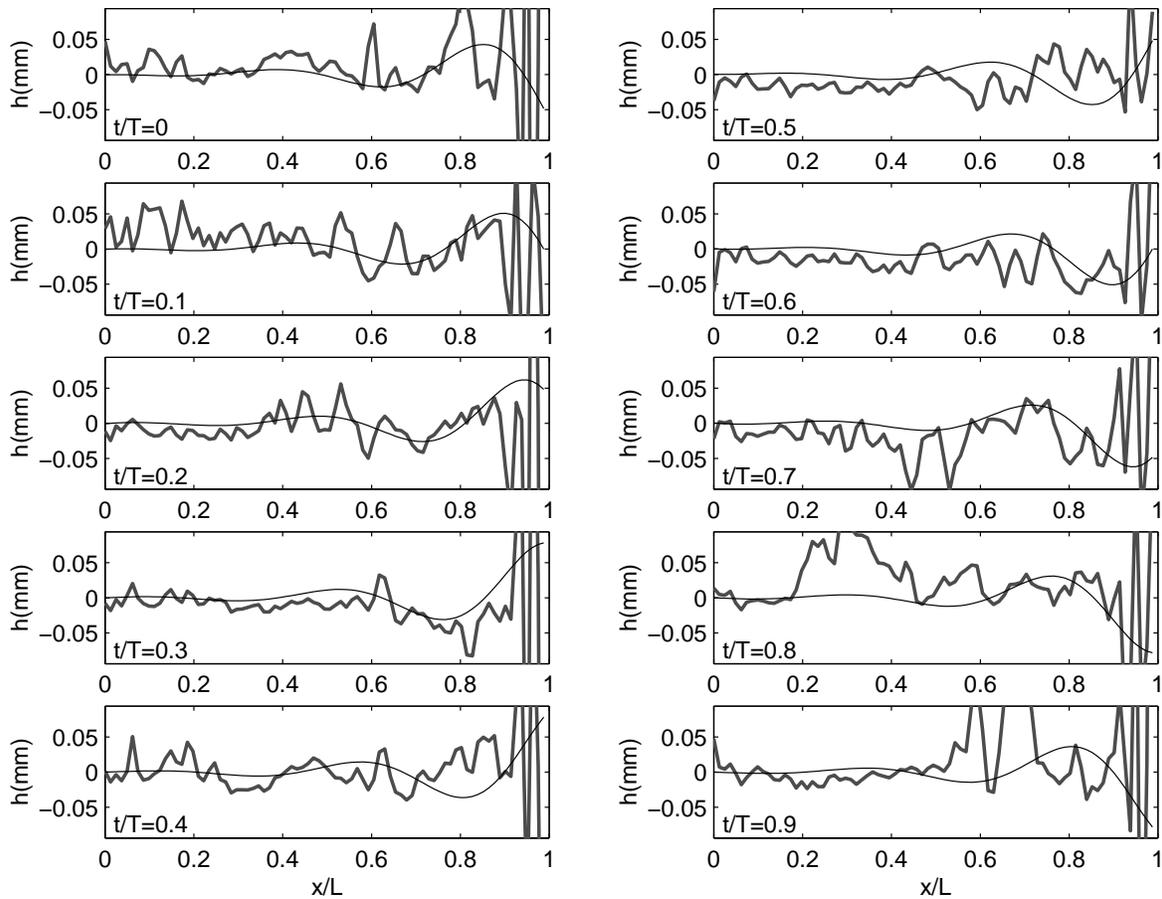
Bien que les mesures se distribuent très irrégulièrement et que la phase des oscillations mesurées s'accorde mal avec l'évolution linéaire attendue, ces courbes indiquent que la prédiction théorique représente correctement les oscillations de la couche de mélange expérimentale. Il apparaît de plus que certains instants ayant mis l'algorithme d'identification en échec montrent un bon accord entre théorie et expérience, comme ici à  $t=0,6T$  et  $t=0,7T$ . On remarque par contre que les instants  $t=0,4T$  et  $t=0,5T$  montrent un déphasage qui ne respecte pas la loi linéaire, cet effet étant probablement dû à la mauvaise qualité du signal de référence.

Ces mesures montrent également que la couche de mélange s'amplifie régulièrement sur environ 90% de la longueur de cavité et suit une évolution relativement bien prédite par les résultats théoriques. Elle subit ensuite une forte perturbation au voisinage du bord aval où elle ne semble pas évoluer en phase avec l'ensemble des oscillations.

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...



**FIG. 5.8:** Paramètres d'identification du second mode sur un cycle d'oscillations ; courbes d'amplitude et phase  $\phi$  ;  $U_\infty = 31$  m/s. Amplitude moyenne identifiée :  $A_0 = 0,082$  mm.



**FIG. 5.9:** Cycle d'oscillations associé au second mode en présence d'un couplage fluide-résonant ;  $U_\infty = 31$  m/s. Seuls les instants  $t=0$  à  $t=0,4T$  permettent une identification satisfaisante des paramètres de phase et d'amplitude.

### 5.3.2.3 Identification du troisième mode

L'identification du troisième mode d'oscillations donne des résultats très satisfaisants en raison de la grande stabilité du signal de référence. Les oscillations de la couche de mélange ont donc pu être mesurées et quantifiées pour les trois régimes de vitesse traités dans le cadre du contrôle actif, soit  $U_\infty = 28,9$  m/s, 30,1 m/s et 31 m/s.

#### **Régimes d'oscillations hydrodynamiques pures ( $U_\infty = 29,8$ m/s, Figs. 5.10 et 5.11)**

Dans le cas du régime d'oscillations hydrodynamiques non couplées, l'identification des paramètres à chaque instant de mesure aboutit à une courbe de phase quasi linéaire, visible en figure 5.10. L'amplitude moyenne des oscillations est alors estimée à  $A_0 = 0,065$  mm. La même recherche effectuée en imposant une contrainte d'amplitude constante ne permet pas d'obtenir un résultat satisfaisant. Le cycle d'oscillations représenté en figure 5.11 montre que l'identification des phases et amplitudes instantanées permet de corréliser expérience et théorie avec une précision satisfaisante. Il existe néanmoins quelques instants de mesure pour lesquels cette méthode est inopérante (ici  $t/T = 0,8$  et  $t/T = 0,9$ ), mais ceux-ci reflètent une évolution semblable à l'ensemble des mesures. De même que pour les mesures synchronisées avec le mode n° 2, la perturbation due au bord aval est fortement marquée et s'étend ici sur 20% de la longueur de la cavité. Hormis cet intervalle, l'évolution des oscillations reste régulière et en très bonne correspondance avec la prédiction théorique.

#### **Régime d'apparition du couplage fluide-résonant ( $U_\infty = 30,1$ m/s, Figs. 5.12 et 5.13)**

L'apparition du couplage fluide résonant ne modifie pas, ou peu, l'amplitude des oscillations, comme le montrent les figures 5.12 et 5.13. La distribution du paramètre d'amplitude reste relativement irrégulière, pour une moyenne  $A_0$  égale à 0,06 mm. L'identification du paramètre de phase donne des résultats très satisfaisants et montre une évolution linéaire sur l'ensemble de la période, excepté en  $t/T = 0,1$  et  $t/T = 0,9$ . Ici, la recherche avec la contrainte d'amplitude constante conduit à une moyenne  $A_0 = 0.066$  mm et permet de trouver une évolution de phase sensiblement plus régulière.

Le cycle d'oscillations théorique et celui observé expérimentalement sont en très bonne correspondance sur la figure 5.13, bien que la mesure présente toujours de fortes irrégularités. L'évolution des oscillations est conforme à la prédiction sur 80% à 90% de la longueur de cavité, mais on constate que le modèle sous-estime leur amplitude sur la première demi-longueur. Cette différence provient du non-respect systématique de la condition de Kutta au bord amont de la cavité alors qu'elle est imposée sur le modèle théorique.

#### **Régime de couplage fluide-résonant intense ( $U_\infty = 31$ m/s, Figs. 5.14 et 5.15)**

Le fort couplage fluide-résonant permet ici un suivi très précis des oscillations de la couche de mélange. L'évolution du paramètre de phase identifié est alors d'une grande linéarité, et n'est pas affinée par une recherche de paramètres avec la contrainte d'amplitude constante (Fig. 5.14). Il y a de plus une augmentation spectaculaire de l'amplitude des oscillations dont la moyenne  $A_0$  atteint 0,3 mm, soit un rapport cinq avec le cas précédent. On observe également que ce paramètre est distribué très

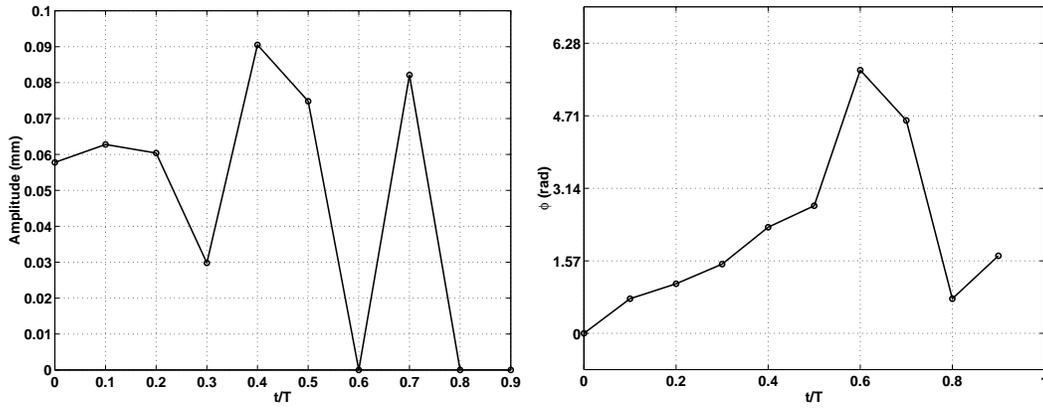
## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité. . .

---

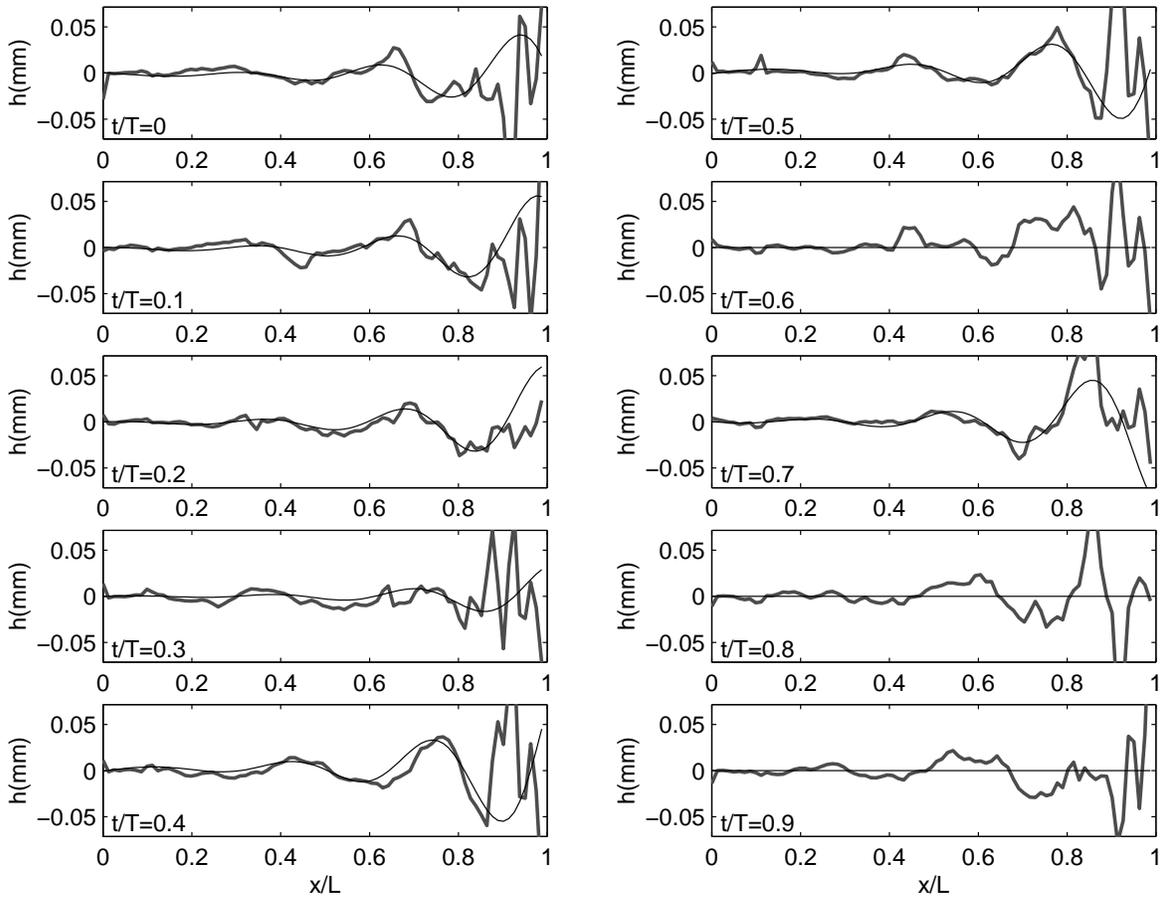
régulièrement dans ce cas. La différence entre ces deux mesures doit toutefois être relativisée. Il semble que ce soit principalement l'intensification du couplage qui conduise à cette amplification, mais celle-ci apporte également une amélioration notable du signal de détection, et donc du suivi de fréquence, ce qui affine la qualité de la mesure.

Le cycle d'oscillations théorique est ici extrêmement bien corrélé avec les différentes mesures sur 80% à 90% de la longueur de cavité. Dans l'ensemble, la condition de Kutta est respectée et permet une bonne représentation des oscillations de la couche de mélange par l'allure théorique aux premières abscisses de mesure.

La modulation d'amplitude relevée jusqu'ici est peu marquée sur l'ensemble des oscillations mais apparaît très nettement au voisinage du bord aval où elle s'accorde avec la phase du cycle. On peut donc attribuer cet effet à la singularité provoquée par la présence du bord aval. Dans cette zone, les oscillations de la couche de mélange n'évoluent pas parfaitement en phase avec le mouvement amont et présentent une singularité supplémentaire à chaque demi-période. Celle-ci tend alors à amplifier les oscillations de l'ensemble la couche de mélange et seul un bon respect de la condition de glissement au bord amont peut atténuer cette perturbation.



**FIG. 5.10:** Paramètres d'identification du troisième mode sur un cycle d'oscillations en l'absence de couplage fluide-résonant ;  $U_\infty = 29,8$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0=0,065$  mm.



**FIG. 5.11:** Cycle d'oscillations du troisième mode en l'absence de couplage fluide-résonant ;  $U_\infty = 29,8$  m/s.

5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

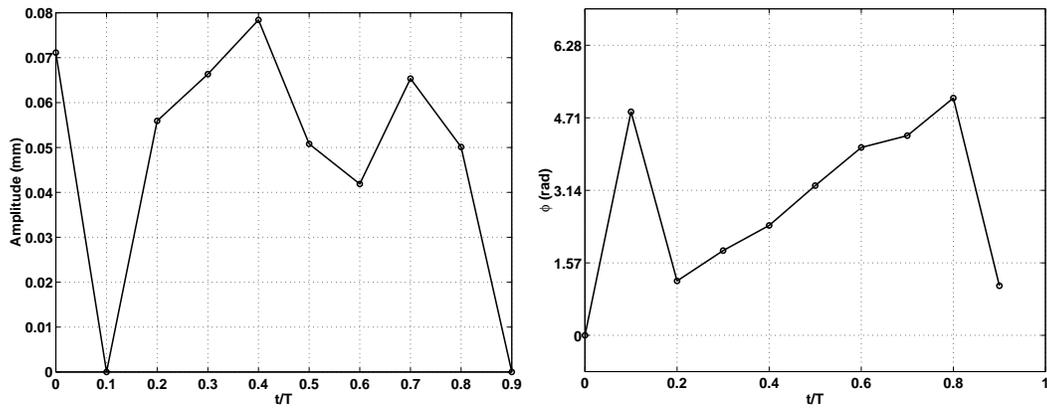


FIG. 5.12: Paramètres d'identification du troisième mode sur un cycle d'oscillations en présence d'un couplage fluide-résonant ;  $U_{\infty} = 30,1$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0=0,06$  mm.

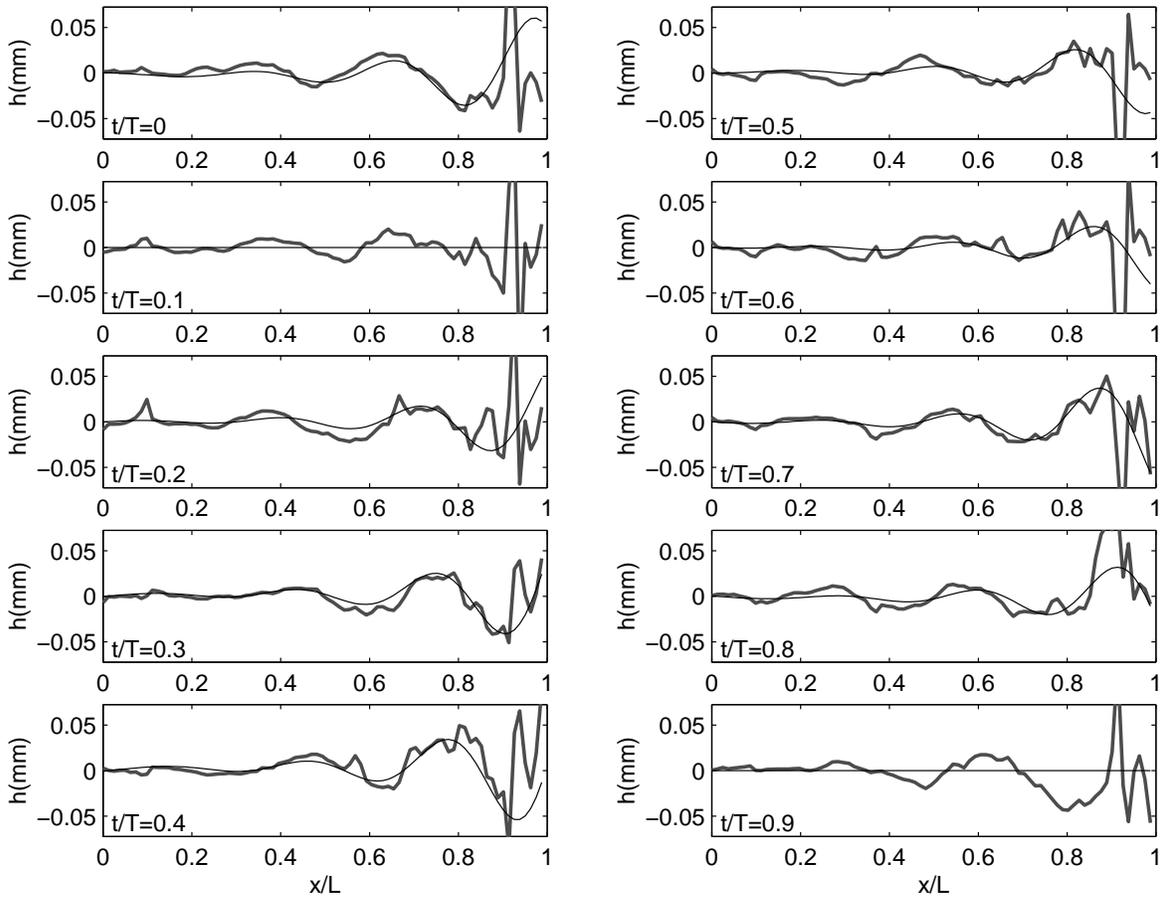
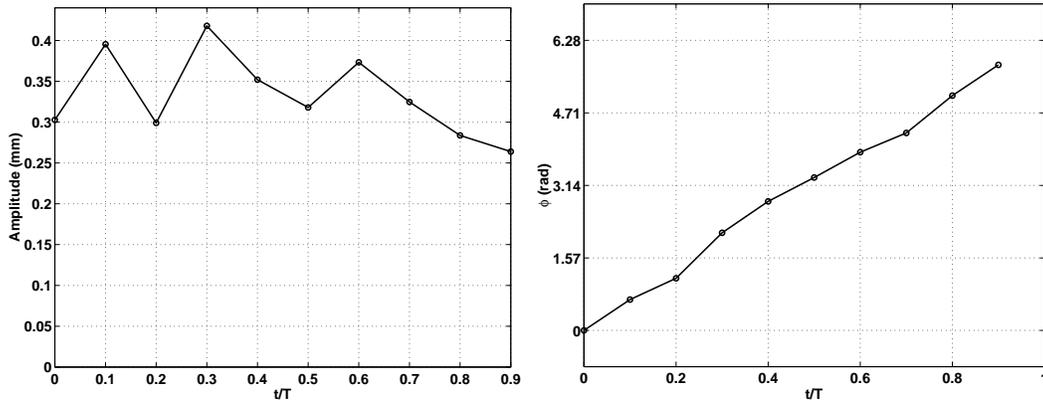
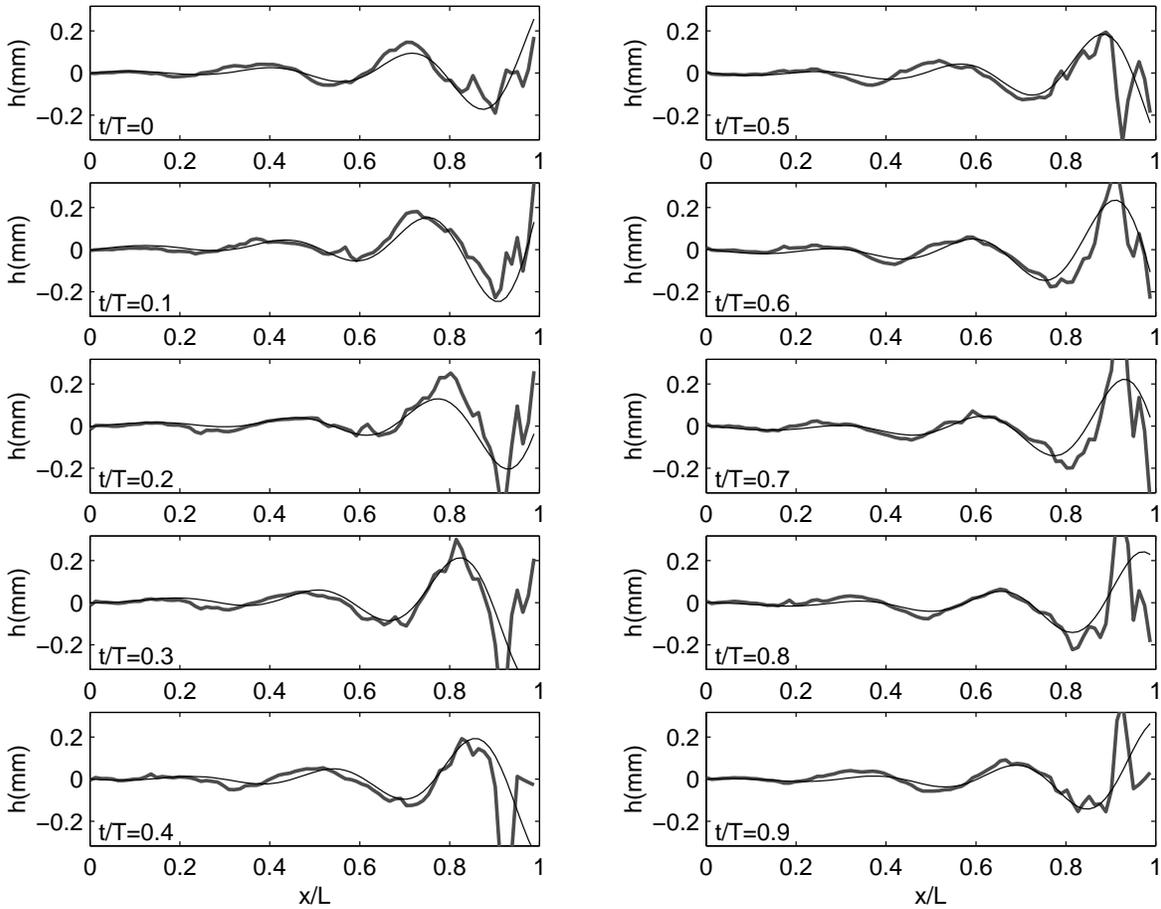


FIG. 5.13: Cycle d'oscillations du troisième mode en présence d'un couplage fluide-résonant ;  $U_{\infty} = 30,1$  m/s.



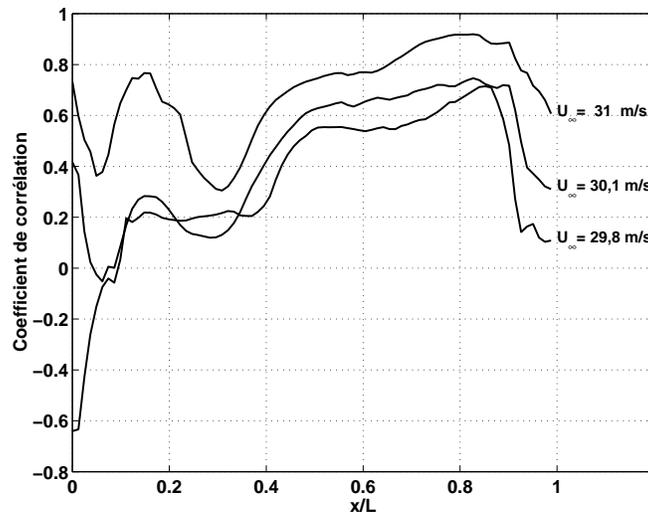
**FIG. 5.14:** Paramètres d'identification du troisième mode sur un cycle d'oscillations en présence d'un couplage fluide-résonant intense ;  $U_\infty = 31$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0=0,33$  mm.



**FIG. 5.15:** Cycle d'oscillations du troisième mode en présence d'un couplage fluide-résonant intense ;  $U_\infty = 31$  m/s.

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

Nous présentons en figure 5.16 un calcul de corrélation effectué à partir des résultats obtenus pour le mode n° 3 à ces trois régimes d'écoulement. On détermine pour cela le coefficient de corrélation entre théorie et mesure pour la série de points située entre le bord amont  $x = 0$  et l'abscisse courante  $x/L$ . Ce calcul permet d'illustrer l'évolution de la corrélation entre l'estimation du déplacement de la couche de mélange et le modèle théorique le long de l'interface. La partie croissante de ces courbes entre  $x/L = 0,3$  et  $x/L = 0,8$  indique que le modèle théorique représente fidèlement le phénomène sur une demi-longueur de cavité. La mauvaise corrélation des abscisses inférieures est principalement provoquée par les faibles vitesses normales de l'écoulement qui diminuent la précision relative des mesures en ces points, mais la perturbation provenant du bord aval amplifie cet effet. La forte décroissance du coefficient de corrélation au voisinage du bord aval montre les limites de la théorie linéarisée qui ne permet pas de représenter correctement l'interaction fluide-structure.



**FIG. 5.16:** Evolution du coefficient de corrélation entre les oscillations théoriques de la couche de mélange et les résultats expérimentaux.

### 5.3.3 Conclusion

Cette méthode d'identification des oscillations de la couche de mélange libre a permis de suivre les cycles des modes n° 2 et 3 de manière satisfaisante, sans toutefois présenter une grande précision sur l'ensemble des cas. Le fort couplage fluide-résonant associé au mode n° 3 ayant conduit à une bonne stabilité du signal de détection et à une mesure précise des oscillations, il est envisageable qu'une méthode de mesure et de filtrage plus élaborée puisse permettre le suivi des modes non résonants à l'aide du système de PIV. Cependant, le caractère turbulent et peu déterministe de l'écoulement nécessitera toujours un grand nombre d'acquisitions et le traitement d'une importante quantité de données.

Il ressort de ces mesures que la modélisation de Howe permet de rendre compte fidèlement des modes d'oscillation observés. De plus, l'ordre et la fréquence des pôles identifiés à partir de cette

analyse donnent naturellement une allure de nappe tourbillonnaire en étroite corrélation avec les oscillations hydrodynamiques. Ceci constitue une validation supplémentaire de cette approche analytique, capable de prévoir les capacités d'absorption acoustique d'une interface, ses pôles d'instabilité ainsi que la dynamique des oscillations de la couche de mélange.

Les résultats obtenus ici montrent de plus que l'interaction entre la couche de mélange et le bord aval présente une composante fortement non linéaire qui tend à être ressentie sur l'ensemble des oscillations et à mettre en défaut la condition de Kutta au bord amont. Cette observation apporte une justification supplémentaire au modèle phénoménologique de Rossiter [68] qui postule que la perturbation issue du bord aval est responsable de l'émission de structures tourbillonnaires depuis le bord amont. Ceci justifie également la modélisation du bord aval par une source monopolaire, comme l'on fait Bilanin & Covert [5] et Tam & Block [80]. Il semble donc intéressant de chercher à compléter la modélisation de Howe en ce sens, bien que ce paramètre additionnel amène une difficulté de résolution supplémentaire.

La suite de ce chapitre présente les résultats de l'application de la PIV synchronisée à la mesure du déplacement de l'interface une fois l'écoulement contrôlé. Nous cherchons en particulier à identifier l'influence du contrôle actif sur le comportement de la couche de mélange.

## 5.4 Effet du contrôle sur les oscillations de la couche de mélange

Les résultats présentés au Chapitre 4 ont montré que la méthodologie de contrôle actif employée permet une modification significative du niveau sonore généré par l'écoulement de cavité à différents régimes d'écoulement. Par ailleurs, le choix de l'actionneur et de la chaîne de filtrage est issu de l'idée que l'apparition ou non des couplages fluide-résonants peut être conditionnée par le contrôle des oscillations hydrodynamiques. En ce sens, la méthode d'identification des oscillations de la couche de mélange est un outil capable de fournir une validation de cette approche. Nous présentons donc en dernière partie de ce chapitre les résultats concernant la dynamique de la couche de mélange lors de l'application du contrôle.

### 5.4.1 Amplification du second mode hydrodynamique

L'amplification du second mode à  $U_\infty = 31$  m/s conduit à une mesure de meilleure qualité que dans le cas des oscillations libres en raison de la superposition du couplage fluide-élastique et du couplage fluide-résonant. Malgré cela, les résultats expérimentaux restent peu réguliers et seuls quelques instants du cycle d'oscillations conduisent à une mesure de phase cohérente, comme le montre la figure 5.17. L'amplitude moyenne  $A_0$  des oscillations est d'environ 0,11 mm, après élimination des points où ce paramètre n'est pas identifié. L'application du contrôle par la mise en vibration du bord aval semble donc bien exercer une influence sur l'ensemble de la couche de mélange puisque ceci représente une augmentation d'environ 35% par rapport à l'amplitude des oscillations libres. Ce résultat doit toutefois être considéré avec réserve, compte tenu de l'irrégularité des mesures et de la nette amélioration du

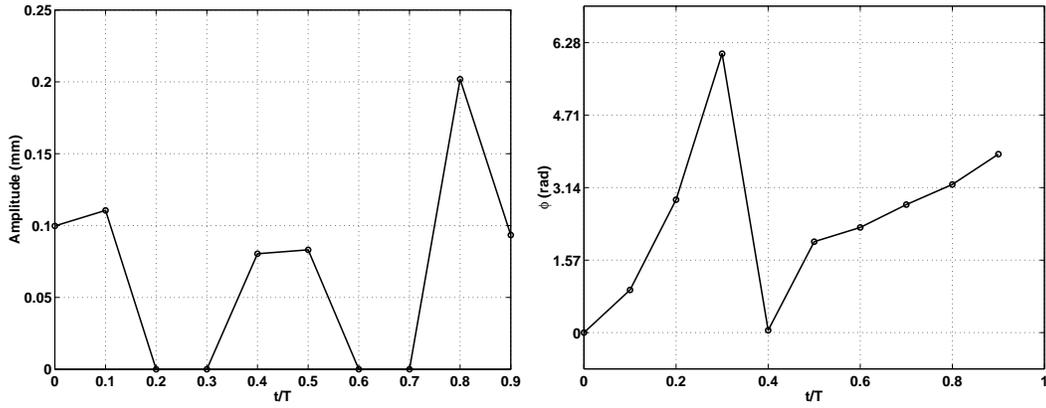
## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité. . .

---

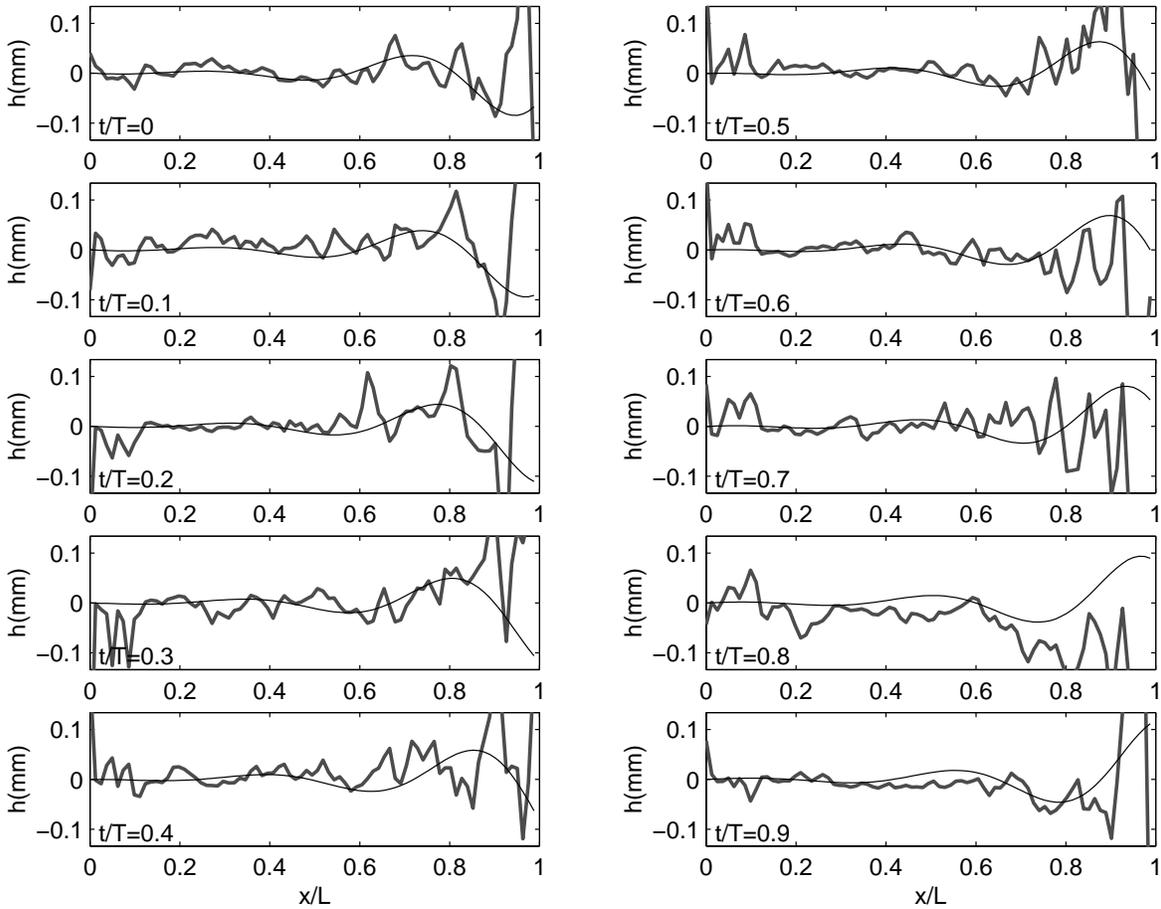
signal de détection une fois que le couplage fluide-élastique entre la couche de mélange et le bord aval est initié.

Comme il a été fait dans le cas des oscillations libres, une représentation du cycle complet est obtenue après l'extrapolation des quelques points de mesure reflétant une évolution de phase quasi linéaire. La figure 5.18 montre que l'influence du contrôle se traduit par de fortes modulations de l'amplitude des oscillations à proximité de l'actionneur. Il ressort de la comparaison avec le comportement de l'écoulement libre (cf. Fig. 5.9) que les oscillations de la couche mélange sont effectivement mieux formées ici et en meilleur accord avec la prédiction théorique. On doit toutefois attribuer une partie de cette amélioration de la mesure à la meilleure qualité du signal de détection.

#### 5.4. Effet du contrôle sur les oscillations de la couche de mélange



**FIG. 5.17:** Paramètres d'identification du second mode après amplification ;  $U_\infty = 31$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0=0,115$  mm.



**FIG. 5.18:** Amplification du second mode ;  $U_\infty = 31$  m/s.

## 5.4.2 Amplification du troisième mode hydrodynamique

### *Régimes d'oscillations hydrodynamiques pures ( $U_\infty=29,8$ m/s, Figs. 5.21 et 5.22)*

En l'absence de couplage fluide-résonant initial, les mesures effectuées lors de l'amplification des oscillations sont très proches de celles obtenues en comportement libre. L'évolution du paramètre de phase est semblable dans les deux cas (cf. Fig. 5.10) et présente une bonne linéarité sur sept des dix mesures, la recherche de paramètres étant mise en échec aux mêmes instants dans les deux cas. Pour les points où la corrélation entre l'allure théorique des oscillations et la mesure a pu être effectuée, l'amplitude identifiée est en moyenne supérieure de 27% au cas des oscillations libres, soit  $A_0 = 0,083$  mm. Ceci vient confirmer la tendance relevée lors de l'amplification du second mode.

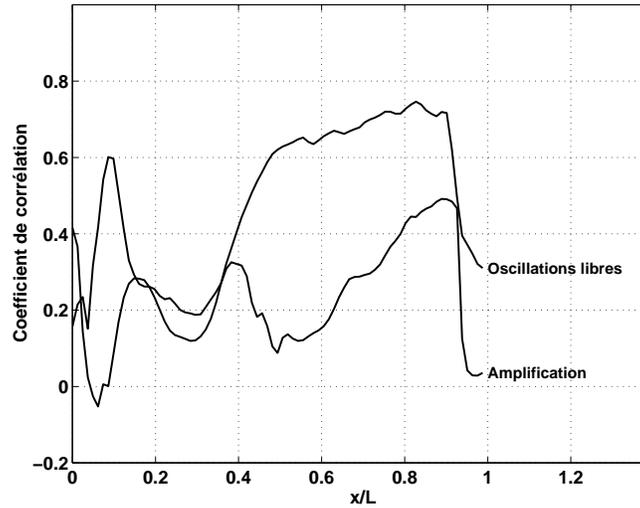
L'observation du cycle des oscillations sur la figure 5.22 indique que la couche de mélange est plus régulière et mieux formée que dans le cas des oscillations libres (Fig. 5.11). Bien que l'application du contrôle intensifie la rétroaction issue du bord aval, on n'observe pas de déformation particulière des oscillations au voisinage du bord amont. L'évolution de leur amplitude est alors régulière et bien représentée par l'allure théorique sur 90% de la couche de mélange. L'application du contrôle se ressent fortement au voisinage de l'actionneur dont le voisinage est contraint à évoluer en phase avec l'ensemble du cycle d'oscillations, alors que cette partie de l'interface avait un comportement relativement chaotique dans le cas des oscillations libres.

### *Régime d'apparition du couplage fluide-résonant ( $U_\infty=30,1$ m/s, Figs. 5.23 et 5.24)*

L'apparition du couplage fluide-résonant à  $U_\infty = 30,1$  m/s ne modifie pas fondamentalement le comportement des oscillations libres. Lorsque le contrôle est appliqué, celles-ci sont amplifiées de façon spectaculaire et leur amplitude, identifiée à  $A_0 = 0,06$  mm dans le cas des oscillations libres, atteint ici 0,14 mm, soit un rapport d'environ 2,4 (Fig. 5.23). L'identification des paramètres d'amplitude et de phase n'est pas nécessairement facilitée par l'application du contrôle, puisque leur évolution devient très irrégulière malgré la meilleure qualité du signal de détection. La recherche d'une identification à amplitude constante permet de corriger cette dérive et d'obtenir une phase presque linéaire, l'amplitude moyenne identifiée étant alors réduite à 0,12 mm, soit un rapport d'amplification de l'ordre de 2.

La figure 5.24 illustre la détérioration de la corrélation entre théorie et expérience. Celle-ci provient d'une altération globale de la forme de la couche de mélange lors de l'amplification apportée par le contrôle. Au voisinage du bord aval, la forte vibration de l'actionneur conduit de plus à une importante distortion des oscillations dont l'amplitude peut localement être de l'ordre de 5 mm, alors que celle-ci ne dépasse pas 0,5 mm en écoulement non contrôlé. L'évolution du coefficient de corrélation de la figure 5.19 montre alors que les oscillations de la couche de mélange s'éloignent du modèle théorique.

Si l'on compare ces résultats à ceux obtenus pour les oscillations libres quand le couplage fluide-résonant initial est à son maximum d'intensité (Figs. 5.14 & 5.15), il ressort que l'amplification apportée par le contrôle ne permet pas d'atteindre une amplitude d'oscillations comparable au niveau maximal observé en écoulement libre, soit  $A_0 = 0,33$  mm à  $U_\infty = 31$  m/s. La contribution du mode fluide-élastique à l'excitation du mode fluide-résonant est donc ici fortement limitée. On peut d'une part prétendre que le système de contrôle ayant lui-même une puissance limitée (correspondant ici à



**FIG. 5.19:** Détérioration de la corrélation entre mesure et théorie lors de l'amplification du troisième mode à  $U_\infty = 30,1 \text{ m/s}$ .

un niveau maximal de vibrations égal à 160 dB), celui-ci ne peut apporter suffisamment d'énergie à l'écoulement pour atteindre une forte amplitude d'oscillations. D'autre part, la détérioration de l'allure de la couche de mélange lors de l'amplification indique que le contrôle tel qu'il est appliqué s'accorde difficilement avec le comportement naturel de la couche de mélange.

### **Régime de couplage fluide-résonant intense ( $U_\infty=31 \text{ m/s}$ , Figs. 5.25 et 5.26)**

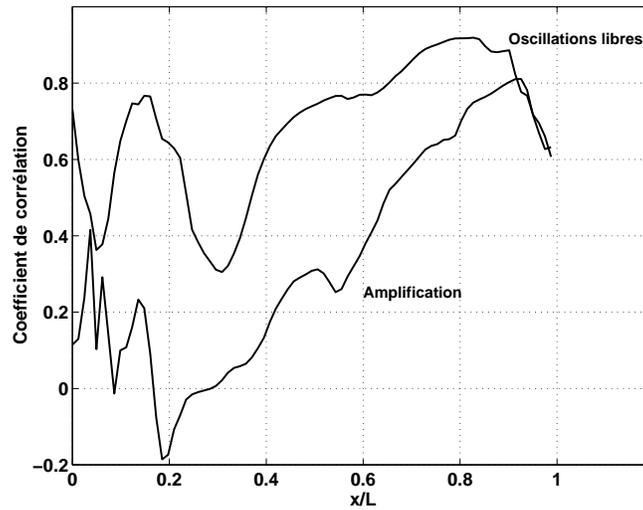
Cette limite d'excitation se ressent également lors de l'amplification des oscillations en présence du couplage fluide-résonant à son maximum d'intensité, pour  $U_\infty = 31 \text{ m/s}$ . La figure 5.25 montre que l'évolution du paramètre de phase est légèrement moins régulière que dans le cas des oscillations libres. Celle-ci reste néanmoins satisfaisante, de même que la distribution des paramètres d'amplitude. L'application du contrôle se traduit alors par un gain d'environ 28% sur l'amplitude des oscillations qui atteint ici  $A_0 = 0,43 \text{ mm}$ .

L'observation du cycle représenté en figure 5.26 confirme que les oscillations subissent effectivement une amplification notable et une légère détérioration. Contrairement au cas précédent, la couche de mélange n'est pas déstructurée par l'application du contrôle, en particulier à proximité du bord aval où l'amplitude locale ne dépasse pas 1,5 mm. L'évolution des coefficients de corrélation présentés en figure 5.20 indique que la couche de mélange conserve une allure très proche de la prédiction théorique de  $x/L = 0,2$  à  $x/L = 0,9$ , mais tend à montrer que sa partie amont est fortement perturbée par l'amplification.

A l'image de ce qui a été observé au Chapitre 4 dans cette même configuration (§4.3.3), le dispositif atteint ici son seuil de vibrations maximales. L'excitateur arrive donc en limite de puissance et ne permet pas d'obtenir une amplification plus importante des oscillations. Ceci montre que ce type de contrôle peut être appliqué avec succès, sans nécessairement détériorer les oscillations naturelles de la couche de mélange.

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

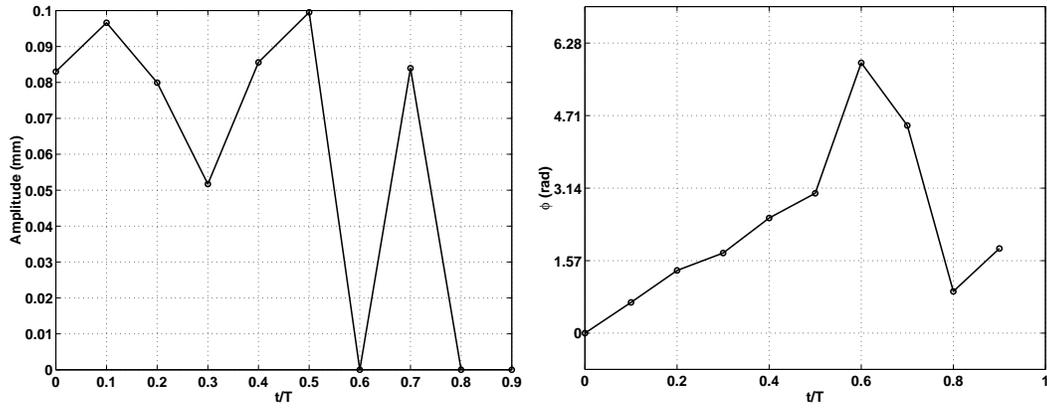
---



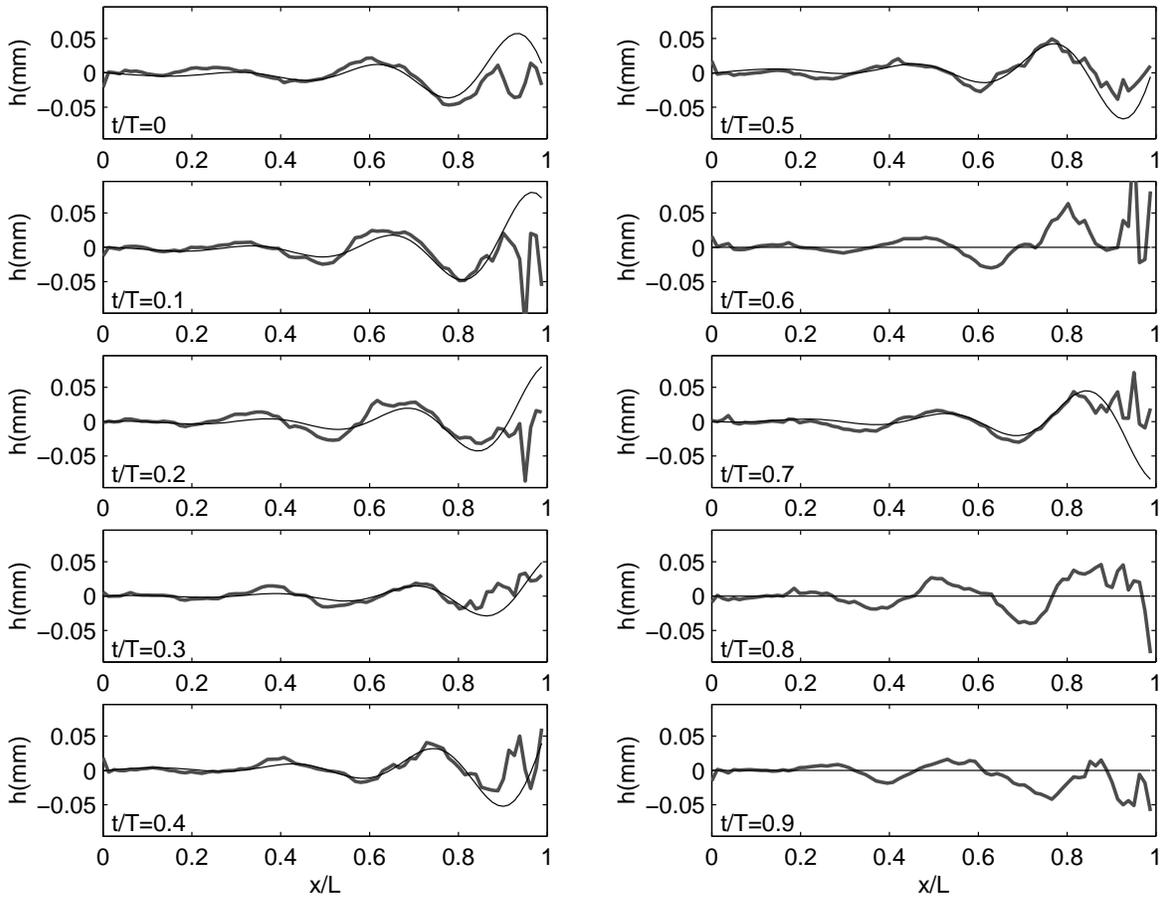
**FIG. 5.20:** *Corrélation entre mesure et théorie lors de l'amplification du troisième mode à  $U_\infty = 31$  m/s.*

L'effet observé au paragraphe précédent se rapproche donc d'un hystérésis : dès qu'un accord de phase favorable à l'amplification est trouvé, il existe un seuil d'excitation sous lequel l'amplification reste inopérante et au delà duquel l'installation du couplage fluide-dynamique mène l'excitateur à son régime de vibrations maximales sans qu'il soit possible d'en ajuster le niveau.

#### 5.4. Effet du contrôle sur les oscillations de la couche de mélange



**FIG. 5.21:** Paramètres d'identification du troisième mode après amplification ;  $U_\infty = 29,8$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0=0,083$  mm.



**FIG. 5.22:** Amplification du troisième mode à  $U_\infty = 29,8$  m/s.

5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

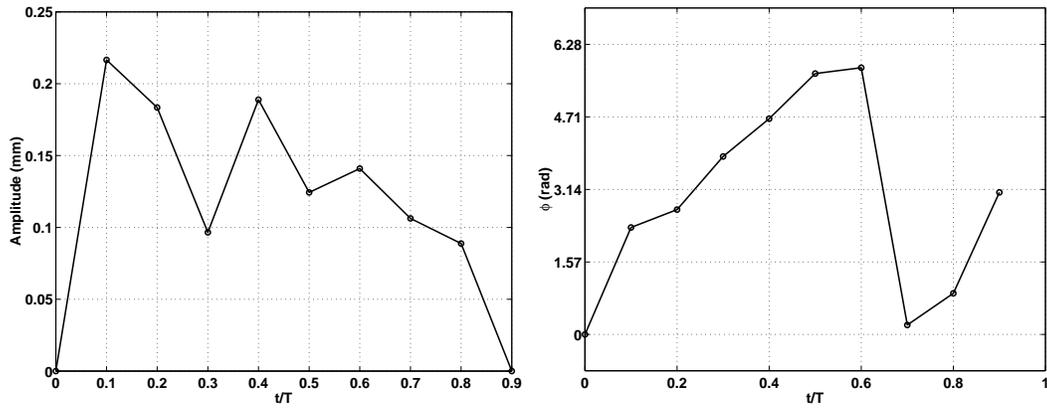


FIG. 5.23: Paramètres d'identification du troisième mode après amplification ;  $U_\infty = 30,1$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0 = 0,14$  mm.

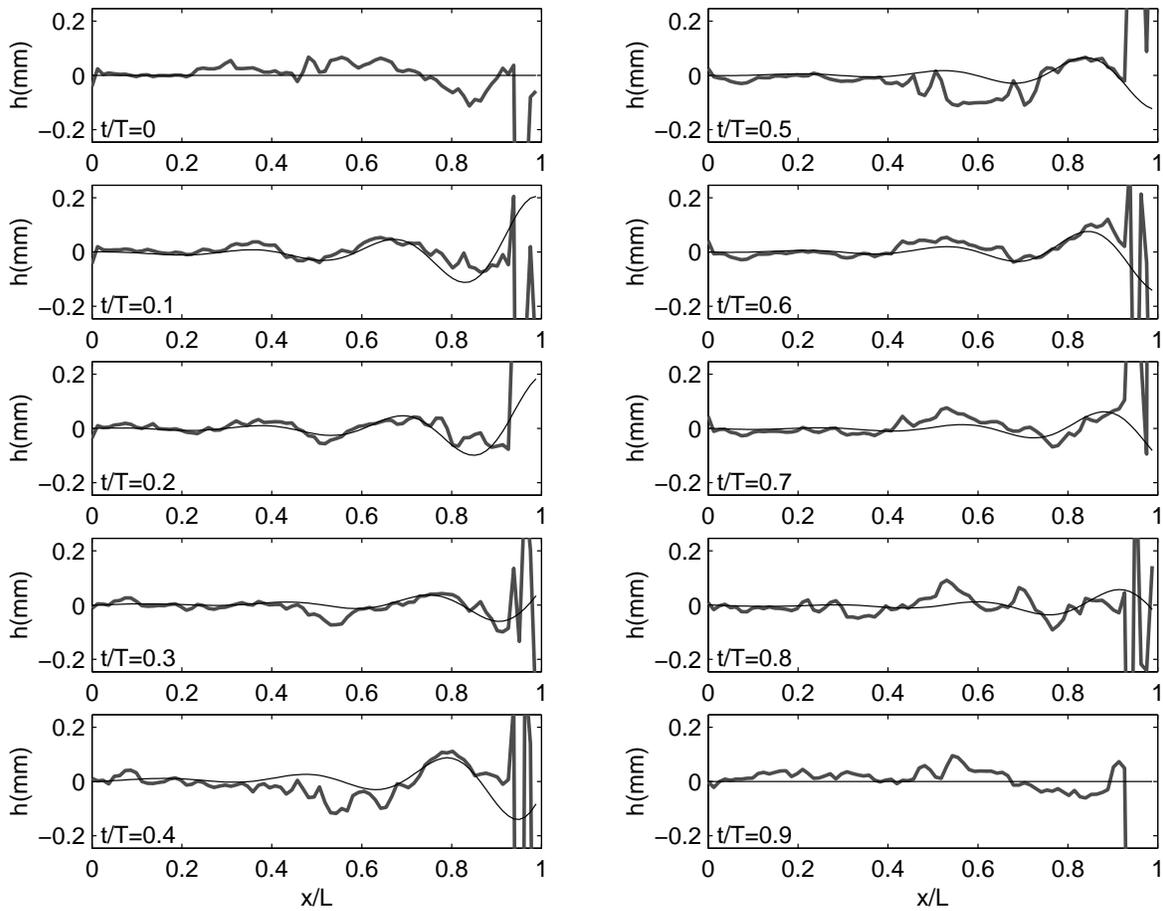
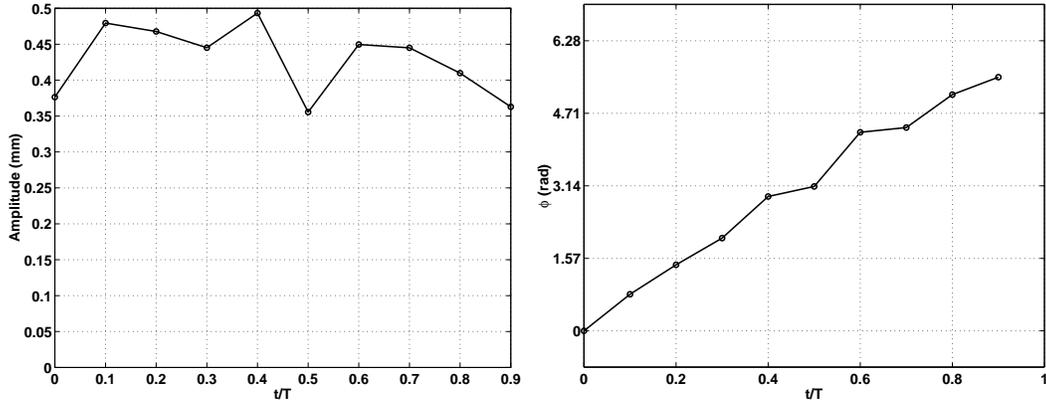
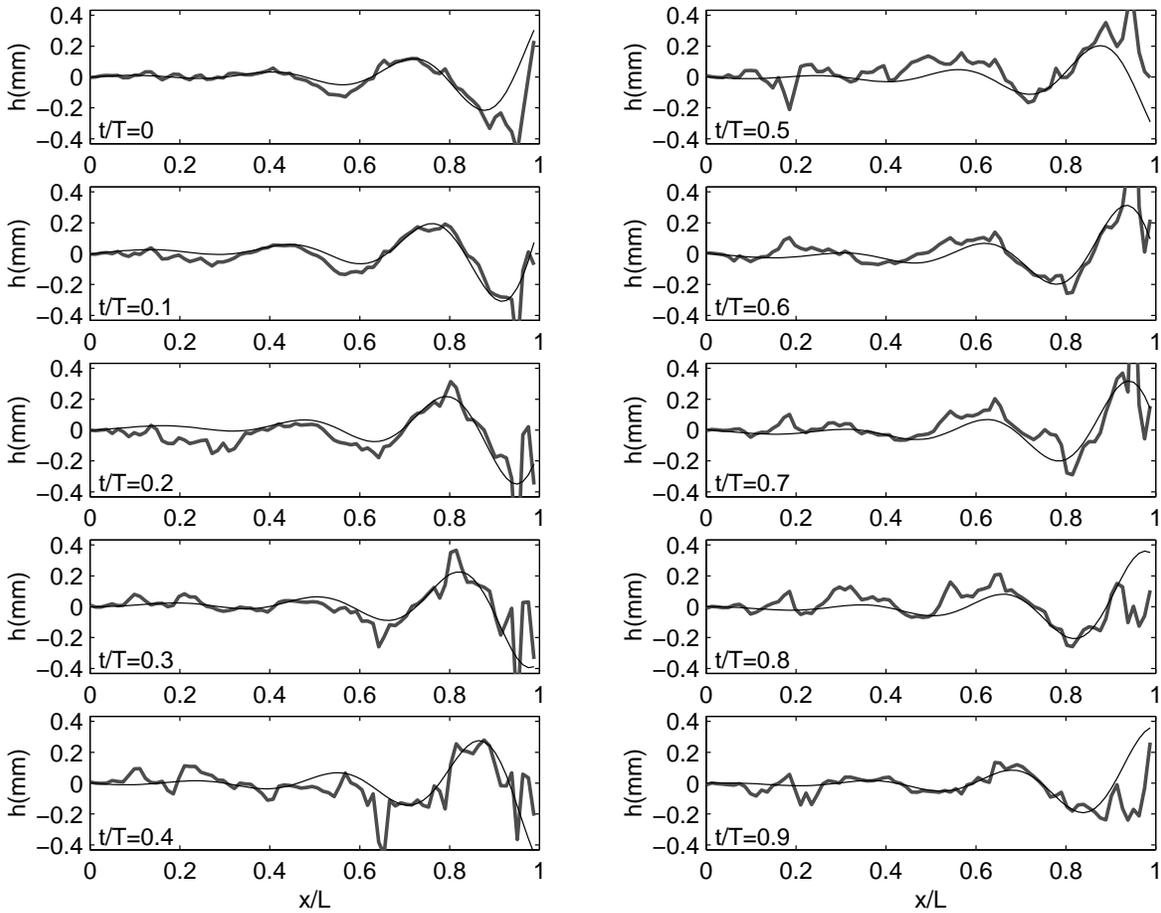


FIG. 5.24: Amplification du troisième mode à  $U_\infty = 30,1$  m/s.

#### 5.4. Effet du contrôle sur les oscillations de la couche de mélange



**FIG. 5.25:** Paramètres d'identification du troisième mode après amplification ;  $U_\infty = 31$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0 = 0,43$  mm.



**FIG. 5.26:** Amplification du troisième mode à  $U_\infty = 31$  m/s.

### 5.4.3 Atténuation du troisième mode hydrodynamique

Au paragraphe précédent, les essais d’amplification des oscillations de la couche de mélange ont montré que l’un des effets de la vibration du bord aval consiste en une déstructuration partielle des modes hydrodynamiques. De plus, lors du contrôle visant à l’atténuation des modes fluide-résonants, les mesures acoustiques présentées au chapitre 4 ont montré la possibilité d’une dispersion en fréquence des oscillations hydrodynamiques. Il y a donc lieu de penser que ceci conduit également à une perturbation importante des oscillations de la couche de mélange.

Les mesures présentées ici concernent uniquement les essais d’atténuation du troisième mode en régime de couplage fluide-résonant, les autres configurations n’ayant pas permis d’obtenir une synchronisation stable du système de PIV.

#### Régime d’apparition du couplage fluide-résonant ( $U_\infty=30,1$ m/s, Figs. 5.29 et 5.30)

Au régime d’apparition du couplage fluide-résonant, soit pour  $U_\infty = 30,1$  m/s, l’atténuation du troisième mode d’oscillations se traduit par une modification significative du signal issu du microphone n° 2 (cf. §4.3.4, Fig. 4.32). On peut cependant vérifier en figure 5.27 que cette apparente détérioration du signal de détection ne conduit pas à une altération notable du signal de commande. Celui-ci reste alors exploitable pour la synchronisation des mesures.

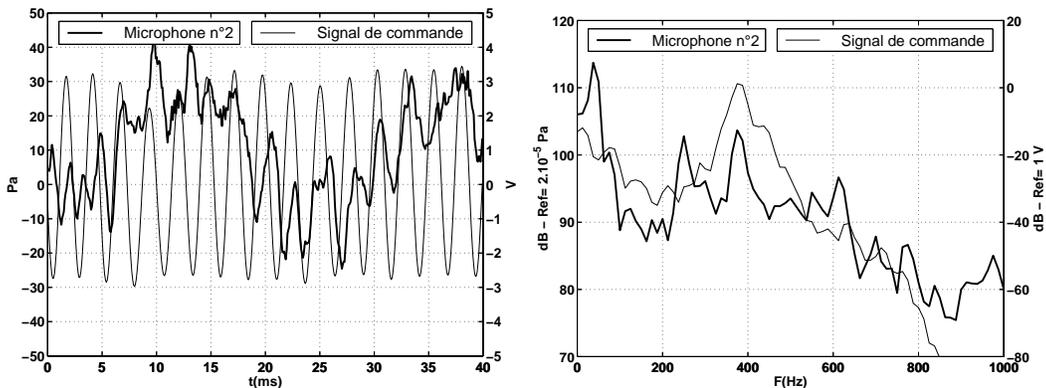


FIG. 5.27: Allure des signaux de détection et de commande utilisés pour la synchronisation des mesures lors de l’atténuation du mode n° 3 ;  $U_\infty = 30,1$  m/s.

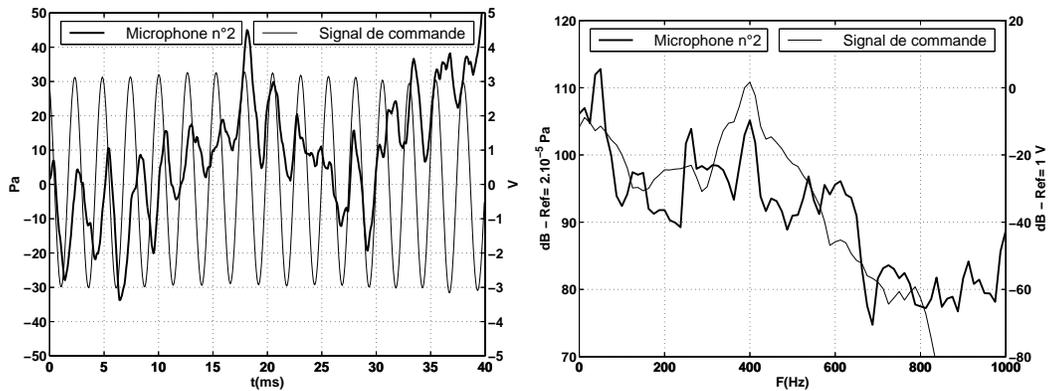
Les résultats présentés en figure 5.29 et 5.30 illustrent la forte perturbation de la couche de mélange accompagnant l’atténuation du niveau sonore. L’identification des paramètres de phase et d’amplitude présente alors une évolution fortement irrégulière. L’amplitude moyenne identifiée  $A_0$  est égale à 0,101 mm, ce qui ne représente pas une atténuation puisque l’amplitude des oscillations libres est de 0,06 mm. De plus, l’amplitude locale mesurée au voisinage du bord aval est de nouveau très importante et peut atteindre 4 mm. Il apparaît également que le paramètre de phase n’évolue pas linéairement et ne reflète donc pas le cycle d’acquisition sur une période.

Ici, la bonne qualité du signal de détection permet de dire que la perte de corrélation n’est pas un effet secondaire dû à une diminution de la qualité du suivi de fréquence. Le déphasage imposé par le contrôle exerce donc une contrainte permanente qui s’oppose à l’établissement de l’onde convective

animant la couche de mélange. D'après la figure 5.30, cette sollicitation tend à déplacer le mouvement initial qui a tendance à renaître sous une forme légèrement déphasée au niveau du bord aval. Il existe alors un lieu de forte perturbation à environ  $x/L = 0,6$ , abscisse qui matérialise l'étendue de la zone d'influence hydrodynamique de la paroi vibrante. L'amplitude moyenne des oscillations ne constitue donc plus réellement un critère permettant de caractériser l'efficacité du contrôle, les oscillations étant fortement décorréliées du modèle théorique. Cette amplitude supérieure à celles des oscillations libres est néanmoins provoquée par le contrôle lui-même et vient en parallèle à la destruction du couplage fluide-résonant. Ces résultats sont également représentatifs du fait que la nature du contrôle n'est pas parfaitement adaptée au mode hydrodynamique et ne parvient pas à le moduler sous sa forme native.

### Régime de couplage fluide-résonant intense ( $U_\infty=31$ m/s, Figs. 5.31 et 5.32)

Le couplage fluide résonant intense observé à  $U_\infty = 31$  m/s et la limitation en puissance de l'actionneur permettent une mesure de grande qualité lors de l'atténuation du couplage résonant car le signal de référence n'est quasiment pas altéré par le contrôle (Fig. 5.28).



**FIG. 5.28:** Allure des signaux de référence utilisés pour la synchronisation des mesures lors de l'atténuation du mode n° 3 ;  $U_\infty = 31$  m/s.

Les paramètres d'identification de la mesure sont ici tout à fait conformes à ceux observés dans le cas des oscillations libres et de l'amplification (Fig. 5.31). L'évolution de la phase mesurée est très peu perturbée et reste globalement linéaire, l'amplitude étant légèrement modulée autour de sa valeur moyenne :  $A_0 = 0,279$  mm. L'atténuation obtenue est donc de l'ordre de 20% et détériore peu la forme originelle des oscillations, comme le montre la figure 5.32. De plus, l'amplitude locale des oscillations est de l'ordre de 0,6 mm au niveau du bord aval.

L'atténuation du niveau sonore est donc ici accompagnée d'une réduction efficace de l'amplitude des oscillations de la couche de mélange, tout en étant limitée par la puissance du vibreur. On distingue, comme précédemment, une perturbation singulière des oscillations en  $x/L \simeq 0,6$  qui indique de nouveau la limite d'influence hydrodynamique de la paroi vibrante.

Il semble ici que la forte intensité du couplage fluide-résonant permette d'une part un suivi de fréquence très stable et d'autre part une persistance des oscillations qui ne peuvent être totalement déstructurées par le contrôle. Il en résulte une configuration intermédiaire entre le cas libre et le cas où

la couche de mélange est fortement altérée. Il ressort donc qu'un contrôle à puissance limitée permet une réduction sensible des oscillations tout en apportant une atténuation de 15 dB du bruit rayonné par le couplage fluide-résonant, comme il a été vu au Chapitre 4 (§4.3.4).

### 5.4.4 Conclusion

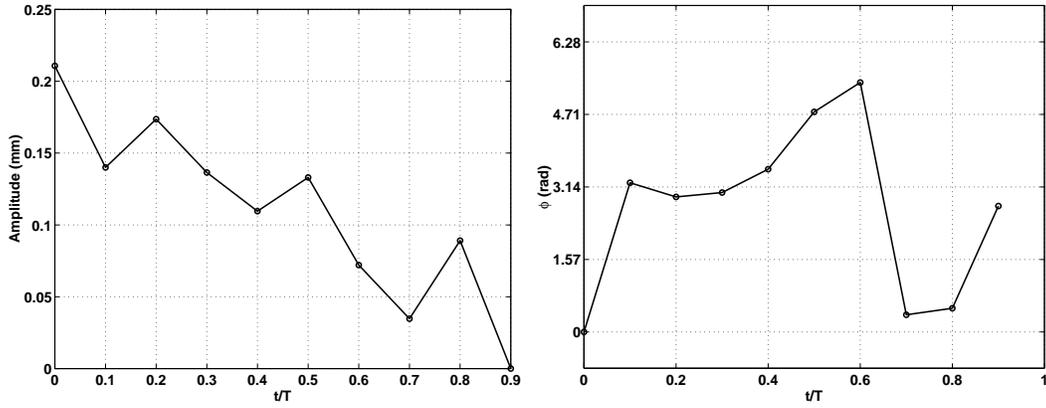
Les résultats obtenus par la mesure de vitesses synchronisée viennent confirmer que l'actionneur et la méthode de contrôle choisis permettent d'installer un couplage fluide-élastique qui mène à une amplification conséquente de ses oscillations dans chacune des configurations que nous avons expérimentées. Le premier objectif que nous nous étions fixé est donc validé puisque l'on prouve ainsi que l'amplification des oscillations hydrodynamiques peut être déclenchée par la mise en vibration du bord aval.

Ces résultats montrent de plus que l'amplification des oscillations hydrodynamiques est sujette à une limite physique qui peut être rapidement atteinte lorsque le couplage fluide-élastique s'établit. Bien que le dispositif de contrôle dont nous disposons soit largement perfectible, notamment en termes de réponse mécanique et de géométrie, il apparaît que l'excitation de la couche de mélange s'accompagne rapidement d'une détérioration de ses oscillations.

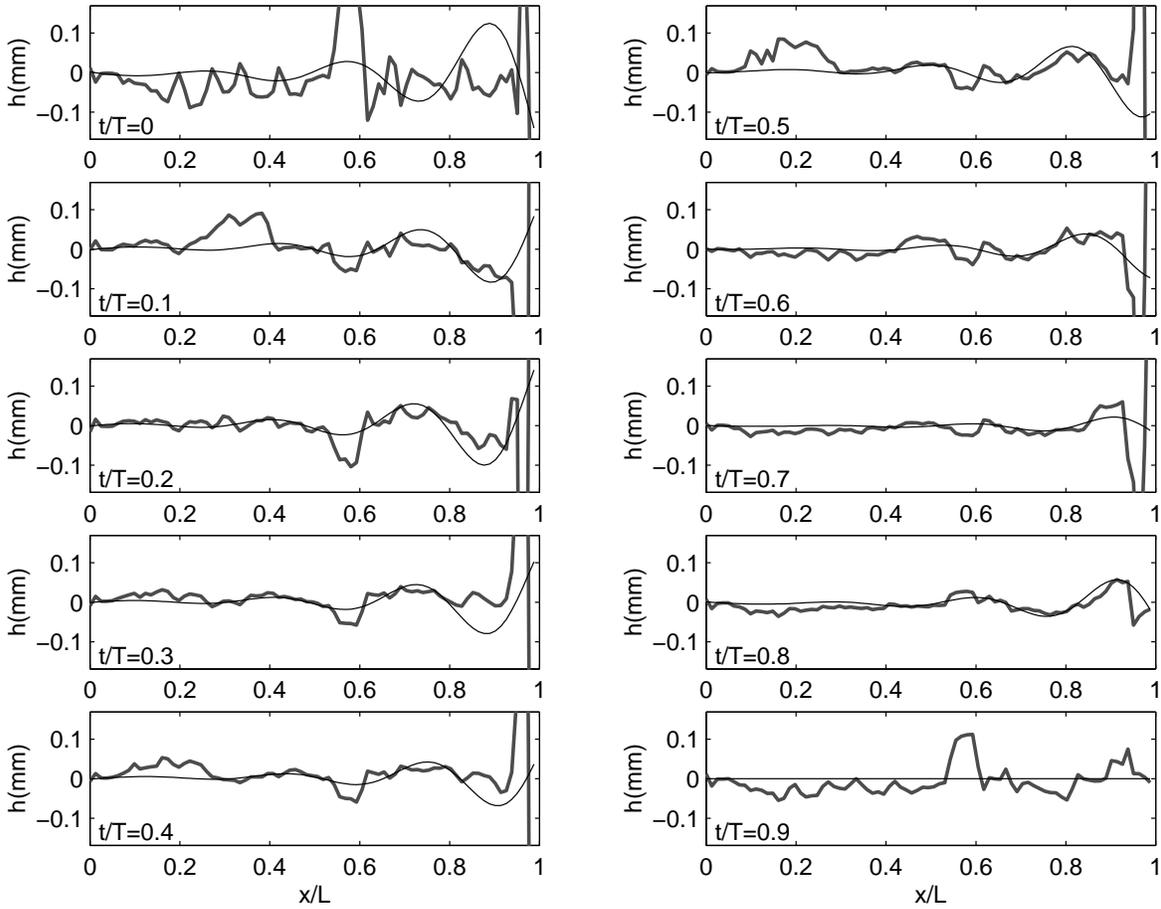
La même procédure a également pu être appliquée avec succès à l'atténuation du couplage fluide-résonant. Il apparaît ici que la sollicitation imposée à la couche de mélange permet une réduction notable de ses oscillations et peut en déstructurer le cycle le cas échéant. Le second objectif que nous nous étions fixés en matière de contrôle actif est donc en partie atteint, bien que nous n'ayons pu moduler les oscillations de la couche de mélange en conservant leur comportement initial.

Il est probable que la forte détérioration de la couche de mélange lors de l'application de ces deux formes de contrôle soit due à l'égalité de fréquence entre les vibrations de la paroi et les oscillations hydrodynamiques. Au cours de ce mouvement, les sollicitations exercées sur la couche de mélange dans sa phase ascendante et dans sa phase descendante sont de signes opposés car elle correspondent à deux demi-périodes d'un cycle de vibration appliqué au noeud de l'oscillation. Afin de vérifier cette remarque et de contourner cet effet s'il est avéré, il serait intéressant de pouvoir doubler la fréquence de suivi en vue d'imposer une sollicitation symétrique dans les deux phases du mouvement.

5.4. Effet du contrôle sur les oscillations de la couche de mélange



**FIG. 5.29:** Paramètres d'identification du troisième mode après atténuation ;  $U_\infty = 30.1$  m/s ; Amplitude moyenne :  $A_0 = 0,101$  mm.



**FIG. 5.30:** Atténuation du troisième mode  $U_\infty = 30,1$  m/s.

5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

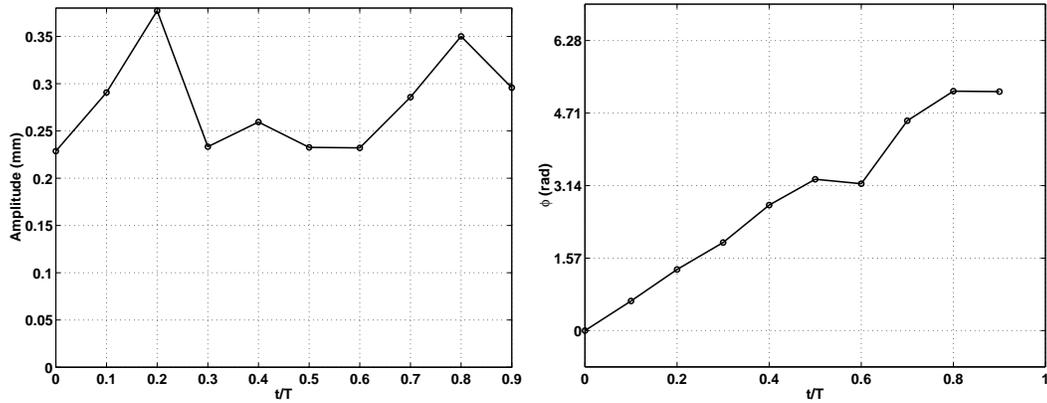


FIG. 5.31: Paramètres d'identification du troisième mode après atténuation ;  $U_\infty = 31$  m/s ; Amplitude moyenne identifiée :  $A_0 = 0,279$  mm.

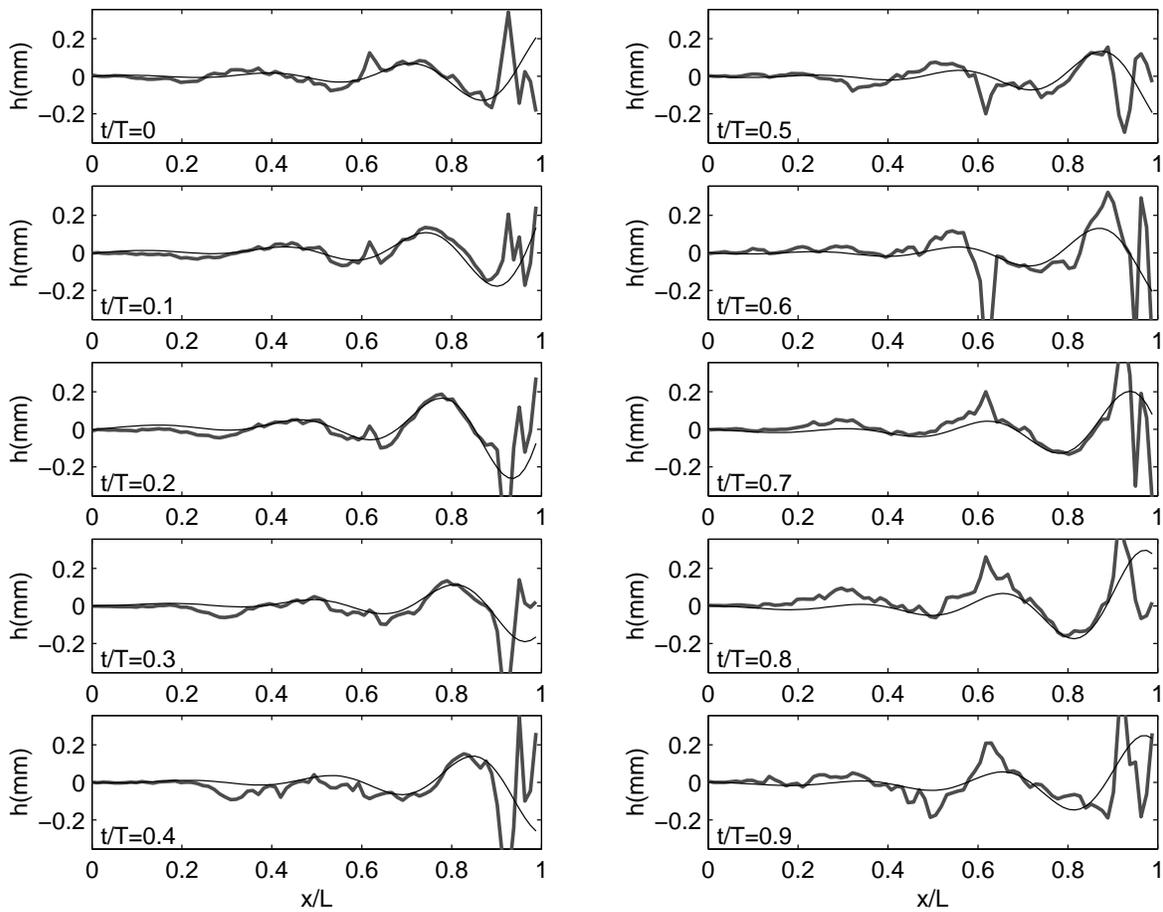


FIG. 5.32: Atténuation du troisième mode ;  $U_\infty = 31$  m/s.

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu mettre à profit une méthode de mesure hybride permettant de synchroniser les acquisitions du système de PIV aux signaux fournis par le microphone disposé en fond de cavité.

L'application de cette méthode à l'écoulement de cavité a alors permis de valider l'approche théorique formulée par Howe en montrant l'étroite corrélation entre les modes identifiés numériquement et les oscillations de la couche de mélange [16, 15].

Il ressort également de ces mesures que l'interaction fluide-structure initiée au bord aval est fortement non linéaire et peut venir exciter la zone de naissance de la couche de mélange. Cet aspect n'a pu être plus approfondi et semble ne devoir se produire qu'à certains régimes d'écoulement. Ces observations sont conformes à certaines expériences relatées dans la littérature, pour lesquelles les modes donnant lieu à un couplage longitudinal ne s'observent qu'à certains régimes privilégiés et présentent des phénomènes d'hystérésis [68, 11].

Les mesures que nous avons effectuées lors de l'amplification puis de l'atténuation des modes couplés et non couplés ont illustré la pertinence du contrôle ainsi appliqué. Celles-ci ont confirmé que la mise en vibration de la paroi aval à l'aide d'un suivi de la fréquence du phénomène permet de moduler l'amplitude de ses oscillations de manière déterministe en fonction du choix du déphasage appliqué entre le capteur et l'actionneur.

Le calcul du déplacement de l'interface soumise au contrôle indique de plus que l'influence directe de l'actionneur ne se ressent que sur environ 40% de la longueur de l'interface. On observe alors une forte perturbation à la frontière de cette zone lors de l'atténuation du couplage. Celle-ci montre que l'instabilité menant naturellement à l'établissement des oscillations  $y$  est confrontée à la contrainte de déphasage imposée par la paroi vibrante. Il existe donc un équilibre entre le phénomène spontané qui tend à s'établir et le contrôle qui modifie en permanence la condition aux limites cinématique du bord aval, provoquant un " dé-couplage " fluide-élastique.

Ces observations ont également montré les limites de l'action que nous pouvons envisager à l'aide de ce type d'actionneur. Il ressort en particulier que son efficacité peut être fortement réduite lorsque les oscillations initiales de la couche de mélange sont peu établies. On relève alors une forte dépense énergétique, tant pour l'amplification que pour l'atténuation. L'application du contrôle nécessite de très importantes oscillations au voisinage du vibreur qui ne sont pas ressenties dans une commune mesure sur l'ensemble de la couche de mélange. Cet aspect semble venir du comportement même des oscillations hydrodynamiques dont la fréquence reste relativement instable en l'absence de couplage initial.

## 5. Analyse expérimentale de la couche de mélange : validation du modèle de stabilité...

---

# Conclusion générale

Nous avons vu en première partie de ce document que les caractéristiques statique et dynamique de l'écoulement de cavité se présentent sous différentes formes selon la géométrie du dispositif et le régime d'écoulement. Le cas particulier de la cavité d'allongement longitudinal modéré sous écoulement turbulent à faible nombre de Mach qui constitue le sujet principal de cette étude compte parmi les configurations les plus courantes, en particulier dans le domaine des transports terrestres et aériens. Paradoxalement, la plupart des études effectuées à ce jour concernent les cavités profondes (de type résonateur) ou les cavités de grand allongement, alors que peu de données sont disponibles pour le cas intermédiaire. Nous avons donc choisi de contribuer à ce panel de résultats en proposant une alternative aux approches théoriques classiques et en la confrontant aux mesures obtenues à l'aide de notre dispositif expérimental.

Notre approche en terme de contrôle actif a également été dédiée à une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement de cavité. Ainsi, au regard des différentes solutions déjà expérimentées, nous avons choisi de n'utiliser ni contrôleur numérique, ni algorithme de minimisation dans la mesure où l'efficacité de ceux-ci a déjà maintes fois été prouvée. De plus, notre stratégie visant à un contrôle global du phénomène, nous avons opté pour une solution permettant l'amplification comme l'atténuation des oscillations par l'intermédiaire d'une même chaîne de rétroaction.

L'ensemble des résultats expérimentaux a montré que la configuration d'étude choisie se distingue sensiblement des cas généralement abordés. Les mesures de fluctuations de pression ont tout d'abord mis en évidence que le phénomène généré est essentiellement de nature hydrodynamique et convective tout en étant extrêmement réceptif aux modes acoustiques de son environnement. Il ressort de plus que si le nombre de Strouhal basé sur la longueur de la cavité constitue le paramètre principal de ce type d'écoulement, les rapports d'allongement longitudinal et surtout transversal conditionnent nettement la fréquence d'apparition des phénomènes observés. Il est également établi que les modes d'oscillation sont en partie gouvernés par les effets de propagation au sein de la couche de mélange et dépendent alors du nombre de Mach de l'écoulement.

En ces différents points, le modèle que nous avons utilisé puis partiellement étendu offre des résultats particulièrement prometteurs. D'une part, la formulation initiale d'un problème à trois dimensions fait naturellement apparaître le nombre de Strouhal et le rapport d'allongement transversal comme les paramètres essentiels de l'étude. Il apparaît alors que la loi d'évolution du nombre de Strouhal des instabilités au rapport d'allongement transversal est fortement dépendante de la configuration de cavité étudiée. Notre contribution à cette approche consiste en l'introduction d'une formulation propagative de la fonction de Green du problème. Ceci aboutit à la prise en compte du nombre de Mach de l'écoulement dans l'étude analytique par l'intermédiaire du nombre d'onde présent dans la

## Conclusion générale

---

fonction de Green. Bien que ce développement n'ait pu être effectué que pour l'une des représentations géométriques du problème, les résultats qu'il apporte montrent une tendance en très bon accord avec les observations expérimentales. De plus, ce type de modèle ne nécessite l'utilisation d'aucun paramètre d'ajustement et se distingue en cela des représentations basées sur une description semi-empirique. Le traitement des mesures de vélocimétrie par images de particules a par ailleurs confirmé que les prédictions déterministes fournies par ce modèle sont en excellent accord avec la dynamique de la couche de mélange.

Il paraît donc tout à fait indiqué de poursuivre le travail de modélisation en ce sens tout en validant expérimentalement chacune des étapes. Ceci passe tout d'abord par la conception d'un dispositif dédié, reflétant le plus possible les conditions aux limites requises par les différentes représentations déjà abordées. Si la pertinence du modèle est validée, on pourra s'attacher à tenir compte des différentes parois de la cavité, séparément puis simultanément, afin d'approcher au plus près les configurations pratiques.

La méthodologie de contrôle actif employée a été gouvernée par l'idée que l'interaction entre la couche de mélange et le bord aval de la cavité est responsable de l'apparition des modes d'instabilité, qu'il y ait ou non convection de structures discrètes. Nous avons alors émis l'hypothèse qu'une sollicitation issue du bord aval pouvait moduler localement cette interaction afin d'aboutir au contrôle des oscillations de la couche de mélange. Les résultats obtenus lors de l'application du contrôle confirment effectivement que les fluctuations de pression et la dynamique de l'écoulement peuvent être gouvernées depuis le bord aval, tant en vue d'une amplification que d'une atténuation. Il ressort également de nos observations que les modes hydrodynamique, fluide-résonant et fluide-élastique peuvent coexister et, le plus souvent, coïncider quand leurs fréquences respectives sont voisines. Ceci permet de prédire qu'un contrôle basé sur un couplage fluide-élastique et strictement focalisé sur les fluctuations hydrodynamiques puisse gouverner l'ensemble du phénomène, qu'il y ait ou non présence de modes fluide-résonants.

Il demeure cependant que le dispositif rudimentaire que nous avons implanté semble responsable de la forte altération des oscillations de la couche de mélange. A présent que le principe d'action est validé, on peut penser à en améliorer les performances et à en proposer quelques variantes.

En ce sens, le changement de capteur de détection est une priorité si l'on veut obtenir un signal représentatif des fluctuations hydrodynamiques et le plus possible exempt de la composante acoustique. Un film chaud placé au bord amont ou au bord aval pourrait alors apporter une amélioration significative de la mesure. La réponse de l'actionneur actuel laissé libre ayant fourni une mesure de la composante hydrodynamique du phénomène, on peut également songer à utiliser une paroi élastique de faibles dimensions au niveau du bord aval en l'équipant d'un accéléromètre, d'une jauge de déformation, ou d'un film PVDF.

L'actionneur lui-même nécessite certaines modifications, en particulier en terme d'indépendance vis à vis de l'écoulement. Un vibreur de conception plus robuste, donc de forte impédance mécanique, et asservi en position permettrait certainement un contrôle plus stable et minimiserait les risques de dérive en fréquence.

Concernant les alternatives simples, il serait en particulier intéressant de chercher à doubler la fréquence de vibration de l'actionneur afin d'imposer une contrainte de phase plus en accord avec les oscillations de la couche de mélange. Il est également envisageable de changer l'orientation de la

---

paroi vibrante afin d'imposer une sollicitation verticale, à l'image de l'actionneur utilisé par Cattafesta *et al.* . Un tel système peut de plus être disposé en aval comme en amont de la couche de mélange, et permettrait une comparaison quantitative des résultats.

Enfin, un développement plus complexe consisterait, à partir du même circuit de commande, à générer un soufflage périodique à l'aide d'un système miniature tel que celui développé par Tardu [81]. Il est en effet probable qu'un contrôle en temps réel de la convection de vorticit   puisse singuli  rement influencer l'onde convective animant la couche de m  lange.

## **Conclusion générale**

---

## **Annexe A**

### **Identification de la fonction hypergéométrique de Gauss**

## Annexe A

Le terme à intégrer selon  $y_2$  puis selon  $x_2$  se présente sous forme d'une double somme :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \left(1 + \frac{(x_2 - y_2)^2}{(x_1 - y_1)^2}\right)^{\frac{n}{2}} \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{k!} \left(\frac{x_2 - y_2}{x_1 - y_1}\right)^{2k}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

On intègre alors selon  $y_2$  :

$$\begin{aligned}
 & \int_{-w/2}^{w/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} dy_2 \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{k!} \left[ -\frac{x_1 - y_1}{2k+1} \left(\frac{x_2 - y_2}{x_1 - y_1}\right)^{2k+1} \right]_{-w/2}^{w/2}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Puis l'intégration selon  $x_2$  donne :

$$\begin{aligned}
 & \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} dy_2 dx_2 \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{k!} \\
 & \quad \left[ \frac{(x_1 - y_1)^2}{(2k+1)(2k+2)} \frac{(x_2 + w/2)^{2k+2} - (x_2 - w/2)^{2k+2}}{(x_1 - y_1)^{2k+2}} \right]_{x_2=-w/2}^{x_2=w/2} \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|x_1 - y_1|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{(k+1)!} \frac{(x_1 - y_1)^2}{(2k+1)} \left(\frac{w}{x_1 - y_1}\right)^{2(k+1)}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

qui devient, après utilisation des coordonnées sans dimension :

$$\begin{aligned}
 & \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|\mathbf{x} - \mathbf{y}|)^n}{(n+1)!} dy_2 dx_2 \\
 &= \left(\frac{l(\xi - \eta)}{2}\right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M|\xi - \eta|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{(2k+1)(k+1)!} \left(\frac{2w/l}{\xi - \eta}\right)^{2(k+1)} \\
 &= w^2 \left(\frac{\xi - \eta}{2w/l}\right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M|\xi - \eta|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{(2k+1)(k+1)!} \left(\frac{2w/l}{\xi - \eta}\right)^{2(k+1)} \\
 &= w^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M|\xi - \eta|)^n}{(n+1)!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2} - 1) \dots (\frac{n}{2} - k + 1)}{(2k+1)(k+1)!} \left(\frac{2w/l}{\xi - \eta}\right)^{2k}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

La notation générique

$$(a)_k = a(a+1)\dots(a+k-1) = \prod_{p=1}^k (a+p-1)$$

permet de transformer la série obtenue :

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2}-1)\dots(\frac{n}{2}-k+1)}{(2k+1)(k+1)!} \left(\frac{2w/l}{\xi-\eta}\right)^{2k} \\ &= \frac{-2}{n+2} \left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1-\frac{n}{2})_{k+1}}{(2(k+1)-1)(k+1)!} \left[-\left(\frac{2w/l}{\xi-\eta}\right)^2\right]^{k+1} \\ &= \frac{-1}{n+2} \left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2 \left(\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1-\frac{n}{2})_k}{(k-1/2)k!} \left[-\left(\frac{2w/l}{\xi-\eta}\right)^2\right]^k + 2\right) \end{aligned}$$

Cette expression peut alors être homogénéisée grâce à la propriété suivante :

$$\frac{(a)_k}{(a+1)_k} = \frac{a}{a+k} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{k-1/2} = \frac{1}{-1/2} \frac{(-1/2)_k}{(1/2)_k}$$

On fait ainsi apparaître la fonction hypergéométrique de Gauss  ${}_2F_1(a, b; c; z)$  :

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{n}{2}(\frac{n}{2}-1)\dots(\frac{n}{2}-k+1)}{(2k+1)(k+1)!} \left(\frac{2w/l}{\xi-\eta}\right)^{2k} \\ &= \frac{2}{n+2} \left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2 \left(\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1-\frac{n}{2})_k(-1/2)_k}{(1/2)_k} \left[-\left(\frac{2w/l}{\xi-\eta}\right)^2\right]^k - 1\right) \\ &= \frac{2}{n+2} \left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2 \left({}_2F_1\left(-1-\frac{n}{2}, -\frac{n}{2}; \frac{n}{2}; -\left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2\right) - 1\right) \end{aligned}$$

et on obtient finalement :

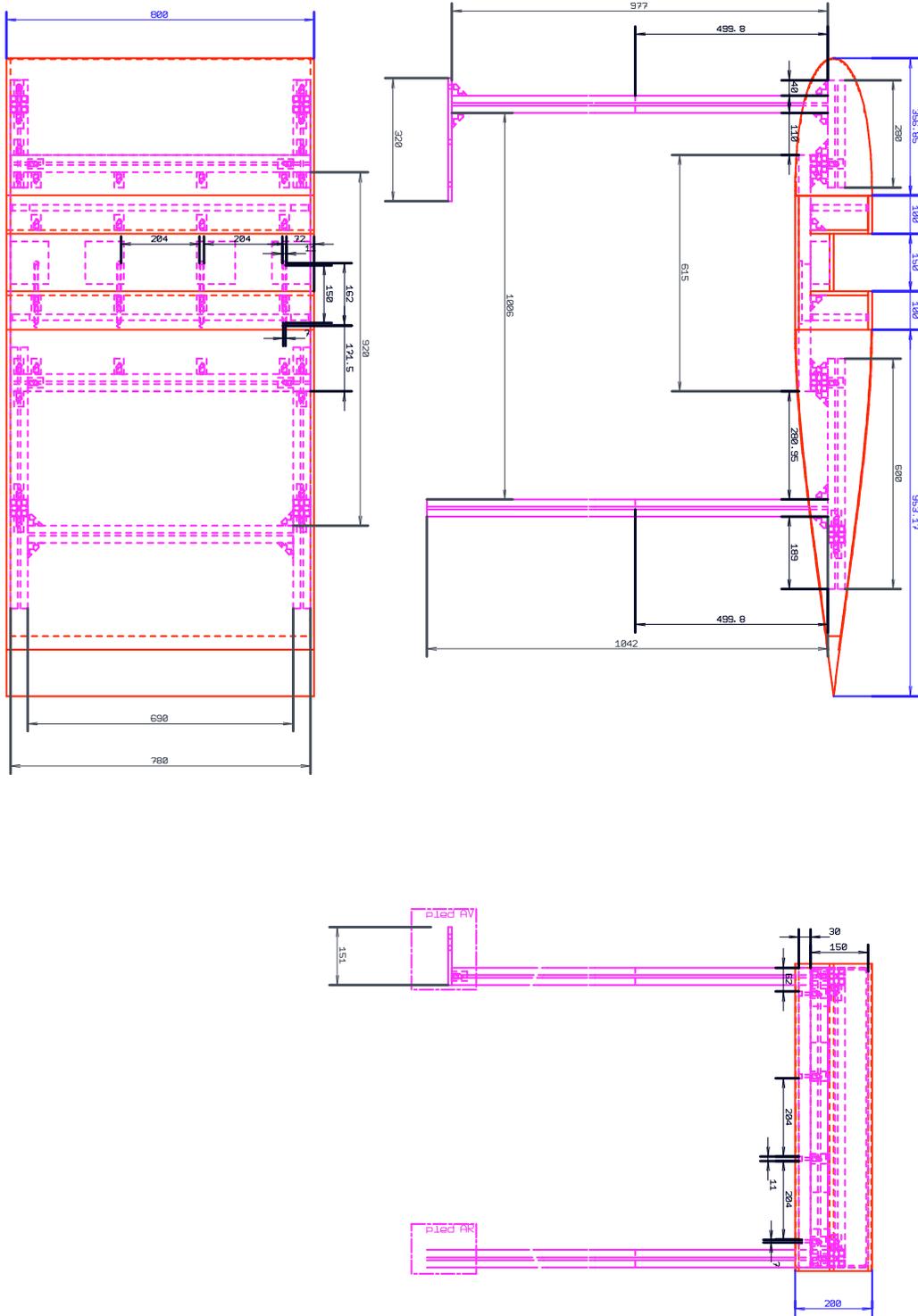
$$\begin{aligned} & \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-w/2}^{w/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\kappa_0|x_1-y_1|)^n}{(n+1)!} \left(1 + \frac{(x_2-y_2)^2}{(x_1-y_1)^2}\right)^{\frac{n}{2}} dy_2 dx_2 \\ &= w^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\sigma M)^n |\xi-\eta|^{n+2}}{2(w/l)^2 (n+2)!} \left({}_2F_1\left(-1-\frac{n}{2}, -\frac{n}{2}; \frac{n}{2}; -\left(\frac{\xi-\eta}{2w/l}\right)^2\right) - 1\right) \end{aligned}$$



# **Annexe B**

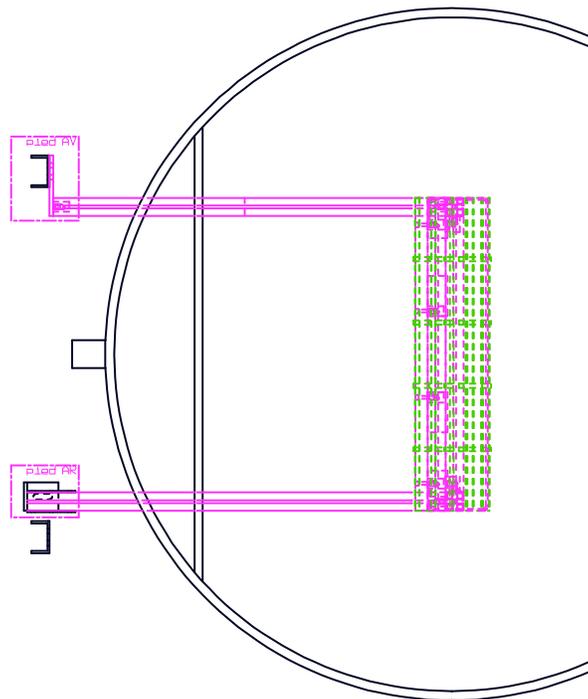
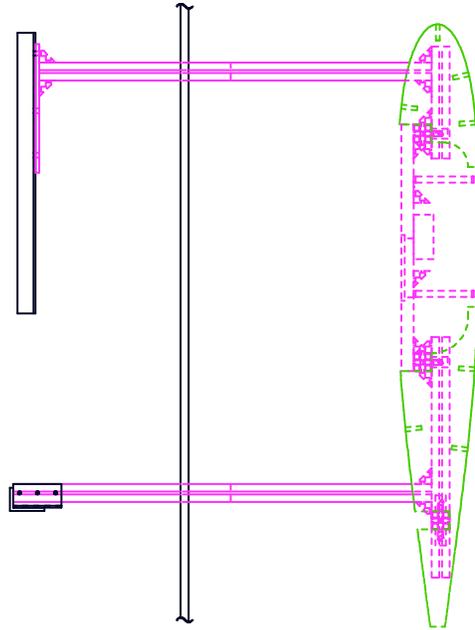
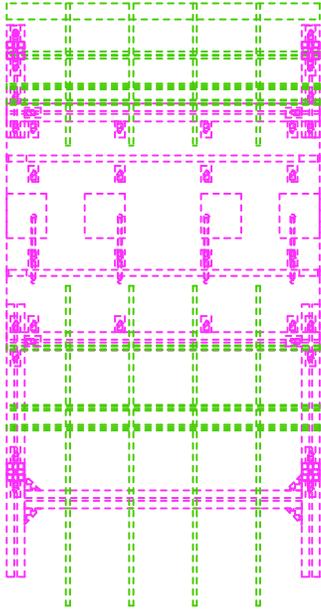
## **Dispositif Expérimental**

*Plan général de la maquette : support, structure et enveloppe.*



---

**Plan général de la maquette : support, structure et couples.**

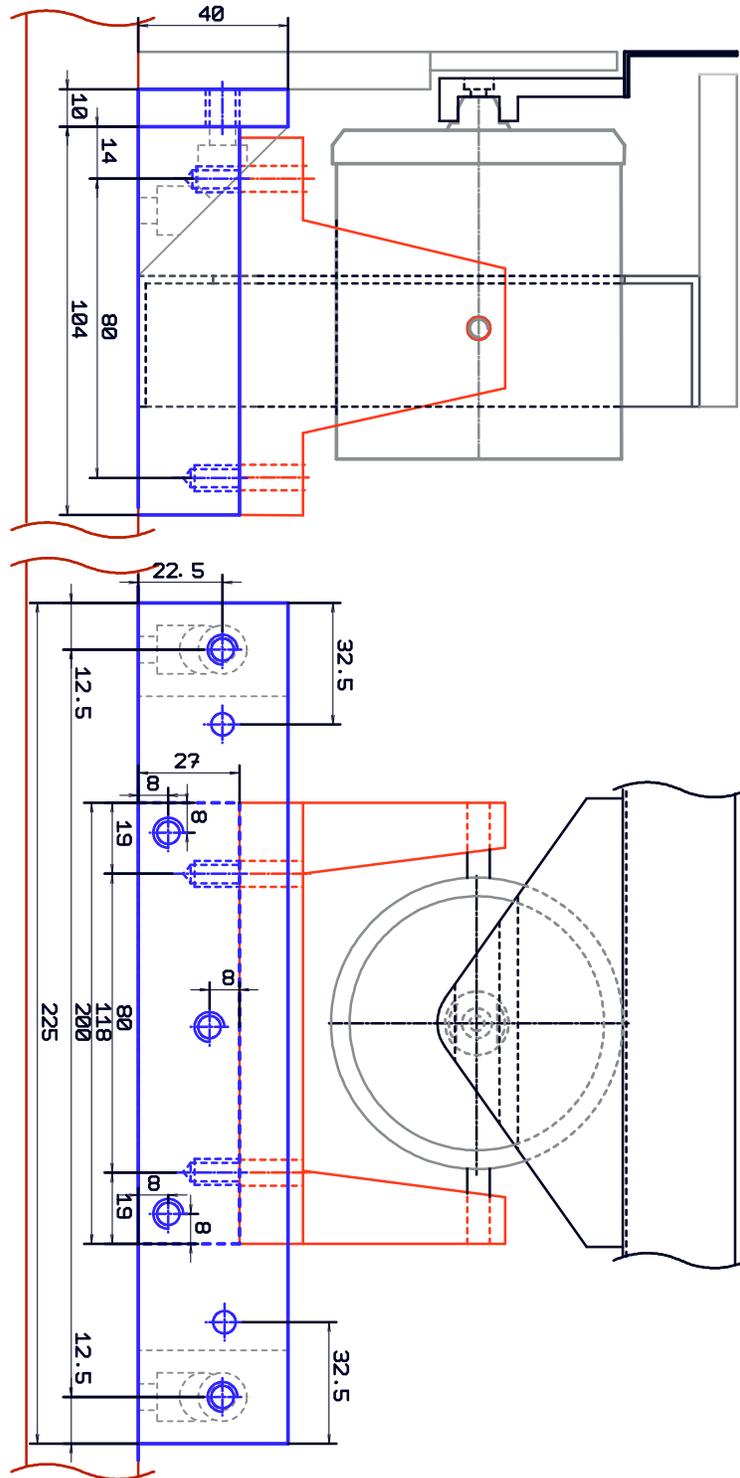




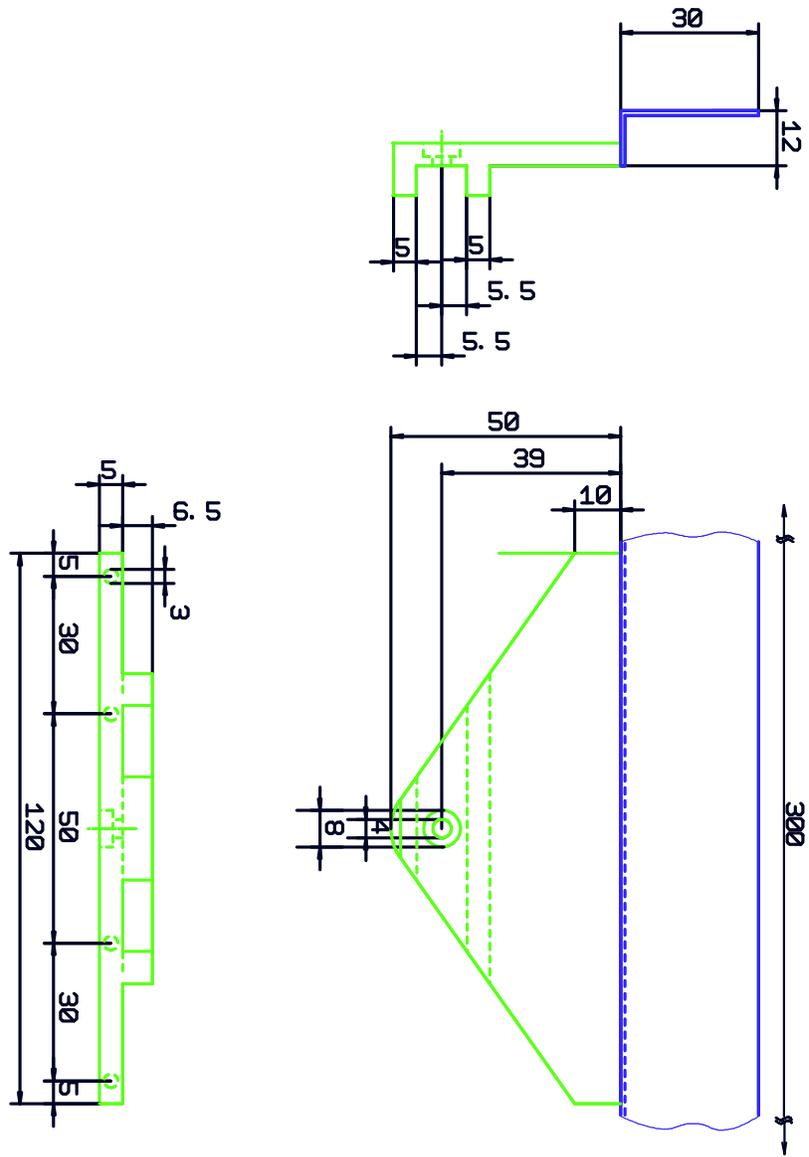
# **Annexe C**

## **Insertion du système de contrôle actif**

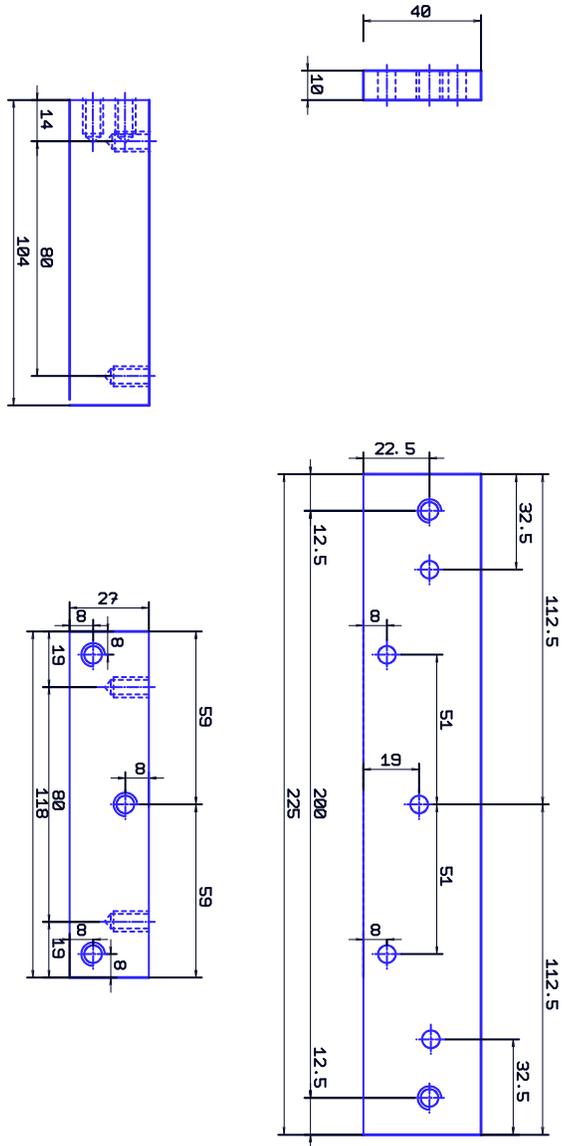
*Schéma d'insertion du pot vibrant au bord aval.*



*Dessin de définition de la platine de renvoi.*



**Dessin de définition du support du pot vibrant.**



# Bibliographie

- [1] M. Abramovitz & I. A. Stegun. *Handbook of mathematical functions*. Dover, New York, 1965.
- [2] R. Adrian. *Scattering particle characteristics and their effects on pulsed laser measurements on fluid flow : speckle velocimetry vs. particle image velocimetry*. Applied Optics, 23, pp.1690–1691, 1984.
- [3] G. K. Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, 1967.
- [4] L. P. Bernal & A. Roshko. *Streamwise vortex structure in plane mixing layer*. J. Fluid Mech., 170, pp.499–525, 1986.
- [5] A. J. Bilanin & E. E. Covert. *Estimation of possible excitation frequencies for shallow rectangular cavities*. AIAA Journal, 11(3), pp.347–351, 1973.
- [6] D. Biron, P. Hebrard, S. Pautin, F. Garnier, B. Labegorre & A. Laverdant. *Etude de l'interaction entre l'acoustique et des structures tourbillonnaires émises par un obstacle en cavité fermée*. La Recherche aérospatiale, 1993-1, Janvier-Février 1993.
- [7] G. L. Brown & A. Roshko. *On density effects and large structures in turbulent mixing layers*. J. Fluid Mech., 64(4), pp.775–816, 1974.
- [8] J. C. Bruggeman, A. Hirschberg, M. E. H van Dongen, A. P. J. Wijnands & J. Gorter. *Flow induced pulsations in gas transport systems : analysis of the influence of closed side branches*. J. Fluids Eng., 111, pp.484–490, December 1989.
- [9] J. C. Bruggeman, A. Hirschberg, M. E. H van Dongen, A. P. J. Wijnands & J. Gorter. *Self sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems : experimental study of the influence of closed side branches*. J. Sound Vib., 150(3), pp.371–393, 1991.
- [10] J. C. Bruggeman, J. C. Vellekoop, F. P. van der Knaap & P. J. Keuning. *Flow excited resonance in a cavity covered by a grid : theory and experiments*. The American Society of Mechanical Engineers - NCA, 11, pp.135–141, 1991.
- [11] L. N. Cattafesta III, S. Garg, M. Choudari & F. Li. *Active control of flow-induced cavity resonance*. AIAA paper, 97-1804, 1997.
- [12] L. N. Cattafesta III, S. Garg, M. A. Kegerise & G. S. Jones. *Experiments on compressible flow-induced cavity oscillations*. AIAA paper, 98-2912, 1998.
- [13] A. F. Charwat, J.N Roos, F.C Dewey & J. A. Hitz. *An investigation of separated flows - Part 1 : the pressure field*. Journal of the Aerospace Science, 28(6), pp.457–470, 1961.
- [14] A. F. Charwat, J.N Roos, F.C Dewey & J. A. Hitz. *An investigation of separated flows. Part 2 : flow in cavity and heat transfer*. Journal of the Aerospace Science, 28(6), pp.513–527, 1961.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [15] L. Chatellier, J. Laumonier & Y. Gervais. *Tone generation in low Mach number cavity flows*. AIAA Journal, Article soumis le 30/10/2001.
- [16] L. Chatellier, J. Laumonier & Y. Gervais. *Aeroacoustic coupling in cavities at low Mach number*. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Maastricht, The Netherlands, 2001-2131, May 2001.
- [17] L. Chatellier, J. Laumonier & Y. Gervais. *Contrôle actif du couplage aéroacoustique en cavité sous écoulement affleurant*. XVème Congrès Français de Mécanique, Nancy, 663, Septembre 2001.
- [18] H. Choi, P. Moin & J. Kim. *Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows*. J. Fluid Mech., 262, pp.75–110, 1994.
- [19] S.H. Collicott. *Transition from Particle Image Velocimetry to Laser Speckle Velocimetry with increasing density*. Laser Techniques and applications in Fluid Mechanics, Proceedings of the 6th International Symposium, Lisbon, Portugal, pages 181–194, July 1992.
- [20] J. Cousteix. *Turbulence et couche limite*. Cepadues Editions, 1989.
- [21] D. G. Crighton. *The jet edge-tone feedback cycle ; linear theory for the operating stages*. J. Fluid Mech., 234, pp.361–391, 1992.
- [22] P. E. Dimotakis & G. L. Brown. *The mixing layer at high Reynolds number : large structure dynamics and entrainment*. J. Fluid Mech., 78, pp.535–560, 1976.
- [23] P. A. Durbin. *Resonance in flows with vortex sheets and edges*. J. Fluid Mech., 145, pp.275–285, 1984.
- [24] L. F. East. *Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities*. J. Sound Vib., 3(3), pp.277–287, 1966.
- [25] S. Ethembabaoglu. *On the fluctuating flow characteristics in the vicinity of gate slots*. Division of Hydraulic Engineering, University of Trondheim, Norwegian Institute of Technology, June 1973.
- [26] R. C. Forrey. *Computing the hypergeometric function*. J. Comp. Phys., 137, pp.79–100, 1997.
- [27] M. Gharib. *Response of the cavity shear layer to external forcing*. AIAA Journal, 25(1), pp.43–47, January 1987.
- [28] J. Golliard. *Bruit des cavités résonantes excitées par un écoulement turbulent à faible nombre de Mach*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2002.
- [29] S. M. Grace, M. S. Howe & K. P. Horan. *The Influence of Grazing Flow on the Rayleigh Conductivity of an Aperture of Arbitrary Shape*. AIAA paper, 97-1672, 1997.
- [30] F. R. Grosche. *Acoustic effects on flow separation*. Fifth international congress on sound and vibration - Adélaïde, page 771, December 1997.
- [31] J. C. Hardin & D. Stuart Pope. *Sound generation by flow over a two-dimensional cavity*. AIAA Journal, 33(3), pp.407–412, March 1995.
- [32] H. H. Heller & D. B. Bliss. *Flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression*. AIAA paper, 75-491, pp.281–296, 1975.

- [33] H. H. Heller, G. Holmes & E. E. Covert. *Flow induced pressure oscillations in shallow cavities*. J. Sound Vib., 18(4), pp.545–553, 1971.
- [34] C. Ho & N. S. Nosseir. *Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon*. J. Fluid Mech., 105, pp.119–142, 1981.
- [35] M. S. Howe. *Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute*. J. Fluid Mech., 71(4), pp.625–673, 1975.
- [36] M. S. Howe. *The influence of mean shear on unsteady aperture flow, with application to acoustical diffraction and self-sustained cavity oscillations*. J. Fluid Mech., 109, pp.125–146, 1981.
- [37] M. S. Howe. *Edge, cavity and aperture tones at very low Mach numbers*. J. Fluid Mech., 330, pp.61–84, 1996.
- [38] M. S. Howe. *Low Strouhal number instabilities of flow over apertures and wall cavities*. J. Acoust. Soc. Am., 102(2), pp.772–780, 1997.
- [39] M. S. Howe. *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press, 1998.
- [40] E. Jeandel. *Evaluation rapide de fonction hypergéométriques*. Rapport technique, INRIA, Juillet 2000.
- [41] X. Jing, X. Sun, J. Wu & K. Meng. *The effect of grazing flow on the acoustic behavior of orifices*. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Maastricht, The Netherlands, 2001-2160, May 2001.
- [42] W. M. Jungowski, K. K. Botros & W. Studzinski. *Cylindrical side-branch as tone generator*. J. Sound Vib., 131(2), pp.265–285, 1989.
- [43] M. A. Kegerise, E. F. Spinna & L. N. Cattafesta III. *An experimental investigation of flow-induced cavity oscillations*. AIAA paper, 99-3705, 1999.
- [44] T. Kestens & F. Nicoud. *Active control of unsteady flow over a rectangular cavity*. 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Toulouse, France, 98-2348, May 1998.
- [45] C. Knisely & D. Rockwell. *Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer*. J. Fluid Mech., 116, pp.157–186, 1982.
- [46] K. Krishnamurty. *Acoustic radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamic surfaces*. NACA Technical Note, TN-3487, 1955.
- [47] H. Lamb. *Hydrodynamics - 6th Edition*. Cambridge University Press, 1932.
- [48] M. Lamp & N. Chokani. *Computation of cavity flows with suppression using jet blowing*. Journal of Aircraft, 34(4), July-August 1997.
- [49] H. Lazure & J.C. Bonnin. *Mise au point et essais dans la soufflerie de l'ENSMA d'une maquette de cavité en vue du contrôle de l'écoulement*. Rapport technique, VALLTEC and Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, Mars 1998.
- [50] B. S. Massey. *Mechanics of fluids*. Chapman & Hall, 1989.
- [51] D. J. Maull & L.F. East. *Three-dimensional flow in cavities*. J. Fluid Mech., 16(4), pp.620–632, 1963.
- [52] J. M. Mendoza & K. K. Ahuja. *The effects of width on cavity noise*. AIAA paper, 95-054, 1995.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [53] A. Michalke. *On the inviscid instability of the hyperbolic-tangent velocity profile*. J. Fluid Mech., 19, pp.543–556, 1964.
- [54] L. M. Milne Thomson. *Theoretical hydrodynamics - 5th Edition*. Macmillan, 1968.
- [55] M. D. Neary & K. D. Stephanoff. *Streamwise vortex structure in plane mixing layer*. Phys. Fluids, 30(10), pp.2936–2946, October 1987.
- [56] W. J. Oblin, N. J. Lindner & G. J. Bitterly. *Application of the analogy between water with a free surface and two-dimensional compressible gas flow*. NACA Report, 875, 1947.
- [57] A. G. Panaras. *Pressure pulses generated by the interaction of a discrete vortex with an edge*. J. Fluid Mech., 154, pp.445–461, 1984.
- [58] R. T. Pierrehumbert & S. E. Widnall. *The two- and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer*. J. Fluid Mech., 114, pp.59–82, 1982.
- [59] E. B. Plentovich. *Three-Dimensional Cavity Flow Fields at Subsonic and Transonic Speeds*. NASA, TM-4209, 1990.
- [60] E. B. Plentovich, R. L. Stallings Jr. & M. B. Tracy. *Experimental Cavity pressure measurements at subsonic and transonic speeds static-pressure results*. NASA, TP-3358, 1993.
- [61] A. Powell. *On the edgetone*. J. Acoust. Soc. Am., 33(4), pp.395–409, 1961.
- [62] J. W. S. Rayleigh. *The theory of sound*, volume 2. Macmillan, 1896.
- [63] D. Rockwell. *Oscillations of impinging shear layers*. AIAA Journal, 21(5), pp.645–664, 1983.
- [64] D. Rockwell & C. Knisely. *The organized nature of flow impingement upon a corner*. J. Fluid Mech., 93, pp.413–432, 1979.
- [65] D. Rockwell & C. Knisely. *Vortex-edge interaction : Mechanism for generating low frequency components*. Physics of Fluids, 23(2), pp.239–240, 1980.
- [66] D. Rockwell & E. Naudascher. *Review : Self-sustaining oscillations of flow past cavities*. J. Fluids Eng., 100, pp.152–165, 1978.
- [67] A. Roshko. *Some measurements of flow in a rectangular cutout*. NACA Technical Note, TN-3488, 1955.
- [68] J. E. Rossiter. *Wind tunnel experiments of the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*. Aero. Res. Council. R. & M., 3438, 1964.
- [69] R. L. Sarno & M. E. Franke. *Suppression of flow-induced pressure oscillations in cavities*. Journal of Aircraft, 31(1), pp.90–96, January 1994.
- [70] V. Sarohia. *Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities*. AIAA Journal, 15(7), pp.984–991, July 1977.
- [71] V. Sarohia & P. F. Massier. *Control of cavity noise*. AIAA Journal, 14(9), pp.833–837, September 1977.
- [72] L. Shaw & B. Smith. *Actuator optimization for active control of cavity acoustics*. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Maastricht, The Netherlands, 2001-2217, May 2001.

- [73] L. L. Shaw. *Suppression of aerodynamically induced cavity pressure oscillations*. J. Acoust. Soc. Am., 66(3), pp.880–884, 1979.
- [74] M. J. Staneck, G. Raman, V. Kibens, J. A. Ross, J. Odedra & J. W. Peto. *Suppression of cavity resonance using high frequency forcing - The characteristic signature of effective devices*. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Maastricht, The Netherlands, 2001-2128, May 2001.
- [75] I. M. Stothers, T. J. Saunders, A. M. McDonald & S. J. Elliott. *Adaptive feedback control of sun roof flow oscillations*. Proceedings of the institute of acoustics, 15(3), 1993.
- [76] M. Sunyach & J. Ffowcs Williams. *Contrôle actif des oscillations dans les cavités excitées par un écoulement*. Comptes rendus de l'Académie des Sciences, 303(12), pp.1085–1088, 1986.
- [77] C. K. W. Tam. *Directional acoustic radiation from a supersonic jet generated by a shear layer instability*. J. Fluid Mech., 46, pp.757–768, 1971.
- [78] C. K. W. Tam. *The acoustic modes of a two dimensional rectangular cavity*. J. Sound Vib., 49(3), pp.353–364, 1976.
- [79] C. K. W. Tam. *Excitation of instability waves in a two-dimensional shear layer by sound*. J. Fluid Mech., 89, pp.357–371, 1978.
- [80] C. K. W. Tam & P. J. W. Block. *On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities*. J. Fluid Mech., 89, pp.373–399, 1978.
- [81] S. F. Tardu. *Active control of near-wall turbulence by local oscillating blowing*. J. Fluid Mech., 439, pp.217–253, 2001.
- [82] S. F. Tardu. *Contrôle actif de la turbulence pariétale*. XVème Congrès français de mécanique, 2001-681, 2001.
- [83] M. B. Tracy & E. B. Plentovich. *Characterization of cavity flow fields using pressure data obtained in the Langley 0.3-meter transonic cryogenic tunnel*. NASA, TM-4436, 1993.
- [84] M. B. Tracy & E. B. Plentovich. *Cavity Unsteady-pressure measurements at subsonic and transonic speeds*. NASA, TP-3669, 1997.
- [85] M. B. Tracy, E. B. Plentovich & J. Chu. *Measurements of fluctuating pressure in a rectangular cavity in transonic flow at high Reynolds numbers*. NASA, TM-4363, 1992.
- [86] X. Y. Huang & D. S. Weaver. *On the active control of shear layer oscillations across a cavity in the presence of pipeline acoustic resonance*. Journal of fluids and structures, 5, pp.207–219, 1991.
- [87] C. D. Winant & K. Browand. *Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number*. J. Fluid Mech., 63(2), pp.237–255, 1973.
- [88] K. B. M. Q. Zaman. *Effect of acoustic excitation on stalled flows over an airfoil*. AIAA Journal, 30(6), pp.1492–1499, June 1992.
- [89] K. B. M. Q. Zaman, A. Bar-Sever & S. M. Mangalam. *Effect of acoustic excitation on the flow of a low-Re airfoil*. J. Fluid Mech., 182, pp.127–148, 1987.
- [90] K. B. M. Q. Zaman & D. J. McKinzie. *Control of laminar separation over airfoils by acoustic excitation*. AIAA Journal, 29(7), pp.1075–1083, July 1991.
- [91] S. Ziada & D. Rockwell. *Vortex-leading-edge interaction*. J. Fluid Mech., 118, pp.79–107, 1982.

## BIBLIOGRAPHIE

---

# Résumé

La thèse présente la modélisation, l'étude expérimentale et le contrôle actif des instabilités aéro-acoustiques rencontrées en cavité sous écoulement turbulent à faible nombre de Mach.

On propose une formulation problème de stabilité de l'interface fluide séparant deux écoulements uniformes de vitesse différente en intégrant les effets acoustiques. Les modes d'instabilité de l'interface sont alors étudiés en fonction du nombre de Mach et de la configuration géométrique.

Une maquette comportant une cavité de dimensions réglables est ensuite étudiée en soufflerie à l'aide de mesures de pression. Ces données valident en partie l'approche analytique adoptée.

On conçoit alors un dispositif de contrôle des modes d'instabilité, appliqué en particulier dans le cas de leur couplage avec l'acoustique de la veine d'essais.

Enfin, un système de vélocimétrie par images de particules synchronisé sur les modes d'oscillation permet de valider l'étude théorique et la stratégie de contrôle.

**Mots-Clés :** Instabilités Hydrodynamiques - Interaction fluide-structure - Modèles Acoustiques - Bruit / Mesure - Bruit / Lutte contre - Commande en temps réel - Écoulement / Visualisation - Mesures optiques

## Abstract

This thesis includes modelization, experimental investigations and active control of the aeroacoustics of cavities under low mach number turbulent flows.

A progressive formulation for the stability analysis of the fluid interface separating two uniform flows is first presented. The oscillation stages show dependance to the geometric configuration and to the Mach number.

An experimental model of adjustable dimensions is then investigated using pressure measurements. The extensive resulting data partially validate the chosen theoretical analysis.

A vibrating apparatus is designed and applied to the active control of the aeroacoustic stages with focus on the fluid-resonant conditions. Proof is given that this system leads to a deterministic modulation of the coupling intensity.

Finally, a Particle Image Velocimetry system is synchronized with chosen oscillation stages in order to aerodynamically validate the theoretical approach and the active control efficiency.

**Keywords :** Unstable hydrodynamics - Fluid-structure interaction - Acoustic models - Noise / Measurement - Noise control - Real-time control - Flow visualization - Optical measurements