



**HAL**  
open science

# Analyse et contrôle de l'écoulement turbulent affleurant une cavité profonde

Mouhammad El Hassan

► **To cite this version:**

Mouhammad El Hassan. Analyse et contrôle de l'écoulement turbulent affleurant une cavité profonde. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2008. Français. NNT : 2008VALE0019 . tel-03009826

**HAL Id: tel-03009826**

<https://uphf.hal.science/tel-03009826v1>

Submitted on 17 Nov 2020

**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.

**Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis**

*Laboratoire de Mécanique et Énergétique de Valenciennes*

**THÈSE**

*Présentée pour obtenir le titre de*

***Docteur de l'Université de Valenciennes***

Spécialité : Mécanique des Fluides

**ANALYSE ET CONTRÔLE DE L'ÉCOULEMENT  
TURBULENT AFFLEURANT UNE CAVITÉ PROFONDE**

*par*

**Mouhammad EL HASSAN**

*Soutenue le 10 juillet 2008 devant le Jury composé de :*

<b>BOISSON Henri</b>	Directeur de recherche au CNRS	<i>Rapporteur</i>
<b>BUCHLIN Jean-Marie</b>	Professeur, Université Libre de Bruxelles	<i>Rapporteur</i>
<b>GILLIÉRON Patrick</b>	Directeur de recherche, Renault	<i>Examineur</i>
<b>DESMET Bernard</b>	Professeur de l'ENSIAME	<i>Examineur</i>
<b>LABRAGA Larbi</b>	Professeur, Université de Valenciennes	<i>Directeur de thèse</i>
<b>KEIRSBULCK Laurent</b>	Maître de conférences, Université de Valenciennes	<i>Co-encadrant</i>
<b>TOURNIER Claude</b>	Professeur	<i>Invité</i>

# Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au sein du Laboratoire de Mécanique et d'Energétique de l'Université de Valenciennes. Au moment d'achever ce travail, je tiens à remercier tous ceux qui m'ont accompagné et encouragé tout au long de ces années.

Les premières personnes auxquelles je pense et à qui je dois d'avoir pu mener ce travail à bien sont mes parents, qui par leur soutien sans faille, tant sur le plan moral que financier, m'ont permis d'arriver au bout de cette entreprise. La certitude aussi de toujours pouvoir compter sur le soutien de ma famille : ma fiancée Fadwa, mon frère Fadl, mes sœurs Rim, Lama, Siba et Nissrine, sans oublier mon beau-frère l'Emir Walid et mon ami Gérard.

Je remercie également Monsieur le Professeur Larbi LABRAGA, mon directeur de thèse, qui m'a accueilli dans son équipe et qui m'a fait confiance tout au long de ces quatre années. Je tiens à rendre hommage à sa disponibilité et à sa perspicacité.

J'associe à ces remerciements Monsieur Laurent KEIRSBULCK qui a co-encadré mon travail de thèse ; de même que les rapporteurs de ma thèse, Monsieur Henri BOISSON, Professeur à l'Université de Toulouse et Monsieur Jean-Marie BUCHELIN, Professeur à l'Université Libre de Bruxelles, ainsi que les autres membres du Jury, Messieurs Patrick GILLIÉRON, Bernard DESMET et Claude TOURNIER pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour leur participation à mon jury de thèse.

Je ne saurais oublier que Monsieur le Professeur Claude TOURNIER de l'Université de Valenciennes a été l'initiateur de ces travaux et qu'il a été mon parrain universitaire durant mon stage de DEA.

Je tiens aussi à témoigner ma gratitude envers le personnel technique, la secrétaire et le personnel du LME, avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer tout au long de cette thèse.



# Résumé

Les cavités profondes sont présentes dans plusieurs domaines industriels. Ce type de cavité est le siège de couplage aéro-acoustique qui est une source de nuisances sonores et de fatigue pour les matériaux.

Cette étude expérimentale montre l'influence d'une cavité profonde sur l'écoulement turbulent affleurant. Le contrôle de l'écoulement de cavité a été réalisé à l'aide d'un cylindre placé en amont de la cavité.

Des mesures par LDV, effectuées dans un canal hydraulique, mettent en évidence une augmentation du frottement pariétal en aval de la cavité. Il apparaît que le frottement pariétal est moins important pour les cavités profondes que pour les cavités peu profondes étudiées dans la littérature. Les valeurs élevées des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement révèlent la présence d'événements intermittents de type éjections en aval de la cavité. Ce résultat a été confirmé à l'aide de la PIV. Des mesures de pression instationnaire sont réalisées sur deux configurations de cavité profonde ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ ) dans une soufflerie subsonique de grandes dimensions. Des oscillations hydrodynamiques de la couche de cisaillement apparaissent à partir d'une vitesse minimale qui dépend de la longueur  $L$  de la cavité. On montre que le modèle de Rossiter est tout a fait adapté pour prédire les modes de ce type de cavité lorsque la vitesse de convection est mesurée et lorsque la rétroaction est supposée instantanée. Des mesures de PIV résolue dans le temps, réalisées pour  $L/H = 0.2$  et  $U_0 = 43$  m/s, ont mis en évidence la formation d'une structure tourbillonnaire au niveau du bord d'attaque de la cavité, puis l'augmentation de la taille de cette structure à mesure qu'elle est advectée vers le bord aval.

Un cylindre de diamètre  $d$ , placé en amont de la cavité, a permis un contrôle efficace de la résonance et une modification du comportement de la couche de cisaillement. Une réduction de  $36$  dB du niveau de pression est obtenue lorsque le cylindre se trouve à une distance optimale de  $1.67 d$  de la paroi.

L'utilisation d'un cylindre profilé pour le contrôle des modes de cavité montre que l'efficacité du cylindre n'est pas due à un forçage haute fréquence, mais résulterait de l'épaississement de la couche de cisaillement, ce qui la rendrait plus stable.

# Abstract

Deep cavities are present in many industrial processes. The aero-acoustic coupling and the high increase in the skin friction coefficient downstream from the cavity results in resonance of high pressure level as well as strong vibration and structural fatigue.

The present experimental investigation shows the effect of a deep cavity on a turbulent boundary layer. A control device using spanwise cylinder is conducted.

LDV measurements, conducted in a water tunnel, evidenced that the skin friction coefficient increases downstream from the cavity. With same flow conditions, drag increase is lower for deep cavities than for shallow ones studied in the literature. The high values of skewness and flatness coefficients are related to intermittent ejections of flow from the downstream part of the cavity. This hypothesis was confirmed thanks to PIV measurements. Pressure measurements are conducted in two large deep cavity configurations ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ ) in a large wind tunnel. Oscillations of discrete frequencies are produced inside the cavity when the free-stream velocity becomes higher than a minimum value which depends on the cavity length  $L$ . The hydrodynamic mode of the cavity shear layer is well predicted by the Rossiter model the convection velocity is measured and when the empirical time delay is neglected. Time-resolved PIV measurements show that for  $L/H = 0.2$  and  $U_0 = 43$  m/s only one vortical structure is formed at the cavity leading edge. This vortex grows while convecting downstream along the shear layer.

A cylinder placed spanwisely near the cavity leading edge removes the resonance and highly modifies the behavior of the shear layer flow. Reductions in sound pressure levels (SPL) of up to  $36$  dB is obtained for optimal position of  $1.67$  diameter of the cylinder from the wall. Moreover, a shaped cylinder was also studied and shows that the attenuation of tones is not due to high frequency pulsing as suggested in literature, but to higher stability of the shear layer due to the change in the mean axial velocity profiles and the increase in the shear layer thickness.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>4</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Principales notations</b>	<b>12</b>
<b>Introduction</b>	<b>24</b>
<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>28</b>
1.1 Cavité sous écoulement affleurant . . . . .	28
1.1.1 Terminologie adoptée pour les cavités parallélépipédiques . . . . .	28
1.1.2 Couche de cisaillement . . . . .	31
1.2 Dynamique de l'écoulement à l'intérieur d'une cavité . . . . .	32
1.3 Influence d'une cavité rectangulaire sur une couche limite turbulente et sur le frottement pariétal . . . . .	34
1.4 Écoulement dans la couche de cisaillement (zone de mélange) . . . . .	39
1.4.1 Distributions de vitesse, de l'intensité de turbulence et des tensions de cisaillement dans la couche de mélange . . . . .	39
1.4.2 Oscillations auto-entretenues . . . . .	41
1.4.3 Mode de sillage . . . . .	46
1.4.4 Transition vers le mode d'oscillation hydrodynamique de la couche de cisaillement . . . . .	47
1.4.5 Caractéristiques et advection des structures dans la couche de cisaillement . . . . .	49
1.5 Modèle d'oscillation hydrodynamique et modes acoustiques . . . . .	51
1.5.1 Modèle semi-empirique de Rossiter . . . . .	51
1.5.2 Fréquences des oscillations . . . . .	52
1.5.3 Ondes acoustiques autour d'une cavité rectangulaire . . . . .	54
1.5.4 Niveau acoustique autour d'une cavité rectangulaire . . . . .	55

---

1.6	Contrôle des oscillations de cavité . . . . .	57
1.6.1	Contrôle passif de l'écoulement de cavité . . . . .	58
1.6.2	Contrôle actif de l'écoulement de cavité . . . . .	64
1.6.2.1	Contrôle actif en boucle ouverte . . . . .	64
1.6.2.2	Contrôle actif en boucle fermée . . . . .	68
1.7	Efficacité d'un cylindre dans le contrôle de la résonance . . . . .	71
1.8	Conclusion . . . . .	72
<b>2</b>	<b>Techniques de mesures et dispositifs expérimentaux</b>	<b>76</b>
2.1	Anémométrie à fil chaud . . . . .	76
2.1.1	Principe de l'anémométrie à fil chaud . . . . .	76
2.1.2	Étalonnage du fil chaud simple . . . . .	77
2.1.3	Estimation des erreurs des mesures d'anémométrie à fil chaud . . . . .	79
2.2	Vélocimétrie par image de particules (PIV) . . . . .	79
2.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	79
2.2.2	Principe de mesure et de traitement . . . . .	80
2.2.3	Dispositif utilisé . . . . .	81
2.2.4	Post-traitement des données . . . . .	82
2.2.5	Conditions expérimentales . . . . .	82
2.2.6	Vélocimétrie par Image de particules rapide . . . . .	83
2.2.7	Estimation des erreurs des mesures PIV . . . . .	84
2.3	Anémométrie laser à effet Doppler (LDV) . . . . .	86
2.3.1	Principe de la méthode . . . . .	86
2.3.2	La chaîne anémométrique . . . . .	88
2.3.3	Difficultés rencontrées et précautions à prendre . . . . .	90
2.3.4	Estimation des erreurs des mesures LDV . . . . .	91
2.4	Mesure de la pression instationnaire . . . . .	92
2.4.1	Caractéristiques des capteurs Kulite . . . . .	92
2.4.2	Position des capteurs de pression . . . . .	93
2.4.3	Acquisition du signal de pression . . . . .	93
2.4.4	Traitement du signal de pression . . . . .	93
2.5	Dispositif expérimental du canal hydraulique . . . . .	94
2.5.1	Le canal hydraulique . . . . .	94

2.5.2	Caractéristiques de la cavité . . . . .	95
2.6	Dispositif expérimental de la soufflerie . . . . .	96
2.6.1	Soufflerie subsonique . . . . .	96
2.6.2	Caractéristiques des cavités . . . . .	97
2.6.3	Dispositif de contrôle de l'écoulement de cavité . . . . .	99
2.7	Conclusion . . . . .	100
<b>3</b>	<b>Structure de l'écoulement turbulent affleurant une cavité très profonde en canal hydraulique</b>	<b>102</b>
3.1	Introduction . . . . .	102
3.2	Champs moyens . . . . .	103
3.2.1	Distribution de la vitesse moyenne longitudinale . . . . .	104
3.2.2	Détermination du coefficient de frottement à l'aide du profil de vitesse	106
3.2.3	Analyse dimensionnelle sur le frottement en aval de la cavité . . . . .	108
3.2.4	Influence de la cavité sur le frottement . . . . .	109
3.2.5	Influence de la géométrie et des paramètres de l'écoulement sur le frottement . . . . .	109
3.3	Champs fluctuants . . . . .	111
3.3.1	Distribution de l'intensité de turbulence longitudinale . . . . .	111
3.3.2	Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement . . . . .	112
3.3.3	Détection des structures cohérentes par le critère-Q . . . . .	114
3.3.4	Evolution des structures autour de la cavité . . . . .	114
3.4	Conclusion . . . . .	116
<b>4</b>	<b>Structure de l'écoulement turbulent affleurant une cavité profonde de grandes dimensions</b>	<b>118</b>
4.1	Introduction . . . . .	118
4.2	Conditions de mesure par anémométrie à fil chaud . . . . .	119
4.3	Écoulement non perturbé : caractéristiques de la couche limite incidente . .	120
4.4	Champs moyens et fluctuants . . . . .	120
4.4.1	Résultats en un point . . . . .	120
4.4.1.1	Vitesse moyenne longitudinale . . . . .	120
4.4.1.2	Intensité de turbulence longitudinale . . . . .	122
4.4.1.3	Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement . . . . .	123

4.4.2	Champs instantanés de vitesse pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$ . . . . .	125
4.4.3	Champs moyens de vitesse pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$ . . . . .	128
4.5	Evolution des structures cohérentes dans la couche de cisaillement en mode oscillatoire . . . . .	131
4.5.1	Champs instantanés de vitesse pour $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	131
4.5.2	Advection des structures cohérentes dans la couche de cisaillement .	136
4.6	Mesures de fluctuations de pression pariétale . . . . .	143
4.6.1	Contenu fréquentiel et niveau sonore des fluctuations de pression . .	143
4.6.2	Niveau acoustique de la soufflerie . . . . .	144
4.6.3	Prédiction des modes d'oscillation de la couche de cisaillement . . .	146
4.6.4	Couplage aéro-acoustique à l'intérieur de la cavité . . . . .	150
4.6.5	Influence de la longueur de la cavité sur l'apparition des modes oscillatoires . . . . .	157
4.6.6	Fluctuations de pression sur différentes parois à l'intérieur de la cavité	157
4.7	Conclusion . . . . .	159
<b>5</b>	<b>Contrôle passif de la résonance de cavité</b>	<b>161</b>
5.1	Introduction . . . . .	161
5.2	Etude paramétrique . . . . .	162
5.3	Influence du contrôle sur l'écoulement dans la couche de cisaillement . . . .	167
5.3.1	Vitesse moyenne longitudinale et intensité de turbulence . . . . .	167
5.3.2	Contenu fréquentiel des spectres de vitesse . . . . .	171
5.3.3	Échelles de Taylor et taux de dissipation turbulent . . . . .	172
5.3.4	Influence du contrôle sur l'organisation des structures cohérentes dans la couche de cisaillement . . . . .	174
5.4	Contrôle passif en l'absence de forçage haute fréquence . . . . .	178
5.5	Conclusion . . . . .	180
<b>6</b>	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>182</b>
	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>182</b>
6.1	Conclusions générales . . . . .	182
6.2	Perspectives . . . . .	184
	<b>Bibliographie</b>	<b>186</b>

---

<b>7</b>	<b>ANNEXE 1 : COUCHE LIMITE TURBULENTE</b>	<b>198</b>
7.1	Couche limite turbulente . . . . .	198
7.1.1	Description statistique des écoulements turbulents . . . . .	198
7.1.1.1	Moyenne arithmétique et décomposition de Reynolds . . . . .	198
7.1.1.2	Les moments statistiques . . . . .	199
7.1.1.3	Épaisseurs . . . . .	199
<b>8</b>	<b>ANNEXE 2 : ERREURS DES MESURES FIL CHAUD</b>	<b>201</b>
8.1	Estimation de l'erreur statistique . . . . .	201
8.2	Erreur due à la chaîne de mesure . . . . .	204
8.3	Influence de la taille des sondes . . . . .	205
8.4	Erreur due au phénomènes thermiques . . . . .	206
8.5	Erreur sur la mesure des ordonnées . . . . .	206



# Principales notations

$L$	Longueur de la cavité	$m$
$H$	Profondeur de la cavité	$m$
$W$	Largeur de la cavité	$m$
$M$	Nombre de Mach : $M = U_0/c_0$	—
$U_0$	Vitesse moyenne au centre de la veine d'essais	$m/s$
$u_\tau$	Vitesse de frottement	$m/s$
$c_0$	Vitesse du son	$m/s$
$C_f$	Coefficient de frottement pariétal	—
$C_{f,0}$	Coefficient de frottement pariétal non perturbé	—
$C_p$	Coefficient de pression	—
$\delta_0$ (ou $\delta$ )	Épaisseur de la couche limite	$m$
$\delta_1$	Épaisseur de déplacement	$m$
$\theta$ (ou $\delta_2$ )	Épaisseur de quantité de mouvement	$m$
$H$	Facteur de forme	—
$e$ (ou $\vartheta$ )	Épaisseur de la couche de cisaillement	$m$
$x, y, z$	Coordonnées spatiales	$m$
	$x$ : longitudinale	
	$y$ : verticale	
	$z$ : transversale	
$U, V$	Composantes longitudinale et verticale de la vitesse	$m/s$
$u', v'$	Fluctuations longitudinale et verticale de la vitesse	$m/s$
$Re_\theta$	Nombre de Reynolds : $Re_\theta = U_0\theta/\nu$	—
$St$	Nombre de Strouhal : $St = fL/U_0$	—
$f$	Fréquence des oscillations	$Hz$
$u_c$	Vitesse de convection des structures dans la couche de cisaillement	$m/s$

---

$\lambda$	Longueur d'onde de l'instabilité dans la couche de cisaillement	$m$
$\alpha$	Décalage temporel entre l'impact de structure sur le bord de fuite de la cavité et la génération d'une onde de rétroaction	$s$
$d$	Diamètre du cylindre	$m$
$y_c$	Position du centre du cylindre par rapport à la paroi	$m$
$\kappa$	Coefficient semi-empirique du modèle de Rossiter : $\kappa = u_c/U_0$	—

# Liste des figures

1	Cavités profondes présentes dans un véhicule automobile . . . . .	24
2	Cavité profonde de grandes dimensions présente (a) entre deux wagons de train et (b) entre différents bâtiments en milieu urbain . . . . .	25
1.1	Classification des cavités rectangulaires; (a) Cavité profonde; cavité peu profonde; (b) : ouverte, (c) : transitionnelle, (d) : fermée. Chatellier [19] . . . . .	29
1.2	Phénomènes d'oscillations auto-entretenues d'un écoulement turbulent affleurant une cavité rectangulaire (Rockwell et al. [98]) . . . . .	31
1.3	Visualisation de couches de mélange par ombroscopie (Brown et Roshko [12]), effet du doublement du nombre de Reynolds (cliché 2) sur la transition vers la turbulence . . . . .	32
1.4	Forme de l'écoulement dans des cavités ouvertes : $L/H = 1$ (a) et $L/H = 2$ (b) (Shen et Floryan [114]) . . . . .	34
1.5	Forme de l'écoulement dans une cavité fermée (a) et une cavité profonde (b) (Shen et Floryan [114]) . . . . .	34
1.6	Évolution de $C_f/C_{f,0}$ dans la direction longitudinale : (a) $R_\theta = 1000$ ; (b) $R_\theta = 3000$ (Sutardi et Ching [125]). . . . .	36
1.7	Influence d'une cavité carrée sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée; $w$ représente la longueur de la cavité (Wahidi et al. [136]). . . . .	39
1.8	Intensité de turbulence longitudinale en aval d'une cavité carrée; $w$ représente la longueur de la cavité (Wahidi et al. [136]) . . . . .	40
1.9	Principaux éléments, des phénomènes purement hydrodynamiques, de l'oscillations auto-entretenues d'un écoulement turbulent affleurant une cavité rectangulaire (Cattafesta et al. [113]) . . . . .	43
1.10	Autocorrélations de vitesses mesurées dans la couche de mélange d'une cavité (Rockwell et Knisely [96]). . . . .	44

1.11 Comparaison de l'évolution des spectres du signal de vitesse de l'écoulement avec et sans l'angle d'impact aval de la cavité à différentes positions le long du bord de la couche de cisaillement ( $U/U_0 = 0.95$ ), d'après Rockwell et Knisely [96] . . . . .	45
1.12 Contours de la Vorticité des simulations du mode de sillage pour 4 instants différents (a-d) correspondant à 4 phases espacées d'un quart de cycle (Rowley [104]) . . . . .	47
1.13 Domaine d'apparition d'oscillations en cavité axisymétrique (Sarohia [108])	48
1.14 Approche du tourbillon du coin aval de la cavité (a) et advection du tourbillon vers l'intérieur de la cavité (b) (Rockwell et Knisely [96]). . . . .	49
1.15 Impact du tourbillon sur le coin aval de la cavité (a) et advection du tourbillon vers l'aval de la cavité (b) (Rockwell et Knisely [96]). . . . .	50
1.16 Champ instantané de critère Q (simulation numérique) : détection de structures cohérentes pour $L/H = 0.4$ et $M = 0.8$ (Larchevêque et al. [68]). . . . .	50
1.17 Vitesse d'advection des structures de la couche de cisaillement obtenue à partir d'intercorrélations spatio-temporelles de vitesse (Larchevêque et al. [68]). . . . .	51
1.18 Nombre de Strouhal correspondant aux pics des spectres de pression (Rowley [104]) . . . . .	53
1.19 Visualisation instantanée pseudo-strioscopique : simulation numérique de l'écoulement (Larchevêque et al. [68]) . . . . .	55
1.20 Comparaison entre les visualisations (Karamcheti [59]) et les simulation DNS (Rowley [104]) . . . . .	56
1.21 Classification des différents types de contrôle de l'écoulement de cavité . .	57
1.22 Méthodes de contrôle passif (Heller at Bliss [48]) . . . . .	58
1.23 Contrôle passif à l'aide d'un déflecteur en dents de scies (Clark [22]) . . . .	59
1.24 Résultats expérimentaux de deux études : comparaison proposée par Cain [13]	60
1.25 Dispositif permettant de contrôler l'écoulement de cavité pour des vitesses subsoniques et supersoniques (Maines et al. [73]) . . . . .	61
1.26 Contrôle de l'écoulement de cavité à l'aide d'un cylindre et d'un tube résonnant pour des écoulements subsoniques et supersoniques (Stanek [122]). . .	62

1.27 Spectre de pression avec et sans cylindre et photo de visualisation strioscopique pour $y/d = 1.2$ , $x/L = -0.1$ et $M = 0.78$ (Illy et al. [55]) . . . . .	63
1.28 Vue 3D de deux dispositifs de contrôle : barreau rectangulaire(à gauche), cylindre (à droite) (Levasseur [69]) . . . . .	63
1.29 Iso-surfaces de critère Q : barreau rectangulaire (à gauche), cylindre (à droite) (Levasseur [69]) . . . . .	64
1.30 Comparaison des spectres de pression relevés aux positions K20 (proche de la paroi amont) à K29 (proche de la paroi aval) au fond de la cavité pour 3 configurations numériques (Levasseur [69]) . . . . .	65
1.31 Dispositif expérimental utilisé par Chatellier et al. [19] . . . . .	67
1.32 Dispositif de contrôle par actionneurs piézo-électriques élaboré par Cattafesta et al. [15] . . . . .	67
1.33 Atténuation obtenue par Cattafesta et al. [15] à partir d'un contrôle en boucle ouverte, puis en boucle fermée. . . . .	68
1.34 Schéma d'une cavité et son dispositif de contrôle actif; spectre de pression et rayonnement acoustique autour de la cavité (Marsden et al. [74]). . . . .	69
1.35 Positionnement des actionneurs dans la couche de cisaillement (Rowley et al. [105]) . . . . .	70
1.36 Influence de deux dispositifs de contrôle sur le rayonnement acoustique et sur la vorticité instantanée autour d'une cavité (Rowley et al. [105]) . . . . .	71
2.1 Sonde à fil chaud simple . . . . .	77
2.2 Description du système PIV . . . . .	81
2.3 Division de l'image en zones d'interrogation et calcul de la vitesse dans chaque zone d'interrogation ([40]) . . . . .	82
2.4 Dispositif de la PIV rapide dans la soufflerie . . . . .	84
2.5 Diffusion de la lumière par une particule illuminée par deux rayons . . . . .	87
2.6 Croisement de deux rayons incidents et défilement des franges . . . . .	87
2.7 Système LDV . . . . .	89
2.8 Volume de mesure formé par le croisement de deux faisceaux lumineux . . . . .	89
2.9 Positions des capteurs de pression Kulite sur les parois de la cavité . . . . .	94
2.10 Photo du canal hydraulique . . . . .	95
2.11 Schéma de la veine d'essais et la cavité profonde en canal hydraulique . . . . .	96
2.12 Schéma de la soufflerie subsonique de grandes dimensions . . . . .	97

---

2.13	Photo du convergent et d'une partie de la veine d'essais de la soufflerie . . .	98
2.14	Schéma 3D de la cavité profonde . . . . .	98
2.15	Position du cylindre en amont de la cavité . . . . .	99
3.1	Profils de la vitesse moyenne longitudinale sur la plaque plane en l'absence de la cavité . . . . .	103
3.2	Positions de mesures des profils de vitesse par LDV . . . . .	104
3.3	Influence de la cavité sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée . . . . .	105
3.4	Comparaison des profils de la vitesse moyenne longitudinale obtenus par LDV et PIV . . . . .	105
3.5	Détermination de la vitesse de frottement par le diagramme de Clauser (Cousteix [23]) . . . . .	107
3.6	Variation du coefficient de frottement adimensionné par celui de l'écoulement non perturbé . . . . .	110
3.7	Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale . . . . .	112
3.8	Distribution du coefficient de dissymétrie . . . . .	113
3.9	Distribution du facteur d'aplatissement . . . . .	113
3.10	Champs instantanés du critère-Q . . . . .	115
3.11	Champs instantanés du critère-Q . . . . .	115
4.1	Profils de la vitesse moyenne longitudinale en amont de la cavité . . . . .	121
4.2	Intensité de turbulence longitudinale en amont de la cavité . . . . .	121
4.3	Stations des mesures de fil-chaud simple . . . . .	122
4.4	Influence de la cavité sur la vitesse moyenne longitudinale . . . . .	123
4.5	Influence de la cavité sur l'intensité de turbulence longitudinale . . . . .	124
4.6	Influence de la cavité sur le coefficient de dissymétrie . . . . .	124
4.7	Influence de la cavité sur le facteur d'aplatissement . . . . .	125
4.8	Impact d'une structure tourbillonnaire sur le bord aval de la cavité . . . . .	126
4.9	Injection d'une structure tourbillonnaire vers l'intérieur de la cavité . . . . .	127
4.10	Ejection d'une structure tourbillonnaire juste en amont du bord aval de la cavité . . . . .	127
4.11	Eclatement d'une structure tourbillonnaire à l'approche du bord aval de la cavité . . . . .	127

---

4.12	Champs de la vitesse moyenne adimensionnée et lignes de courant de l'écoulement autour de l'ouverture de la cavité pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$ . . . . .	129
4.13	Evolution des profils de la vitesse moyenne longitudinale le long de la couche de cisaillement pour $L/H = 0.2$ et pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$ . . . . .	130
4.14	Champs de la vorticité autour de l'ouverture de la cavité pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$	131
4.15	Champs d'intensité de turbulence longitudinale autour de l'ouverture de la cavité . . . . .	132
4.16	Champs d'intensité de turbulence verticale autour de l'ouverture de la cavité	132
4.17	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 1 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	134
4.18	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 2 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	134
4.19	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 3 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	135
4.20	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 4 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	135
4.21	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 5 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	136
4.22	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 6 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	136
4.23	Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 7 du cycle d'oscillation hydrodynamique . . . . .	137
4.24	Intercorrélations spatio-temporelles de vitesse avec espacement longitudinal	139
4.25	Vitesse d'advection des structures cohérentes pour différents espacements entre les sondes . . . . .	140
4.26	évolution longitudinale de la vitesse d'advection des structures cohérentes pour $L/H = 0.2$ . . . . .	141
4.27	évolution longitudinale de la vitesse d'advection des structures cohérentes pour $L/H = 0.41$ . . . . .	142
4.28	Vitesse d'advection adimensionnée des structures dans la couche de cisaillement . . . . .	142
4.29	(a) Fluctuations du signal de pression; (b) Niveau sonore des fluctuations de pression (SPL) en fonction de la fréquence . . . . .	143

4.30	SPL sur le bord d'attaque de la cavité . . . . .	144
4.31	spectrogramme sans cavité . . . . .	145
4.32	Spectres de pression sans cavité . . . . .	146
4.33	Spectres de pression pour $L/H = 0.2$ . . . . .	147
4.34	Spectres de pression pour $L/H = 0.41$ . . . . .	147
4.35	Fréquence des différents modes hydrodynamiques et fluide-résonant en fonction de la vitesse extérieure pour $L/H = 0.2$ . . . . .	149
4.36	Fréquence des différents modes hydrodynamiques et fluide-résonant en fonction de la vitesse extérieure pour $L/H = 0.41$ . . . . .	150
4.37	Spectrogramme des fluctuations de la pression pariétale en fonction de la fréquence et de la vitesse extérieure pour $L/H = 0.2$ . . . . .	152
4.38	Spectrogramme des fluctuations de la pression pariétale en fonction de la fréquence et de la vitesse extérieure pour $L/H = 0.41$ . . . . .	153
4.39	Interaction entre modes acoustiques et les oscillations hydrodynamiques de la couche de cisaillement pour une cavité profonde: (1) mode acoustique quart d'onde, (2) mode acoustique généré au point O, (3) onde acoustique de rétroaction. . . . .	154
4.40	Emplacement des capteurs Kulite sur les parois de la cavité. . . . .	158
4.41	Niveau maximal de pression en fonction de la vitesse extérieure sur les parois de la cavité pour $L/H = 0.2$ . . . . .	158
4.42	Niveau maximal de pression en fonction de la vitesse extérieure sur les parois de la cavité pour $L/H = 0.41$ . . . . .	159
5.1	Niveau de pression pour différentes positions du cylindre, $L/H = 0.2$ et $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	164
5.2	Niveau de pression pour différentes positions du cylindre, $L/H = 0.41$ et $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	164
5.3	Réduction du niveau de bruit à la fréquence dominante pour différentes positions du cylindre: $L/H = 0.2$ et $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	165
5.4	Réduction du niveau de bruit à la fréquence dominante pour différentes positions du cylindre; $L/H = 0.41$ et $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	165
5.5	Spectres de pression avec et sans contrôle pour $L/H = 0.2$ et $U_0 = 43 \text{ m/s}$	166
5.6	Spectres de pression avec et sans contrôle pour $L/H = 0.41$ et $U_0 = 43 \text{ m/s}$	166
5.7	Spectrogram avec contrôle ( $y_c/d = 1.67$ ) pour $L/H = 0.2$ . . . . .	167

5.8	Spectrogramme avec contrôle ( $y_c/d = 1.67$ ) pour $L/H = 0.41$ . . . . .	167
5.9	Profil de la vitesse moyenne dans la couche de cisaillement avec et sans contrôle	168
5.10	Champs de la vitesse moyenne longitudinale : (a) sans contrôle (b) avec cylindre . . . . .	169
5.11	Champs de l'intensité de turbulence longitudinale : (a) sans contrôle (b) avec contrôle (cylindre) . . . . .	170
5.12	Champs de la tension de Reynolds : (a) sans contrôle (b) avec cylindre . .	170
5.13	Spectres de vitesse normalisés pour $L/H = 0.41$ . . . . .	171
5.14	Micro-échelles de Taylor . . . . .	173
5.15	Taux de dissipation turbulent . . . . .	173
5.16	Aspect des structures cohérentes dans la couche de cisaillement avec un cylindre comme dispositif de contrôle : champs de critère $Q$ . . . . .	175
5.17	Aspect des structures cohérentes dans la couche de cisaillement avec un cylindre comme dispositif de contrôle : champs de critère $Q$ . . . . .	175
5.18	Trois positions de mesure fil-chaud en aval du bord amont de la cavité ( $L/H = 0.2$ ) . . . . .	176
5.19	Spectre monodirectionnel de vitesse à $x = 10 \text{ mm}$ et $y = 0 \text{ mm}$ ; $U_0 = 43 \text{ m/s}$	177
5.20	Spectre monodirectionnel de vitesse à $x = 10 \text{ mm}$ et $y = 15 \text{ mm}$ ; $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	177
5.21	Spectre monodirectionnel de vitesse à $x = 10 \text{ mm}$ et $y = 30 \text{ mm}$ ; $U_0 = 43 \text{ m/s}$ . . . . .	178
5.22	Cylindre profilé . . . . .	179
5.23	Spectres de niveau de pression (a) et monodimensionnels de vitesse (b) . .	179
5.24	Réduction du bruit maximal obtenue avec cylindre et cylindre profilé . . .	180
8.1	Différents états du signal dans la chaîne d'acquisition fil chaud . . . . .	204



# Liste des tableaux

1.1	Description de différentes études avec des dispositifs de contrôle passif et actif	72
1.2	Efficacité du cylindre dans la réduction du niveau maximal de la résonance	73
2.1	Bilan des erreurs des mesures d'anémométrie à fil-chaud simple . . . . .	80
2.2	Paramètres PIV . . . . .	83
2.3	Caractéristiques de la focale utilisée . . . . .	89
3.1	Influence of $Re_\theta$ , $L/\delta_0$ and $L/H$ on $(C_f/C_{f0})_{min}$ and $(C_f/C_{f0})_{max}$ . . . . .	111
4.1	Caractéristiques de l'écoulement turbulent incident . . . . .	120
5.1	Différentes positions du cylindre pour $L/H = 0.2$ et $0.41$ . . . . .	163
8.1	Erreurs de traitements statistiques calculées dans la couche limite . . . . .	204
8.2	Rapport longueur sur diamètre des différents fils chauds utilisés . . . . .	205



# Introduction

Les phénomènes à l'origine de l'apparition d'oscillations auto-entretenues s'étendent sur un vaste domaine de la mécanique des fluides. Ce type d'écoulement donne lieu à des phénomènes dynamiques et acoustiques complexes qu'il est nécessaire de prévoir et donc de modéliser. En effet, l'excitation du volume de fluide d'une cavité rectangulaire donne lieu à des instabilités qui peuvent entrer en résonance avec des modes acoustiques, ce qui peut être une source de fatigue pour la structure, de nuisances sonores ainsi que d'une augmentation de la traînée. L'écoulement affleurant une cavité est présent dans diverses configurations industrielles : césures de portes de voiture (figure 1), espaces entre deux wagons de train (figure 2(a)) ou entre deux structures de bâtiments en génie civil (figure 2(b)). La réduction, voire la suppression des modes (oscillations) de cavité constitue un enjeu industriel important.



*Figure 1* – Cavités profondes présentes dans un véhicule automobile

Les oscillations de cavité résultent d'un couplage aéro-acoustique que l'on peut décrire succinctement de la manière suivante : le bord amont de la cavité est le siège de perturbations intrinsèques de la couche de cisaillement. Dans cette zone prennent naissance des structures tourbillonnaires dont la taille augmente à mesure qu'elles sont advectées vers l'aval. L'impact de ces structures sur le bord de fuite (ou bord aval) de la cavité est la source

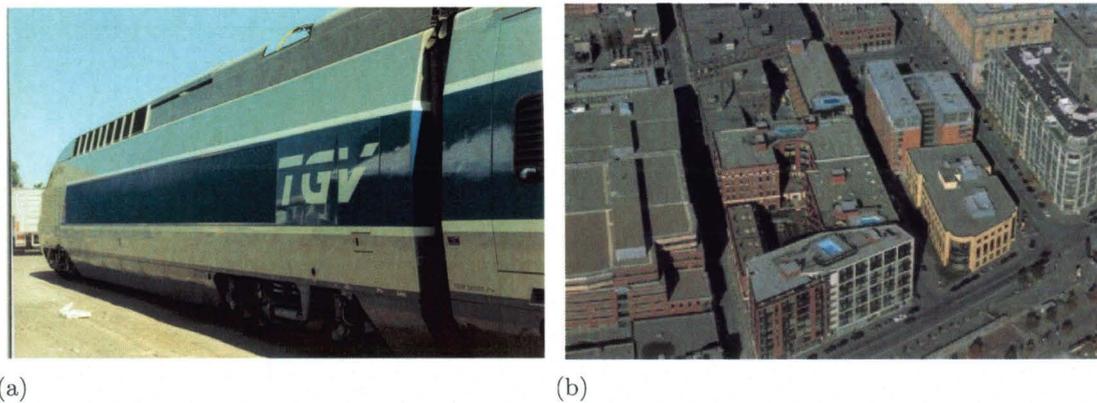


Figure 2 – Cavité profonde de grandes dimensions présente (a) entre deux wagons de train et (b) entre différents bâtiments en milieu urbain

d'une onde acoustique qui se propage vers l'amont et produit une modulation de la couche de cisaillement près du bord d'attaque et une amplification des instabilités. Une partie de l'énergie de l'écoulement est ainsi réinjectée en amont (phénomène de rétroaction). Le phénomène de couplage aéro-acoustique s'amplifie et conduit à un niveau élevé de bruit que les industriels cherchent à réduire ou à supprimer. Malgré son apparente simplicité, ce phénomène reste encore mal compris et donc difficile à contrôler. L'un des objectifs de cette étude vise à une meilleure compréhension du phénomène de couplage aéro-acoustique en vue d'élaborer des stratégies de contrôle efficaces.

Ce travail s'inscrit dans le cadre du CNRT "aérodynamique et aéroacoustique des véhicules terrestres" dont le LME est l'un des laboratoires impliqués dans la thématique "Étude expérimentale de la réponse de césures de portes sous écoulement turbulent". Ce thème avait été motivé par la volonté des partenaires du CNRT d'approfondir la connaissance du mécanisme des instabilités qui prennent naissance sur les césures de portes de voitures représentées par des cavités dites profondes. Nous nous sommes, pour notre part, intéressés en particulier au champ de vitesse et au frottement pariétal au voisinage d'une cavité profonde. Cette étude a été réalisée dans un canal hydraulique et a fait l'objet de la première partie de ce travail.

La même géométrie de cavité (même rapport longueur sur profondeur) a été étudiée à une plus grande échelle dans la soufflerie du LME. Cette configuration a permis de mettre en évidence les différents modes de cavités profondes, le couplage aéro-acoustique et les phénomènes d'oscillations auto-entretenues.

Le contrôle de l'écoulement à l'aide d'un cylindre placé en amont de la cavité a été mis en oeuvre. Cette technique de contrôle est motivée par sa simplicité d'utilisation et par

son efficacité qui n'a pour l'instant pas été remise en question dans la littérature. Il reste néanmoins à identifier les phénomènes physiques mis en jeu pour neutraliser les modes de cavité.

Le travail présenté dans ce mémoire est centré sur le thème de l'écoulement de cavité profonde, à faible nombre de Mach, décliné en deux points :

1. Caractérisation expérimentale de l'écoulement affleurant une cavité profonde.
2. Mise en oeuvre d'un contrôle passif de l'écoulement de cavité.

Ce document est organisé autour de 5 chapitres :

- Le premier chapitre est consacré à une revue bibliographique et à la position du problème. Son objectif est de faire la synthèse des travaux disponibles dans la littérature sur l'écoulement de cavité et de mettre en évidence les phénomènes qui caractérisent cet écoulement en vue de le contrôler.
- Le deuxième chapitre détaille les méthodes de mesure et le dispositif expérimental ; les erreurs de mesure des techniques utilisées sont aussi évaluées.
- Le troisième chapitre traite des mesures et des analyses de l'écoulement de cavité en canal hydraulique. Les profils et champs de vitesse et de turbulence obtenus par LDV et PIV sont présentés et analysés. L'accent est mis sur l'évolution du frottement pariétal en aval de la cavité.
- Le quatrième chapitre traite des mesures et analyses de l'écoulement affleurant une cavité très profonde dans la grande soufflerie du LME. Les champs de vitesse moyens et fluctuants sont obtenus par PIV et fil chaud. Des mesures de PIV résolue dans le temps ont permis de suivre l'évolution temporelle, durant un cycle complet d'oscillation, des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement. Les pressions instationnaires sont mesurées sur les parois de deux configurations de cavité et les phénomènes aéro-acoustiques mis en jeu sont analysés.
- Le cinquième chapitre est consacré au contrôle de l'écoulement à l'aide d'obstacles (cylindre et cylindre profilé) placés en amont de la cavité. Le champ aérodynamique contrôlé est comparé à celui obtenu sans contrôle. Les mécanismes physiques mis en jeu à l'aide de ce dispositif de contrôle sont discutés et confrontés à ceux suggérés dans la littérature.
- En conclusion, un bilan général est dressé et des perspectives à cette étude sont proposées.



# Chapitre 1

## Étude bibliographique

### 1.1 Cavité sous écoulement affleurant

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 profonde.

#### 1.1.1 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 (rectangulaires). Il est d'usage de noter leur longueur, profondeur et envergure respectivement par  $L$ ,  $H$  et  $W$  (pour length, height et width), ces dimensions permettant une première classification que l'on pourra éventuellement adapter à d'autres géométries.

Les rapports géométriques  $L/H$  et  $L/W$  des cavités rectangulaires sont souvent utilisés pour distinguer différents types de cavité. Cependant, un classement des cavités rectangulaires devrait prendre en compte la géométrie de la cavité ainsi que le comportement de l'écoulement suite à son détachement au niveau du bord d'attaque de la cavité. Le rapport  $L/H$  conditionne pour une bonne part le comportement de l'écoulement :

1. Les configurations où  $L/H > 1$  sont regroupées sous le nom de *cavités peu pro-*

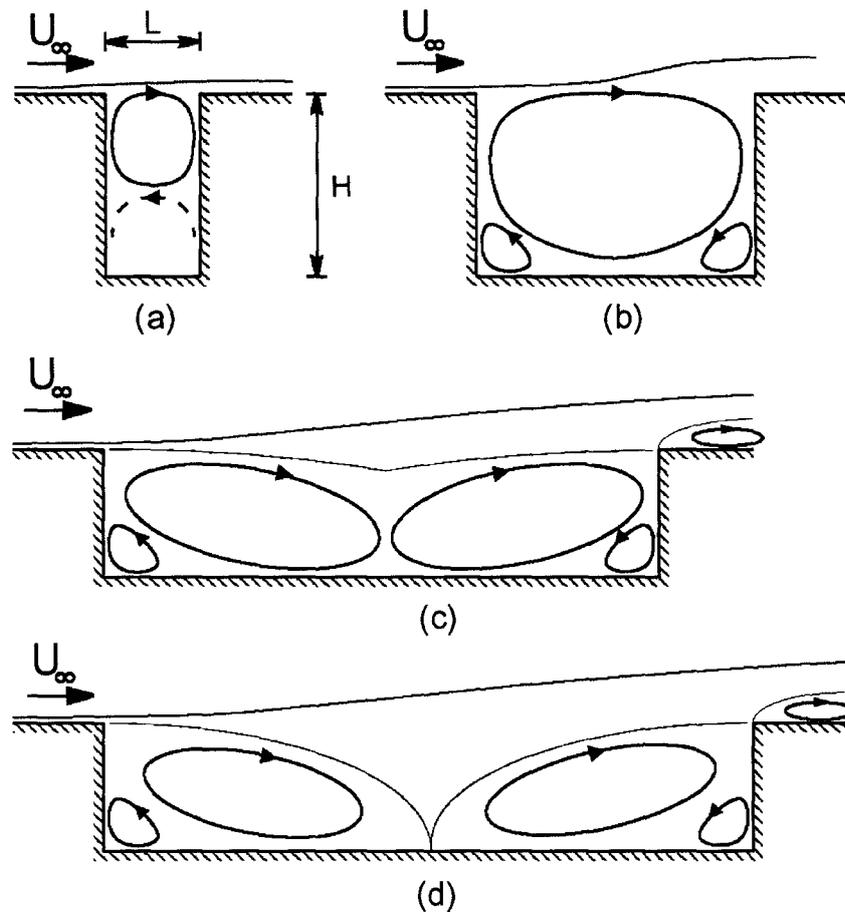


Figure 1.1 – Classification des cavités rectangulaires ; (a) Cavité profonde ; cavité peu profonde ; (b) : ouverte, (c) : transitionnelle, (d) : fermée. Chatellier [19]

**fondes.** On en distingue trois types :

- Selon Charwat et al. [18], une **cavité** est dite **ouverte** quand la couche de mélange ne pénètre pas, ou peu, à l'intérieur de la cavité (figure 1.1 b). Cette situation se vérifie en général quand le rapport  $L/H$  ne dépasse pas 7 à 8. 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 (figure 1.1 d), pour des rapports  $L/H$  supérieurs à 8 (Plentovich et al. [87]). 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 (figure 1.1 c). On

observe néanmoins un lieu de stagnation séparant les zones de recirculation amont et aval. On peut rencontrer ce type d'écoulement pour des  $L/H$  comprises entre 5 et 10.

2. lorsque  $L/H < 1$ , on parle de *cavité profonde* (figure 1.1 a) pour laquelle 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.

L'écoulement est également sensible à l'allongement transversal de la cavité, paramétré par le rapport  $L/W$ . Un grand allongement favorisant a priori l'établissement d'un comportement bidimensionnel. Ainsi, on parle de "cavité bidimensionnelle" pour  $L/W < 1$  et de "cavité tridimensionnelle" pour  $L/W > 1$ . On peut cependant s'attendre à ce que ces configurations favorisent également l'apparition d'instabilités tridimensionnelles dans la couche de mélange.

Une cavité ouverte donne naissance à des oscillations de pression auto-entretenues, alors qu'une cavité fermée engendre des spectres de pression large bande sans mode apparent. Les oscillations de pression à l'intérieur d'une cavité ouverte peuvent provenir de modes purement hydrodynamiques (éjections périodiques d'une structure recirculante), acoustiques, ou encore d'un couplage aéro-acoustique.

Pour une cavité ouverte, le couplage prépondérant, souvent appelé bruit de cisaillement (sheartone), ou plus simplement bruit de cavité (cavity tone), est dû à un phénomène de rétroaction des ondes de pression, émises par l'impact des tourbillons, qui excitent la couche de mélange (figure 1.2). Le mécanisme, très simplifié, de cette boucle de rétroaction est extrêmement robuste et fait apparaître des modes de fluctuations de pression très marqués. Rossiter [102] est le premier à avoir réalisé des expériences à nombres de Reynolds élevés, et a ainsi observé les raies spectrales correspondant à ces oscillations de pression. Il a notamment montré que leurs fréquences diminuent lorsque la longueur de la cavité augmente, et qu'elles varient proportionnellement avec le nombre de Mach et la vitesse extérieure.

Notons toutefois qu'un autre phénomène peut expliquer les oscillations de pression auto-entretenues, observées principalement à bas nombre de Mach ( $M < 0.2$ ) et sur des cavités profondes, et qui consiste en un accord fréquentiel entre un mode d'instabilité de la couche de mélange et les modes propres acoustiques de la cavité. C'est ce qu'on appelle généralement des bruits de conduite ("pipe-tone").

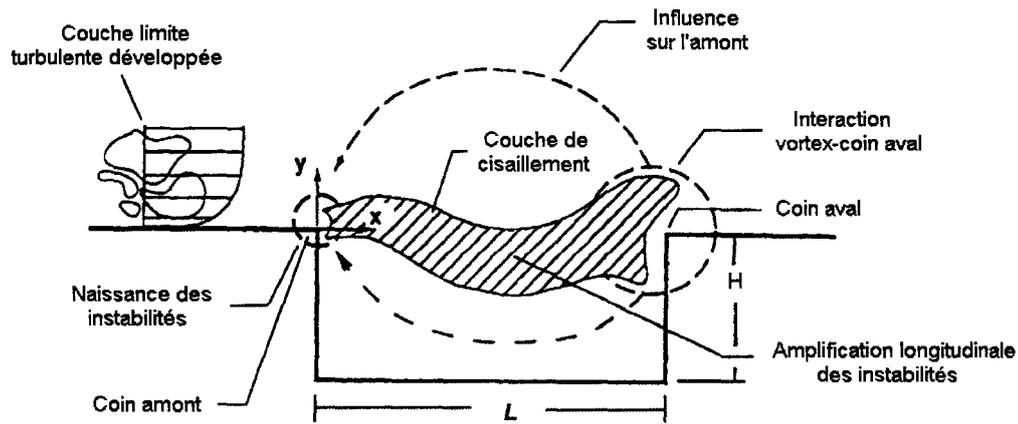


Figure 1.2 – Phénomènes d’oscillations auto-entretenues d’un écoulement turbulent affleurant une cavité rectangulaire (Rockwell et al. [98])

Enfin, si la boucle de rétroaction reste le mécanisme prépondérant, ces deux systèmes peuvent tout à fait coexister, voire interagir.

### 1.1.2 Couche de cisaillement

Les nombreuses études expérimentales consacrées aux couches de mélange se développant librement montrent la formation et l’advection d’enroulements fluides transversaux. Leur évolution apparaît sur les visualisations de Brown et Roshko [12] (figure 1.3). 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 de la figure 1.3 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.

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 et Roshko [9] montrent l’existence de tourbillons longitudinaux insérés dans les enroulements transversaux. L’existence de ce mouvement secondaire est due aux effets centrifuges générés lors de l’enroulement de la couche de mélange, on peut en cela les comparer aux instabilités de Goertler apparaissant le long des surfaces concaves. Ces instabilités secondaires apparaissent au fur et à mesure que les oscillations de la couche

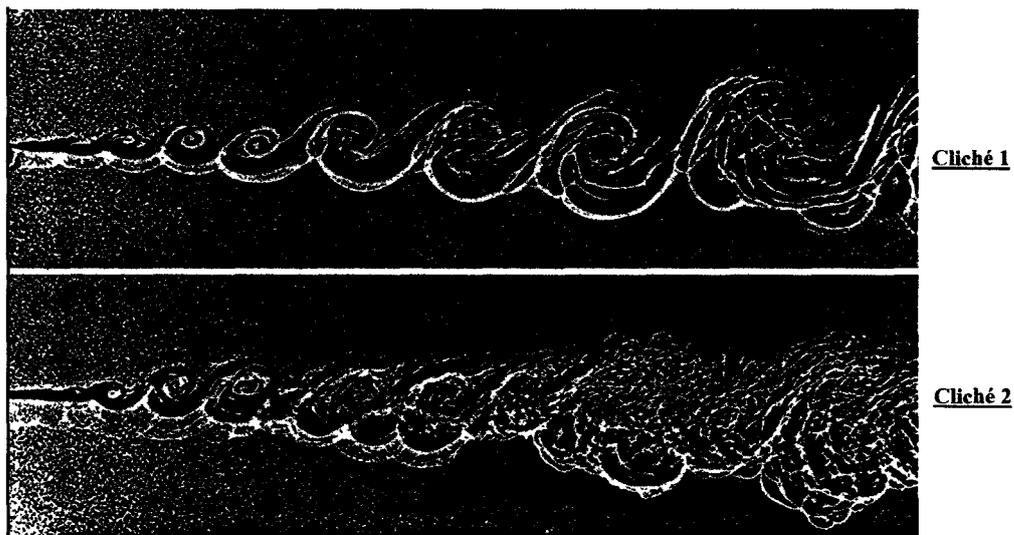


Figure 1.3 – Visualisation de couches de mélange par ombroscopie (Brown et Roshko [12]), effet du doublement du nombre de Reynolds (cliché 2) sur la transition vers la turbulence

de mélange s'amplifient. 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 atteint l'état de turbulence développée.

## 1.2 Dynamique de l'écoulement à l'intérieur d'une cavité

Le comportement dynamique de l'écoulement de cavité a fait l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales au cours des cinquante dernières années. L'ensemble des investigations concerne un large domaine et montre l'existence des modes de rétroaction et de couplage fortement dépendants des caractéristiques de l'écoulement incident et de la géométrie de la cavité. Toutefois, nous présentons dans cette partie quelques études permettant de comprendre la structure de l'écoulement à l'intérieur de la cavité.

Dans l'étude d'un écoulement incident turbulent dans une cavité rectangulaire, Roshko [101] effectue des mesures de pression sur les parois de la cavité et de profils de vitesse à l'intérieur de la cavité et au voisinage de celle-ci. Les profils de vitesse à l'intérieur de la cavité révèlent

un écoulement de type couche limite sur les parois, qui se développe en un simple tourbillon non symétrique loin des parois. Ceci est corroboré par les visualisations de Wieghardt [139] qui met en évidence la présence de petits tourbillons dans les coins de la cavité, provoqués par un gradient de pression adverse. La pression et la force de traînée au niveau de la cavité dépendent fortement de la structure de la couche limite incidente, alors que le grand tourbillon à l'intérieur de la cavité carrée est indépendant de celle-ci. La traînée totale dépend presque entièrement des forces de pression qui sont approximativement d'un ordre de grandeur supérieur aux forces de frottement. Les forces de pression résultent du transport de la quantité de mouvement dans la cavité ; la principale contribution à la force de traînée de la cavité est au sommet de la paroi aval de la cavité.

L'étude de Haugen et Dhanak [47] montre l'influence de  $L/H$  sur l'écoulement à l'intérieur de la cavité. Ainsi pour  $L/H = 1$ , un tourbillon stable se forme dans la cavité, pour  $L/H = 0.6$  un second tourbillon en état de transition apparaît à l'intérieur de la cavité et pour  $L/H = 0.5$  le second tourbillon devient stable. Pour  $L/H = 0.4$  l'apparition d'un troisième tourbillon débute et pour  $L/H = 1/3$  ce tourbillon devient stable.

Shen et Floryan [114] ont étudié l'influence de  $L/H$  sur la structure de l'écoulement à l'intérieur des cavités rectangulaires pour des faibles nombres de Reynolds. Leurs résultats expérimentaux et numériques étaient en parfait accord. En modifiant le rapport  $L/H$  de leur cavité, ces auteurs ont constaté des modifications de la structure de l'écoulement tourbillonnaire à l'intérieur de la cavité. Ainsi, pour  $L/H = 1$  (figure 1.4(a)), un grand tourbillon est visible à l'intérieur de la cavité. Pour cette géométrie, un détachement de l'écoulement a lieu au niveau du bord d'attaque, suivi par un recollement juste en-dessous du coin aval de la cavité. Pour  $L/H = 2$  (figure 1.4(b)), l'intérieur de la cavité est occupé par un grand tourbillon centré et les lignes de courant de l'écoulement décollé pénètrent à l'intérieur de la partie supérieure de la cavité, au niveau du bord d'attaque. La figure 1.5(a) montre l'aspect de l'écoulement dans une cavité avec  $L/H = 3$ , où les lignes de courant de l'écoulement détaché recollent au fond de la cavité. Une séparation verticale du grand tourbillon est donc présente pour ce type de cavité. Pour  $L/H = 0.5$  (figure 1.5(b)), un tourbillon est visible dans la partie supérieure de la cavité et un second tourbillon dans la partie inférieure, cependant la vorticité de ce dernier tourbillon est beaucoup plus faible que celle du vortex de la partie supérieure.

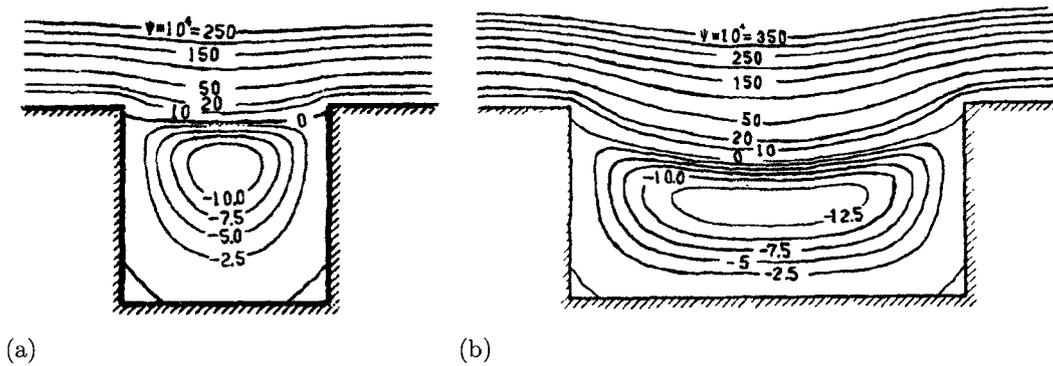


Figure 1.4 – Forme de l'écoulement dans des cavités ouvertes :  $L/H = 1$  (a) et  $L/H = 2$  (b) (Shen et Floryan [114])

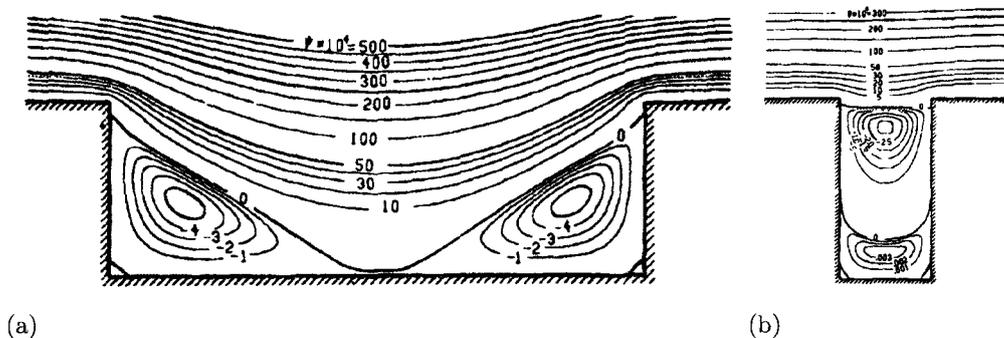


Figure 1.5 – Forme de l'écoulement dans une cavité fermée (a) et une cavité profonde (b) (Shen et Floryan [114])

### 1.3 Influence d'une cavité rectangulaire sur une couche limite turbulente et sur le frottement pariétal

La réduction de la traînée est l'un des principaux objectifs des industries aéronautique, automobile et ferroviaire. Dans ces différents domaines industriels, une des principales sources de l'augmentation de la traînée est l'existence sur le trajet de l'écoulement de différents types d'obstacles ou d'ouvertures brusques. Parmi ces dernières, les cavités rectangulaires sont assez répandues dans différents types de véhicules.

Plusieurs études ont été menées entre les années 1993 et 2005 concernant les cavités carrées de petites dimensions. Ces études ont traité de la dynamique de l'écoulement turbulent en amont, à l'intérieur et en aval d'une cavité carrée ( $L/H = 1$ ).

L'influence de la cavité sur la dynamique de l'écoulement turbulent est loin d'être maîtrisée et des résultats contradictoires ont été proposés.

Choi et Fujisawa [21] ont constaté une réduction du frottement pariétal d'environ 1% en aval d'une cavité carrée ( $L = H = 10$  et  $20$  mm). Ces auteurs n'ont pas pris en compte le frottement dû au gradient de pression. Leurs profils de la vitesse moyenne longitudinale montrent une augmentation de la vitesse dans la zone tampon et dans la zone de sillage juste en aval de la cavité. L'existence d'un tourbillon stable à l'intérieur de la cavité a été expliquée par un coefficient de pression ( $C_p$ ) quasi nul le long du bord d'attaque de la cavité et par un  $C_p$  positif dans la partie supérieure du bord de fuite et qui devient négatif au milieu de ce dernier.

Elavarasan et al. [33] montrent une augmentation du frottement pariétal d'environ 3.4% juste en aval d'une cavité carrée ( $L = H = 5$  mm). Une importante interaction entre les écoulements à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité est mise en évidence par des visualisations. On distingue trois phases :

- phase 1 : un tourbillon est formé à l'intérieur de la cavité avec absence de perturbation de l'écoulement extérieur.
- Phase 2 : le fluide est éjecté de l'intérieur vers l'extérieur de la cavité avec un décollement au niveau du bord de fuite vers l'aval de la cavité.
- Phase 3 : Le fluide passe de l'extérieur vers l'intérieur de la cavité alors que l'écoulement extérieur apparaît homogène.

Pour Pearson et al. [85] l'augmentation du frottement pariétal en aval de la cavité est beaucoup plus importante que dans l'étude d'Elavarasan et al. :  $C_f/C_{f,0} = 3$  juste en aval de la cavité, puis le frottement diminue en s'éloignant du bord de fuite ( $x/\delta_0$  augmente) en passant par un "undershoot" ( $C_f/C_{f,0} = 0.45$ ) pour  $x/\delta_0 \approx 1$  (on parle d'un "undershoot" lorsque  $C_f/C_{f,0} < 1$ ), ensuite le frottement reprend progressivement la valeur du frottement amont. Par ailleurs, les profils de la vitesse moyenne longitudinale (adimensionnée par la vitesse de frottement à la paroi  $u_\tau$ ), comparés à ceux d'une paroi lisse, montrent un décalage vers le bas pour les positions pour lesquelles  $C_f/C_{f,0}$  est supérieur à 1. Pour  $x/\delta_0 = 1$  ("undershoot"), le profil de la vitesse moyenne correspondant est décalé vers le haut et le retour au profil d'une paroi lisse se réalise progressivement en s'éloignant de la cavité. L'influence de la cavité sur l'intensité de turbulence longitudinale est décelée, juste en aval du bord de fuite, par une augmentation du pic dans le profil de  $u'_{rms}$  et par sa position plus

éloignée par rapport à la paroi. L'influence de la cavité sur  $u'_{rms}$  est limitée à des positions où  $y/\delta_0 < 0.1$  ( $y$  est la position verticale par rapport à la paroi). Des visualisations à l'intérieur et en aval de la cavité montrent un écoulement semblable à celui trouvé par Elavarasan et al. [33]. Des stries de faible vitesse sont aussi observées dans le plan transversal ( $x$ - $z$ ) et pourraient être le résultat des tourbillons quasi-longitudinaux.

Sutardi et Ching [125] ont étudié l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de frottement pariétal en aval d'une cavité carrée (figure 1.6). Pour  $Re_\theta = 1000$  ( $\theta$  représente l'épaisseur de quantité de mouvement), ces auteurs concluent que la variation de  $C_f/C_{f,0}$  est très faible ( $\approx 1.3\%$ ) et qu'elle est plus petite que l'incertitude de mesure. Pour  $Re_\theta = 3000$ ,  $C_f$  augmente d'environ 5%, ce qui pourrait être expliqué par la présence d'un gradient de pression important au niveau du bord de fuite de la cavité. Cette augmentation est suivie par une diminution du frottement pour atteindre des valeurs inférieures à celles de l'amont de la cavité pour  $30 < x/L < 110$  (à noter que l'origine est située au niveau du coin aval de la cavité). Le coefficient de frottement pariétal reprend progressivement la valeur du frottement en amont de la cavité. Ces auteurs constatent que l'influence de la cavité sur le profil de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée est négligeable et ceci pour les deux nombres de Reynolds étudiés ( $Re_\theta = 1000$  et  $Re_\theta = 3000$ ).

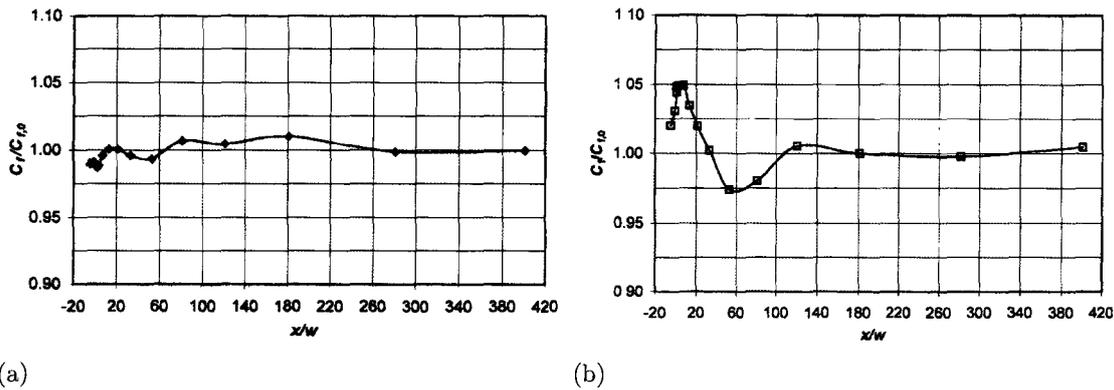


Figure 1.6 – Évolution de  $C_f/C_{f,0}$  dans la direction longitudinale : (a)  $Re_\theta = 1000$ ; (b)  $Re_\theta = 3000$  (Sutardi et Ching [125]).

La différence entre les résultats de l'étude de Sutardi et Ching [125] et ceux de Pearson et al. [85] et Elavarasan et al. [33] pourrait être expliquée par la différence entre les valeurs de  $L/\delta_0$  ( $L/\delta_0$  est d'environ trois fois moins important dans l'étude de Sutardi et Ching [125]).

La présence de la cavité dans un écoulement turbulent affecte non seulement le frottement pariétal, la vitesse moyenne et l'intensité de turbulence, mais aussi la tension de Reynolds ([125], [126]).

D'après l'étude de Sutardi et Ching [125], l'influence de la cavité sur l'intensité de turbulence adimensionnée  $u'^+$  ( $u'/u_\tau$ ) dépend du nombre de Reynolds. Ainsi  $u'^+$  semble ne pas être affectée par la présence de la cavité pour  $Re_\theta = 1000$ . Cependant, pour  $Re_\theta = 3000$ , il existe une légère diminution de l'intensité de turbulence près de la paroi juste en aval de la cavité. D'après ces auteurs, la présence de la cavité affaiblit les tourbillons longitudinaux près de la paroi ( $y^+ < 10$ ) en aval de la cavité, ce qui entraîne une diminution de  $u'^+$  pour ces mêmes positions.

Pour les mêmes nombres de Reynolds ( $Re_\theta = 1000$  et  $3000$ ), Sutardi et Ching [126] ont étudié l'influence de la taille des cavités rectangulaires et du nombre de Reynolds sur l'écoulement turbulent. Ils ont constaté une perturbation plus importante de l'écoulement lorsque  $L$  augmente, alors que  $Re_\theta$  reste constant. On relève donc que l'influence de la cavité est plus importante lorsque sa taille est plus grande. Par ailleurs, les résultats des travaux de ces auteurs montrent une augmentation de l'intensité de turbulence transversale ( $v'/U_0$ ) en aval de la cavité.

Une étude expérimentale de Wahidi et al. [136] sur l'évolution du coefficient de frottement pariétal en aval d'une cavité carrée ( $L = H = 5mm$ ) fait observer une augmentation de 32% de  $C_f/C_{f,0}$  juste en aval de la cavité. Cette augmentation du frottement pariétal a été expliquée (comme pour Pearson et al. [85]) par la présence d'un gradient de pression favorable au niveau du bord de fuite de la cavité. En s'éloignant du bord aval de la cavité,  $C_f/C_{f,0}$  diminue progressivement pour atteindre sa valeur minimale inférieure de 8.7% à celle de l'écoulement amont non-perturbé pour  $1.6 < x/L < 9.5$ . Après cet "undershoot",  $C_f/C_{f,0}$  reprend progressivement la valeur 1. Cet "undershoot" est lié au rétablissement rapide d'un écoulement avec gradient de pression, vers un écoulement non perturbé et établi en aval de la cavité. La variation de  $C_f/C_{f,0}$  en aval de la cavité est similaire à celle des études expérimentales déjà citées. Toutefois, la valeur du frottement maximal ( $(C_f/C_{f,0})_{max} = 1.32$ ) est supérieure à celle ( $(C_f/C_{f,0})_{max} = 1.05$ ) trouvée par Sutardi et Ching [125], et inférieure à celle ( $(C_f/C_{f,0})_{max} = 3$ ) de l'étude de Pearson et al. [85]. De plus, la position du frottement minimal ( $(C_f/C_{f,0})_{min}$ ) en aval de la cavité est plus éloignée du bord de fuite ( $x/L = 60$ ) dans l'étude de Sutardi et Ching que dans les études de Pearson et al. et

Wahidi et al. ( $x/L = 6$ ).

Il résulte des études précédemment citées, que les valeurs de  $(C_f/C_{f,0})_{max}$  et de  $(C_f/C_{f,0})_{min}$  ainsi que la position de l'“undershoot” en aval de la cavité, sont dues à des différences entre les valeurs de  $Re_\theta$  et  $L/\delta_0$ . L'étude de Pearson et al. fait ressortir l'importance du paramètre  $L/\delta_0$  sur le frottement pariétal en aval de la cavité sans la prise en compte de l'influence du nombre de Reynolds  $Re_\theta$ . Wahidi et al. observent que malgré un faible  $L/\delta_0$ , l'augmentation du frottement en aval de la cavité est significative, ce qui signifie que  $Re_\theta$  joue un rôle important dans l'évolution du frottement pariétal en aval d'une cavité rectangulaire. Dans ces différentes études, la prise en compte des deux paramètres  $Re_\theta$  et  $L/\delta_0$  permet de mieux prédire et comprendre le comportement du frottement pariétal en aval d'une cavité rectangulaire.

Les profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée (par la vitesse de frottement pariétal) ont été obtenus par des mesures à l'aide de l'anémométrie laser Doppler (LDV) dans l'étude de Wahidi et al. [136] (figure 1.7) : pour  $x/L < 2$ , ces profils sont décalés vers le bas par rapport au profil de vitesse d'une couche limite turbulente sur une plaque plane. Cette différence entre les profils de vitesse débute pour les  $y^+ > 7$  et augmente progressivement en s'éloignant de la paroi, ce qui est lié à l'effet de la viscosité dans la sous couche visqueuse qui est plus important que celui de la cavité.

L'influence de la cavité sur l'intensité de turbulence longitudinale (figure 1.8) a aussi été étudiée par Wahidi et al. [136]. On distingue trois zones :

- Près de la paroi ( $0.001 < y/\delta_0 < 0.01$ ) : l'intensité de turbulence résultant d'une augmentation du frottement (pour  $0 < x/L < 2$ ) est plus faible que dans le cas d'une plaque plane, ce qui est lié à une vorticité longitudinale moins importante en présence de la cavité, alors que l'intensité de turbulence de la zone de l'“undershoot” est plus importante que celle d'une plaque plane.
- Pour  $0.1 < y/\delta_0 < 1$  : l'intensité de turbulence est plus élevée en aval de la cavité que pour le profil non perturbé.
- Pour  $y/\delta_0 > 1$  : les profils de l'intensité de turbulence en aval de la cavité tendent vers le profil non perturbé.

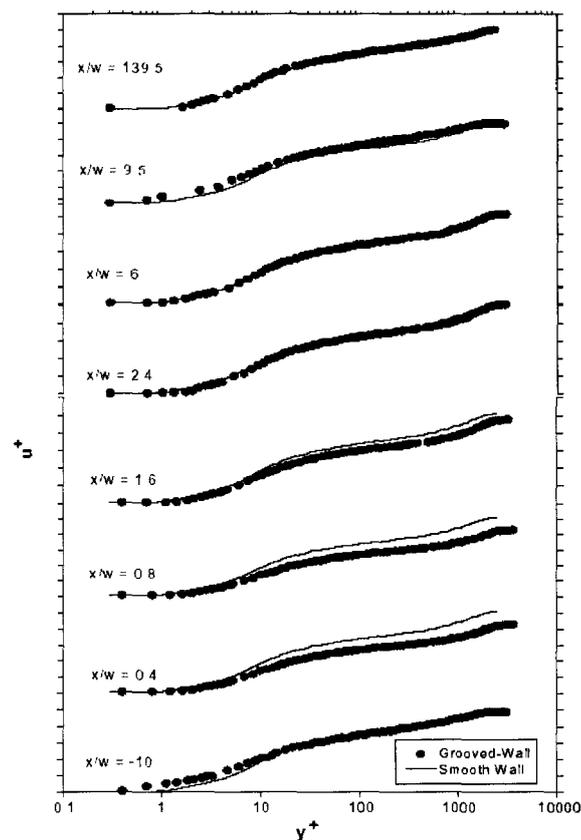


Figure 1.7 – Influence d’une cavité carrée sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée ;  $w$  représente la longueur de la cavité (Wahidi et al. [136]).

## 1.4 Écoulement dans la couche de cisaillement (zone de mélange)

### 1.4.1 Distributions de vitesse, de l’intensité de turbulence et des tensions de cisaillement dans la couche de mélange

L’étude des champs moyens et fluctuants de la vitesse permet de mieux comprendre le couplage aéro-acoustique de l’écoulement de cavité.

Hourigan et al. [52] et Stoneman et al. [123] ont mis en évidence un lien entre le mode de l’écoulement et le nombre de tourbillons dans la couche de cisaillement. Plus récemment, des études sur le lien entre le couplage aéro-acoustique et la dynamique de l’écoulement ont été menées par Rowley et al. [103], Amandolèse et al. [3], et Oshkai et al. [83].

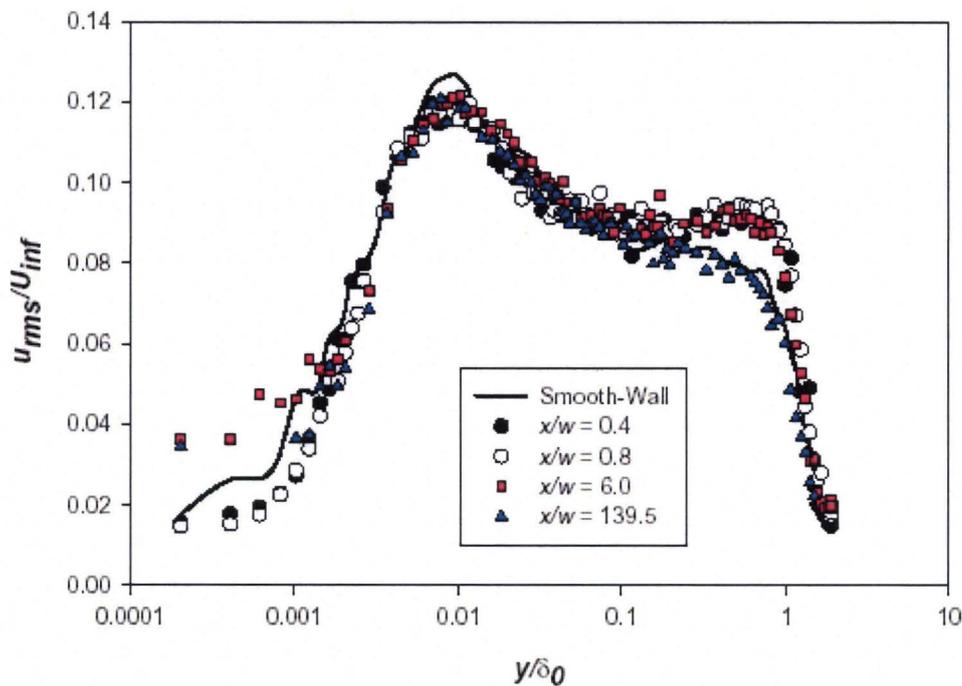


Figure 1.8 – Intensité de turbulence longitudinale en aval d’une cavité carrée ;  $w$  représente la longueur de la cavité (Wahidi et al. [136])

Tani et al. [130], dans une étude expérimentale des écoulements décollés, ont analysé la structure de l’écoulement dans la cavité en mettant l’accent sur le processus de mélange entre l’écoulement de cavité et l’écoulement principal. Comme pour l’étude de Roshko [101], ces auteurs ont trouvé que la tension de cisaillement dans la couche de mélange d’une cavité rectangulaire est équilibrée par les forces de pression exercées sur les parois solides de la cavité. Par ailleurs, la pression totale a été estimée être la même pour différentes profondeurs de la cavité et épaisseurs de couche limite, alors que la pression au niveau du recollement de la couche limite augmente avec la profondeur de la cavité ou lorsque l’épaisseur de la couche limite incidente diminue.

Haugen et Dhanak [47] ont proposé un modèle d’écoulement dans la zone de mélange basé sur la diffusion tourbillonnaire en jet libre ; les résultats de la traînée et de la vitesse sont en concordance avec les mesures. Le modèle de l’écoulement de cavité proposé par ces auteurs divise l’écoulement au dessus de la cavité en trois zones : l’intérieur de la cavité, la couche de cisaillement et l’extérieur de la cavité. Ces auteurs suggèrent que le transfert de la quantité de mouvement s’effectue à travers la zone de mélange où la contrainte de

cisaillement obéit à une relation identique à celle d'un jet plan libre comme l'a démontré Abramovich [1].

Haugen et Dhanak [47] suggèrent une symétrie de la couche de cisaillement par rapport à  $y = 0$  et un taux de croissance (de la zone de mélange) proportionnel à  $x$ . L'équation utilisée pour la limite de cette zone est  $y = \pm 0.08829 x$  comme dans le cas d'un jet plan libre et l'expression de la contrainte de cisaillement est la suivante :

$$\tau = \rho \frac{a^3}{2} x^2 \frac{\partial u}{\partial y} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (1.1)$$

où  $a = 0.09$  dans le cas d'un jet libre, et sa valeur qui corrobore les données expérimentales est de 0.12.

Haugen et Dhanak présentent une comparaison des profils de vitesse expérimentaux et analytiques sur des sections transversales et montrent la distribution de l'intensité de turbulence obtenue à partir de mesures de fil chaud. Les principaux résultats de ces travaux montrent que :

1. L'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale, ainsi que la tension de Reynolds atteignent une valeur maximale au niveau de la ligne de séparation ( $y = 0$ ) entre les écoulements à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité.
2. Ces deux paramètres dépendent de l'épaisseur de la couche limite incidente adimensionnée ( $\delta_0/L$ ) .

## 1.4.2 Oscillations auto-entretenues

### *Instabilité d'une couche de mélange*

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.

Rayleigh [92] a étudié la stabilité de fines couches de cisaillement libres. Il a montré qu'une couche de cisaillement (d'épaisseur  $e$ ) est sensible à toute instabilité ayant une longueur d'onde au moins égale à cinq fois  $e$ ; et pour une longueur d'onde égale à huit fois l'épaisseur de la couche de cisaillement l'amplification devient maximale.

À partir de l'analyse faite par Rayleigh, nous pouvons estimer le nombre de Strouhal de l'instabilité la plus amplifiée ayant une fréquence  $f$  et défini en terme de l'épaisseur  $e$  (équation. 1.2).

$$St_e = \frac{f \times e}{u_c} \quad (1.2)$$

Avec  $u_c$  la vitesse d'advection des instabilités.

### *Oscillations de la couche de cisaillement*

Les oscillations de l'écoulement affleurant une cavité ont fait l'objet de nombreuses études pendant les dernières décennies. Les interprétations physiques des phénomènes intervenant dans ce type d'écoulement restent incomplètes vu la complexité de ce type d'écoulement. Les oscillations de cavité sont principalement décrites par le modèle de Rossiter [102] qui suggère une amplification des instabilités de la couche de cisaillement le long de l'ouverture de la cavité (figures 1.2 et 1.9). L'interaction de ces instabilités avec le bord de fuite de la cavité donne naissance à une onde de pression de rétroaction et contribue à l'amplification des instabilités, plus particulièrement près du bord amont de la cavité. Pour de faibles nombres de Mach, le "feedback" jusqu'au bord d'attaque est instantané. Pour des nombres de Mach modérés, il existe un décalage entre la production au niveau du bord de fuite d'une onde acoustique et son retour jusqu'au bord d'attaque.

La figure 1.9 montre d'importants paramètres pour un écoulement de cavité. Parmi ces paramètres, l'épaisseur de la couche limite incidente  $\delta_0$  (ou  $\delta$ ), la longueur de la cavité  $L$ , la profondeur de la cavité  $D$  (ou  $H$ ) et la longueur d'onde ( $\lambda$ ) de la perturbation dans la couche de cisaillement sont déterminants.

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 vitesses différentes. Dans le cas d'une couche de mélange se développant librement, l'échelle des structures advectées augmente suite aux appariements et à l'entraînement du fluide ex-



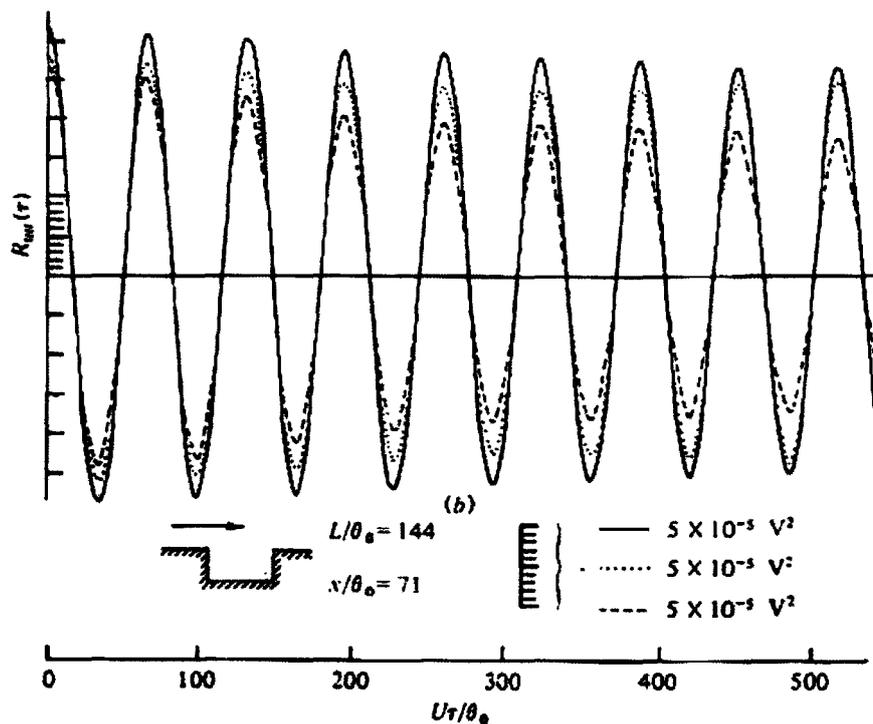


Figure 1.10 – Autocorrélations de vitesses mesurées dans la couche de mélange d'une cavité (Rockwell et Knisely [96]).

l'établissement d'un régime d'oscillations cohérentes de forte amplitude.

Les oscillations de cavité sont décrites comme un phénomène aéro-acoustique de résonance et la première description qui va dans ce sens est celle de Rossiter [102]. Ainsi dans sa description de la dynamique de l'écoulement, Rossiter met en évidence des structures tourbillonnaires bien distinctes dans la couche de cisaillement. Ces structures sont advectées le long de la couche de cisaillement et viendront s'écraser au niveau du coin aval (jonction entre le bord de fuite et la paroi en aval de la cavité). Cet impact va générer des ondes acoustiques qui remontent vers le bord amont de la cavité et favorisent ainsi la formation de nouveaux tourbillons.

Le "feedback" suivi de l'amplification des instabilités dans la couche de cisaillement représente les deux principales étapes du bouclage dans l'écoulement de cavité :

1. **"Feedback" ou boucle de rétroaction des perturbations résultant de l'impact de la couche de cisaillement au niveau du bord de fuite.**

Dans certains cas, la longueur de l'onde acoustique est plus importante que celle de la cavité, le "feedback" est donc instantané. L'impact au niveau du bord de fuite est la cause d'importants changements des conditions limites de l'écoulement, source d'une

importante influence sur l'amont. En effet, Powell [88] a observé que l'interaction entre un bord et un écoulement instable produit une source dipolaire au niveau de ce bord et que l'influence de ce dipole est principalement localisée au niveau de la séparation de l'écoulement amont. Par ailleurs, Ziada et Rockwell [145] et Rockwell et Knisely [96] ont montré le rôle organisateur de la paroi d'impact sur la structure de l'ensemble de la couche de cisaillement (figure 1.11). Ils font apparaître que les caractéristiques de la couche de cisaillement impactant sur un angle aval présentent de fortes similarités avec une couche de cisaillement libre excitée à sa fréquence fondamentale. L'influence de la paroi n'est pas confinée à la zone proche de l'impact mais s'étend à l'ensemble de la couche de mélange. De plus, l'effet de la paroi d'impact n'est pas seulement d'accroître le degré d'organisation de l'écoulement en concentrant l'énergie sur la fondamentale. Celle-ci va également transférer une partie de cette énergie sur les harmoniques. Miksad [79] a obtenu des résultats semblables en excitant acoustiquement une couche de cisaillement libre à sa fréquence fondamentale.

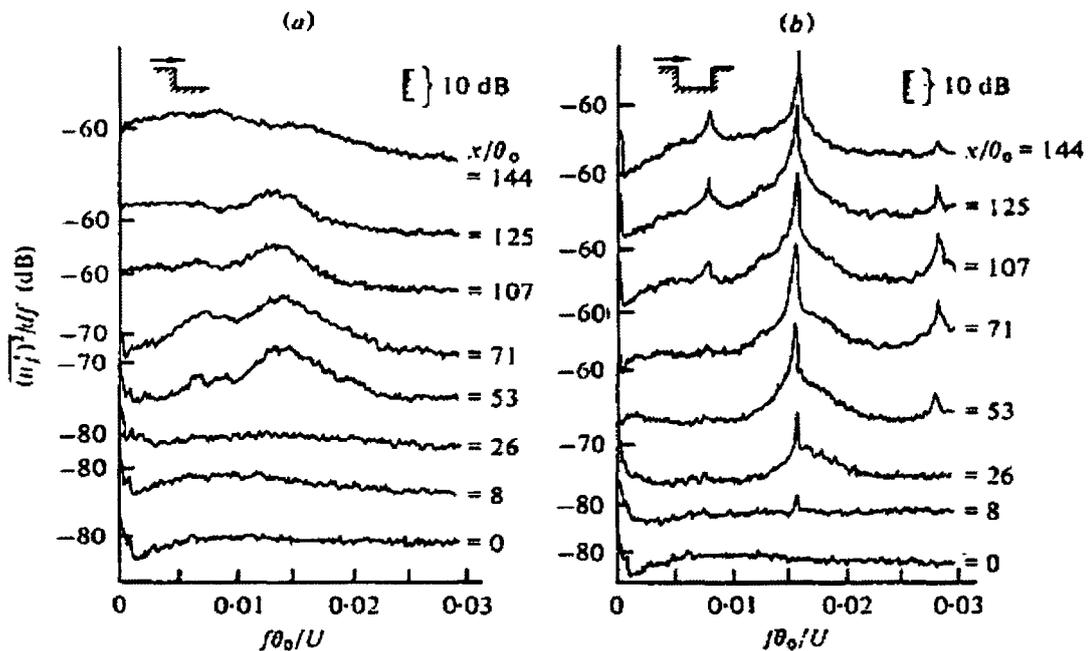


Figure 1.11 – Comparaison de l'évolution des spectres du signal de vitesse de l'écoulement avec et sans l'angle d'impact aval de la cavité à différentes positions le long du bord de la couche de cisaillement ( $U/U_0 = 0.95$ ), d'après Rockwell et Knisely [96]

## 2. Amplification des perturbations de la couche de cisaillement à partir du point de séparation au niveau du bord d'attaque jusqu'à son impact sur le bord de fuite.

La théorie de stabilité spatiale proposée par Michalke [78] permet un calcul analytique des fréquences et des taux d'amplification des instabilités. Après l'impact des tourbillons de la couche de cisaillement au niveau du bord aval de la cavité, leur influence amont sera la cause d'une organisation des instabilités au niveau du bord d'attaque. En s'éloignant vers le bord de fuite les instabilités seront amplifiées exponentiellement, puis d'une façon linéaire. Ces instabilités amplifiées impacteront au niveau du coin aval de la cavité en produisant une influence amont, fermant ainsi la boucle des oscillations entretenues.

### 1.4.3 Mode de sillage

Le mode de sillage est l'un des types d'oscillation de cavité le moins étudié. Gharib et Roshko [43] sont les premiers à l'avoir observé.

Un critère permettant de prédire la transition entre le mode de couche de cisaillement et le mode de sillage a été proposé par Rowley et al. [103]. Il est basé sur l'observation suivante : lorsque  $L/\theta_0$  augmente, les instabilités de type Kelvin-Helmoltz s'amplifient dans la couche de cisaillement, ce qui génère une zone de recirculation plus importante à l'intérieur de la cavité. La structure produite à l'angle amont de la cavité est d'une taille comparable à la profondeur de la cavité et, lors de sa formation, le fluide de la couche de cisaillement est dirigé vers l'intérieur de la cavité. La structure se détache alors de l'angle amont pour venir s'écraser contre la paroi aval (figure 1.12). La structure est suffisamment large pour provoquer le décollement de la couche limite en amont de la cavité, puis le décollement de la couche limite en aval de la cavité alors qu'elle est advectée à travers celle-ci.

Shieh et Moriss [115] présentent une étude numérique d'écoulement de cavité oscillant dans les modes de sillage et de couche de cisaillement, avec une couche limite amont turbulente. Ils observent qu'en mode de sillage le taux de croissance de la structure est très supérieur à celui observé pour le mode de couche de cisaillement. Ils remarquent que la position de la structure, qui se situe sous la paroi aval de la cavité crée une recirculation, alors que la partie qui est éjectée de la cavité vient former de plus petites structures tourbillonnaires qui sont convectées vers la sortie. Ces auteurs observent également le décollement de

la couche limite incidente lors de la formation de la structure, et celui de la couche limite aval lors de l'advection de la structure dans la cavité et de son éjection.

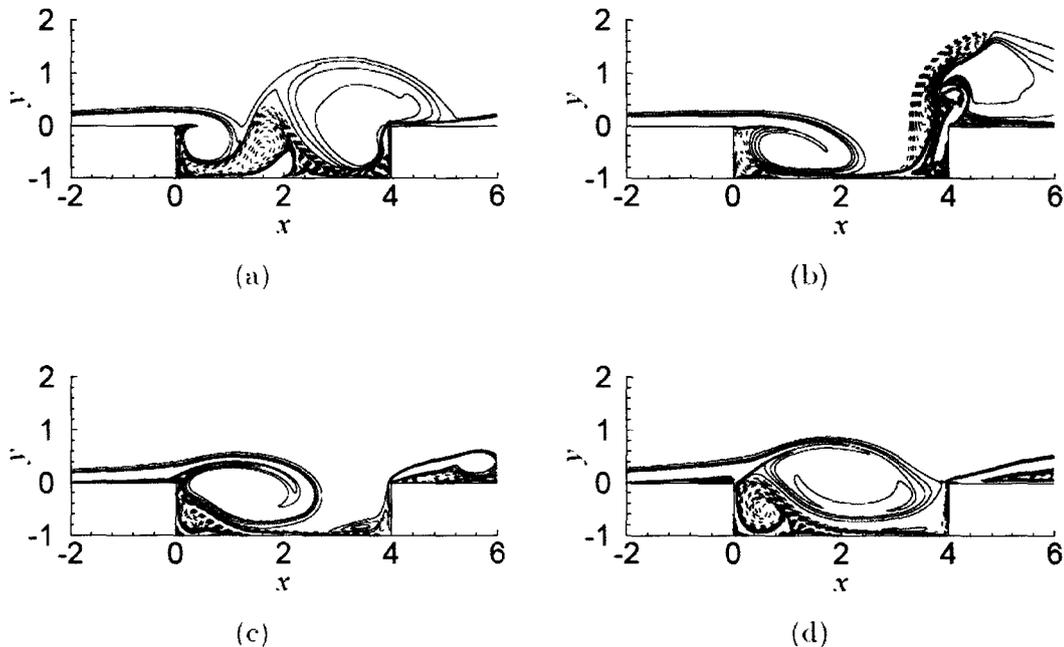


Figure 1.12 – Contours de la Vorticité des simulations du mode de sillage pour 4 instants différents (a-d) correspondant à 4 phases espacées d'un quart de cycle (Rowley [104])

#### 1.4.4 Transition vers le mode d'oscillation hydrodynamique de la couche de cisaillement

Le seuil d'amplification nécessaire pour atteindre le phénomène d'oscillation de la couche de cisaillement (Woolley et Karamcheti [143]) est assez élevé. Certains paramètres jouent un rôle important dans la transition entre un mode non oscillatoire et un mode d'oscillations auto-entretenues.

Covert [24] a montré, à partir d'une analyse de stabilité hydrodynamique qu'il existait une vitesse critique d'apparition des oscillations. Il est intéressant de noter qu'à cette vitesse critique la fréquence d'oscillation est très proche de la fréquence naturelle de la cavité sans écoulement affleurant.

Pour de faibles nombres de Mach, Sarohia [108] a déterminé une longueur minimale dépendant de l'épaisseur de la couche limite (laminaire) incidente, à partir de laquelle

les oscillations s'installent. L'auteur relève deux modes d'oscillations dont la fréquence correspond à des valeurs du nombre de Strouhal ( $St = fL/U_0$ ) qui dépendent de la longueur de la cavité, de l'épaisseur de la couche limite incidente ( $\delta_0$ ) et dans une moindre mesure, de la profondeur de cavité ( $H$  ou  $D$ ) et du nombre de Reynolds ( $Re_\delta$ ) (figure 1.13).

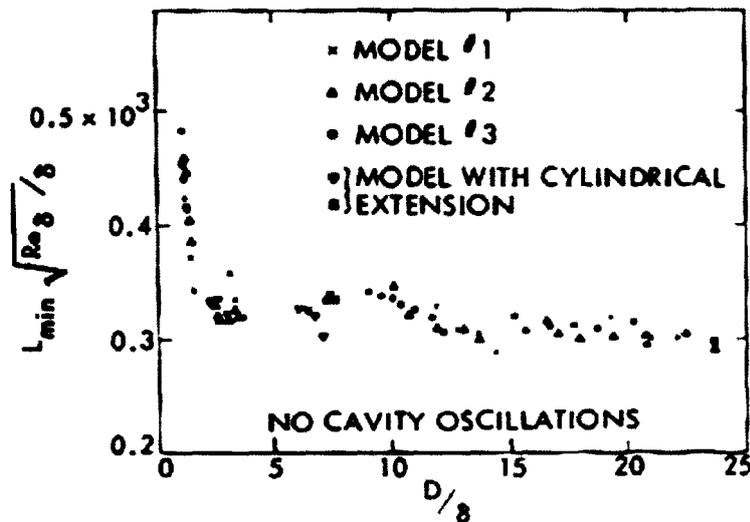


Figure 1.13 – Domaine d'apparition d'oscillations en cavité axisymétrique (Sarohia [108])

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 de la couche limite incidente ( $\delta$  et  $Re_\delta$ ) imposent une longueur et une profondeur minimales pour l'établissement d'oscillations. La longueur minimale devient très élevée pour des valeurs de  $D/\delta$  inférieures à 2. Pour une couche limite turbulente et des nombres de Mach plus élevés, la longueur minimale augmente avec la turbulence (Krishnamurty [65]; Sarohia [108]) et diminue avec le nombre de Mach (Krishnamurty [65]).

Hankey et Shang [46], à l'aide d'une étude de stabilité, démontrent que les cavités dont les dimensions sont telles que  $L < 2\pi\vartheta$  (où  $\vartheta$  est l'épaisseur de la couche de cisaillement) ne devraient pas présenter d'oscillations. De même, au delà de Mach 2.5, les instabilités ne devraient pas se développer. En effet, les écoulements décollés sont plus stables en régime supersonique qu'en régime subsonique.

Block [11] a proposé une expression du nombre de Mach critique, seuil d'apparition de plusieurs modes simultanés d'oscillation. L'existence d'un nombre de Mach critique pour

l'apparition des oscillations indique que le phénomène de résonance est lié aux effets de compressibilité.

### 1.4.5 Caractéristiques et advection des structures dans la couche de cisaillement

Dans la majorité des écoulements de cavité avec des oscillations auto-entretenues, des structures cohérentes se forment dans la zone de mélange (couche de cisaillement) suite au décollement de la couche limite incidente au niveau du bord d'attaque.

Des visualisations par bulles d'hydrogène ont permis à Rockwell et Knisely [96] de distinguer 3 phénomènes caractérisant l'impact des structures tourbillonnaires au niveau du coin aval de la cavité :

1. La structure longe la paroi aval avant d'être entièrement convectée vers l'intérieur de la cavité (figure 1.14(b)).
2. La structure tourbillonnaire se scinde en deux parties suite à son impact sur le coin aval : une partie passe en aval de la cavité et l'autre passe à l'intérieur le long de la paroi aval (figure 1.15(a)).
3. Le tourbillon est entièrement convecté vers l'aval de la cavité (figure 1.15(b)).

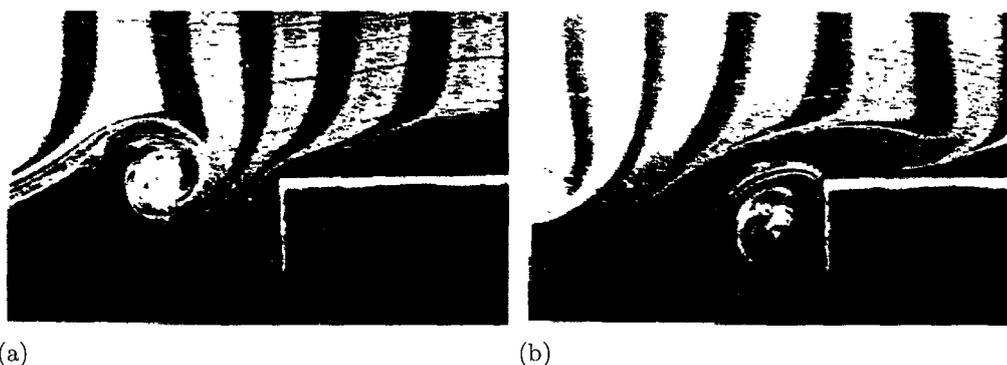


Figure 1.14 – Approche du tourbillon du coin aval de la cavité (a) et advection du tourbillon vers l'intérieur de la cavité (b) (Rockwell et Knisely [96]).

Des visualisations par strioscopie effectuées par Larchevêque et al. [68] montrent (figure 1.16) la présence de 3 structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement d'une cavité rectangulaire ( $L/H = 0.4$ ) pour un nombre de Mach de 0.8.

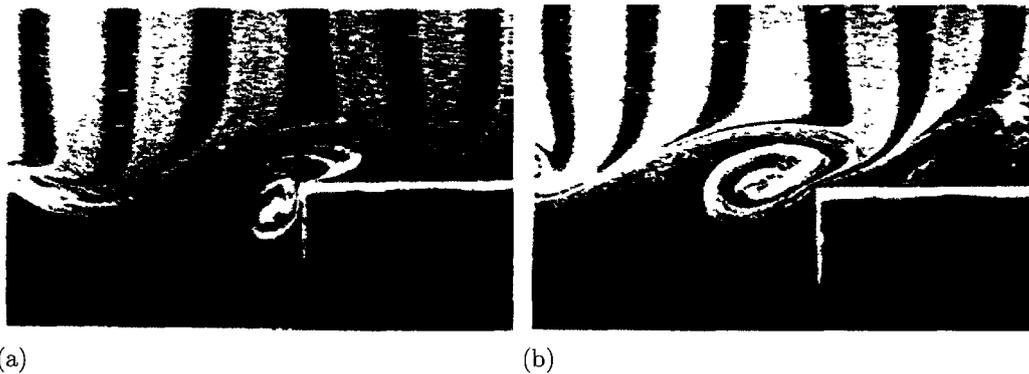


Figure 1.15 – Impact du tourbillon sur le coin aval de la cavité (a) et advection du tourbillon vers l’aval de la cavité (b) (Rockwell et Knisely [96]).

Les résultats expérimentaux de Forestier et al. [42] ainsi que les résultats numériques de Larchevêque et al. [68] présentent une distribution similaire de la vitesse d’advection moyenne des structures cohérentes de la couche de cisaillement. Ces auteurs ont étudié la même cavité rectangulaire profonde ( $L/H = 0.42$ ) avec un nombre de Mach de 0.8 (figure 1.17). On distingue 3 zones :

1. Pour  $0 < x/L \leq 0.25$ , l’accélération des structures est constante.
2. Pour  $0.4 < x/L \leq 0.7$ , la vitesse d’advection varie peu (environ  $0.65 U_0$ ).
3. pour  $0.7 < x/L < 0.9$ , les structures cohérentes décelèrent à l’approche du bord de fuite de la cavité.

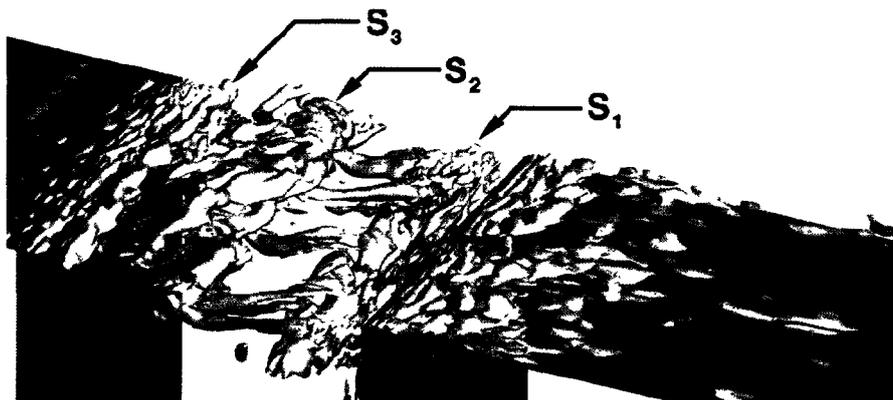


Figure 1.16 – Champ instantané de critère Q (simulation numérique) : détection de structures cohérentes pour  $L/H = 0.4$  et  $M = 0.8$  (Larchevêque et al. [68]).

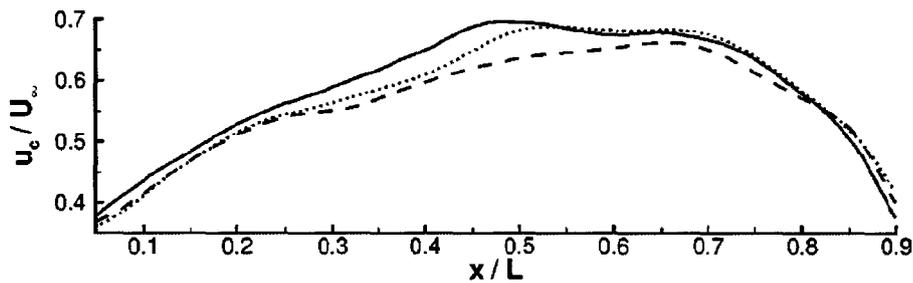


Figure 1.17 – Vitesse d’advection des structures de la couche de cisaillement obtenue à partir d’intercorrélations spatio-temporelles de vitesse (Larchevêque et al. [68]).

## 1.5 Modèle d’oscillation hydrodynamique et modes acoustiques

### 1.5.1 Modèle semi-empirique de Rossiter

Le modèle de référence de prédiction des oscillations auto-entretenues de cavité est le modèle de Rossiter. En s’intéressant à des cavités peu profondes et à partir des caractéristiques dynamiques de l’écoulement et acoustiques de l’installation, Rossiter a élaboré un modèle analytique semi-empirique permettant d’estimer la fréquence fondamentale de l’écoulement.

La production d’un niveau élevé de bruit est souvent la conséquence d’un couplage entre une résonance acoustique et une certaine instabilité périodique dans un écoulement. En effet, une partie de l’énergie est extraite de l’écoulement, afin d’entretenir l’oscillation acoustique. Le modèle proposé par Rossiter ne décrit pas le processus générateur de l’onde de pression après l’impact des structures de la couche de cisaillement sur le coin aval de la cavité, mais évalue par un mécanisme de “feedback” la fréquence fondamentale de l’écoulement au-dessus d’une cavité, à partir d’une description globale de l’interaction entre la couche de mélange et les ondes de pression.

Le modèle prédictif de Rossiter est valable sous deux conditions :

1. La fréquence de création des tourbillons est égale à la fréquence caractéristique du phénomène acoustique ;
2. Le décalage de phase du tourbillon convecté du coin supérieur amont vers le coin supérieur aval de la cavité et le décalage de phase de l’onde acoustique remontant

l'écoulement sont proportionnels, à un facteur de correction près.

Les tourbillons de la couche de cisaillement traversent cette dernière à une vitesse d'advection  $u_c$ . Le temps mis par une structure pour traverser toute la longueur de la cavité est de l'ordre de  $L/u_c$  et celui mis par l'onde acoustique (générée par l'impact de la structure sur le coin aval) pour remonter l'écoulement jusqu'au point de décollement est estimé à  $L/(c_0 - U_0)$  ( $c_0$  étant la vitesse du son dans la cavité). Rossiter a aussi tenu compte du décalage temporel entre l'impact de la structure et la création d'une perturbation acoustique. Ce retard peut être exprimé en fraction de période de l'écoulement :  $\alpha/f$ .

On obtient alors la formule de Rossiter :

$$\frac{n}{f_n} = \frac{L}{u_c} + \frac{L}{c_0 - U_0} + \frac{\alpha}{f_n} \quad (1.3)$$

Avec  $n$  le nombre de structures présentes simultanément dans la couche de mélange.

Pour des faibles nombres de Mach, nous avons :  $U_0 \ll c_0$

Ce qui nous donne l'expression finale du modèle de Rossiter :

$$St_n = \frac{f_n L}{U_0} = \frac{n - \alpha}{M + \frac{1}{\kappa}} \quad (1.4)$$

où  $\kappa$  représente le rapport entre la vitesse d'advection des structures dans la couche de cisaillement et la vitesse extérieure de l'écoulement ( $\kappa = u_c / U_0$ ). Dans la plupart des études,  $\alpha$  et  $\kappa$  ont été considérés égaux à 0.25 et 0.57 respectivement. Ces valeurs sont celles proposées par le modèle de Rossiter. Forestier et al. [42] et Larchevêque et al. [68] ont observé que  $u_c$  dépend de la structure et de sa position dans la couche de cisaillement (figure 1.17).

## 1.5.2 Fréquences des oscillations

Les oscillations de la couche de cisaillement interviennent à des fréquences caractéristiques liées au mode d'oscillation.

Les conditions de l'étude numérique de Rowley [103] correspondent à celles de l'étude expérimentale de Karamcheti [59]. Cependant, la couche limite incidente est laminaire et le nombre de Reynolds est cinq fois plus petit. La figure 1.18 montre simultanément les résultats de Rowley, ceux de Karamcheti et les domaines d'oscillation de l'étude de

Sarohia [108].

Dans l'étude de Karamcheti, le mode II est mis en évidence avec un nombre de Strouhal légèrement supérieur à celui des simulations numériques de Rowley. Les résultats expérimentaux de Sarohia montrent une augmentation de la fréquence des oscillations avec le nombre de Reynolds et l'apparition des modes I et II. Ces résultats corroborent ceux de Rowley lorsque ceux-ci sont extrapolés pour des nombres de Mach proches de zéro.

Les fréquences des oscillations sont plus faibles lorsque la couche limite incidente est turbulente (Karamcheti [59]; Sarohia [108]).

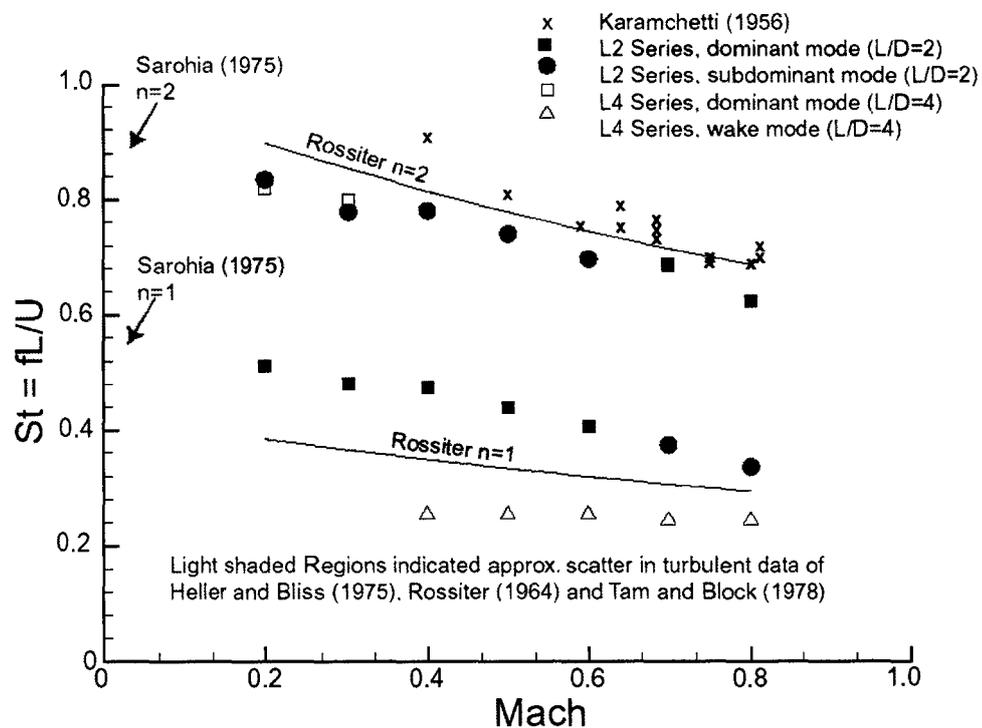


Figure 1.18 – Nombre de Strouhal correspondant aux pics des spectres de pression (Rowley [104])

Les résultats expérimentaux montrent, pour de faibles nombres de Mach, une certaine dispersion (Tam et Block [129]; Rockwell et Schachenmann [100]; Ahuja et Mendoza [2]), alors que les mesures effectuées dans l'eau sont plus cohérentes par rapport à la théorie (Sarohia [108]; Knisely et Rockwell [63]).

### 1.5.3 Ondes acoustiques autour d'une cavité rectangulaire

Les cavités ouvertes sont souvent sources de résonance caractérisée par des fréquences discrètes et d'importantes amplitudes acoustiques. Ces bruits proviennent de l'un des trois mécanismes suivants :

1. Pour de faibles nombres de Mach ( $M \lesssim 0.15$ ), les instabilités de la couche de cisaillement peuvent exciter un mode acoustique propre de la cavité (East [32]). Tam [128] a montré que le rayonnement acoustique est plus faible pour les cavités profondes, et que ces dernières sont plus favorables aux modes acoustiques normaux. Par la suite, Tam et Block [129] ont situé la limite de l'apparition d'un mode de résonance normal à  $M \simeq 0.2$ .
2. Pour les écoulements à nombre de Mach plus élevé, un mécanisme de "feedback" entre les instabilités de la couche de cisaillement et les perturbations acoustiques peut exister (Rockwell et Naudascher [99]; Rossiter [102]). Nous avons déjà décrit ce phénomène, initialement trouvé par Rossiter dans le paragraphe 1.5.1.
3. Le troisième phénomène physique responsable d'une génération de bruit de cavité est le phénomène de sillage mentionné par Gharib et Roshko [43]. Nous avons étudié ce phénomène dans le paragraphe 1.4.3.

Des visualisations par strioscopie permettent de mieux comprendre l'origine des fluctuations de pression et leurs interactions avec la structure étudiée. La figure 1.19 (Larchevêque et al. [68]) montre des impacts successifs de deux ondes de pression sur les parois, ce qui explique l'apparition des deux principaux pics dans le spectre de pression. L'onde ayant l'amplitude la plus importante provient de la veine d'essais et semble se réfléchir sur les parois de la veine, jusqu'à son arrivée au niveau de l'ouverture de la cavité, où elle sera réfractée vers l'intérieur de la cavité à travers la couche de cisaillement. L'autre onde possède une amplitude plus faible et son trajet se limite à l'intérieur de la cavité, où elle est réfléchi par les parois amont et aval, jusqu'à atteindre la couche de cisaillement.

La figure 1.19 montre aussi plusieurs ondes se réfléchissant à l'intérieur de la veine d'essais. Ces ondes ont aussi été mises en évidence par Forestier et al. [42] pour la même géométrie de cavité et les mêmes conditions d'écoulement. Les visualisations strioscopiques de cette étude expérimentale et le modèle théorique proposé par ces auteurs permettent d'observer que ces ondes agissent sur l'écoulement global par un accrochage avec certains modes hydrodynamiques.

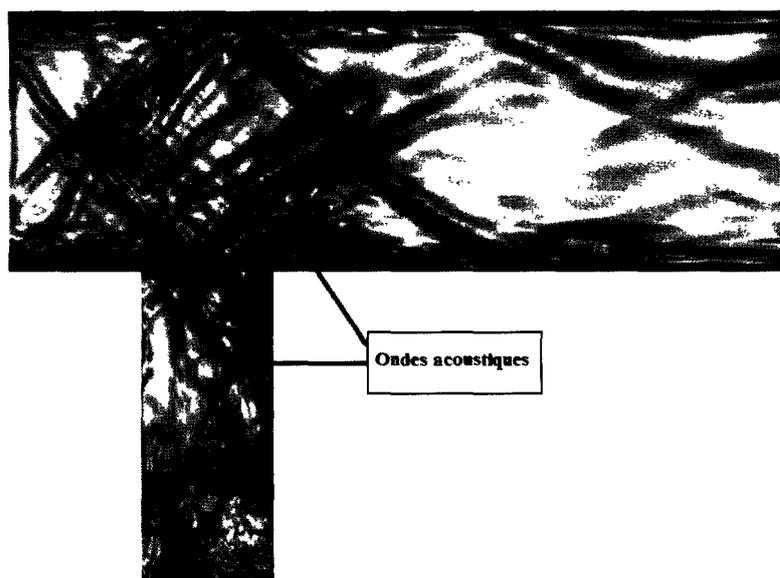


Figure 1.19 – Visualisation instantanée pseudo-strioscopique : simulation numérique de l'écoulement (Larchevêque et al. [68])

#### 1.5.4 Niveau acoustique autour d'une cavité rectangulaire

En général, il est difficile, dans un écoulement tourbillonnaire, de faire la distinction entre les modes acoustiques et les fluctuations hydrodynamiques.

Le rayonnement acoustique autour d'une cavité est considéré comme étant la composante irrotationnelle de l'écoulement produite suite à l'impact des structures tourbillonnaires sur le bord de fuite. Pour des faibles nombres de Mach, les instabilités autour de la cavité sont essentiellement incompressibles et la vitesse de propagation acoustique devient très importante lorsque le nombre de Mach tend vers zéro.

La figure 1.20 représente la visualisation des fluctuations des oscillations auto-entretenues effectuées par Karamcheti [59] et celles obtenues numériquement par Rowley [104] pour des nombres de Mach de 0.64, 0.7 et 0.8 et un rapport  $L/H = 2$ . La seule différence entre les deux études est le nombre de Reynolds, cinq fois plus important dans l'étude de Karamcheti.

Une bonne concordance qualitative existe entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques (figure 1.20). Les fréquences des oscillations (et donc la longueur d'onde acoustique) sont très proches pour  $M = 0.7$  et  $M = 0.8$ . Pour  $M = 0.6$ , la fréquence des oscillations est plus faible pour les simulations numériques. Le premier mode de Rossiter est prédominant dans les simulations numériques, alors que dans les expérimentations le

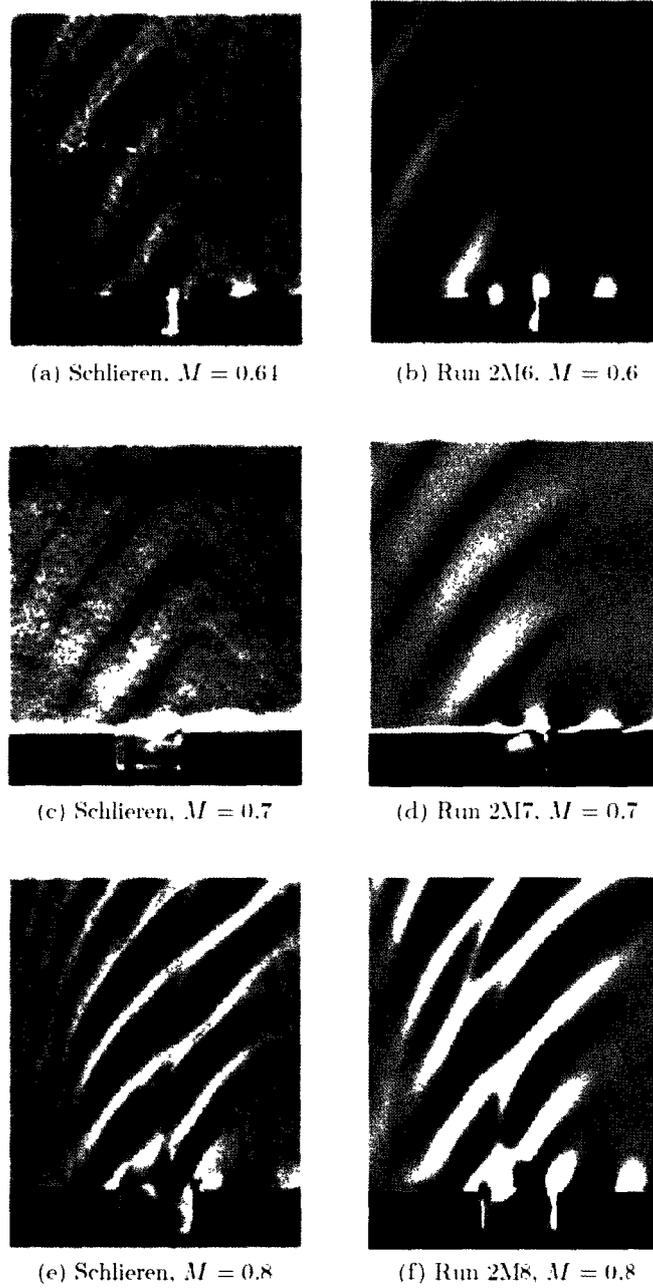


Figure 1.20 – Comparaison entre les visualisations (Karamcheti [59]) et les simulation DNS (Rowley [104])

mode 2 de Rossiter est le plus énergétique. La rayonnement devient de plus en plus intense lors de la propagation de l'onde, et plus particulièrement pour des nombres de Mach élevés.

## 1.6 Contrôle des oscillations de cavité

A l'exception des applications musicales, l'auto-oscillation d'un écoulement affleurant une cavité est presque toujours un phénomène indésirable. Ainsi, le contrôle des écoulements de cavité a suscité beaucoup d'intérêt, et de nombreux dispositifs de réduction du niveau de pression à l'intérieur de la cavité ont ainsi été expérimentés depuis la fin des années 1970. Les travaux se sont penchés sur l'utilisation de rampes - parfois vibrantes - de spoilers, de barreaux, de jets pulsés ou synthétiques... L'idée commune à ces différents dispositifs consiste à perturber la couche limite amont à proximité de la cavité. Cependant, la conception d'un mécanisme de contrôle efficace quel que soit le type de cavité et les conditions d'écoulement pose toujours un problème.

Malgré un grand nombre d'essais en soufflerie, les expériences n'ont pas encore apporté d'explications claires à la physique mise en jeu.

Les différentes méthodes de contrôle peuvent être classées en deux grandes catégories : les modifications géométriques de l'ouverture et l'apport externe d'énergie. Ainsi le contrôle est dit actif lorsqu'il y a un apport externe d'énergie (mécanique ou électrique) dans l'écoulement, alors que l'on parle de contrôle passif en l'absence d'un tel apport.

Les différents types de contrôle sont montrés sur la figure 1.21.

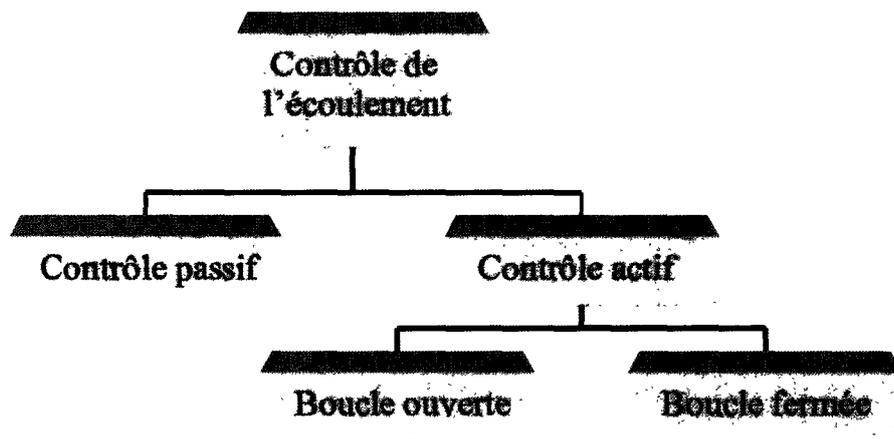


Figure 1.21 – Classification des différents types de contrôle de l'écoulement de cavité

### 1.6.1 Contrôle passif de l'écoulement de cavité

Le principe physique pour ce type de contrôle repose sur la réduction de la cohérence des fluctuations aérodynamiques dans la couche de cisaillement de la cavité en effectuant des modifications géométriques.

Heller et Bliss [48] ont proposé de réduire le bruit en modifiant la géométrie de la cavité, notamment en abaissant le niveau aval sous le niveau minimal de la couche de mélange. Shaw [112] réalise plusieurs essais sur un avion à vitesse supersonique avec les configurations de la figure 1.22. Le bruit mesuré en fond de cavité est réduit de 15 *dB* en transformant le bord aval en rampe (b). L'ajout d'un déflecteur sur le bord amont (c) conduit à la disparition du couplage et entraîne la réduction du bruit de 30 *dB*. L'ajout d'un profil d'aile au bord aval (d) entraîne le recollement de la couche de mélange.

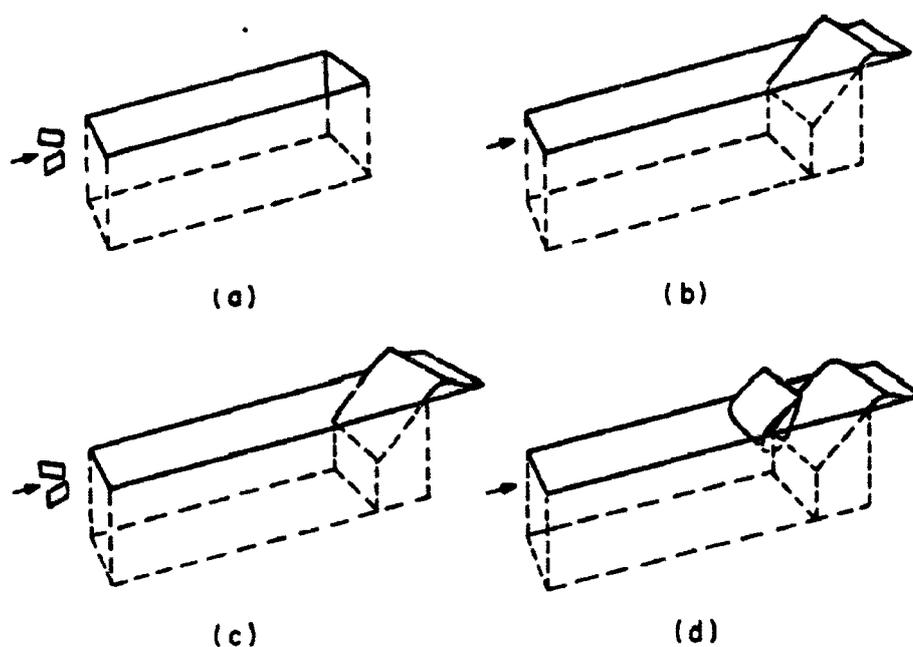


Figure 1.22 – Méthodes de contrôle passif (Heller at Bliss [48])

L'un des premiers problèmes industriels rencontrés dans le domaine des écoulements affleurant une cavité fut le bruit généré par les soutes d'avions de chasse. Pour contrôler cet écoulement, de nombreux appareils ont été équipés de déflecteurs en dents de scies (figure 1.23). Le principal effet de l'utilisation d'un déflecteur est de dévier l'écoulement cisailé au-dessus de l'ouverture empêchant ainsi l'impact des structures tourbillonnaires sur le bord aval.



Figure 1.23 – Contrôle passif à l'aide d'un déflecteur en dents de scies (Clark [22])

En 1996, Mc Grath et Shaw [75] ont été les premiers à proposer l'utilisation d'un cylindre en amont de la cavité. Ils obtiennent pour les nombres de Mach de 0.6 et 0.8, en cavité peu profonde, des réductions proches de 30 *dB* à la fréquence du pic et une réduction du bruit de fond comprise entre 3 et 5 *dB*. Selon ces auteurs, l'efficacité du cylindre provient de l'interaction entre la couche de mélange et l'écoulement tourbillonnaire du sillage de l'objet. Les travaux de Smith et al. [118] ont visé la recherche des paramètres optimaux concernant l'emplacement et les dimensions du cylindre. Ils observent une efficacité optimale quand le diamètre du cylindre est égal à un tiers de l'épaisseur de la couche limite incidente.

En 1997, Alan Cain [13] propose, en s'appuyant sur les travaux de Wiltse et Glezer [141], l'idée qu'un forçage à haute fréquence peut être efficace dans la suppression de la résonance de cavité. Cain faisait référence aux travaux de McGrath et Shaw [75] sur le contrôle de l'écoulement de cavité à des vitesses subsoniques, en utilisant un cylindre placé transversalement à l'écoulement.

La figure 1.24 montre une membrane vibrante (a) utilisée par Wiltse et Glezer [141] et les spectres de vitesse (b) dans un jet avec et sans contrôle. Cette figure présente aussi les spectres de pression ((c) et (d)) de l'expérience de McGrath et Shaw [75] sans et avec contrôle à l'aide d'un cylindre. La présence du cylindre réduit la résonance de plus de 30 dB.

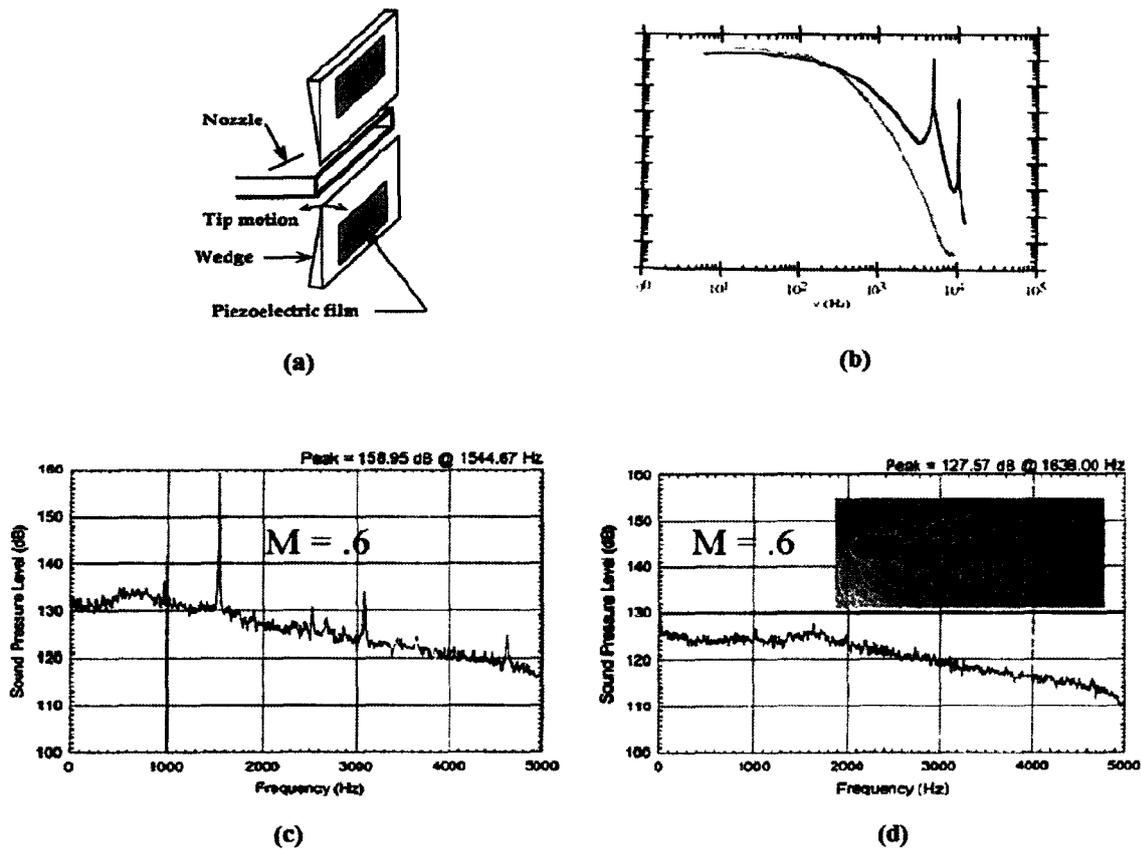


Figure 1.24 – Résultats expérimentaux de deux études : comparaison proposée par Cain [13]

Le premier dispositif qui a permis de contrôler l'écoulement de cavité pour des vitesses supersoniques a été proposé par Maines et al [73]. Leurs résultats sont illustrés sur la figure 1.25.

Staneck et al. ([119], [120] et [121]) ont comparé l'efficacité de plusieurs dispositifs de contrôle placés en amont de la cavité qui génèrent un sillage tourbillonnaire haute fréquence. Ces travaux effectués à des vitesses subsoniques ( $M = 0.85$ ) et supersoniques ( $M = 1.19$ ) font ressortir que l'utilisation d'un déflecteur en dents de scie ou d'un barreau cylindrique empêche la formation de structures tourbillonnaires à grande échelle et entraîne

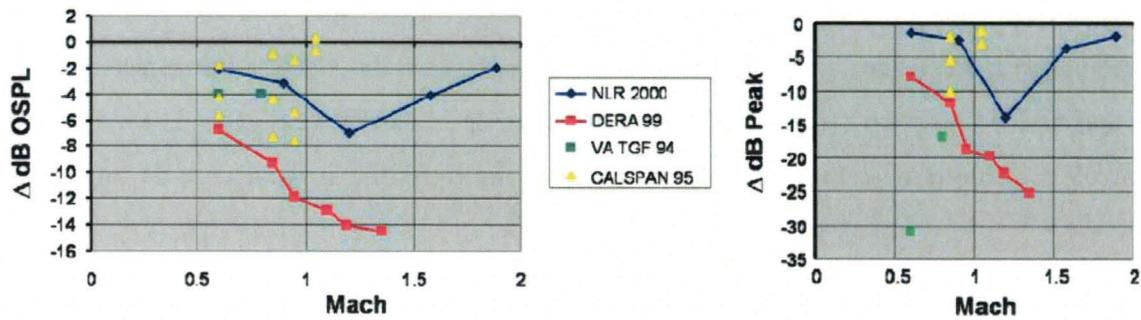


Figure 1.25 – Dispositif permettant de contrôler l'écoulement de cavité pour des vitesses subsoniques et supersoniques (Maines et al. [73])

une réduction du niveau sonore de 8 à 20  $dB$ . Selon Staneck et al., la disparition des modes de cavité avec le cylindre est due à un mécanisme de forçage haute fréquence. En effet, lorsque la fréquence de forçage est 10 à 20 fois plus élevée que celle des modes de cavité, la turbulence de la couche de mélange est modifiée. Ils considèrent que la clé de l'efficacité du cylindre repose sur la formation du sillage en aval du cylindre.

D'après Staneck, la conception d'un dispositif de contrôle à l'aide d'un cylindre doit répondre à trois conditions :

1. Le cylindre doit être partiellement ou totalement immergé dans la couche limite d'un écoulement subsonique afin de se comporter comme un résonateur haute fréquence.
2. Plus le diamètre du cylindre est important, plus la perturbation sera favorable à un meilleur contrôle.
3. L'espace entre le cylindre et la paroi en amont de la cavité devrait être approximativement égal au diamètre du cylindre pour renforcer la formation du sillage derrière le cylindre.

La figure 1.26 illustre l'efficacité du cylindre et d'un tube résonant dans des écoulements en régime subsonique ( $M = 0.85$ ) et supersonique ( $M = 1.19$ ). L'atténuation minimale du bruit se situe entre 15 et 20  $dB$ , alors que l'atténuation maximale est de 10  $dB$  avec l'utilisation de déflecteurs. En régime supersonique ( $M = 1.19$ ), on constate une réduction minimale de 20  $dB$  du niveau de bruit. A noter que les déflecteurs ne permettaient pas un contrôle à cette vitesse.

Illy et al.([55],[56]), étudient le contrôle à l'aide d'un cylindre en régime subsonique ( $M = 0.77$ ) dans une cavité caractérisée par  $L/H = 0,42$ . Le mode dominant de la cavité

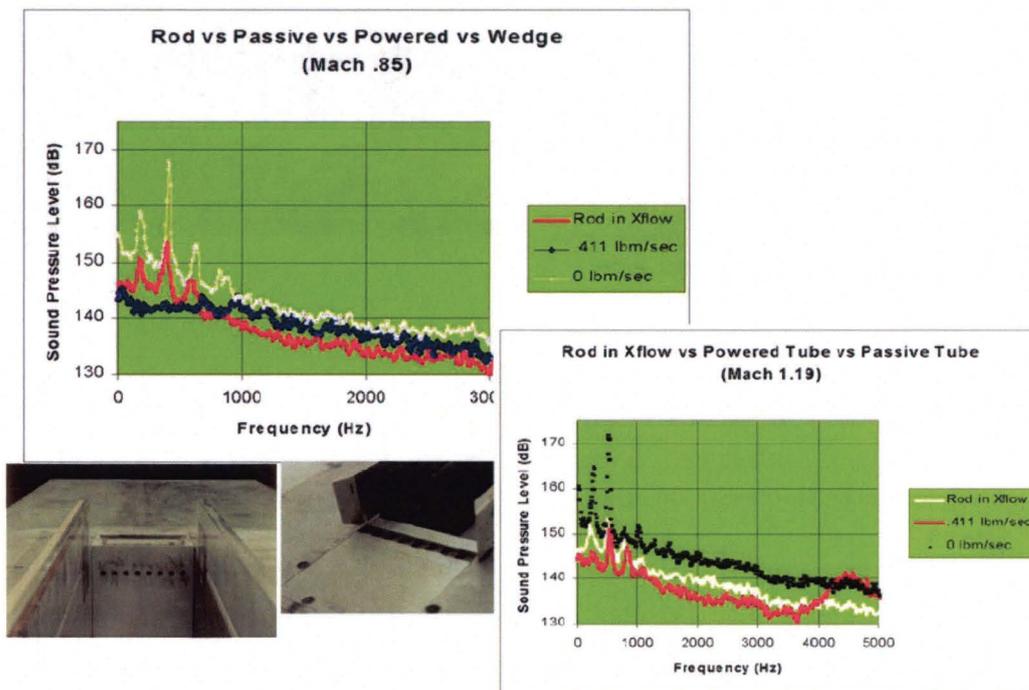


Figure 1.26 – Contrôle de l'écoulement de cavité à l'aide d'un cylindre et d'un tube résonnant pour des écoulements subsoniques et supersoniques (Stanek [122]).

sans cylindre atteint 160 *dB*. L'utilisation d'un cylindre de diamètre  $d$  placé à une distance  $y$  de la paroi amont, telle que  $0.7 < y/d < 1.6$  permet d'observer une diminution de 30 *dB* du mode dominant, ainsi qu'une disparition des autres modes, par ailleurs, le bruit de fond diminue de 5 *dB* (figure 1.27). Ils observent que pour une fréquence du lâcher tourbillonnaire égale à cinq fois la fréquence du mode fondamental de cavité, les modes de cavité disparaissent ce qui, selon eux, contredit l'hypothèse de Stanek selon laquelle l'efficacité du contrôle est liée à un forçage haute fréquence de l'écoulement à une fréquence d'une valeur supérieure d'au moins 10 fois à celle des modes de cavité. Selon Illy et al., le cylindre épaissit la couche de mélange de manière artificielle, ce qui atténue le taux d'amplification des instabilités qui s'y développent.

Sinha et Arunajatesan [117] se sont aussi intéressés aux cavités peu profondes comme les soutes des avions de combat, à la vitesse de Mach 0.6. Ils étudient expérimentalement et numériquement le contrôle obtenu avec un barreau cylindrique. Ils observent que la réduction du bruit obtenu est d'environ 10 *dB*, mais ils attribuent ce résultat à un autre phénomène que ceux proposés par les autres auteurs. Selon eux, la présence du cylindre engendre une accélération de l'air à proximité de la cavité et la dépression qui en résulte

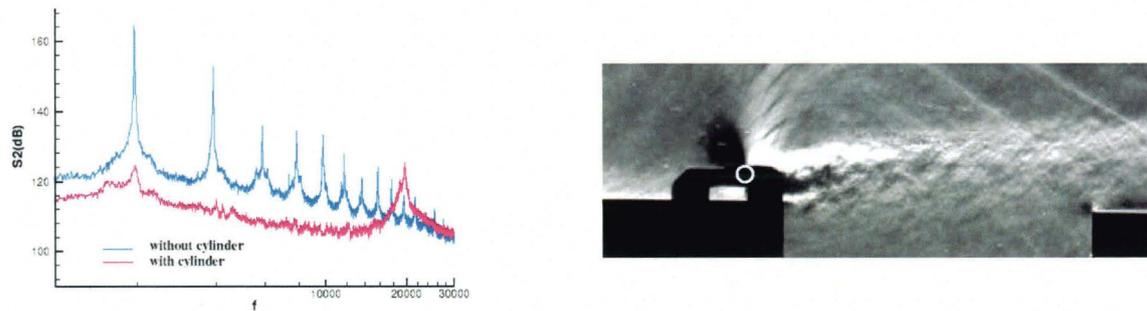


Figure 1.27 – Spectre de pression avec et sans cylindre et photo de visualisation strioscopique pour  $y/d = 1.2$ ,  $x/L = -0.1$  et  $M = 0.78$  (Illy et al. [55])

cause une déviation de la couche de cisaillement vers l'extérieur sans point d'impact sur la paroi aval.

Récemment, Levasseur [69] a étudié, en effectuant des simulations grandes échelles et des mesures de pression instationnaire, deux dispositifs de contrôle passif (figure 1.28) : un cylindrique transverse à l'écoulement et un barreau rectangulaire posé sur la plaque en amont d'une cavité rectangulaire peu profonde. Outre la forme, la principale différence entre cette étude et celle réalisée par Illy et al. [55] réside dans l'espace entre la plaque amont et le cylindre. La présence - ou l'absence - de cette fente est supposée jouer un rôle déterminant dans les mécanismes de réduction des fluctuations de pression à l'intérieur de la cavité d'après Stanek ([119], [120] et [121]).

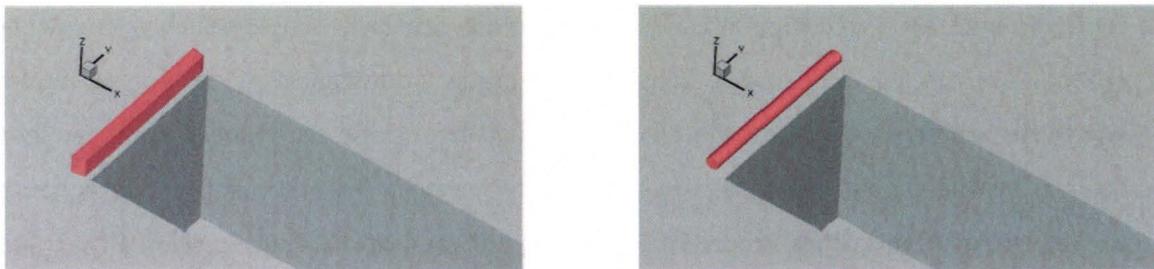


Figure 1.28 – Vue 3D de deux dispositifs de contrôle : barreau rectangulaire(à gauche), cylindre (à droite) (Levasseur [69])

La figure 1.29 présente une visualisation instantanée de la dynamique de l'écoulement juste derrière chacun des deux dispositifs de contrôle utilisés par Levasseur [69]. Les grandes structures tourbillonnaires sont représentées par des isosurfaces de critère  $Q$ , défini comme le second invariant du tenseur des taux de déformation. La dynamique de l'écoulement est alors modifiée de manière très différente selon la configuration. Le cylindre génère beaucoup

de turbulence à petite échelle, alors que le barreau rectangulaire semble injecter de l'énergie dans des structures bien plus grandes. Par ailleurs, la présence de tourbillons en fer à cheval en amont du barreau tend à montrer un effet pleinement tridimensionnel de celui-ci.

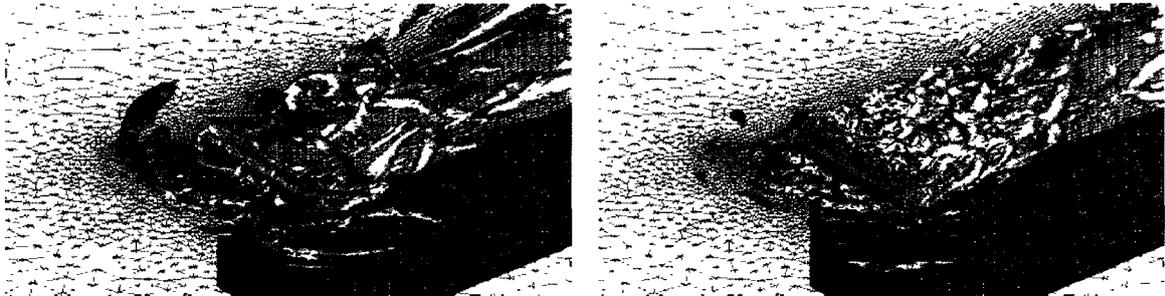


Figure 1.29 – Iso-surfaces de critère  $Q$  : barreau rectangulaire (à gauche), cylindre (à droite) (Levasseur [69])

L'observation des spectres de la figure 1.30 montre donc que le barreau réduit de manière importante l'amplitude des modes de Rossiter, jusqu'à annihiler presque entièrement certaines raies. Par contre, le niveau de base des fluctuations demeure relativement élevé. La présence du barreau semble moins perturber le mécanisme de production des modes de Rossiter. Il en ressort des raies spectrales toujours très marquées, mais cette fois-ci le niveau de base des fluctuations de pression a diminué.

## 1.6.2 Contrôle actif de l'écoulement de cavité

Le contrôle actif nécessite l'apport externe d'énergie. On distingue deux types de contrôle actif :

### 1.6.2.1 Contrôle actif en boucle ouverte

Ce type de contrôle consiste à apporter de l'énergie de manière transitoire en excitant l'écoulement à une fréquence différente de la fréquence naturelle des oscillations auto-entretenues. Ceci a pour effet, si l'excitation a une amplitude suffisante, d'annuler l'effet des fluctuations excitatrices provenant de l'écoulement. De nombreuses techniques de forçage ont été proposées : excitation par des ondes acoustiques, excitation par injection pulsée de fluide (Sarno et Franke [106]), excitation thermique de la couche limite (Gharib et Rosshko [43]), excitation mécanique par des clapets oscillants ou des systèmes piézo-électriques

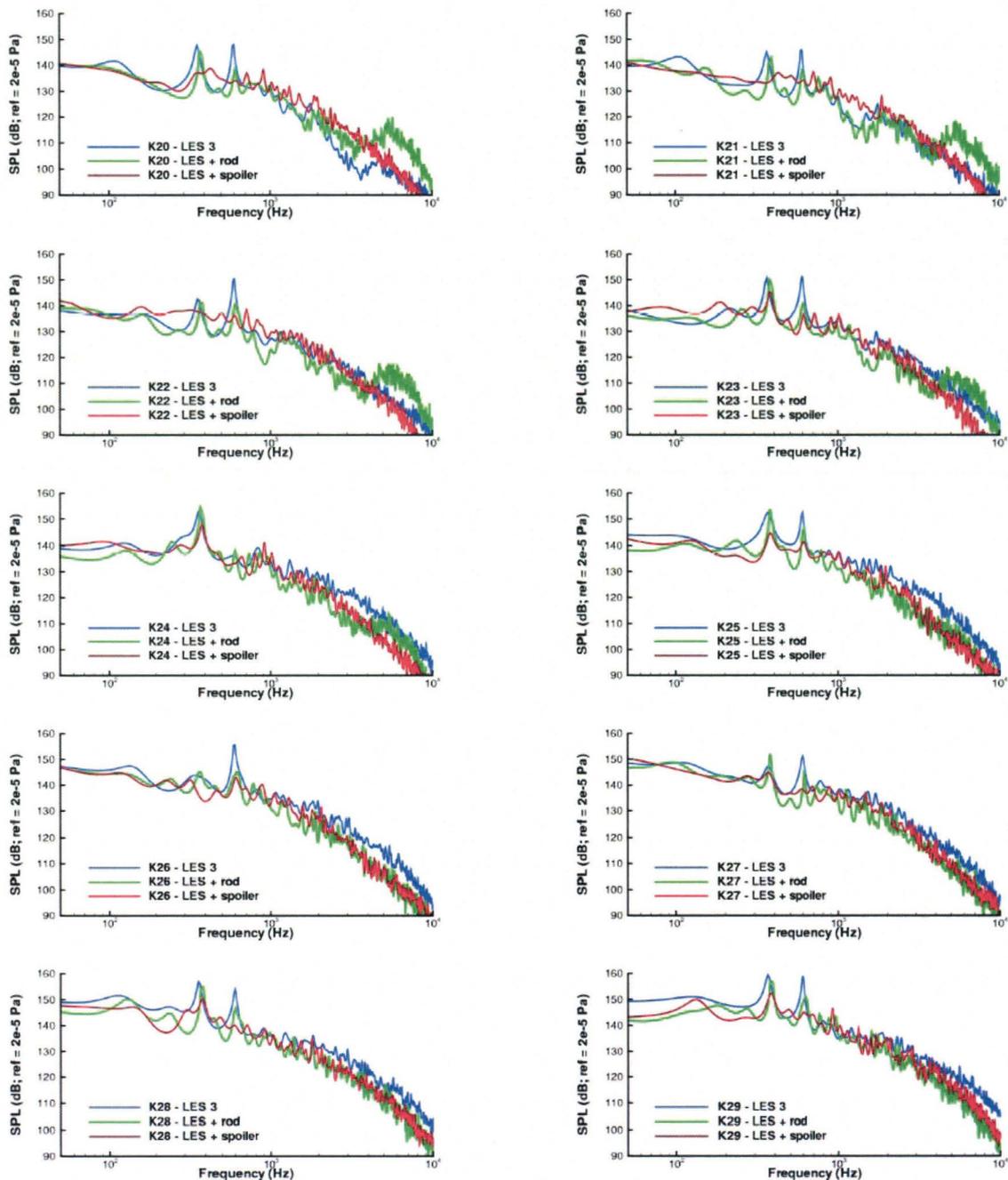


Figure 1.30 – Comparaison des spectres de pression relevés aux positions K20 (proche de la paroi amont) à K29 (proche de la paroi aval) au fond de la cavité pour 3 configurations numériques (Levasseur [69])

(Sunyach et Bera [124]). Les meilleurs résultats sont en général obtenus quand la fréquence d'excitation est légèrement supérieure à la fréquence d'oscillation auto-entretenu.

L'injection (ou aspiration) de fluide est souvent effectuée au niveau du bord amont de la cavité et consiste en un retrait continu de fluide. Elle est utilisée pour la première

fois par Sarohia et Massier [108] qui cherchaient une méthode de réduction des oscillations s'adaptant au régime de l'écoulement. Ces auteurs ont mis au point un procédé de soufflage à débit constant au fond de la cavité pour dévier la couche de mélange et supprimer ses interactions avec le bord aval. Ils obtiennent expérimentalement le débit nécessaire pour supprimer les oscillations en fonction de la configuration de l'écoulement. Mais cette méthode nécessite l'apport d'une masse de fluide importante et le bruit généré par le soufflage entraîne une augmentation de 1 à 8  $dB$  en écoulement turbulent.

La simulation de Lamp et Chokani [67] montre que le jet secondaire dévie l'écoulement principal. Cette remarque permet de conclure à un effet semblable à celui d'un déflecteur. Mais l'effet le plus important de l'injection est l'épaississement de la couche limite incidente. Vakili et Gauthier [134] évaluent analytiquement cette augmentation. L'importance de l'épaisseur de la couche limite incidente sur l'apparition des oscillations a été étudiée par plusieurs auteurs. Ziada et Rockwell [145] obtiennent un rapport  $L/\theta_0 \approx 30$  minimal à partir duquel les oscillations s'installent. Ceci représente environ un  $(\delta_0)_{max} = L/3$ . Sarohia [108] trouve quant à lui  $(\delta_0)_{max} = L/5$ . Comme le font remarquer Mendoza et Ahuja [77], une augmentation même partielle de  $\delta_0$  conduit à une diminution sensible de l'amplitude des oscillations.

Chatellier et al. ([19], [20]) observent dans une cavité de configuration  $L/H = 1$ , placée sur un profil, à nombre de Mach  $M = 0.1$ , des bruits de cavité atteignant 130  $dB$  et mettent au point une méthode de contrôle actif basée sur un actionneur mécanique placé sur la paroi aval de la cavité (figure 1.31). La mise en vibration de la paroi aval à l'aide d'un suivi de la fréquence du phénomène permet de moduler l'amplitude des oscillations. Cependant, ce type de contrôle a montré ses limites lorsque les oscillations initiales de la couche de mélange sont peu établies. L'application de ce contrôle nécessite de très importantes oscillations au voisinage de l'actionneur qui ne sont pas ressenties par l'ensemble de la couche de cisaillement.

Cattafesta et al. [15] ont développé une méthode de contrôle à l'aide d'actionneurs piézo-électriques placés sur le plan amont à la cavité, comme représenté en figure 1.32. Ces éléments vibrent quasi-normalement à la paroi suite au fléchissement du matériau piézo-électrique 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

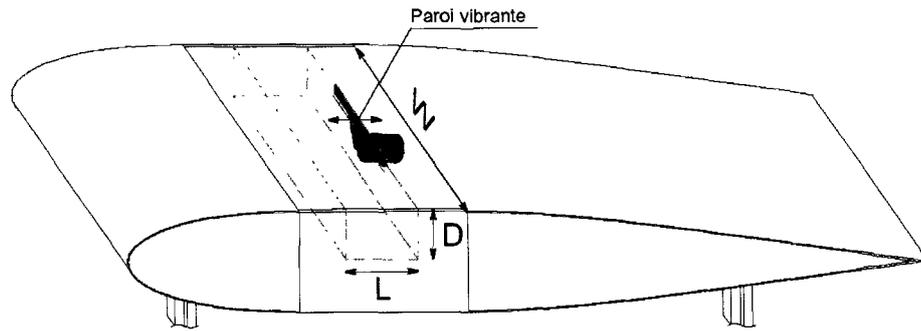


Figure 1.31 – Dispositif expérimental utilisé par Chatellier et al. [19]

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.

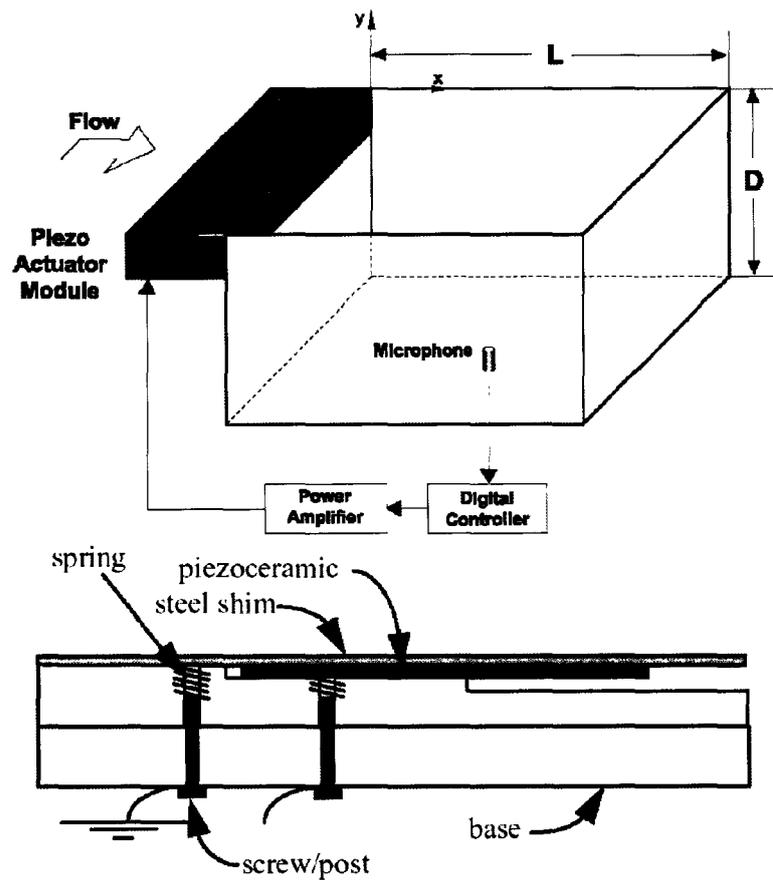


Figure 1.32 – Dispositif de contrôle par actionneurs piézo-électriques élaboré par Cattafesta et al. [15]

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 1.33 montre les résultats obtenus suite à l'excitation des oscillations de la couche de mélange à des fréquences légèrement inférieures à celles des oscillations naturelles du premier mode ( $145 \text{ Hz}$  pour  $f_0 = 175 \text{ Hz}$ ). Ce type de sollicitation permet une réduction de  $25 \text{ dB}$  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  $120 \text{ dB}$ . 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 1.33 montre toutefois les limites en puissance de leur dispositif.

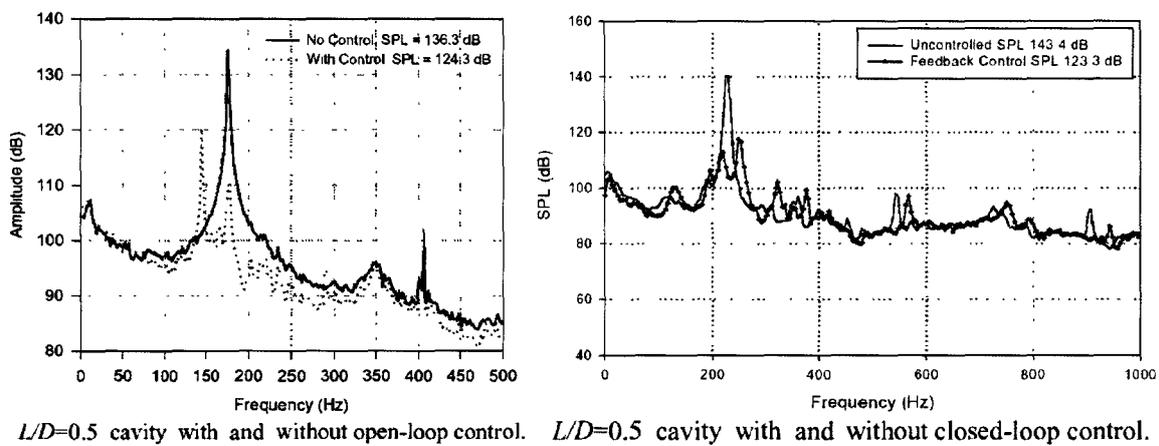


Figure 1.33 – Atténuation obtenue par Cattafesta et al. [15] à partir d'un contrôle en boucle ouverte, puis en boucle fermée.

### 1.6.2.2 Contrôle actif en boucle fermée

Généralement, le contrôle actif en boucle fermée nécessite une énergie moins importante que le contrôle actif en boucle ouverte. Cependant, même avec un algorithme de contrôle performant, l'application industrielle de ces solutions est souvent bloquée par un manque de puissance et de robustesse des différents actionneurs. Ce type de contrôle consiste à

coupler directement l'outil de contrôle (ondes acoustiques, système piézo-électrique) à une sonde de pression afin de répondre directement au phénomène observé.

Marsden et al. [74] ont effectué une simulation directe de l'atténuation par contrôle adaptatif du rayonnement d'une cavité affleurée par un écoulement. Le contrôle actif adaptatif appliqué à une cavité soumise à un écoulement avec un nombre de Mach de 0.6, a été mis en œuvre numériquement en réalisant une Simulation des Grandes Échelles compressible. La figure 1.34 montre à la fois la géométrie de la cavité avec le dispositif de contrôle actif utilisé, ainsi que les résultats de contrôle. L'actionneur est un jet synthétique très simplifié placé au coin amont de la cavité et le contrôle se fait par un algorithme en boucle fermée, avec pour entrée un signal de pression mesuré dans la cavité. Le bruit rayonné (figure 1.34), calculé directement par la simulation, diminue de façon notable (20 dB) lorsque le contrôle actif est appliqué. De plus, le spectre de pression montre une réduction à la fois du bruit tonal, ainsi que celui de large bande, ce qui est expliqué par la réduction de la taille des structures tourbillonnaires advectées dans la couche de cisaillement.

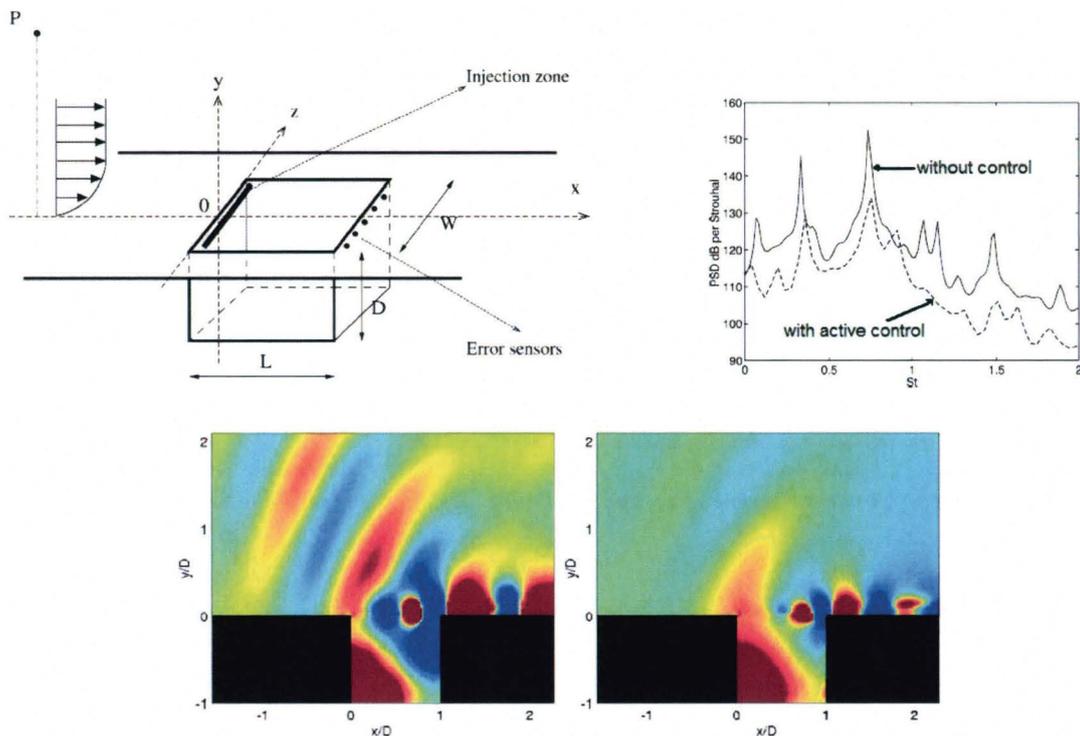


Figure 1.34 – Schéma d'une cavité et son dispositif de contrôle actif; spectre de pression et rayonnement acoustique autour de la cavité (Marsden et al. [74]).

Une étude numérique (DNS : Direct Numerical Simulations) sur le contrôle actif en boucle fermée a été effectuée par Rowley en 2005. Un terme représentant l'actionneur, placé dans la couche de cisaillement d'une cavité peu profonde, est pris en compte dans l'équation de la quantité de mouvement. Ensuite, la simulation est réalisée avec la présence de 4 actionneurs dans la couche de cisaillement. La figure 1.35 illustre les cas étudiés avec la présence d'un ou de quatre actionneurs.

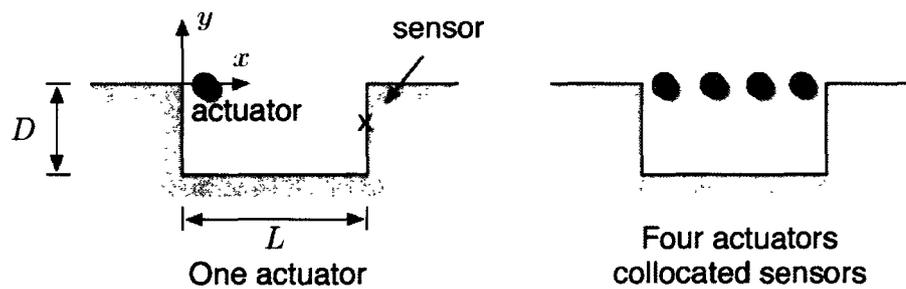


Figure 1.35 – Positionnement des actionneurs dans la couche de cisaillement (Rowley et al. [105])

Les oscillations sont réduites de 13 *dB* avec l'utilisation d'un seul actionneur et elles disparaissent presque complètement (réduction de 42 *dB*) avec 4 actionneurs.

La figure 1.36 montre l'influence du contrôle utilisé par Rowley et al. sur le rayonnement acoustique autour de la cavité, ainsi que sur la vorticité. Cette figure met en évidence une réduction significative des fluctuations dans la couche de cisaillement et du rayonnement acoustique autour de la cavité. La réduction du bruit et des fluctuations dans la couche de cisaillement est plus significative avec l'utilisation de 4 actionneurs.

L'utilisation des réseaux de neurones pour le contrôle de l'écoulement de cavité en boucle fermée présente de multiples avantages par rapport au système de bouclage classique (Mehmet et al.).

Les résultats de Mehmet et al. [76] sur l'utilisation des réseaux de neurones dans le contrôle de l'écoulement de cavité en boucle fermée, considèrent le nombre de Mach comme un paramètre d'entrée et permettent donc une adaptabilité du contrôle pour différents régimes d'écoulement suivant le nombre de Mach. Les réseaux de neurones vont pouvoir ajuster automatiquement leurs paramètres pour optimiser leurs performances lorsqu'ils sont sollicités (Vital [135]).

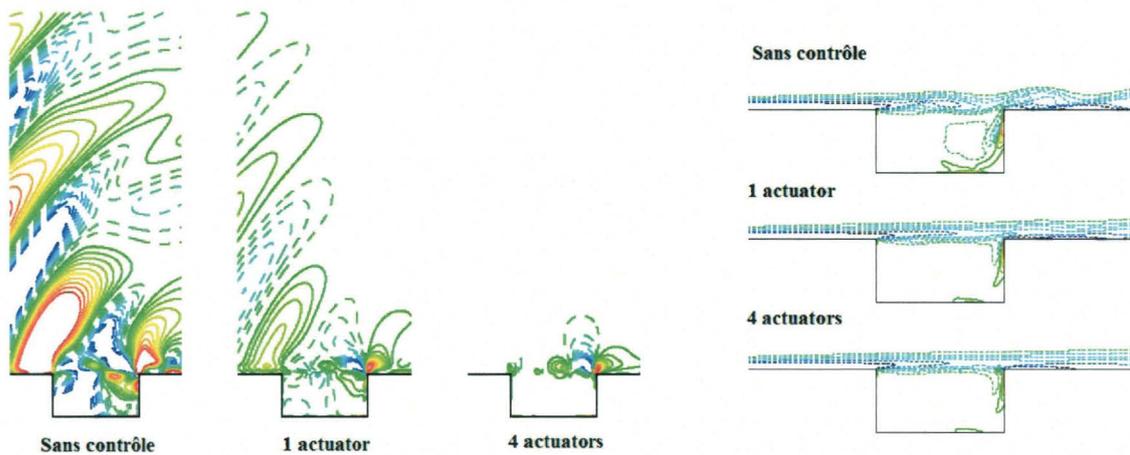


Figure 1.36 – Influence de deux dispositifs de contrôle sur le rayonnement acoustique et sur la vorticité instantanée autour d’une cavité (Rowley et al. [105])

## 1.7 Efficacité d’un cylindre dans le contrôle de la résonance

Les principales études concernant le contrôle de l’écoulement de cavité à l’aide d’un cylindre placé en amont de la cavité sont résumées dans les tableaux 1.1 et 1.2.

McGrath et Shaw [72] sont les premiers à avoir étudié l’efficacité d’un cylindre placé dans la couche limite en amont d’une cavité rectangulaire pour contrôler la résonance. Ce dispositif de contrôle, nommé “générateur de résonance haute fréquence”, a permis une réduction maximale du bruit de 14.5 dB (de 150 à 135.5 dB). L’efficacité de ce type de contrôle a été relié à l’interaction entre les lâchers tourbillonnaires du cylindre avec la couche de cisaillement de la cavité.

Stanek et al. ([119], [120], [121]) ont réussi à éliminer la résonance de cavité à l’aide d’un cylindre pour un régime d’écoulement subsonique et un autre supersonique. Ces auteurs ont attribué l’efficacité du cylindre à un “mécanisme de forçage haute fréquence” qui se traduit par une accélération du transfert d’énergie des grosses échelles vers les échelles dissipatives. Ils expliquent que le forçage haute fréquence affecte l’écoulement moyen et par conséquent les instabilités de la couche de cisaillement en empêchant la formation de grosses structures.

Stanek recommande la frontière de la couche limite comme emplacement optimal du cylindre et  $d = 2/3 \delta$  ( $\delta$  est l’épaisseur de la couche limite incidente) comme diamètre

Tableau 1.1 – Description de différentes études avec des dispositifs de contrôle passif et actif

Étude	Conditions	Méthode	Commentaires
McGrath et Shaw (1996)	$L/H = 2.56, 3.73$ et $6.83$ ; $M = 0.6$ et $0.8$ ; $Re_\theta = 4750$ ; $L/\theta = 81$	Cylindre ( $d = 1.5$ mm); lâchers tourbillonnaires $St = 0.2$	Réduction importante de la résonance; mécanisme : forçage haute fréquence
Stanek et al. (2000)	$L/H = 5$ ; $M = 0.4, 0.6, 0.85, 0.95,$ $1.19$ et $1.35$ ; $\delta_0 = 10.5$ mm ( $M = 0.6$ )	Tube résonnant et cylindre	Mécanisme de forçage haute fréquence et “transfert d’énergie accéléré”
Ukeiley et al. (2002)	$L/H = 5.6$ et $9$ ; $M = 0.6$ et $0.75$ ; $\delta_0 = 0.1$	Étude paramétrique sur la position d’un cylindre en amont de la cavité	Déviations de la couche de cisaillement
Stanek et al. (2003)	Mêmes conditions que Stanek et al. (2000)	Cylindre placé transversalement à l’écoulement	Diamètre optimal du cylindre = $2\delta_0/3$ ; Suppression de la résonance : forçage haute fréquence
Illy et al. (2004)	$L/H = 0.42$ ; $M = 0.7$ et $0.78$	Cylindre placé transversalement à l’écoulement	Épaississement de la couche de cisaillement et atténuation des instabilités

optimal.

Illy et al. ([55], [56]) attribuent l’efficacité du cylindre à l’épaississement de la couche de cisaillement et l’atténuation du taux d’amplification des instabilités qui s’y développent.

## 1.8 Conclusion

Cette revue bibliographique a permis de décrire l’écoulement affleurant une cavité rectangulaire.

Il ressort de cette étude bibliographique que la distribution du frottement pariétal en aval de la cavité reste encore très controversé.

L’objet de la première partie de la thèse est de mesurer le champ de vitesse à l’aide d’une

Tableau 1.2 – Efficacité du cylindre dans la réduction du niveau maximal de la résonance

Étude	Réduction du pic de pression $\Delta(dB_{max})$
McGrath et Shaw (1996)	Cylindre : 14.5 dB
Stanek et al. (2000)	Cylindre : 14 à 21 dB Tube résonant 26 à 29 dB
Ukeiley et al. (2002)	Cylindre : réduction maximale de 50 % des fluctuations de pression
Illy et al. (2004)	Cylindre : 30 dB

technique non intrusive basée sur la LDV en tirant profit de la bonne résolution spatiale de cette technique pour mesurer le frottement pariétal et ainsi lever certaines contradictions rencontrées dans la littérature.

La revue bibliographique concernant les cavités profondes montre l'existence d'un couplage aéro-acoustique qui se produit selon les valeurs de la vitesse extérieure  $U_0$  de l'écoulement et la longueur  $L$  de la cavité.

En ce qui nous concerne, des mesures de pression à l'aide de capteurs de pression de grande sensibilité, ainsi que la mesure expérimentale de la vitesse d'advection des structures tourbillonnaires le long de la couche de cisaillement et de champs de vitesse instantanés et moyens nous permettront de mieux cerner les phénomènes physiques mis en jeu. Ceci est rendu possible grâce à l'utilisation de moyens de mesures complémentaires : fil chaud et PIV.

Plusieurs auteurs ont tenté de réduire ou de supprimer les modes de cavité en appliquant un contrôle passif ou actif. Il ressort de cette étude bibliographique que le contrôle actif des oscillations n'a pas toujours atteint les objectifs fixés. Le contrôle passif à l'aide d'un cylindre placé en amont de la cavité se révèle quant à lui une méthode simple de mise en oeuvre pour réduire les oscillations de cavité.

Les études antérieures utilisent généralement un dispositif expérimental dont le confinement pourrait être source de perturbations. Pour surmonter ce problème, une cavité de grandes dimensions a été réalisée dans la soufflerie du LME.

A la lumière de l'étude bibliographique, il apparaît que les études des phénomènes d'oscillation et de couplage aéro-acoustique de l'écoulement de cavité ont été réalisées, dans la plupart des cas, pour des cavités peu profondes de dimensions relativement moyennes. Cependant, le phénomène de couplage aéro-acoustique n'a pas encore été traité dans la littérature pour des cavités rectangulaires profondes de grandes dimensions soumises à un écoulement à faible nombre de Mach.

Dans leur analyse des oscillations de cavité, les auteurs ont souvent utilisé la formule semi-empirique de Rossiter dans laquelle la vitesse d'advection des structures est supposée constante le long de la couche de cisaillement. Nous proposons dans notre étude de mesurer expérimentalement cette vitesse d'advection le long de la couche de cisaillement pour différentes vitesses extérieures, afin de mieux comprendre la validité du modèle de Rossiter dans la prédiction des oscillations auto-entretenues.

Les auteurs proposent l'explication suivante, quant à l'efficacité du contrôle passif à l'aide d'un corps épais placé en amont de la cavité : le forçage haute fréquence, induit par le sillage tourbillonnaire se développant derrière ce dispositif, modifie les propriétés de stabilité hydrodynamique de l'écoulement et ainsi conduit à une réduction des niveaux de pression à l'intérieur de la cavité. Il s'agit en fait d'une hypothèse parmi d'autres, puisque l'adjonction du corps épais se traduit par une physique complexe, hautement non-linéaire, et plusieurs mécanismes entrent en jeu dans la suppression des fluctuations de pression. C'est dans ce contexte qu'ont été choisis les deux dispositifs étudiés dans nos travaux. En effet, on peut s'attendre a priori à des mécanismes de contrôle différents pour chacun d'eux, la différence étant, comme nous l'avons mentionné, la présence d'un espace entre la paroi et le dispositif de contrôle. Finalement, ce qui doit séparer leur comportement, c'est cet éventuel couplage non-linéaire provoqué par le sillage turbulent du corps épais.

La conception d'un mécanisme de contrôle efficace reste encore aujourd'hui problématique et bien qu'il y ait eu un grand nombre d'essais en soufflerie, les expériences n'ont pas encore apporté d'explications claires à la physique mise en jeu.



# Chapitre 2

## Techniques de mesures et dispositifs expérimentaux

L'étude entreprise est purement expérimentale. Nous avons d'abord analysé les perturbations engendrées par la présence de la cavité dans la couche limite en effectuant des mesures de profils et de champs de vitesse. Des mesures de pression instationnaire ont ensuite permis de caractériser les oscillations auto-entretenues dans deux cavités profondes et d'établir l'efficacité d'un dispositif de contrôle passif.

Les mesures ont été effectuées dans un canal hydraulique et une soufflerie subsonique au LME.

Ce chapitre présente le canal hydraulique, la soufflerie subsonique, les dispositifs expérimentaux ainsi que différentes techniques de mesures utilisées : l'anémométrie à fil chaud, l'anémométrie laser à effet Doppler, la vélocimétrie par images de particules et une technique de mesure de la pression instationnaire.

### 2.1 Anémométrie à fil chaud

#### 2.1.1 Principe de l'anémométrie à fil chaud

L'anémométrie à fil chaud est une technique de mesure en un point fixe, faiblement intrusive et de mise en oeuvre relativement simple. Son point fort est son excellente résolution

spatiale et temporelle, ce qui en fait une technique de choix pour l'étude des fluctuations turbulentes. Cette méthode est souvent utilisée dans l'air (pour des fluides de 0.1 à plusieurs centaines de  $m/s$ ), mais aussi dans l'eau et la majorité des fluides.

Afin de mesurer la vitesse dans un fluide, nous pouvons mesurer la puissance thermique transférée depuis un fil chauffé par effet Joule et refroidi par le passage du fluide. La puissance emportée par le fluide donne une mesure directe de la vitesse de l'écoulement. La vitesse entrant dans la relation de transfert de chaleur d'une sonde à fil chaud est appelée "vitesse effective de refroidissement". Elle dépend de la vitesse instantanée réelle et de son incidence par rapport à l'axe normal au fil chaud.

La petite taille des sondes et la large bande passante de l'appareil fait de cet anémomètre un outil bien adapté à l'étude des écoulements instationnaires et de la turbulence. De plus, ils ont la propriété importante de délivrer un signal continu.

### La sonde à fil chaud simple

Les anémomètres (sondes) à fils chauds usuels sont constitués d'un fin fil d'environ 1  $mm$  de long, de 0.5 à 10  $\mu m$  de diamètre, tendu entre deux broches. La sonde simple utilisée dans cette étude est une 55P15 (figure 2.1). Elle comporte un fil en tungstène-platine d'une longueur de 1  $mm$ , et un diamètre de 0.5  $\mu m$ .

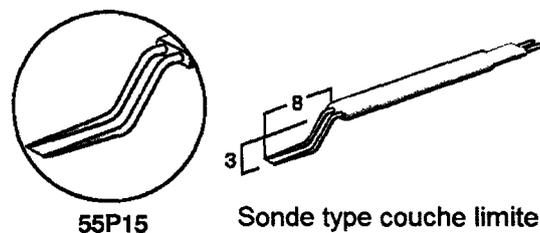


Figure 2.1 – Sonde à fil chaud simple

### 2.1.2 Étalonnage du fil chaud simple

Pour étalonner une sonde à fil chaud, il faut la placer dans un écoulement dont la vitesse est parfaitement connue. Comme chaque tension fournie par la sonde correspond à une vitesse unique, on peut générer ainsi une série de couples tension-vitesse dont la représentation graphique donne la courbe d'étalonnage de la sonde. La régression de cette

courbe permet de trouver en continu les vitesses une fois la sonde placée dans l'écoulement.

La courbe d'étalonnage s'obtient alors par la régression tension-vitesse de la loi de King :

$$E^2 = E_0^2 + BU_{eff}^n \quad (2.1)$$

avec  $U_{eff}$  la vitesse effective de refroidissement qui est fonction des trois projections du vecteur vitesse dans la base du fil.

Jørgensen [58] a proposé la formulation générale suivante :

$$U_{eff}^2 = U_n^2 + k^2 U_t^2 + h^2 U_b^2 \quad (2.2)$$

avec  $U_n$ ,  $U_t$  et  $U_b$  respectivement les vitesses normale, tangentielle et binormale au fil ;  $k$  un paramètre donnant la contribution de  $U_t$  à  $U_{eff}$  ;  $h$  un paramètre donnant la contribution de  $U_b$  à  $U_{eff}$  ;

$U_n$  et  $U_b$  jouent le même rôle par rapport au fil, donc  $h \approx 1$ . Par contre le fil est moins sensible à  $U_t$ , d'où  $k < 1$ . Expérimentalement  $k \approx 0.15$  à  $0.3$ .

Pour étalonner le fil chaud simple (sonde 55P15) nous l'avons placé au milieu de la veine d'essais de la soufflerie avec l'axe de référence suivant la direction de l'écoulement. Il s'agit d'un écoulement établi avec une gamme de vitesse allant de 0 à 60 m/s. A noter que la veine d'essais a été étalonnée au préalable à l'aide de l'anémométrie laser.

Dans le cas d'une sonde simple, la vitesse d'étalonnage  $U$  est confondue avec la vitesse normale au fil ( $U_n$ ) et donc  $U_t = U_b = 0$ . La relation 2.2 reliant la vitesse de refroidissement à la vitesse d'étalonnage se réduit à  $U_{eff} = U_n = U_0$ . Ainsi on obtient directement :  $E^2 = E_0^2 + BU^n$ .

Le logiciel d'acquisition et de stockage des données "Streamline" donne la valeur des coefficients  $E_0$ ,  $B$  et  $n$ , sachant que  $E_0$  correspond à la tension de sortie de l'anémomètre à vitesse nulle. Nous disposons, à l'aide de cette procédure, d'un signal de tension lié au signal de la vitesse de l'écoulement à l'emplacement du capteur. Par régression polynomiale d'ordre 5 nous obtenons la courbe d'étalonnage donnant une correspondance continue tension-vitesse.

### 2.1.3 Estimation des erreurs des mesures d'anémométrie à fil chaud

Bien que très utilisé en turbulence, le fil chaud présente plusieurs inconvénients :

- La vitesse n'est pas mesurée directement mais par l'intermédiaire d'un transfert de chaleur, ce qui peut entraîner des erreurs dans les mesures.
- Il est fragile et se casse facilement. Il faut donc le manipuler avec précaution.
- Il se salit rapidement à cause des microparticules en suspension dans l'écoulement qui viennent se coller sur le fil et modifient ses caractéristiques et donc sa courbe d'étalonnage. De ce fait il faut le nettoyer et l'étalonner régulièrement.
- Les mesures et l'étalonnage doivent être réalisés dans les mêmes conditions. C'est à dire même fluide, même température...

Les méthodes pour quantifier les principales erreurs sont détaillées en annexe 2, nous citerons ici quelques sources d'erreurs :

- Erreur statistique
- Erreur due à la chaîne de mesure
- Erreur due à la taille des sondes
- Erreur due aux phénomènes thermiques
- Erreur sur la mesure des ordonnées

Le bilan de l'erreur totale des mesures d'anémométrie à fil-chaud simple, réalisées dans le cadre de notre étude, est illustré dans le tableau 2.1.

## 2.2 Vélocimétrie par image de particules (PIV)

La vélocimétrie par image de particules (PIV), contrairement à l'anémométrie laser, permet la détermination simultanée des composantes de la vitesse en différents points de l'écoulement, mais avec une résolution temporelle maximale de  $1/15$  s à  $1/1000$  s (PIV rapide).

### 2.2.1 Principe de fonctionnement

Le système PIV mesure la vitesse de l'écoulement par la détermination du déplacement de particules pendant un très court intervalle de temps, en utilisant la technique laser à

Tableau 2.1 – Bilan des erreurs des mesures d'anémométrie à fil-chaud simple

Erreur en %	Corrélation d'ordre 1	Corrélation d'ordre 2	Corrélation d'ordre 4
Traitement statistique	0.8	1.5	2.6
Traitement de signal	négligeable	négligeable	négligeable
Température	négligeable	négligeable	négligeable
Étalonnage	1.2	1.2	1.2
Total	2	2.7	3.8

double pulsation. Une nappe laser illumine un plan dans l'écoulement. Les positions des particules dans ce plan sont enregistrées à l'aide d'une caméra synchronisée avec le laser. Une fraction de seconde plus tard, une autre nappe lumineuse illumine le même plan en obtenant une seconde image de particules. A partir de ces deux images de particules, un algorithme d'analyse PIV calcule les déplacements de toutes les particules dans la région entière de l'image, et donne les informations sur la vitesse de l'écoulement. Des propriétés de l'écoulement telles que la vorticité, le taux de turbulence et les moments d'ordre plus élevé peuvent aussi être obtenues.

### 2.2.2 Principe de mesure et de traitement

Le système de mesure comprend :

1. Ensemencement de l'écoulement : l'écoulement est ensemené par des particules qui servent de traceurs et qui suivent parfaitement l'écoulement.
2. Illumination du champ d'écoulement : on commence par illuminer une région de l'écoulement par une nappe lumineuse et la lumière reflétée par les particules sera récupérée par une caméra vidéo placée perpendiculairement à la nappe (figure 2.2). La nappe lumineuse est pulsée au moins deux fois avec un intervalle de temps ( $\Delta t$ ) connu.

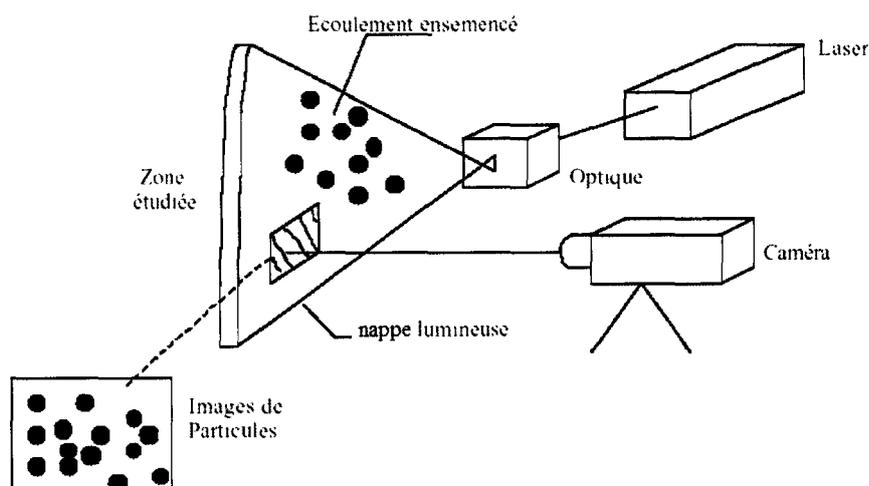


Figure 2.2 – Description du système PIV

3. Acquisition des images : le premier pulse laser fige l'image des positions initiales des particules et le second pulse donnera l'image des nouvelles positions de ces mêmes particules. Ainsi on récupère deux images, l'une donnant les positions initiales des particules et l'autre leur positions après déplacement lié au mouvement du fluide.
4. Calcul du champ de vitesse : les images sont traitées pour la détermination des vecteurs vitesse dans le champ de l'écoulement. Ceci nécessite la division du champ de l'image en petites régions appelées zones d'interrogation, (figure 2.3). Dans chaque zone d'interrogation le déplacement ( $d$ ) de l'ensemble des particules, entre la première et la deuxième image, est mesuré à l'aide de techniques de corrélation (utilisant les algorithmes FFT). Le vecteur de vitesse dans cette région de l'écoulement est donc calculé par l'équation suivante  $V = M_{ech} d/t$  où  $M_{ech}$  est le facteur d'échelle de l'image entre la caméra et la région de mesure. Ce calcul est répété pour l'ensemble des zones d'interrogation jusqu'à obtenir le champ bidimensionnel complet de la vitesse.

### 2.2.3 Dispositif utilisé

Le dispositif du système PIV utilisé est représenté sur la figure 2.2. La source lumineuse est assurée par un laser Nd-Yag dont l'émission est pulsée. Les énergies produites à chaque émission s'étendent de 20 à 500 millijoules. Ce type de laser permet de très brefs éclairagements (environ  $10\text{ ns}$ ) avec des écarts entre émissions variant de moins d'une microseconde à quelques millisecondes. la nappe lumineuse est obtenue par une lentille cylindrique. Une

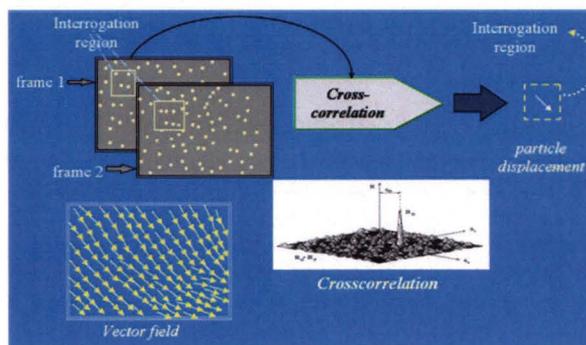


Figure 2.3 – Division de l’image en zones d’interrogation et calcul de la vitesse dans chaque zone d’interrogation ([40])

caméra vidéo CCD, synchronisée au laser, est placée selon un axe perpendiculaire à la nappe laser pour la prise d’images de la région d’écoulement illuminée. On impressionne le capteur électronique en activant le laser plusieurs fois (minimum deux fois).

## 2.2.4 Post-traitement des données

Lors de l’acquisition du champ de vitesse, certains vecteurs peuvent être erronés (“faux vecteurs”) résultant de certaines erreurs comme :

- Une mauvaise qualité de l’enregistrement d’une image : mise au point imparfaite, mauvais éclairage, ensemencement trop abondant ou trop faible.
- Un mauvais choix du décalage temporel  $\Delta t$  entre les deux images : un temps trop important ou trop faible engendre des erreurs dans l’intercorrélacion.

Il est donc impératif de tenir compte de ces réglages afin de réaliser des images avec le minimum de “faux vecteurs”.

## 2.2.5 Conditions expérimentales

Nous avons effectué plusieurs essais par PIV. Les mesures ont été réalisées avec des fenêtres de  $32 \times 32$  pixels.  $\Delta t$  a été estimé par la formule suivante :  $\Delta t = \frac{0.25 \times d}{M \times U_0}$  où  $d$  est la largeur de la fenêtre d’interrogation,  $M$  est le grossissement et  $U_0$  la vitesse maximale dans le champ étudié. Pour les mesures effectuées dans le canal hydraulique, le champs de vision était de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  et le taux de recouvrement de 0.5. Concernant les mesures réalisées dans la soufflerie, le champs de vision était de  $120 \times 120 \text{ mm}^2$ . Des particules d’Irodine 110 d’un diamètre variant entre 1 et  $2.5 \mu\text{m}$ , ont servi de traceurs pour les mesures dans le canal

Tableau 2.2 – Paramètres PIV

	canal hydraulique	Soufflerie essai 1	Soufflerie essai 2	Soufflerie essai 3	Soufflerie essai 4
Taille de l'image (pixels)	1016 × 1024	1016 × 1024	1016 × 1024	1600 × 1200	1600 × 1200
Résolution spatiale (mm)	0.4	3	3	2.5	2.5
Fréquence du laser (Hz)	15	15	1000	15	15
Nombre d'images	1000	500	500	500	500
Vitesse extérieure (m/s)	0.78	2	43	43	43

hydraulique. Un générateur de fumée “Magnum Pro 2000” a été utilisé pour la soufflerie, les particules dont la densité est très proche de celle de l'air avaient un diamètre moyen de  $2.5 \mu m$ .

Une première série de mesures a été réalisée dans le canal hydraulique. Les autres essais ont été effectués dans la soufflerie. Les paramètres PIV des différentes séries de mesures sont résumés dans le tableau 2.2

## 2.2.6 Vélocimétrie par Image de particules rapide

La technique de PIV rapide a été utilisée afin de pouvoir suivre l'évolution temporelle des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement.

Le système de PIV rapide est un système Dantec “Dynamic Studio” (prêté par la société Dantec), comportant un laser YAG à deux cavités ( $2 \times 10 mJ$ ), une caméra Photron Ultima APX-RS d'une fréquence maximale de  $3 KHz$  et d'une résolution de  $1024 \times 1024 pixels$ .

La caméra, synchronisée aux pulses laser a été utilisée à une fréquence de  $2 kHz$ , ce qui représente  $1 ms$  entre deux champs de vecteur successifs.

Le temps entre deux pulses laser successifs était de  $30 \mu s$  pour  $L/H = 0.2$  et  $U_0 = 43 m/s$ .

La caméra a été montée perpendiculairement à la nappe laser comme le montre la figure 2.4.

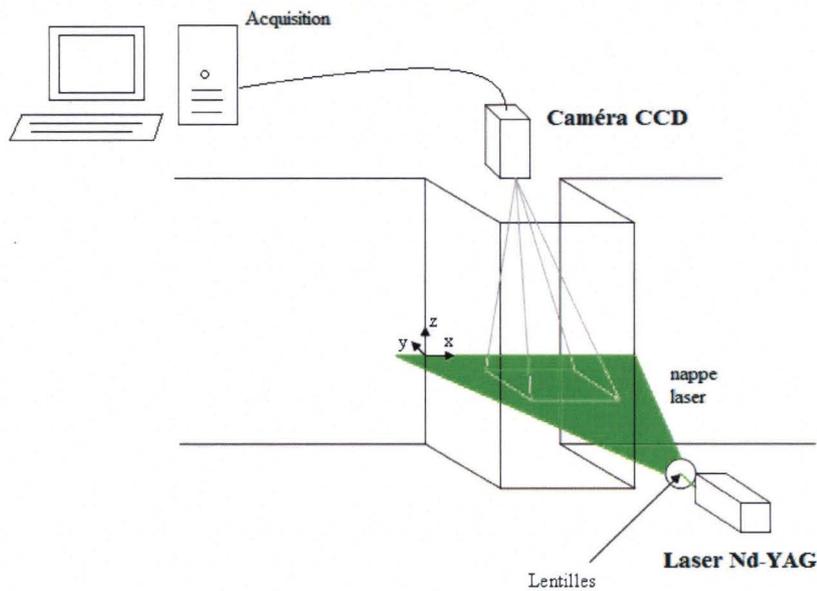


Figure 2.4 – Dispositif de la PIV rapide dans la soufflerie

Le plan des visualisations est le plan  $(x,y)$ , perpendiculaire à la paroi latérale de la veine d'essais, situé à distance égale des parois inférieure et supérieure.

### 2.2.7 Estimation des erreurs des mesures PIV

La complexité du système PIV génère des erreurs de mesures liées à plusieurs paramètres. Nous citerons ici quelques sources d'erreurs ainsi que des méthodes pour les quantifier. A noter que le nombre d'acquisitions a été choisi en s'appuyant sur la convergence des valeurs moyennes et des écarts-types.

Certaines erreurs de mesures PIV comme celles dues à la calibration de la caméra pourront être minimisées en affinant les réglages, mais d'autres erreurs ne pourront être éliminées et doivent être estimées.

#### Erreurs liées à la taille et au déplacement des particules

La précision de la mesure PIV est liée, en premier lieu, à la taille des particules, à leur densité et à leur déplacement moyen par rapport à la taille des zones d'interrogation. Un diamètre minimum de particules est recommandé (Raffel [90]) ainsi qu'un nombre de particules minimal par zone d'interrogation égal à 5 (Keane et Adrian [61]). Par ailleurs, les images des particules doivent être nettes et sans aberrations optiques. De plus, l'entrée

ou la sortie des particules du plan laser (Keane et Adrian [60]) ou des zones d'interrogation diminue la précision de l'intercorrélation.

Prasad et al. [89] ont montré que le diamètre de l'image de la particule influence fortement la précision au travers de 2 types d'erreurs. Quand l'image de la particule est petite par rapport à la taille du pixel, l'erreur de biais devient significative, ce qui est dû à la résolution finie de la fenêtre de corrélation. Par contre, lorsque l'image de la particule est grande, des erreurs aléatoires liés aux irrégularités des particules prédominent. Lorsque le rapport entre le diamètre de l'image d'une particule  $d_{par}$  et la taille d'un pixel sur la photo  $d_{pix}$  est inférieur à 2, le spectre d'énergie est surestimé à cause du phénomène de "peak-locking" (Westerweel [138]). Prasad et al. [89] recommandent une taille optimale de l'image de la particule selon la relation  $3 < \frac{d_{par}}{d_{pix}} < 4$ . Dans ce cas, l'incertitude de mesure est estimée à environ 1/10 à 1/20 du diamètre de l'image de la particule.

Dans notre cas, l'agrandissement d'une image PIV montre que le diamètre moyen d'une particule est d'environ 28 à 32  $\mu m$ . Ce qui implique que le rapport  $\frac{d_{par}}{d_{pix}} = 3.1$  à 3.6. Par conséquent, la résolution pixel est correcte et l'incertitude dans la mesure du déplacement des particules est approximativement de 1/15 de la taille de l'image de la particule. La normalisation de cette incertitude avec le déplacement moyen des particules conduit à une erreur relative de 1.6%.

L'erreur de biais, liée à l'exactitude de l'interpolation sous-pixel (interpolation Gaussienne), est estimé dans notre cas à  $1/10^{eme}$  de la taille d'un pixel avec des images 8-bits (Raffel et al. [91]). Ainsi l'erreur de biais de la vitesse est calculée suivant l'équation :

$$U_{err} = \frac{0.1 T_{pixel} M_{ech}}{\Delta t} \quad (2.3)$$

Avec  $T_{pixel}$  est la taille d'un pixel qui est égale à 9  $\mu m$ ,  $M_{ech}$  le facteur d'échelle de l'image et  $\Delta t$  est le temps entre deux pulses laser. Par exemple, pour  $M_{ech} = 3$  et  $\Delta t = 66$  ms on obtient une erreur de biais de l'ordre de  $0.04 \cdot 10^{-3}$  m/s.

### Erreurs dues au nombre d'échantillons

Un nombre suffisant d'échantillons,  $N_a$ , doit être réalisé lorsqu'on s'intéresse au calcul de la moyenne des champs de vitesse. Plus le nombre  $N_a$  est grand, plus la fonction de distribution de la vitesse est proche d'une fonction Gaussienne. Théoriquement, la valeur de la vitesse moyenne approche sa valeur exacte quand  $N_a$  tend vers l'infini. Le théorème de

la limite centrale (Ott, 1993) montre que l'incertitude sur la vitesse moyenne  $\epsilon_n = \sigma/\sqrt{N_a}$  ( $\sigma$  est l'écart type des vitesses mesurées). Dans notre cas l'écart type est obtenu avec un intervalle de confiance de 95%, donc  $\epsilon_n = 1.96 \sigma/\sqrt{N_a}$ . Pour notre étude, on note que la valeur la plus élevée pour ce type d'erreur ne dépasse pas  $10^{-2} U_0$ .

## 2.3 Anémométrie laser à effet Doppler (LDV)

Un système Vélocimétrie Laser Doppler TSI est utilisé pour mesurer la composante longitudinale de la vitesse ainsi que ses fluctuations, de façon non-intrusive, avec une bonne résolution spatiale.

### 2.3.1 Principe de la méthode

L'anémométrie Laser Doppler est basée sur la mesure du décalage de la fréquence de la lumière émise par une particule en mouvement dans un fluide, éclairée par une onde lumineuse monochromatique, afin de déterminer la vitesse de ce fluide.

Cette technique repose sur l'exploitation de l'effet Doppler, découvert en 1842 par le physicien Doppler pour les ondes sonores puis par Fizeau peu après, pour les ondes lumineuses. Son application à la mesure de la vitesse du fluide n'a pu se faire qu'avec l'apparition des lasers.

Le laser permet d'obtenir une forte énergie lumineuse dans un très petit volume ce qui va permettre :

- D'effectuer des mesures ponctuelles avec une très bonne résolution spatiale du volume de mesure.
- De recueillir la lumière diffusée par des particules microscopiques qui seront supposées suivre parfaitement l'écoulement.
- De ne pas perturber l'écoulement par l'apport d'une sonde matérielle.

Deux rayons incidents vont illuminer simultanément la même particule qui diffusera de la lumière provenant des deux faisceaux.

Le battement des deux fréquences conduit à :

$$f_D = \frac{2u \sin(\theta)}{\lambda_0}$$

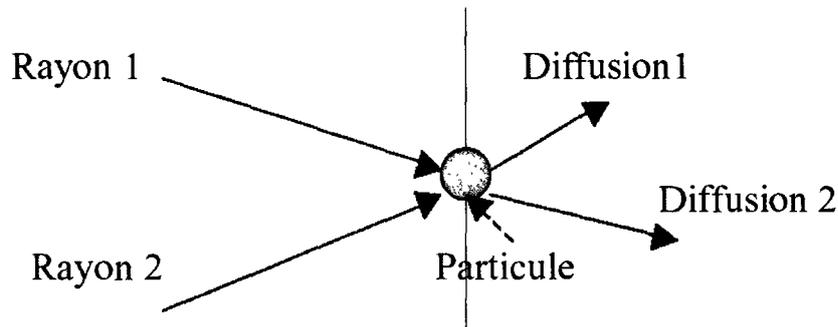


Figure 2.5 – Diffusion de la lumière par une particule illuminée par deux rayons

$f_D$  : Fréquence Doppler

$\lambda_0$  : Longueur d'onde des deux faisceaux

$\theta$  : Angle formé par les deux faisceaux

$u$  : composante de la vitesse d'écoulement située dans le plan des deux faisceaux.

A l'intersection de deux faisceaux monochromatiques de fréquence ( $f_1$ ) et ( $f_1 + f_0$ ), il apparaît un réseau de franges d'interférences perpendiculaire au plan des deux faisceaux (franges alternativement brillantes et sombres).

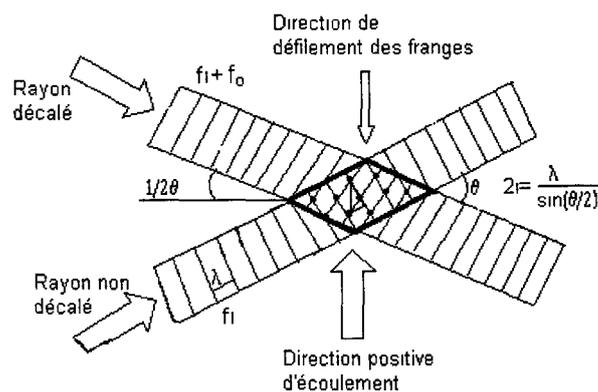


Figure 2.6 – Croisement de deux rayons incidents et défilement des franges

Une particule P traversant ce réseau de franges ne diffusera de la lumière que lorsqu'elle

se trouvera dans une frange brillante. La lumière recueillie par un photo-détecteur sera modulée par une fréquence qui est fonction de la vitesse de la particule et de l'interfrange (i).

$$f_D = \frac{u}{i} \quad \text{avec} \quad i = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad \implies \quad f_D = 2\frac{u}{\lambda}\sin(\theta/2)$$

### 2.3.2 La chaîne anémométrique

La chaîne anémométrique (figure 2.7) dont nous disposons au laboratoire est composée :

1. D'un générateur laser ion-Argon délivrant une puissance d'environ 4.6 W.
2. D'un séparateur de faisceaux multicolores qui convertit le faisceau d'entrée en deux paires de faisceaux vert et bleu de longueur d'onde de 514.5 nm et 488.3 nm. Ces deux faisceaux mesurent respectivement la composante longitudinale et verticale de la vitesse.
3. D'une cellule de Bragg qui, orientée selon un certain angle (angle de Bragg) permet le décalage de la fréquence de 40 MHz d'un des rayons qui la traverse. Cette fréquence est ensuite retranchée de la fréquence recueillie par le photomultiplicateur.
4. D'une sonde fibre-optique à deux éléments qui focalise la lumière pour former un volume de mesure. Nous disposons de deux focales, l'une de longueur focale de 120 mm et l'autre de 350 mm.
5. D'un photomultiplicateur qui en recevant la lumière, rediffusée par les particules du fluide, la transforme en un signal électrique pour qu'il soit éventuellement traité.
6. D'un système analyseur de modèle IFA 750 permettant l'acquisition des signaux et l'extraction des informations. Ce système est piloté par un logiciel d'analyse de données "FIND" qui assure le traitement des résultats.

Des particules d'Iridine 110, d'un diamètre variant entre 1 et 2.5  $\mu\text{m}$ , ont servi de traceurs. Les mesures de profils de vitesse sont effectuées en amont (profil non perturbé) et en plusieurs positions en aval de la cavité.

#### ***Le volume de mesure***

Les deux faisceaux lumineux de même couleur sont focalisés et se croisent en formant un volume de mesure (figure 2.8). De forme ellipsoïdale, ses dimensions dépendent de la focale utilisée. Les caractéristiques de la focale 120 sont données dans le tableau 2.3.

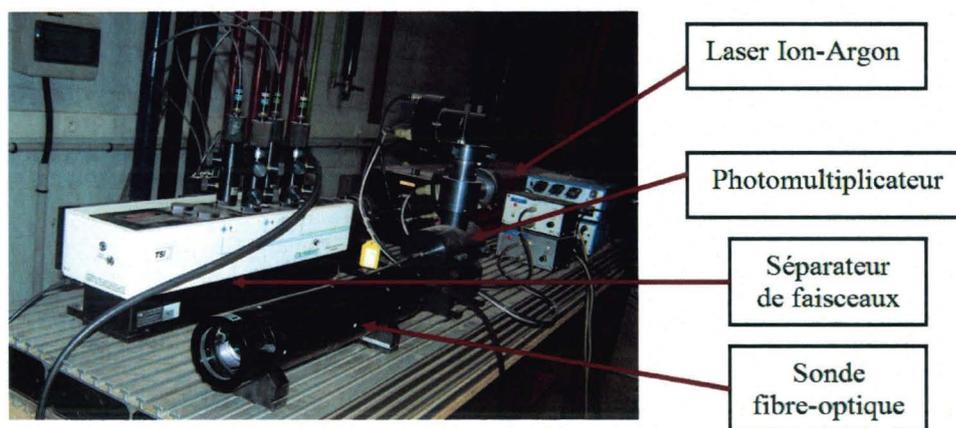


Figure 2.7 – Système LDV

Tableau 2.3 – Caractéristiques de la focale utilisée

Focale	$\beta$	l (mm)	d (mm)	i (mm)	n
120	11°	0.32	0.05	$1.2810^{-3}$	39

Le volume de mesure est de  $0.05 \times 0.05 \times 0.32 \text{ mm}^3$ .

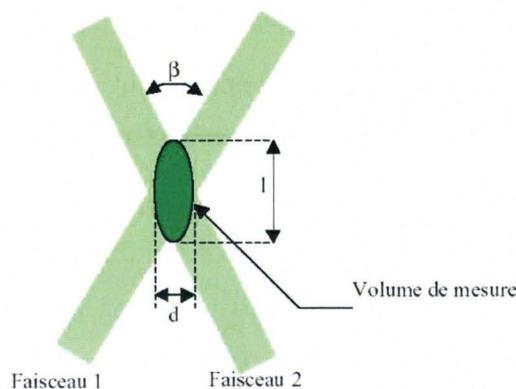


Figure 2.8 – Volume de mesure formé par le croisement de deux faisceaux lumineux

### Ensemencement en particules

En anémométrie laser, l'ensemencement en particules est l'une des questions les plus importantes car la fréquence d'échantillonnage en dépend directement. En effet, la validation d'une vitesse est conditionnée par l'arrivée d'une particule dans le volume de mesure. Pour cette raison, il faut s'assurer à chaque instant de la présence de particules dans le volume de mesure en procédant à un ensemencement concentré et optimal. Une concentration

trop élevée de particules engendre un mauvais rapport signal/bruit ; de plus, les particules doivent servir de traceurs dans l'écoulement. En raison de tout cela les particules utilisées doivent répondre à certains critères d'importance majeure :

1. Elles doivent être assez grosses pour permettre une réflexion maximale de la lumière.
2. Elles doivent avoir une taille inférieure à la distance entre deux franges successives du volume de mesure pour qu'elle ne soit pas validée plus d'une fois.
3. Leur densité doit être aussi proche que possible de celle du fluide pour qu'elles puissent suivre l'écoulement le plus fidèlement possible.

En résumé, pour pouvoir réaliser des mesures fiables, il va falloir choisir des particules suffisamment grosses pour refléter le maximum de lumière, suffisamment petites pour suivre l'écoulement et de même densité que le fluide avec une concentration optimale dans l'écoulement. Au laboratoire le choix a été porté sur l'iriodine 110 qui a un diamètre variant entre 1 à 2.5  $\mu m$ . Cet agent est fabriqué par la Société MERCK.

### **Fréquence d'échantillonnage**

La fréquence d'échantillonnage ( $F_e$ ) du signal Doppler dépend essentiellement de la vitesse de l'écoulement, de la position du volume de mesure par rapport à la paroi latérale et de l'ensemencement en particules. Ainsi au voisinage de la paroi, où la vitesse de l'écoulement est très faible, la fréquence d'échantillonnage ( $F_e$ ) reste relativement faible, elle est de l'ordre de 200  $Hz$ . Loin de la paroi, elle augmente avec la vitesse de l'écoulement pour atteindre des maxima allant de 2000 à 5000  $Hz$  selon le nombre de Reynolds.

### **2.3.3 Difficultés rencontrées et précautions à prendre**

Certaines difficultés ont été rencontrées pendant les campagnes de mesures. Elles sont liées soit à la résolution spatiale du volume de mesure, soit au nombre de particules dans celui-ci.

1. Au voisinage de la paroi, si la longueur du volume de mesure est perpendiculaire à la paroi, le gradient de vitesse à l'intérieur du volume de mesure conduit à considérer la mesure successive de vitesse de particules traversant ce volume, en des points différents de sa longueur, comme étant une fluctuation de vitesse locale. Par conséquent l'intensité de turbulence sera trop élevée. Expérimentalement, nous avons remédié à cet inconvénient en positionnant le volume de mesure tangent à la paroi. Ainsi le

gradient de vitesse ne se trouve plus dans la longueur du volume de mesure et les intensités de turbulence sont nettement corrigées.

2. Dans le cas où les dimensions du volume de mesure sont très importantes, il arrive que plusieurs particules traversent simultanément le volume de mesure en ayant la même vitesse. La sortie d'une particule du volume ou l'entrée d'une nouvelle particule provoque une perturbation de la mesure de la fréquence de la lumière diffusée, qui peut être analysée comme une fluctuation de vitesse. Pour remédier à cela, il a fallu diminuer les dimensions du volume de mesure ce qui a été possible en utilisant la focale ayant une petite longueur (120 mm) et donnant le plus grand angle entre les rayons ( $11^\circ$ ). Ainsi les dimensions du volume de mesure ont été de (0.32,0.05,0.05 mm).

D'autres problèmes peuvent être rencontrés, en lien avec le mauvais réglage des faisceaux :

1. Les faisceaux doivent se croiser parfaitement et être focalisés au même point de la veine d'essais, sinon le volume de mesure ne serait plus un ellipsoïde et les franges ne seraient plus parallèles, ce qui donnerait forcément de fausses mesures. Le croisement des faisceaux a ainsi été réalisé dans l'eau avant le début des mesures. Ce réglage était nécessaire compte tenu de la différence entre l'indice de réfraction de l'eau et celui de l'air.
2. Il faut s'assurer que la fibre optique soit perpendiculaire à la direction de l'écoulement.

### 2.3.4 Estimation des erreurs des mesures LDV

On utilise l'approche de MacManus et al. [71] pour l'estimation des erreurs des mesures LDV.

#### Erreurs liées aux particules

La taille des particules utilisées comme traceurs, doit être inférieure à l'échelle de Kolmogorov. Dans notre étude, la valeur minimale de cette échelle est d'environ 200  $\mu m$ . L'erreur liée aux particules est donc négligeable en utilisant des particules d'un diamètre moyen de 1.5  $\mu m$  qui suivent parfaitement l'écoulement.

### Erreurs statistiques liées au nombre fini de particules validées

Il s'agit d'erreurs statistiques dues au nombre fini d'échantillons pour chaque mesure en suivant l'approche de Bendat et Piersol [7] et en prenant 50000 particules par mesure pour un temps de 120 secondes. pour une vitesse maximale de  $0.78 \text{ m/s}$  et un pic d'intensité de turbulence de 12 % de cette vitesse, l'erreur statistique absolue maximale est estimée à  $\pm 0.007 \text{ m/s}$  et  $\pm 0.005 \text{ m/s}$  (ou 0.9% et 0.6% de  $U_0$ ) pour la vitesse moyenne et son intensité de turbulence.

### Erreurs de déplacement vertical

Le déplacement vertical de la sonde de mesure est effectué à l'aide d'un système de déplacement mécanique avec une précision d'environ  $2 \mu\text{m}$ . L'incertitude sur la position verticale devrait être inférieure à cette valeur en prenant en compte que chaque profil de vitesse a été réalisé en déplaçant la sonde toujours dans la même direction (suivant les  $y$  décroissantes). La connaissance de la position exacte du volume de mesure par rapport à la paroi est importante pour les mesures dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ) et qui permettront d'estimer la vitesse de frottement. Pour la vitesse de frottement la plus importante (au niveau du bord aval de la cavité), la sous-couche visqueuse s'étend jusqu'à  $y \approx 100 \mu\text{m}$ . L'erreur dans la position selon  $y$  est donc estimée à environ 2%.

## 2.4 Mesure de la pression instationnaire

Les mesures de pression instationnaire ont été effectuées à différents endroits de la cavité, placée dans la soufflerie subsonique, à l'aide de capteurs de pression Kulite de type piézo-résistif, pour les vitesses extérieures de 1 à  $56 \text{ m/s}$ .

### 2.4.1 Caractéristiques des capteurs Kulite

Il s'agit de capteurs Kulite de forme cylindrique avec un diamètre de  $2 \text{ mm}$  et une fréquence de résonance de  $150 \text{ KHz}$ . La sensibilité nominale des capteurs utilisés pour cette étude est de  $275 \text{ mV/bar}$ . Pour chaque capteur, la sortie a été reliée à un conditionneur multi-canaux qui permet de régler le gain en gardant une moyenne autour de zéro. Le réglage du gain permet d'adapter le signal d'entrée de la carte analogique/numérique en fonction de sa dynamique.

### 2.4.2 Position des capteurs de pression

Les 3 principaux capteurs (nommés *PS1*, *PS2* et *PS3*) ont été positionnés affleurant la paroi comme le montre la figure 2.9 :

1. *PS1* sur la paroi amont de la cavité à  $y = -30 \text{ mm}$ .
2. *PS2* sur le fond de la cavité, à  $x = 80 \text{ mm}$  pour la première configuration ( $L/H = 0.2$ ), et  $x = 130 \text{ mm}$  pour la seconde configuration ( $L/H = 0.41$ ).
3. *PS3* sur la paroi aval de la cavité à  $y = -30 \text{ mm}$ .

### 2.4.3 Acquisition du signal de pression

A la sortie du conditionneur, le signal de pression est transféré vers une carte d'acquisition A/N (analogique/numérique) ayant une résolution de 12 bits.

La fréquence d'échantillonnage choisie doit être au moins deux fois supérieure à la fréquence maximale des phénomènes d'oscillation de cavité. Pour une meilleure représentation temporelle, un minimum de cinq échantillons par cycle est nécessaire. Ces deux recommandations nous ont amenés à choisir une fréquence d'échantillonnage au moins dix fois supérieure à la fréquence caractéristique de la résonance de cavité. La fréquence d'échantillonnage choisie était de 6 KHz et le nombre d'échantillons de 180000 par voie, ce qui correspond à un temps d'acquisition de 30 secondes. Un filtre passe-bas a été utilisé avec une fréquence de coupure de 3 KHz pour éliminer l'effet d'"aliasing".

### 2.4.4 Traitement du signal de pression

Des programmes Matlab de transformée de Fourier rapide (FFT) ont été utilisés pour l'analyse spectrale des signaux de pression. Le choix du nombre d'échantillons par acquisition ( $N$ ) ainsi que la fréquence d'échantillonnage ( $F_e$ ) représentent les deux principaux paramètres permettant d'obtenir une bonne résolution au niveau des spectres de pression. En effet, le pas de fréquence d'un spectre est  $\Delta f = F_e/N$ .

Plusieurs tests ont été réalisés afin de définir une valeur de  $\Delta f$  pour laquelle les résultats convergent. Ainsi pour un  $\Delta f$  de 0.5 Hz, l'erreur relative sur la valeur de la fréquence est faible.

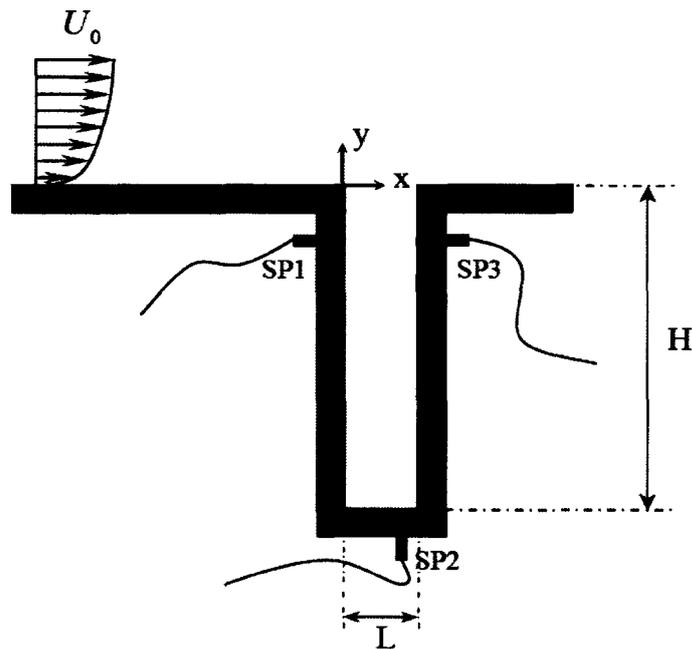


Figure 2.9 – Positions des capteurs de pression Kulite sur les parois de la cavité

## 2.5 Dispositif expérimental du canal hydraulique

### 2.5.1 Le canal hydraulique

Les études relatives à la mise en oeuvre du canal hydraulique (figure 2.10) ont été entièrement effectuées au sein du laboratoire. Pour connaître toutes les caractéristiques du canal hydraulique, on peut se reporter au travail de Siejak [116]. Par rapport à un canal hydraulique classique, notre canal est polarographique, et donc exclusivement composé de matériaux chimiquement inertes et électriquement neutres. Il a été réalisé essentiellement en altuglas et en polypropylène, sa capacité est de 3200 litres.

La veine d'essais a une section intérieure de  $300 \times 300 \text{ mm}^2$ , pour une longueur de 1200 mm avec un rapport de contraction du convergent à l'entrée de la veine d'expérience de 17. Les parois de cette veine sont des plaques de plexiglas d'une épaisseur de 50 mm. La vitesse au centre de la veine peut théoriquement atteindre 4 m/s. L'écoulement est rigoureusement contrôlé dans la veine d'expérience. La vitesse moyenne est commandée à partir de la vitesse de rotation de l'hélice, à l'aide d'une dynamo tachymétrique placée en bout d'arbre moteur. Le mouvement du fluide est assuré par un moteur à courant continu dont la puissance est de 52 kW et la vitesse nominale de fonctionnement de 940 tr/min.

L'étalonnage en vitesse de la veine d'essais du canal a été réalisé par anémométrie laser. Pour une vitesse moyenne allant jusqu'à 3 m/s environ, l'intensité de turbulence par rapport à chaque composante de la vitesse a été mesurée par anémométrie laser en plusieurs points de la veine d'expérience. Elles ne dépassent jamais 1 %, en dehors des couches limites de parois.



Figure 2.10 – Photo du canal hydraulique

### 2.5.2 Caractéristiques de la cavité

Une cavité rectangulaire profonde ( $L = 5 \text{ mm}$ ,  $H = 25 \text{ mm}$ ) a été usinée sur toute la largeur ( $W = 300 \text{ mm}$ ) de la plaque supérieure de la veine d'essais (figure 2.11), à environ 110 cm de l'entrée de cette dernière. La cavité est caractérisée par ses rapports géométriques  $L/H = 0.2$  et  $L/W = 0.0167$ . Le déclenchement de la turbulence a été réalisé grâce à une bande rugueuse placée à l'entrée de la veine d'essais. Cette bande est constituée de petits cailloux fins, collés sur une longueur de 4 cm et une hauteur d'environ 2 mm, uniformément répartis sur toute la largeur de la plaque. La vitesse extérieure, le nombre de Reynolds et l'épaisseur de la couche limite incidente valent respectivement  $U_0 = 0.78 \text{ m/s}$ ,  $Re_\theta = 2100$  et  $\delta_0 = 30 \text{ mm}$ . L'origine des axes est pris au niveau du bord de fuite de la cavité, au milieu de la veine d'essais à distance égale des parois latérales. En aval de la cavité, on a prévu une distance de 95 mm permettant d'étudier la perturbation engendrée par la cavité et l'établissement de l'écoulement en aval de cette cavité.

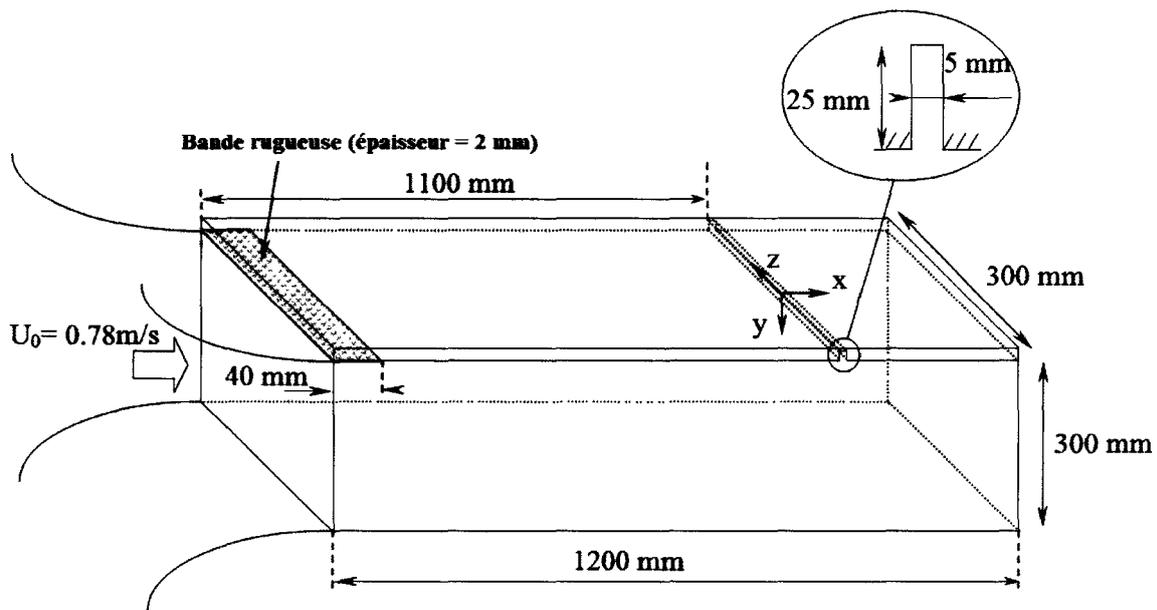


Figure 2.11 – Schéma de la veine d'essais et la cavité profonde en canal hydraulique

## 2.6 Dispositif expérimental de la soufflerie

### 2.6.1 Soufflerie subsonique

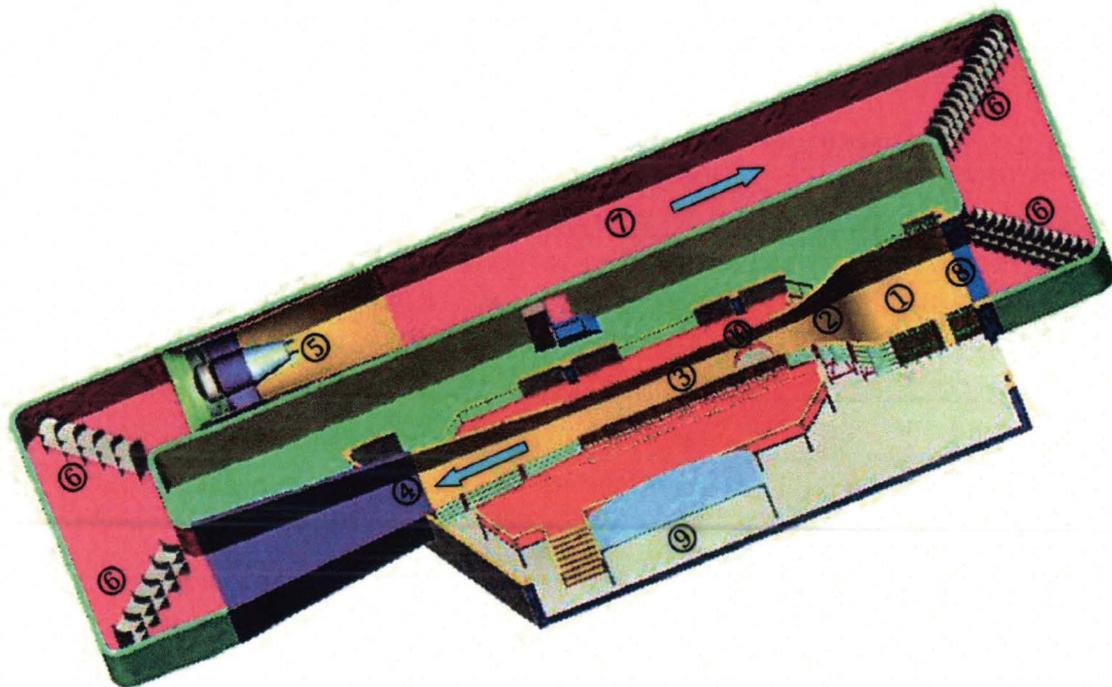
Notre laboratoire dispose de deux souffleries subsoniques dont une de plus grandes dimensions.

Des mesures de pression instationnaire, de fil chaud et de PIV ont été réalisées dans la veine d'essais de la grande soufflerie, dont les grandes dimensions permettent une bonne résolution spatiale. Par ailleurs, le système de pilotage assisté par ordinateur simplifie la commande de cette soufflerie.

Il s'agit d'une soufflerie en circuit d'air fermé qui comporte différentes parties comme le montre la figure 2.12.

**La veine d'essais** (figure 2.13) a une section de  $2 \times 2 \text{ m}^2$  et une longueur de  $10 \text{ m}$ . La vitesse maximale au centre de la veine est de  $60 \text{ m/s}$ . Loin des parois (en dehors de la couche limite) l'intensité de turbulence pour une vitesse d'écoulement de  $30 \text{ m/s}$  est d'environ 0.5 %.

**Le ventilateur** a un diamètre de  $4.8 \text{ m}$  et une puissance de  $200 \text{ kW}$ . En sortie d'hélice à 6 pales, l'air s'engouffre dans une veine de section carrée de  $5 \times 5 \text{ m}^2$ , appelée **canal de retour**, prolongé par un coude en amont de la veine d'essais.



- |                                 |                            |
|---------------------------------|----------------------------|
| (1) Chambre de tranquillisation | (8) Nid d'abeille          |
| (2) Convergent                  | (9) Salle de commande      |
| (3) Veine d'essais              | (10) Balance aérodynamique |
| (4) Diffuseur                   |                            |
| (5) Groupe Moto-Ventilateur     |                            |
| (6) Déflecteurs                 |                            |
| (7) Canal de retour             |                            |

Figure 2.12 – Schéma de la soufflerie subsonique de grandes dimensions

Le nid d'abeille à mailles hexagonales est situé à l'entrée de la chambre de tranquillisation.

Le diffuseur est constitué d'un divergent suivi d'une partie rectangulaire.

### 2.6.2 Caractéristiques des cavités

Deux configurations de cavité profonde de longueurs ( $L$ ) respectives de 104 mm et 213 mm ont été étudiées. Ces deux cavités présentent la même profondeur  $H = 520$  mm. Leurs caractéristiques géométriques sont les suivantes :

1.  $L/H = 0.2$  et  $L/W = 0.052$  pour la première configuration.
2.  $L/H = 0.41$  et  $L/W = 0.107$  pour la seconde configuration.

Une vue 3D de la cavité est montrée sur la figure 2.14.



Figure 2.13 – Photo du convergent et d'une partie de la veine d'essais de la soufflerie

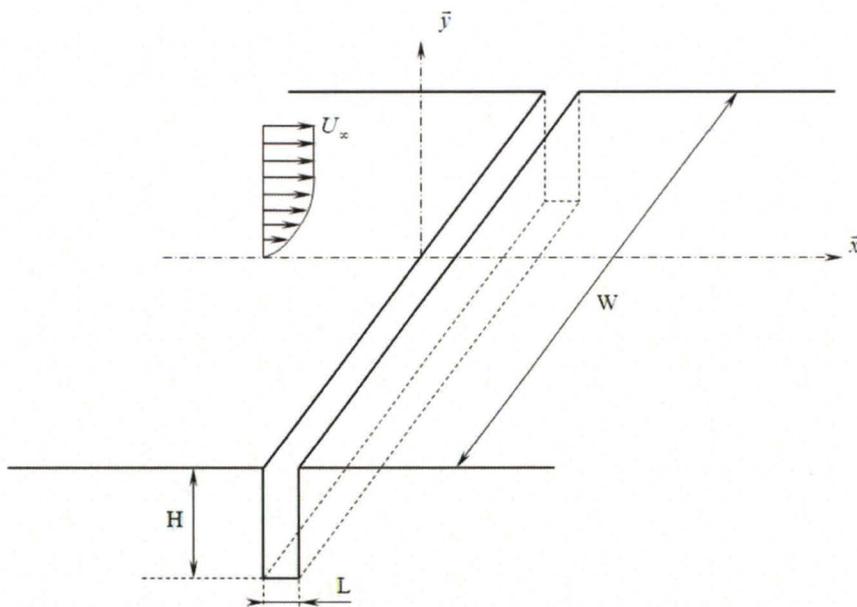


Figure 2.14 – Schéma 3D de la cavité profonde

La cavité profonde a été installée sur la paroi latérale de la veine d'essais. Les parois de la cavité ainsi que la plaque supérieure de la veine d'essais, s'étendant de l'amont vers l'aval de la cavité, sont en Plexiglas parfaitement transparent. Le bord d'attaque de la cavité est situé à une distance de 8 m de l'entrée de la veine d'essais. Dans la direction transversale, la cavité occupe toute la hauteur de la paroi latérale de la veine ( $W = 2000 \text{ mm}$ ).

### 2.6.3 Dispositif de contrôle de l'écoulement de cavité

Afin de contrôler la résonance de cavité produite pour certaines vitesses, un dispositif de contrôle passif à l'aide d'un cylindre a été utilisé. Le cylindre, de  $6\text{ mm}$  de diamètre ( $d$ ), a été placé dans la direction transversale à  $30\text{ mm}$  en amont du bord d'attaque de la cavité (figure 2.15). La position verticale du cylindre (distance entre la paroi latérale et le centre du cylindre) a été variée entre  $y_c/d = 0.5$  et  $y_c/d = 6.5$ .

Le contrôle avec cylindre a été testé pour les deux configurations de cavité ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ ) et ceci pour des vitesses extérieures allant de  $1\text{ m/s}$  à  $56\text{ m/s}$ .

Ce type de contrôle génère un sillage de tourbillons (allées de von-Kármán) à une fréquence dépendant du diamètre du cylindre et de la vitesse extérieure. Des mesures de fil-chaud simple ont permis de quantifier cette fréquence. Le diamètre du cylindre a été choisi de sorte que la fréquence des lâchers tourbillonnaires, derrière le cylindre, soit largement supérieure à toutes celles produites par les oscillations de la couche de cisaillement.

Pour une vitesse extérieure  $U_0 = 43\text{ m/s}$ , la fréquence des lâchers tourbillonnaires derrière le cylindre est de  $900\text{ Hz}$  ce qui correspond à un nombre de Strouhal (ramené à la vitesse local) d'environ  $0.2$ .

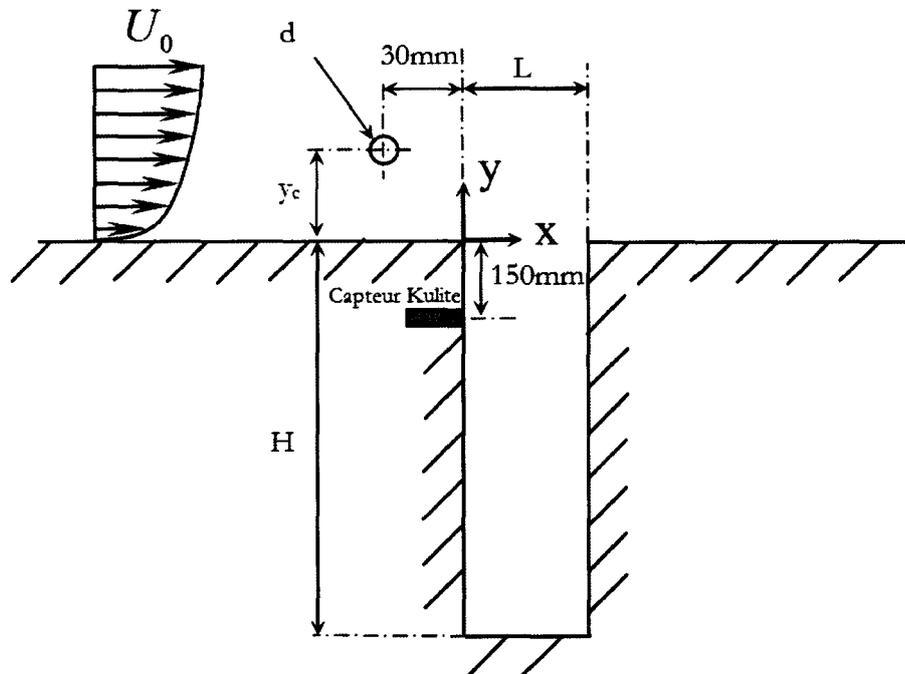


Figure 2.15 – Position du cylindre en amont de la cavité



Stanek et al. [121] ont relié l'efficacité du contrôle de la résonance à l'aide d'un cylindre au phénomène de forçage haute fréquence dû aux allées de von-Kármán. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons utilisé un cylindre profilé placé dans la même position que celle du cylindre en amont de la cavité.

## 2.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents dispositifs expérimentaux avec lesquels nous avons réalisé nos expériences. Nous avons eu recours à quatre techniques de mesure toutes différentes, à la fois dans leurs principes et leurs applications. Au cours des différentes phases de mesures, d'énormes difficultés peuvent survenir, en particulier lors des mesures effectuées près de la paroi. Des solutions ont été apportées continuellement durant toutes les campagnes de mesures afin d'obtenir les meilleurs résultats.



# Chapitre 3

## Structure de l'écoulement turbulent affleurant une cavité très profonde en canal hydraulique

### 3.1 Introduction

Cette étude est motivée par la problématique du bruit de cavité profonde généré par les césures de porte de voiture. Elle a été réalisée dans le cadre du CNRT "aérodynamique et aéroacoustique des véhicules terrestres". L'un des objectifs était de déterminer l'effet d'une cavité rectangulaire profonde sur l'écoulement turbulent affleurant.

La configuration retenue est une cavité profonde dont la longueur est  $L = 5 \text{ mm}$  et la profondeur  $H = 25 \text{ mm}$ . Le rapport  $L/H$  de la cavité est donc de 0.2.

L'analyse traite des caractéristiques temporelles et spatiales de l'écoulement pour montrer l'influence de la cavité sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale, le frottement et différents moments statistiques longitudinaux. Les mesures des champs de vitesse autour de la cavité ont permis de mieux comprendre la physique des perturbations engendrées par la présence de la cavité.

L'étude de l'écoulement autour d'une cavité profonde permet de comparer l'impact de ce type de cavité sur l'écoulement, par rapport à celui d'une cavité peu profonde.

## 3.2 Champs moyens

Pour mettre en évidence les différentes régions que l'on distingue au sein de la couche limite, on a représenté sur la figure 3.1 les profils adimensionnels (obtenus par LDV) de la vitesse moyenne longitudinale réduite par les paramètres de paroi (vitesse de frottement  $u_\tau$  et viscosité cinématique  $\nu$ ). Les mesures ont été effectuées à différentes positions de la plaque plane, en l'absence de cavité, afin de vérifier l'établissement de l'écoulement dans la zone où la cavité sera usinée. La figure 3.1 montre des profils de vitesse d'une couche limite turbulente caractérisée par une sous-couche visqueuse, une zone tampon et une loi logarithmique.

Nous remarquons qu'entre les stations  $x/\delta_0 = -1.33$  et  $x/\delta_0 = 2$  que le profil de vitesse n'évolue pas. Le profil de vitesse correspondant à  $z/\delta_0 = 3$  traduit la bidimensionnalité en moyenne de l'écoulement.

Ces mesures préliminaires nous permettent de confirmer que toute modification dans les caractéristiques de la couche limite sera liée à la présence de la cavité.

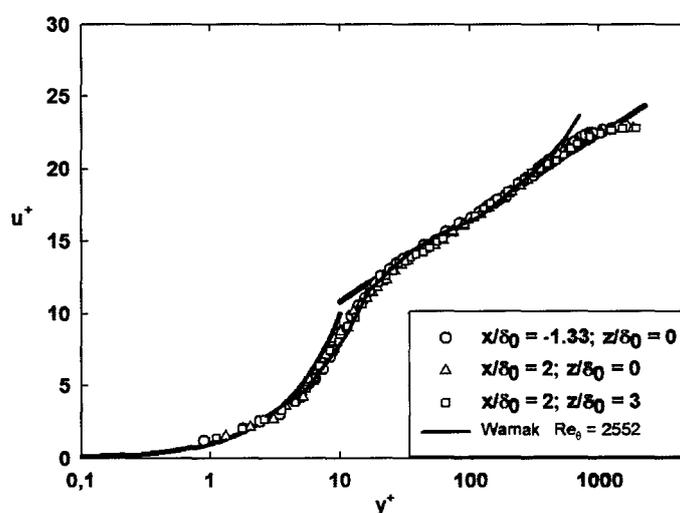


Figure 3.1 – Profils de la vitesse moyenne longitudinale sur la plaque plane en l'absence de la cavité

Nous avons aussi présenté, à titre de comparaison sur la figure 3.1 les résultats de Warnak [137] obtenus à  $Re_\theta = 2552$  et qui corroborent nos profils de vitesse.

### 3.2.1 Distribution de la vitesse moyenne longitudinale

La couche limite turbulente en aval de la cavité a été étudiée afin de quantifier l'influence de la cavité profonde sur l'écoulement turbulent. La composante longitudinale de la vitesse ainsi que ses fluctuations ont été mesurées à 35 mm en amont et à plusieurs positions en aval de la cavité. Les positions de mesure par LDV sont montrées sur la figure 3.2.

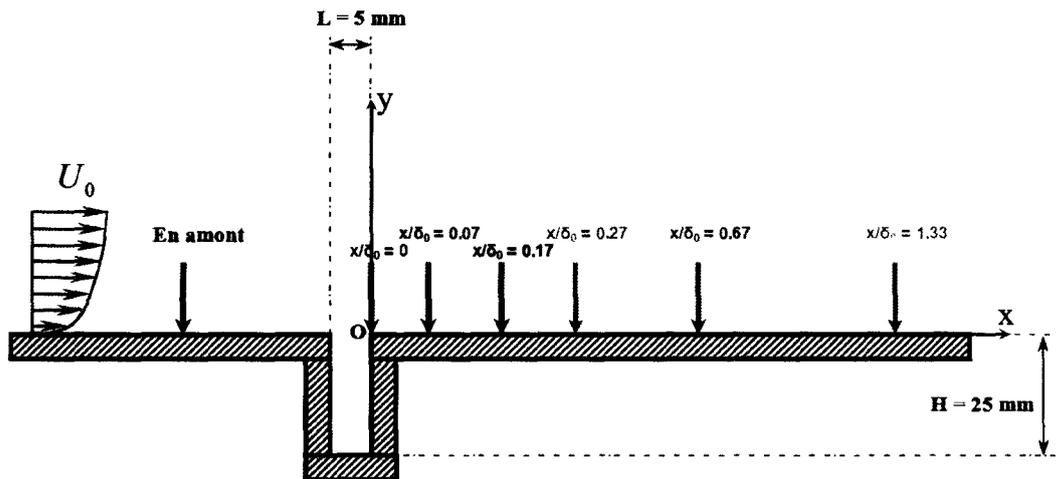


Figure 3.2 – Positions de mesures des profils de vitesse par LDV

Les profils de la vitesse longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement pariétal sont représentés sur la figure 3.3.

Ces profils sont ceux d'une couche limite turbulente. Un décalage vers le bas du profil de vitesse est observé pour différentes positions juste en aval de la cavité. Le décalage le plus prononcé correspond à la position  $x/\delta_0 = 0$  (bord de fuite de la cavité). Un retour progressif vers un profil non perturbé se réalise en s'éloignant du bord de fuite.

Le décalage des profils de vitesse est dû à une vitesse de frottement plus élevée en aval de la cavité par rapport à celle du profil non perturbé.

Le profil de vitesse correspondant à  $x/\delta_0 = 0.27$  est décalé vers le haut par rapport au profil non perturbé et la vitesse de frottement correspondante est plus faible que celle mesurée en amont de la cavité.

Une série de mesures PIV a été réalisée pour obtenir un champ de vitesse moyen autour de la cavité, ce qui a permis d'extraire les profils de vitesse en amont et en aval de la cavité (figure 3.4). Ces profils de vitesse sont identiques à ceux obtenus par LDV.

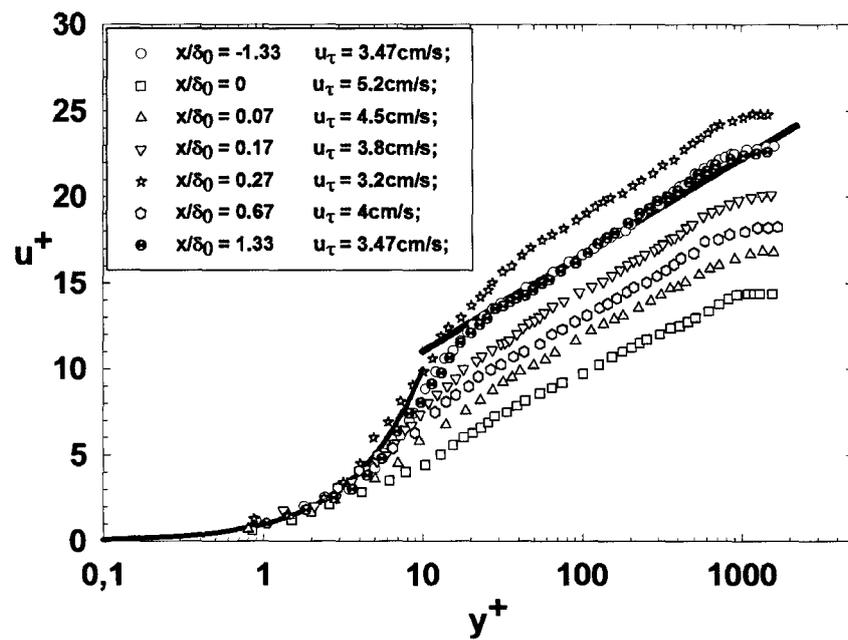


Figure 3.3 – Influence de la cavité sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée

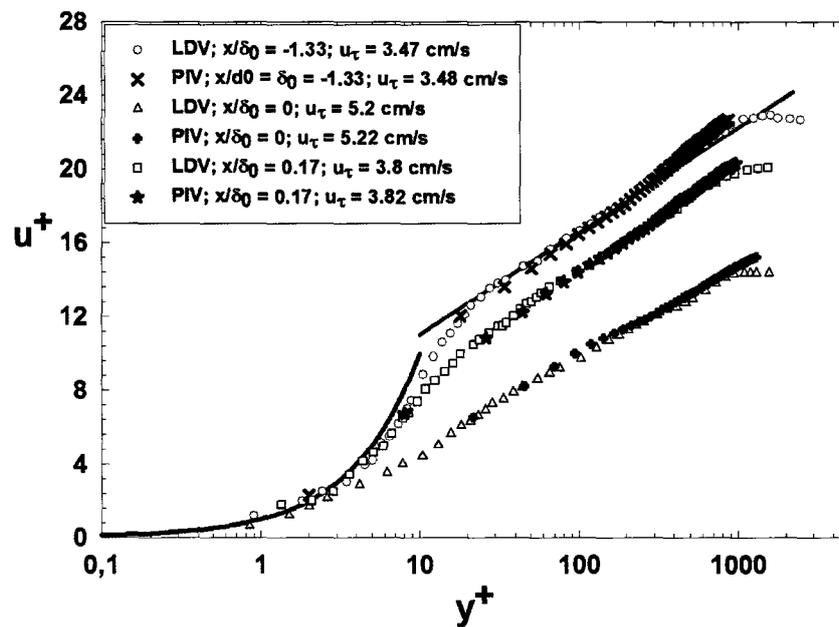


Figure 3.4 – Comparaison des profils de la vitesse moyenne longitudinale obtenus par LDV et PIV

### 3.2.2 Détermination du coefficient de frottement à l'aide du profil de vitesse

Initialement, c'est la méthode polarographique qu'il était prévu d'appliquer pour la mesure du frottement pariétal. Pour des raisons techniques, cette méthode a été abandonnée.

La vitesse de frottement est déterminée par deux méthodes différentes : le diagramme de Clauser et la pente de la tangente de la vitesse à l'origine.

#### Le diagramme de Clauser

Cette méthode est basée sur la loi logarithmique d'où l'on déduit directement la vitesse de frottement. Elle a été utilisée par plusieurs auteurs tels que Choi & Fujisawa [21], Krogstad et al. [66], Antonia & Krogstad [4] et Yuan et al. [144].

Dans une couche limite turbulente établie, le profil de vitesse se décompose généralement en trois zones :

1. Une zone proche de la paroi ( $y^+ \leq 5$ ) appelée sous-couche visqueuse et régie par une loi de vitesse linéaire.
2. Une zone tampon,  $5 < y^+ \leq 30$ , dans laquelle les contraintes visqueuses et turbulentes sont du même ordre de grandeur.
3. Une zone turbulente,  $y^+ > 30$ , dans laquelle les contraintes sont essentiellement turbulentes et le profil de vitesse régi par la loi de vitesse logarithmique universelle suivante :

$$u^+ = \frac{1}{\chi} \ln(y^+) + C \quad (3.1)$$

où  $\chi = 0.41$  et  $C = 5$  pour une plaque plane (Schlichting [110]) sont des constantes.

Écrite avec les variables de paroi, la loi logarithmique est souvent utilisée pour déterminer expérimentalement la valeur du frottement pariétal :

$$\frac{U}{U_\tau} = \frac{1}{\chi} \ln\left(\frac{yU_\tau}{\nu}\right) + C \quad (3.2)$$

Par définition, le frottement de paroi  $\tau_p$  est donné par la valeur de  $\frac{\partial U}{\partial y}$  en  $y = 0$ . Il suffit donc de mesurer la distribution  $U(y)$  pour en déduire la valeur de  $\tau_p$ . En pratique, cette

opération est délicate car la vitesse évolue vite au voisinage de  $y = 0$  et il est souvent difficile de mesurer avec précision la vitesse dans la sous-couche visqueuse. Par contre, l'expression 3.2 est valable plus loin de la paroi où les mesures sont plus faciles à réaliser. Ayant mesuré la distribution de vitesse  $U(y)$  dans la région où la loi logarithmique universelle doit s'appliquer ( $y^+ > 40$ ), on trace les courbes  $\frac{U}{U_0}(\frac{yU_0}{\nu})$  déduites d'une part de l'expérience et d'autre part de la loi théorique mise sous la forme :

$$\frac{U}{U_0} = \gamma \left[ \frac{1}{\chi} \ln\left(\frac{yU_0}{\nu} \gamma\right) + C \right] \tag{3.3}$$

avec  $\gamma = \frac{U_\tau}{U_0} = \sqrt{\frac{C_f}{2}}$

Pour chaque valeur de  $C_f$  nous obtenons une courbe à partir de la formule 3.3. L'une des courbes (figure 3.5) doit recouper d'assez près les données expérimentales et donner la valeur du coefficient de frottement pariétal d'où l'on déduit la vitesse de frottement.

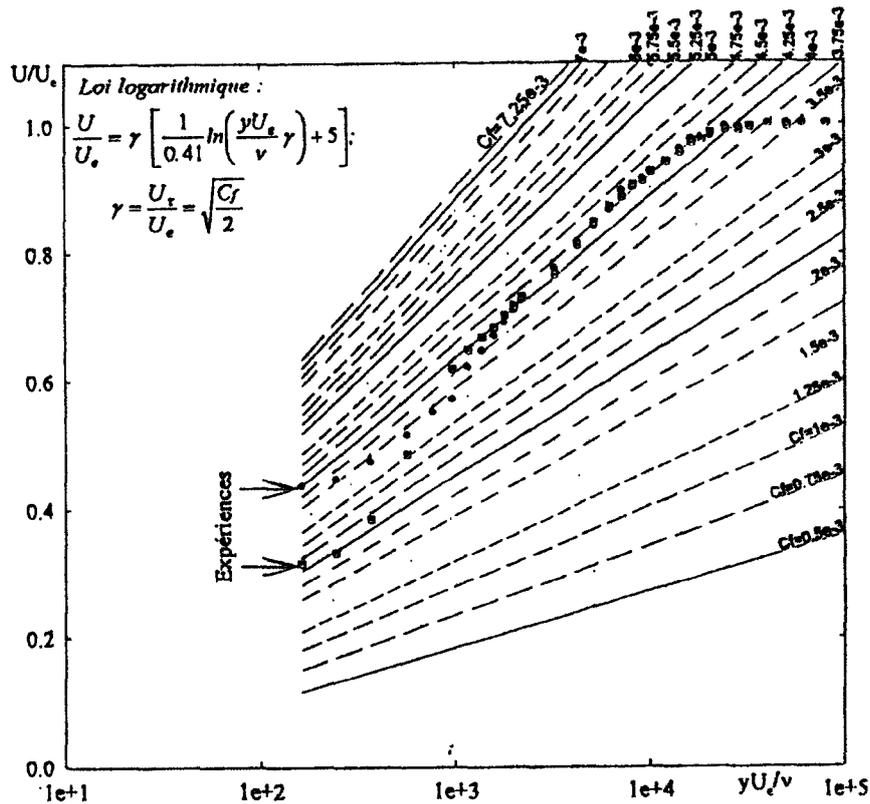


Figure 3.5 – Détermination de la vitesse de frottement par le diagramme de Clauser (Cous-teix [23])

### Pente de la tangente de la vitesse à l'origine

Cette méthode a été proposée par Djenidi et al. [31]. Dans la sous couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ), la vitesse  $u^+$  suit la relation  $u^+ = y^+$  d'où l'on déduit  $u_\tau = (u * \nu / y)^{0.5}$ . Cette méthode nécessite un nombre suffisant de points dans la sous couche visqueuse ; à l'aide de l'anémométrie laser il est possible de s'approcher très près de la paroi jusqu'à  $y^+ = 1$  et en déduire la valeur de la vitesse de frottement avec une bonne précision.

### 3.2.3 Analyse dimensionnelle sur le frottement en aval de la cavité

Pour un fluide incompressible, on considère le cas d'une couche limite incidente turbulente et développée sur paroi lisse qui rencontre une cavité rectangulaire.

A priori, on peut supposer que le frottement pariétal  $\tau_p$  en aval de la cavité est dépendant de la masse volumique  $\rho$  du fluide, de sa viscosité dynamique  $\mu$ , de la vitesse extérieure  $U_0$  de l'écoulement, de la longueur  $l_0$  entre l'entrée de la veine d'expérience et le bord d'attaque de la cavité, de la profondeur  $H$  de la cavité, de sa longueur  $L$ , de la distance  $x$  en aval de la cavité et du taux de turbulence  $I$  de l'écoulement.

$$\tau_p(x) = f(\rho, \mu, U_0, l_0, L, H, x, I) \quad (3.4)$$

On a ainsi neuf paramètres indépendants, et le nombre minimal d'unités fondamentales nécessaires pour définir les dimensions de ces paramètres est de trois (masse, longueur et temps).

Le théorème de Vaschy-Buckingham (théorème des  $\Pi$ ) indique qu'il est possible de grouper les neuf paramètres en six produits sans dimensions.

Choisissant  $U_0$ ,  $\rho$  et  $l_0$  comme paramètres de référence, on peut écrire :

$$\Pi_1 = \frac{2\tau_p}{\rho U_0^2} \quad \Pi_2 = \frac{U_0 l_0}{\nu} \quad \Pi_3 = \frac{L}{l_0} \quad \Pi_4 = \frac{H}{l_0} \quad \Pi_5 = \frac{x}{l_0} \quad \Pi_6 = I \quad (3.5)$$

On peut remplacer  $\Pi_4$  par  $\Pi_3/\Pi_4$  et  $\Pi_5$  par  $\Pi_5/\Pi_4$  et écrire :

$$\frac{2\tau_p(x)}{\rho U_0^2} = C_f(Re_{l_0}, \frac{L}{H}, \frac{L}{l_0}, \frac{x}{H}, I) \quad (3.6)$$

Physiquement le rapport  $L/l_0$  n'a aucune influence significative dans cette étude, on peut aussi remarquer que  $l_0 \gg L$ . Pour une installation donnée, le taux de turbulence ne dépend que de la vitesse.

En définitive, à partir des seules considérations d'homogénéité, on peut s'attendre à ce que le frottement pariétal en aval de la cavité dépende du nombre de Reynolds, de l'élanement de la cavité et de la distance en aval de la cavité.

$$\frac{2\tau_p(x)}{\rho U_0^2} = C_f(Re_{l_0}, \frac{L}{H}, \frac{x}{H}) \quad (3.7)$$

### 3.2.4 Influence de la cavité sur le frottement

La figure 3.6 montre la variation du coefficient de frottement en amont et en aval de la cavité, obtenu à partir du diagramme de Clauser et par la mesure du gradient de vitesse à la paroi. Ces deux méthodes semblent donner des résultats identiques avec une différence entre les valeurs obtenues par chaque méthode inférieure à 2%.

Au niveau du bord de fuite de la cavité ( $x/\delta_0 = 0$ ),  $C_f/C_{f0} = 2.25$ . L'augmentation du coefficient de frottement est suivie d'une décroissance pouvant atteindre une valeur inférieure de 30 % à celle du coefficient de frottement de l'écoulement amont. On observe ensuite un retour progressif vers une valeur correspondant à celle de l'écoulement non perturbé ( $C_f = C_{f0}$ ) à  $x/\delta_0 = 1.33$ .

Les vitesses de frottement ont aussi été estimées à partir des profils de vitesse PIV en utilisant le diagramme de Clauser, elles sont identiques à celles obtenues par LDV.

### 3.2.5 Influence de la géométrie et des paramètres de l'écoulement sur le frottement

Le comportement de l'écoulement en aval de la cavité dépend de plusieurs paramètres. Ainsi la couche limite incidente et la géométrie de la cavité jouent un rôle important dans ce processus.

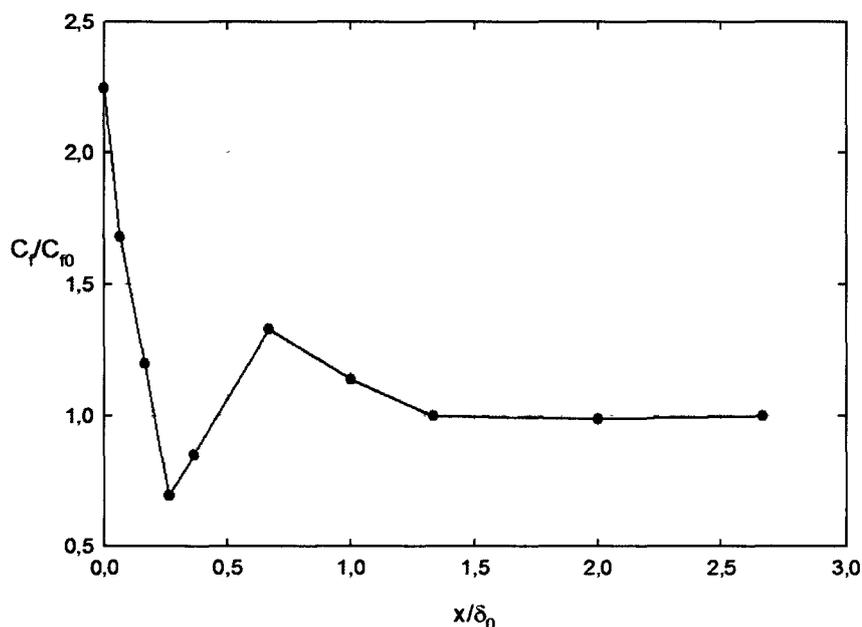


Figure 3.6 – Variation du coefficient de frottement adimensionné par celui de l'écoulement non perturbé

Elavarasan et al. [33] ont montré que l'augmentation de  $C_f$  en aval de la cavité est plus importante lorsque les nombres de Reynolds sont plus élevés. Sutardi et Ching [125] constatent une différence significative entre leurs résultats et ceux de Pearson et al. [85]. Ils ont attribué cela à des valeurs de  $Re_\theta$  et  $L/\delta_0$  différentes entre les deux études.

Wahidi et al. [136] confirment l'influence de  $Re_\theta$  et  $L/\delta_0$  sur le frottement en aval de la cavité. L'influence de la taille de la cavité a été étudiée par Sutardi et Ching [126], qui ont constaté que l'augmentation du frottement juste en aval de la cavité est plus importante pour des cavités de plus grandes dimensions.

S'agissant d'une cavité carrée ( $L = H = 5 \text{ mm}$ ), aucune des études déjà citées n'a pris en compte l'influence de la profondeur ou du rapport  $L/H$  de la cavité sur le frottement pariétal. Le tableau 3.1 montre une comparaison de l'influence de la cavité sur le frottement, entre notre étude et celles d'autres auteurs, en prenant en compte différents paramètres géométriques et les conditions aux limites de l'écoulement.

Le rapport  $L/\delta_0$  de notre étude est le même que celui de Pearson et al, alors que  $Re_\theta$  est plus élevé d'environ 40 %. En se basant sur la discussion faite ci-dessus, l'augmentation du frottement juste en aval de la cavité devrait être plus importante dans notre étude,

Tableau 3.1 – Influence of  $Re_\theta$ ,  $L/\delta_0$  and  $L/H$  on  $(C_f/C_{f0})_{min}$  and  $(C_f/C_{f0})_{max}$ 

	$Re_\theta$	$L/\delta_0$	$L/H$	$(C_f/C_{f0})_{max}$	$(C_f/C_{f0})_{min}$
Elavarasan et al. (1996)	1300	0.125	1	1.5	0.5
Pearson et al. (1997)	1320	0.17	1	3	0.5
Sutardi et Ching (1999)	3000	0.072	1	1.05	0.975
Sutardi et Ching (2003)	1000	0.067	1	1.04	0.94
Notre étude	2100	0.17	0.2	2.25	0.7

par rapport à celle trouvée par Pearson et al. D'après le tableau 3.1 nous constatons le contraire. Cette observation nous amène à prendre en compte l'influence du paramètre géométrique  $L/H$  sur le frottement pariétal. Nous pouvons donc constater que le frottement pariétal maximal en aval d'une cavité rectangulaire est plus important lorsque le rapport géométrique  $L/H$  de la cavité est plus élevé. D'autres mesures doivent être réalisées afin de confirmer cette hypothèse.

En conclusion, le frottement en aval d'une cavité rectangulaire et la traînée associée, obtenue par intégration de  $C_f$  dans la direction longitudinale, dépend de 3 paramètres :  $Re_\theta$ ,  $L/\delta_0$  et  $L/H$ .

L'augmentation de  $C_f/C_{f,0}$  juste en aval de la cavité pourrait être attribuée au gradient de pression local au niveau du coin aval de la cavité, comme le suggéraient Pearson et al. [85]. Wahidi et al. [136] ont attribué l'"undershoot" à une tentative de rétablissement de l'écoulement juste en aval du bord de fuite de la cavité. L'"undershoot" dans l'étude d'Elavarasan et al. a lieu plus près du bord de fuite de la cavité que dans notre étude, ce qui résulte d'un rétablissement plus rapide de l'écoulement en aval de la cavité.

### 3.3 Champs fluctuants

#### 3.3.1 Distribution de l'intensité de turbulence longitudinale

La figure 3.7 montre le rms de la vitesse longitudinale, adimensionné par la vitesse extérieure, en amont de la cavité et pour différentes positions en aval.

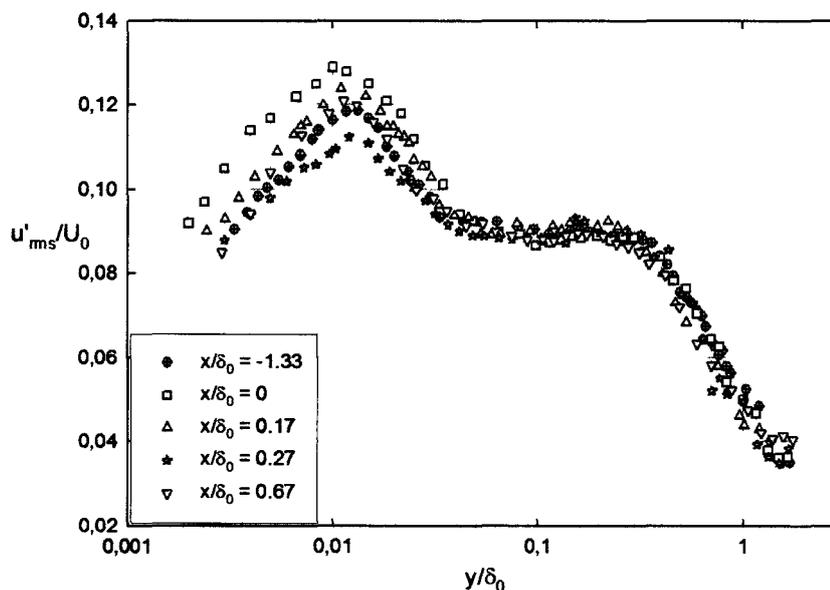


Figure 3.7 – Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale

Près de la paroi ( $y/\delta_0 < 0.1$ ), le profil de  $u'_{rms}/U_0$  est affecté par la présence de la cavité. Ainsi pour  $x/\delta_0 = 0.17$  et  $x/\delta_0 = 0.23$ ,  $u'_{rms}$  est plus important que celui du profil non perturbé. Pour  $x/\delta_0 = 0.27$ ,  $u'_{rms}$  diminue dans la zone proche de la paroi. L'abscisse de la valeur maximale de  $u'_{rms}$ , pour le profil obtenu au niveau du bord de fuite de la cavité ( $x/\delta_0 = 0$ ), est plus faible que celle de l'écoulement non perturbé. Pour  $y/\delta_0 > 0.1$ , les profils en aval de la cavité ainsi que le profil non perturbé sont peu différents.

### 3.3.2 Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement

La distribution des coefficients de dissymétrie  $S_{u'}$  et d'aplatissement  $F_{u'}$  est illustrée sur les figures 3.8 et 3.9. Ces figures montrent que pour la couche limite non perturbée, la distribution des moments statistiques d'ordre 3 et 4 est celle d'une couche limite turbulente développée.

L'influence de la cavité sur ces moments statistiques se limite à la zone  $10 < y^+ < 40$  :

- La figure 3.8 montre que pour  $x/\delta_0 = 0$  (bord de fuite)  $x/\delta_0 = 0.07$ ,  $S_{u'}$  est plus négatif que celui de la couche limite amont (non perturbée).
- Pour les cinq premières stations de mesures en aval de la cavité,  $F_{u'}$  est plus important que celui de la couche limite amont (figure 3.9). L'établissement du coefficient d'aplatissement  $F_{u'}$  se réalise pour  $x/\delta_0 = 0.67$ .

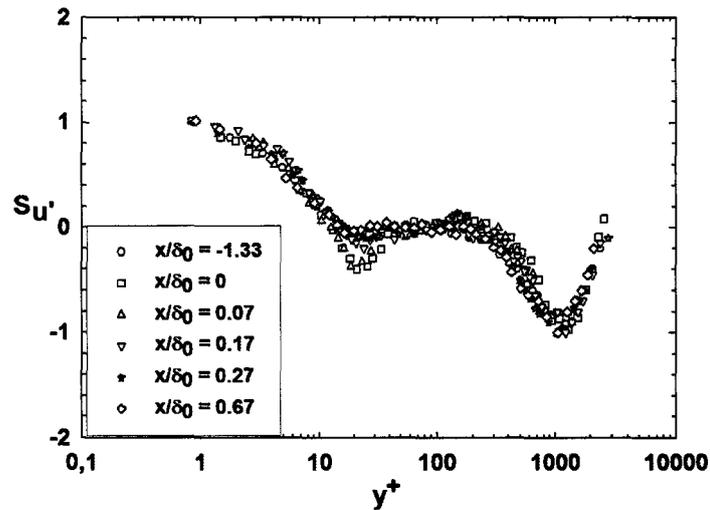


Figure 3.8 – Distribution du coefficient de dissymétrie

Par rapport à une couche limite turbulente non perturbée, l'augmentation de  $F_{w'}$  en aval de la cavité révèle l'existence de phénomènes d'intermittence plus importants dans cette zone de la couche limite.

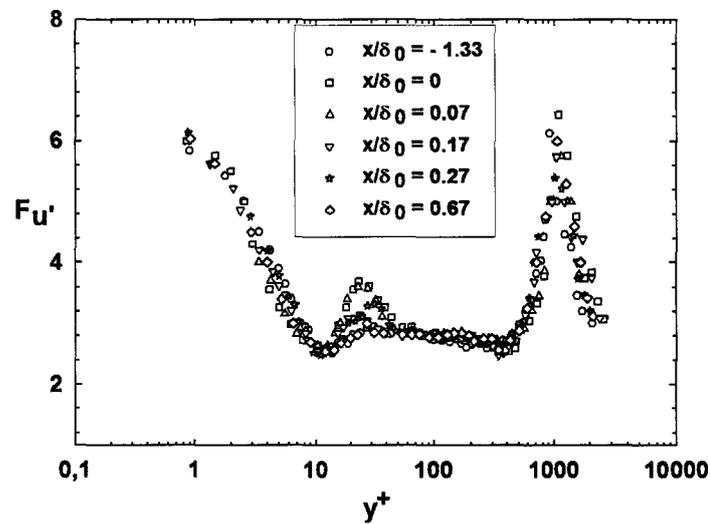


Figure 3.9 – Distribution du facteur d'aplatissement

L'éjection de structures en provenance de la cavité au niveau de la partie proche du bord de fuite pourrait être le phénomène physique expliquant les variations de  $S_{u'}$  et  $F_{u'}$ . Une intermittence élevée des éjections du fluide expliquerait l'augmentation en  $F_{u'}$ .

### 3.3.3 Détection des structures cohérentes par le critère-Q

Le champ de vorticité est souvent employé pour caractériser la présence de structures tourbillonnaires dans un écoulement. Il donne une information sur la présence et le sens de rotation de la structure. Néanmoins, la présence de zones de fort cisaillement, se traduisant par d'importants gradients de vitesse dans un écoulement de cavité, justifie le choix du critère-Q dans l'identification des structures cohérentes ([57], [109]).

L'identification des tourbillons par l'utilisation du critère-Q a été proposée par Hunt et al. [54] :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (3.8)$$

Où  $\Omega_{ij}$  et  $S_{ij}$  représentent les termes anti-symétrique et symétrique du tenseur de vitesse.

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (3.9)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (3.10)$$

Hunt et al. [54] définissent un "tourbillon" comme étant une région où Q (le second invariant du tenseur de gradient des vitesses) est positif. Physiquement, Q représente l'équilibre local du taux de contrainte de cisaillement et de l'amplitude de la vorticité. On perd en revanche l'information relative au sens de rotation.

### 3.3.4 Evolution des structures autour de la cavité

La couche de cisaillement est caractérisée par la présence de structures cohérentes dues aux forts gradients de vitesse entre l'écoulement extérieur affleurant et celui confiné à l'intérieur de la cavité. Ces structures se déplacent du bord amont vers le bord aval de la cavité à une certaine vitesse. Le suivi de l'évolution temporelle des structures cohérentes, ainsi que la détermination de leur vitesse d'advection dans la couche de cisaillement n'étaient pas possibles à cause de la faible fréquence du système PIV utilisé (15Hz).

Afin de vérifier l'hypothèse avancée dans le paragraphe précédent sur la physique de l'écoulement, quant aux variations de  $S_{u'}$  et  $F_{u'}$ , des champs PIV représentatifs de l'ensemble des acquisitions ont été exploités sur le plan de la vorticité. Ainsi les figures 3.10 et 3.11 confirment notre hypothèse et montrent l'éjection de petites structures au niveau du bord de fuite. Nous distinguons deux types d'éjection :

- Un détachement des structures, en provenance de la couche de mélange, au niveau du bord aval de la cavité (figure 3.10).
- Une éjection de structures en provenance de la partie aval de la cavité (figure 3.11).

Les figures 3.10 et 3.11 montrent certains aspects physiques de l'écoulement en aval de la cavité. En effet, un détachement tourbillonnaire est bien visible au niveau du bord de fuite de la cavité, ce qui expliquerait l'augmentation de l'intensité de turbulence longitudinale près de la paroi dans cette zone de l'écoulement. De plus, le phénomène d'éjection de structures provenant de la couche de cisaillement vers l'aval de la cavité est illustré sur ces figures. Nous pouvons aussi remarquer un recollement de l'écoulement en aval de la cavité.

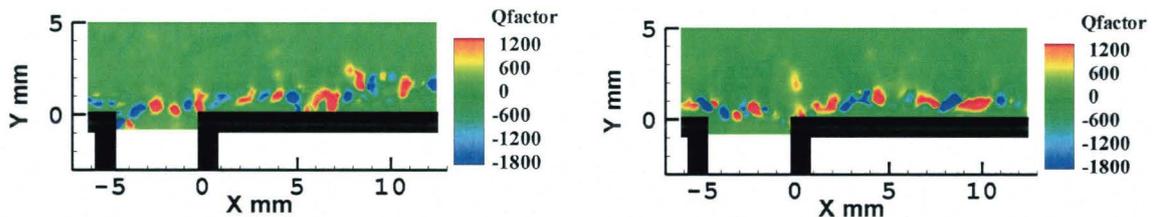


Figure 3.10 – Champs instantanés du critère-Q

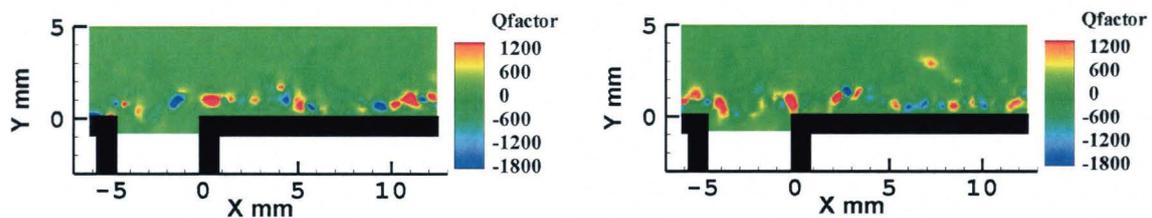


Figure 3.11 – Champs instantanés du critère-Q

### Oscillations hydrodynamiques

La résonance acoustique est un important mécanisme présent dans de multiples configurations de cavité profonde. Ce phénomène est caractérisé par un niveau élevé de pression autour de la cavité et des fréquences discrètes qui dépendent de la géométrie de l'installation. Les instabilités de la couche de cisaillement pourront exciter des modes acoustiques lorsque la fréquence des oscillations hydrodynamiques de la couche de cisaillement et celle du mode acoustique coïncideront.

Pour la configuration de cavité étudiée dans ce chapitre, aucune oscillation ne doit exister dans la couche de cisaillement. Ceci est dû à la longueur de la cavité comparée à l'épaisseur de la couche limite incidente (§ 1.4.4). Sarohia et al. [108] ont défini une longueur minimale de cavité  $(L)_{min}$  à partir de laquelle les oscillations hydrodynamiques s'installent. La détermination de  $(L)_{min}$  dépend de la vitesse extérieure  $U_0$ , de l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\theta_0$  au niveau du bord d'attaque de la cavité et de la viscosité cinématique de fluide  $\nu$  ([108], [65]).

En prenant en considération l'étude paramétrique de Sarohia, aucune oscillation ne devrait apparaître dans la couche de cisaillement, ce qui est le cas ici.

## 3.4 Conclusion

La présente étude montre l'influence d'une cavité profonde sur l'écoulement turbulent affleurant. Nous observons à partir des mesures LDV, que la couche limite turbulente ainsi que le frottement sont affectés par la présence de la cavité (El Hassan et al. [34], [37]). Ainsi, un décalage des profils de la vitesse moyenne longitudinale et une augmentation de ses fluctuations sont mis en évidence. De plus, le frottement augmente juste en aval de la cavité, avant de décroître pour atteindre une valeur minimale, pour ensuite reprendre progressivement sa valeur non perturbée. Ce frottement en aval de la cavité dépend de trois paramètres :  $Re_\theta$ ,  $L/\delta_0$  et  $L/H$ . Le phénomène d'éjection de structures au niveau du coin aval et le rétablissement progressif de l'écoulement en aval de la cavité ont été mis en évidence par les mesures de PIV, ce qui conforte les hypothèses physiques concernant l'évolution du frottement et les variations des profils de  $S_{w'}$  et  $F_{w'}$ .



# Chapitre 4

## Structure de l'écoulement turbulent affleurant une cavité profonde de grandes dimensions

### 4.1 Introduction

Plusieurs auteurs ont montré que la présence d'une cavité rectangulaire perturbe la couche limite incidente : les profils de vitesse, les intensités de turbulence et le frottement pariétal ([33], [34], [37], [47], [85], [125], [126], [136]). Cette problématique a été traitée dans le chapitre 3.1.

Des études antérieures ont déjà montré l'influence d'une cavité carrée ( $L/H = 1$ ) sur une couche limite incidente. Dans cette partie de notre étude est illustrée l'influence d'une cavité rectangulaire très profonde ( $L/H = 0.2$ ) de grandes dimensions ( $L = 104 \text{ mm}$ ) sur la vitesse moyenne longitudinale, l'intensité de turbulence longitudinale, ainsi que les moments statistiques d'ordre supérieur (moments d'ordre 3 et 4).

Afin d'étudier le lien entre le décollement au niveau du coin aval de la cavité et les perturbations de la couche limite incidente, nous avons effectué d'une part des mesures de profils de vitesse juste en aval de la cavité et d'autre part des mesures de champs de vitesse pour mieux décrire les phénomènes dans leur ensemble.

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre bibliographique, la séparation de la couche limite amont au niveau du bord de fuite de la cavité est suivie d'un enroulement de cette couche limite, se traduisant par la formation de structures cohérentes dans la couche de cisaillement. Ces structures seront advectées vers le bord de fuite de la cavité avec une certaine vitesse de convection. Le nombre de structures advectées dans la couche de cisaillement dépend essentiellement de l'épaisseur de la couche limite incidente ( $\delta_0$ ) et de la longueur de la cavité ( $L$ ). Ces structures cohérentes impacteront au niveau du bord de fuite de la cavité générant ainsi des ondes acoustiques. Le modèle de Rossiter est celui le plus utilisé pour ce type de phénomène.

La fréquence d'un pic dans le spectre de pression dépend de l'ordre du mode d'oscillation, de la longueur de la cavité et de la vitesse d'advection ( $u_c$ ) des structures dans la couche de cisaillement. Dans la majeure partie des études,  $u_c$  est déduite à partir du coefficient  $\kappa = u_c/U_0 = 0.57$  proposé par Rossiter dans son modèle semi-empirique.

Pour mieux comprendre le modèle de Rossiter et son application pour les oscillations de cavités profondes, nous avons procédé dans ce chapitre à une mesure directe de la vitesse d'advection des structures dans la couche de cisaillement.

Dans notre étude, seul le premier mode existe pour la configuration  $L/H = 0.2$ , alors que les modes 1 et 2 sont présents pour  $L/H = 0.41$ . Pour  $L/H = 0.2$ , nous avons montré la présence d'une seule structure tourbillonnaire dans la couche de cisaillement. Un suivi dans le temps de cette structure pendant un cycle oscillatoire a été réalisé par PIV rapide. La PIV non résolue dans le temps nous a permis de quantifier les grandeurs moyennes de vitesse et de voir leur évolution spatiale.

## 4.2 Conditions de mesure par anémométrie à fil chaud

L'ensemble des mesures par anémométrie à fil chaud est réalisé par l'anémomètre DANTEC 90C20. Le signal est transféré vers une carte d'acquisition A/N (Analogique/Numérique) reliée à un PC. Le logiciel "STREAMLINE" est utilisé pour les acquisitions et le stockage des données.

Les post-traitements ont été effectués à l'aide de programmes développés sous MATLAB.

Les paramètres de la couche limite turbulente sont déduits des mesures de vitesse. Ces

Tableau 4.1 – Caractéristiques de l'écoulement turbulent incident

$U_0$ (m/s)	$u_\tau$ (cm/s)	$\delta_0$ (mm)	$\delta_1$ (mm)	$\theta_0$ (mm)	H1	$Re_{\theta_0}$
2	9.4	180	22.5	17	1.32	2267
43	125	110	12.8	9.9	1.29	28380

paramètres sont illustrés dans le tableau 4.1 pour  $U_0 = 2$  m/s et  $U_0 = 43$  m/s.

Avec  $\delta_0$  l'épaisseur de la couche limite;  $\delta_1$  l'épaisseur de déplacement;  $\theta_0$  l'épaisseur de quantité de mouvement;  $H1 = \delta_1/\theta_0$  le facteur de forme et  $Re_{\theta_0}$  le nombre de Reynolds. La méthode de calcul de ces différents paramètres est illustrée en annexe 1.

### 4.3 Écoulement non perturbé : caractéristiques de la couche limite incidente

Des mesures de fil chaud simple ont été effectuées à 20 mm en amont du bord d'attaque de la cavité afin de caractériser la couche limite incidente.

Les figures 4.1 et 4.2 présentent respectivement des profils de la vitesse moyenne longitudinale et de l'intensité de turbulence longitudinale pour une vitesse extérieure  $U_0 = 2$  m/s (la vitesse moyenne longitudinale, le RMS et  $y$  sont normalisés à l'aide de la vitesse de frottement locale  $u_\tau$ ). Ces profils montrent le caractère turbulent pleinement développé de la couche limite incidente. La loi logarithmique est bien définie sur la figure 4.1 pour  $30 < y^+ < 300$ .

## 4.4 Champs moyens et fluctuants

### 4.4.1 Résultats en un point

#### 4.4.1.1 Vitesse moyenne longitudinale

Des mesures réalisées à plusieurs stations en aval de la cavité ont permis de traiter de l'influence de la cavité sur la composante longitudinale de la vitesse ainsi que sur ses moments statistiques.

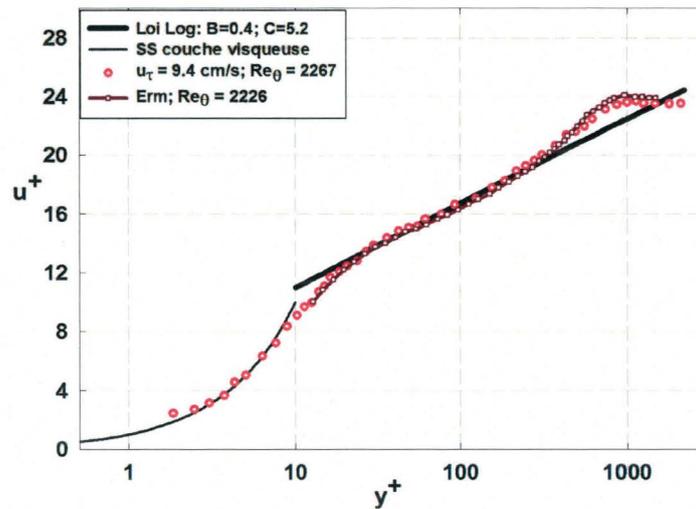


Figure 4.1 – Profils de la vitesse moyenne longitudinale en amont de la cavité

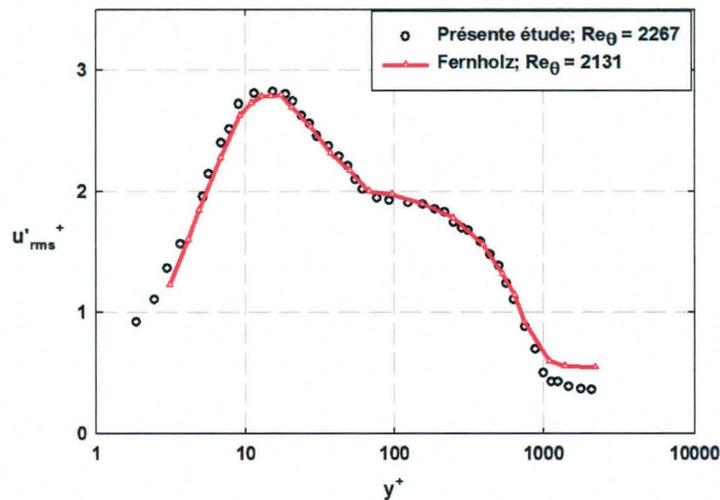


Figure 4.2 – Intensité de turbulence longitudinale en amont de la cavité

Les mesures ont été effectuées à une vitesse extérieure de  $2 \text{ m/s}$ . Le choix de cette faible vitesse a permis de montrer l'influence de la cavité sur l'écoulement dans la sous couche visqueuse (près de la paroi) et les perturbations causées par la cavité dans cette zone de l'écoulement ([33], [47], [85], [125], [126], [136]). Par ailleurs, une bonne estimation de la vitesse de frottement pariétale  $u_\tau$  (calculée à partir du gradient de vitesse à la paroi) nécessiterait des mesures dans la sous-couche visqueuse de la couche limite, donc près de la paroi.

Les mesures par anémométrie à fil chaud simple ont été réalisées pour trois stations (figure 4.3) : en amont de la cavité ( $x = -20 \text{ mm}$ ), au niveau du bord de fuite ( $x = 104$

mm) ainsi qu'en aval de la cavité ( $x = 124 \text{ mm}$ ). La figure 4.4 montre des profils de la vitesse longitudinale pour  $U_0 = 2 \text{ m/s}$  pour les trois stations de mesures. Le profil non-perturbé (en amont de la cavité) met en évidence le caractère turbulent et pleinement développé de la couche limite incidente. Nous observons un décalage vers le bas des profils de vitesse mesurés juste en aval de la cavité par rapport au profil de l'écoulement non perturbé. Pour ces positions, le frottement pariétal est plus élevé que celui mesuré en amont de la cavité.

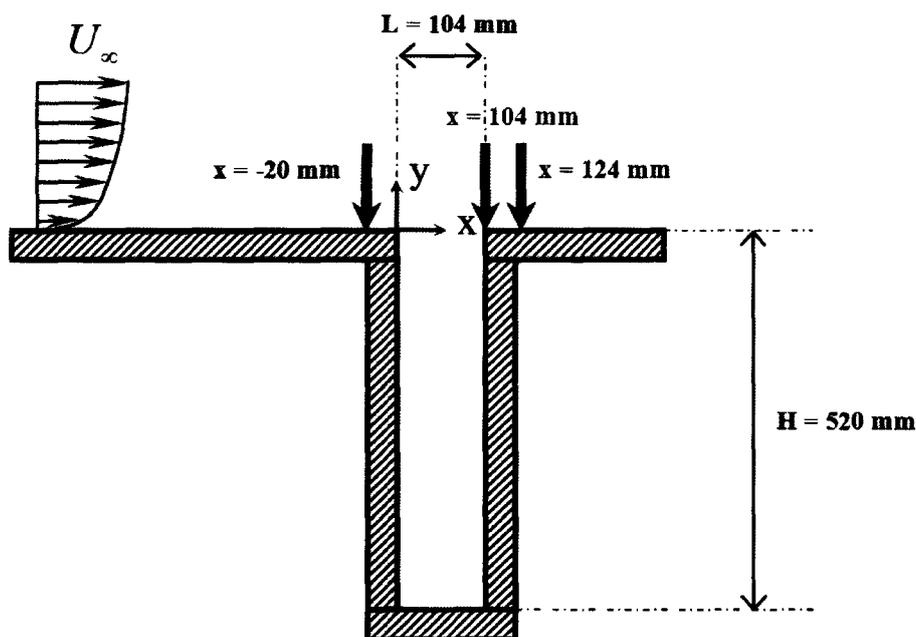


Figure 4.3 – Stations des mesures de fil-chaud simple

#### 4.4.1.2 Intensité de turbulence longitudinale

La figure 4.5 présente les profils de l'intensité de turbulence longitudinale pour les mêmes positions de mesures que celle des profils de vitesse.

On remarque que les intensités de turbulences sont très sensibles à la présence de la cavité. On constate une augmentation de ces intensités pour les deux positions de mesure juste en aval de la cavité. Le profil de l'intensité de turbulence  $u'_{rms}$ , obtenu au niveau du bord de fuite de la cavité ( $x = 104 \text{ mm}$ ), montre un pic d'une importante intensité décalé vers la paroi, par rapport au pic du profil non-perturbé. Pour  $x = 124 \text{ mm}$ , le pic dans le profil est légèrement décalé vers la paroi par rapport au pic du profil non-perturbé. Au niveau du bord de fuite, on relève une augmentation de 30% du pic comparé à celui du profil non perturbé. L'augmentation du pic est moins significative pour la position en

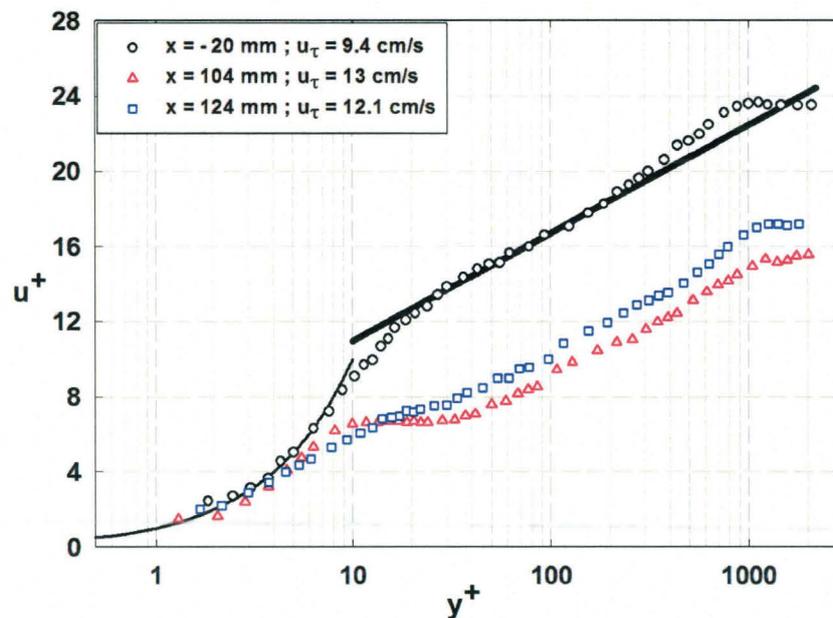


Figure 4.4 – Influence de la cavité sur la vitesse moyenne longitudinale

aval du bord de fuite (11% pour  $x = 124 \text{ mm}$ ). Pour  $y/\delta_0 < 0.1$ , les valeurs de  $u'_{rms}$  pour les deux positions juste en aval de la cavité sont supérieures à celles de l'écoulement non perturbé.

Les profils de l'intensité de turbulence obtenus en aval de la cavité présentent un plateau pour  $0.015 < y/\delta_0 < 0.04$  (figure 4.5). Pour les mêmes distances à la paroi, le profil de la vitesse moyenne longitudinale présente aussi un plateau pour les deux positions étudiées. La présence de ces plateaux est lié au comportement de l'écoulement dans la zone de mélange (la couche de cisaillement) de la cavité. Pour étudier cet écoulement, nous avons effectué des mesures de champs moyens de vitesse par PIV (§ 4.4.3).

#### 4.4.1.3 Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement

Les distributions des coefficients de dissymétrie  $S_{u'}$  et d'aplatissement  $F_{u'}$  sont montrées sur les figures 4.6 et 4.7. Les profils non-perturbés ( $x = -20 \text{ mm}$ ) correspondent à ceux d'une couche limite complètement établie, avec une légère décroissance de  $S_{u'}$  et  $F_{u'}$  à l'endroit où le profil de  $u'_{rms}/U_0$  présentait un pic.

Juste en aval de la cavité ( $x = 104$  et  $124 \text{ mm}$ ) :

- Pour  $40 < y^+ < 160$  :  $S_{u'}$  est négatif, avec une valeur absolue relativement élevée.
- Pour  $60 < y^+ < 200$ ,  $F_{u'}$  est supérieur à celui du profil non-perturbé ( $F_{u'} > 3$ ).

Un changement de la nature des structures turbulentes près de la paroi, similaire à celui

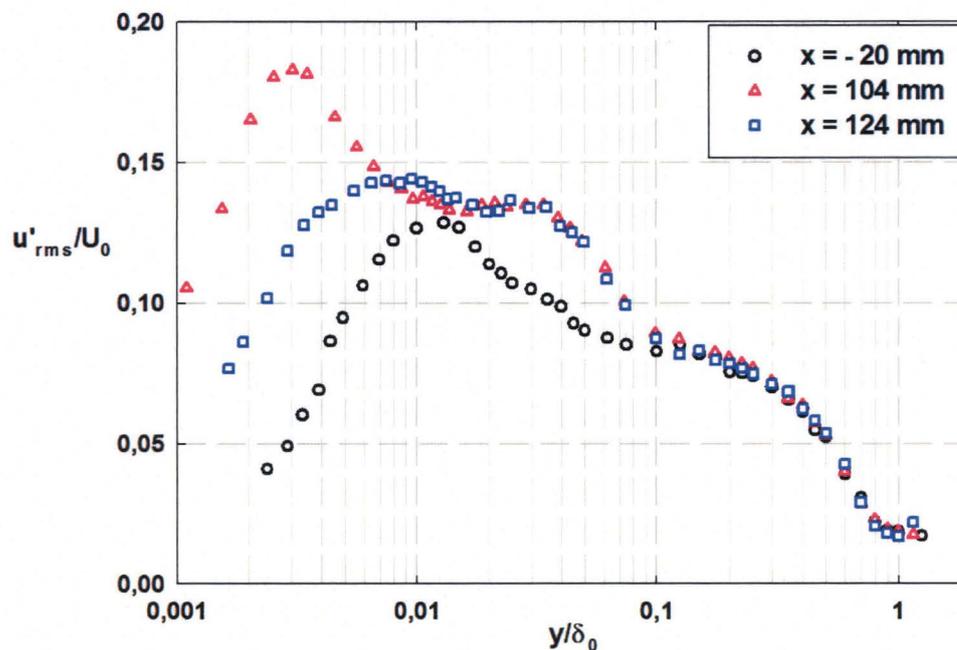


Figure 4.5 – Influence de la cavité sur l'intensité de turbulence longitudinale

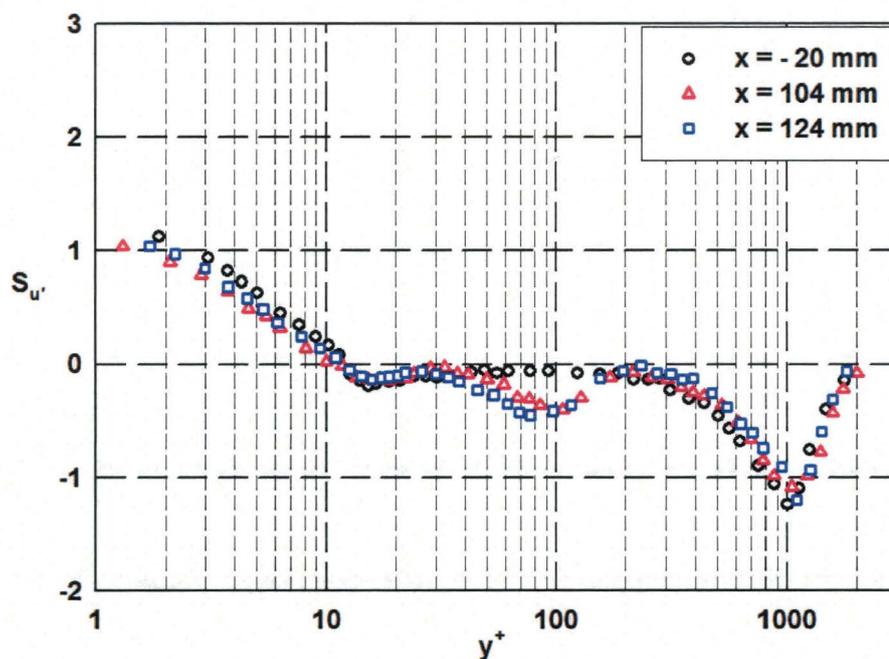


Figure 4.6 – Influence de la cavité sur le coefficient de dissymétrie

observé dans le canal hydraulique, pourrait expliquer les perturbations observées dans les profils du coefficient de dissymétrie et du facteur d'aplatissement. L'éjection de structures

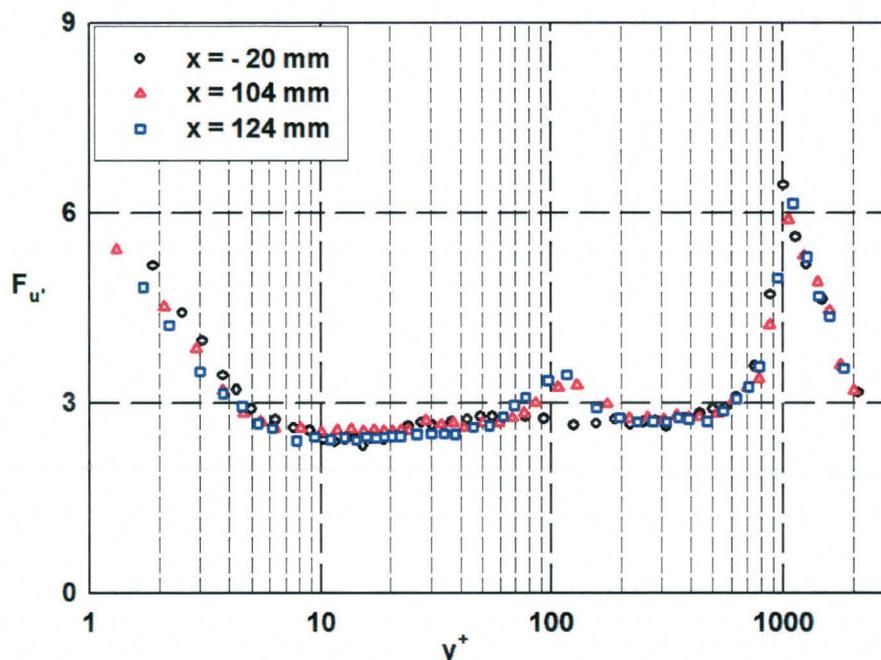


Figure 4.7 – Influence de la cavité sur le facteur d'aplatissement

en provenance de la cavité au niveau de la partie proche du bord de fuite serait le phénomène physique expliquant les variations de  $S_{u'}$  et  $F_{u'}$ .

A partir des remarques faites plus haut, et afin de mieux comprendre l'influence de la cavité sur les moments statistiques de la couche limite, nous avons effectué des mesures de PIV dans la couche de cisaillement. Ces mesures mettent en évidence la présence d'éjections de fluide de faible quantité de mouvement provenant de la cavité.

#### 4.4.2 Champs instantanés de vitesse pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$

Des champs instantanés de vitesse sont obtenus à partir des mesures de PIV réalisés autour de la couche de cisaillement pour  $L/H = 0.2$  et une vitesse extérieure de  $2 \text{ m/s}$ . Le critère  $Q$  est utilisé pour la mise en évidence des structures tourbillonnaires dans l'écoulement.

Les figures 4.8 à 4.11 montrent différents événements dont des éjections proches du coin aval de la cavité. Un comportement similaire des structures tourbillonnaires à l'approche du bord aval de la cavité a été trouvé par Rockwell [96]. Ces résultats ont été rappelés dans le chapitre bibliographique. Le phénomène présent près du coin aval de la cavité est mieux

illustré en agrandissant la zone concernée (figures 4.8(b) à 4.11(b)).

- Une structure tourbillonnaire (S1) (figure 4.8) vient s'écraser contre le coin aval de la cavité en subissant un fort cisaillement et un éclatement en deux parties : l'une est injectée dans la cavité le long de la paroi aval et l'autre est éjectée en aval de la cavité.
- Une structure tourbillonnaire (S2) (figure 4.9) se dirige vers l'intérieur de la cavité juste en amont de la paroi aval. Cette structure n'interagit pas avec le coin aval.
- L'éjection d'une structure tourbillonnaire (S32) se produit (figure 4.10) en amont du bord de fuite. Notons la présence dans la couche de cisaillement d'une seconde structure tourbillonnaire (S31).
- Dans la partie aval de la couche de cisaillement (figure 4.11), une structure tourbillonnaire (S4) se scinde en deux structures : l'une passe au-dessus du coin aval et l'autre est injectée le long de la paroi aval vers l'intérieur de la cavité.

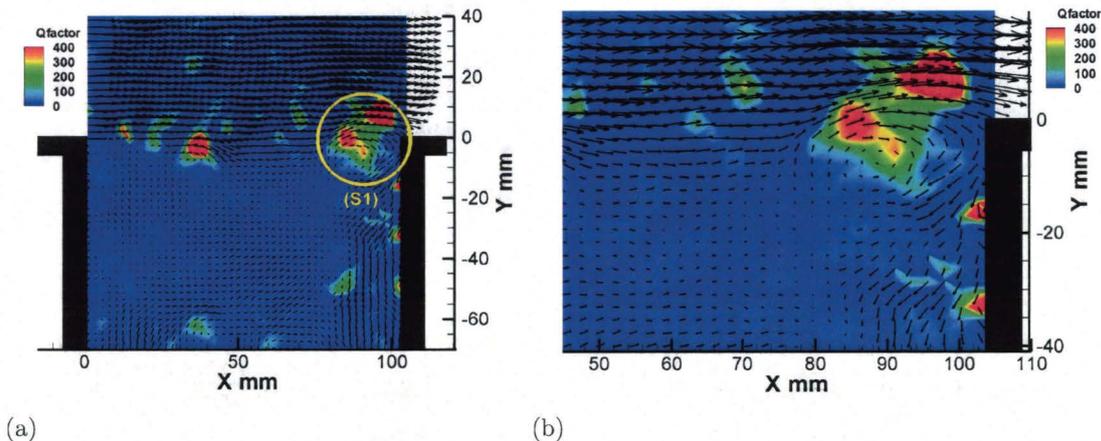


Figure 4.8 – Impact d'une structure tourbillonnaire sur le bord aval de la cavité

Les éjections qui se produisent au niveau du coin aval de la cavité résultent de l'interaction entre des paquets de fluide, de faible quantité de mouvement provenant de l'intérieur de la cavité et des structures tourbillonnaires évoluant dans la couche de cisaillement. Ceci s'accompagne d'une décélération de l'écoulement incident et se traduit par des valeurs négatives élevées du coefficient de dissymétrie (figure 4.6). Les valeurs élevées du coefficient d'aplatissement (figure 4.7) sont liées à un phénomène d'intermittence plus important. Ces résultats sont analogues à ceux observés dans le cas de la cavité profonde en canal hydraulique.

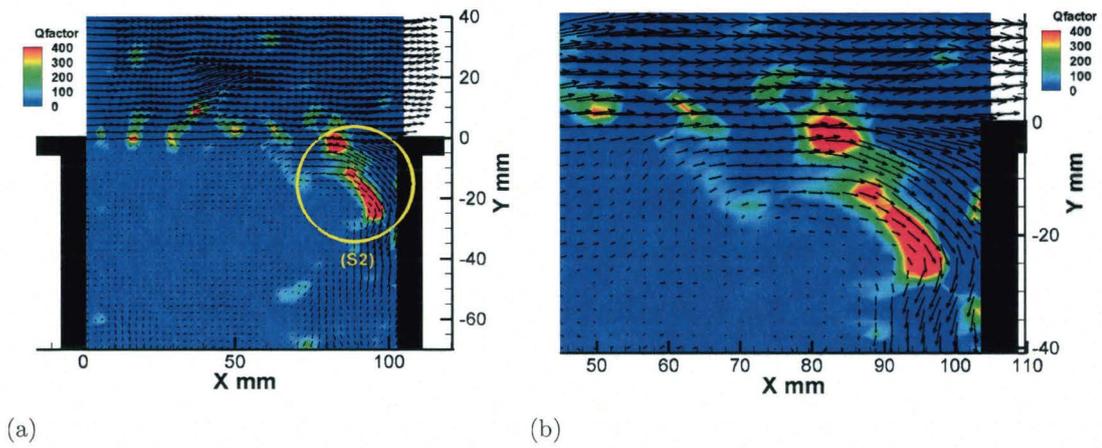


Figure 4.9 – Injection d'une structure tourbillonnaire vers l'intérieur de la cavité

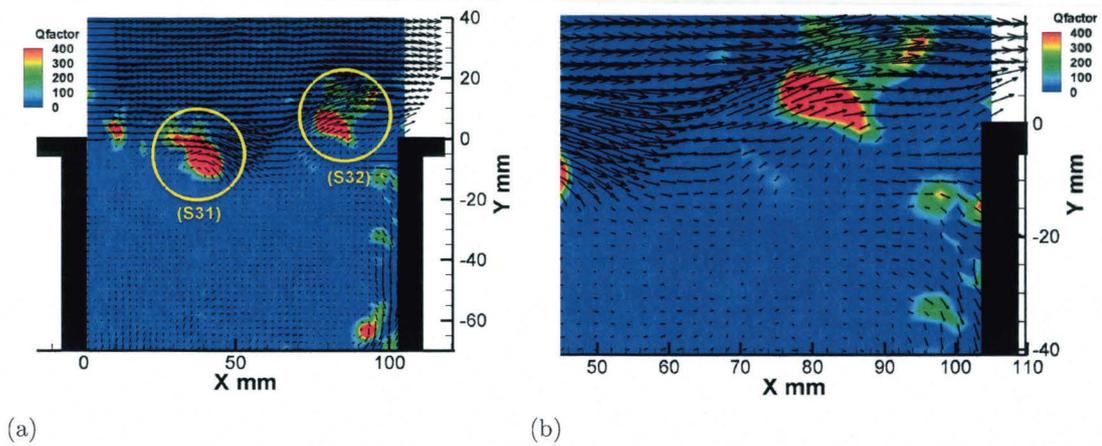


Figure 4.10 – Ejection d'une structure tourbillonnaire juste en amont du bord aval de la cavité

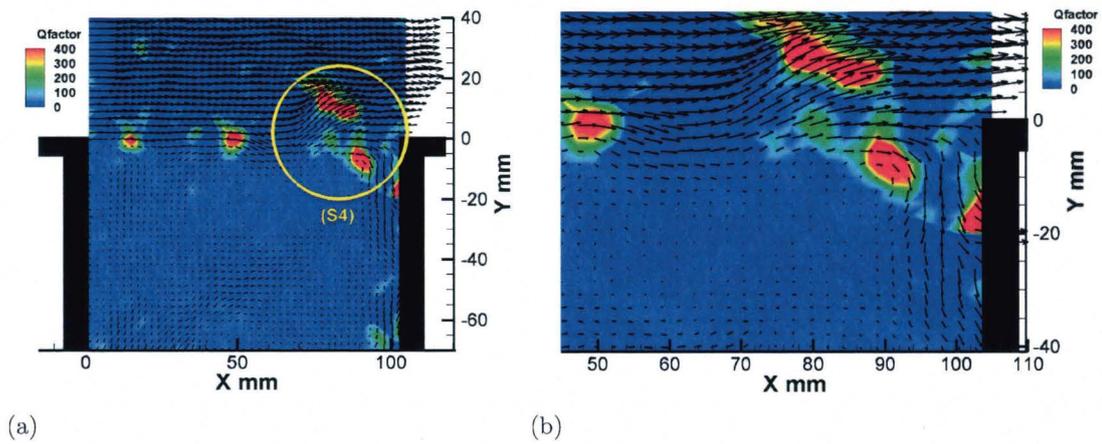


Figure 4.11 – Eclatement d'une structure tourbillonnaire à l'approche du bord aval de la cavité

### 4.4.3 Champs moyens de vitesse pour $U_0 = 2 \text{ m/s}$

Afin d'étudier l'évolution de l'écoulement moyen dans la couche de cisaillement, nous avons effectué des mesures de PIV au niveau de l'ouverture de la cavité pour  $L/H = 0.2$  pour une vitesse extérieure  $U_0 = 2 \text{ m/s}$ .

500 couples d'images ont été acquis avec une fréquence laser de  $15 \text{ Hz}$ , sans référence de phase. Le premier trigger (déclenchement simultané du premier pulse laser et de la caméra) a été choisi d'une façon arbitraire. Une moyenne sur l'ensemble des champs instantanés a été effectuée pour la vitesse, les intensités de turbulence longitudinale et verticale et la vorticité.

Nous avons représenté sur différents champs moyens, sous forme de vecteurs, des profils à différentes positions le long de la couche de cisaillement. Les vecteurs représentent la valeur algébrique de la grandeur étudiée.

#### ***Evolution de la vitesse moyenne longitudinale le long de la couche de cisaillement.***

Les lignes de courant au niveau de la couche de cisaillement sont presque horizontales (figure 4.12). Ceci est dû à de faibles variations de pression dans cette zone de l'écoulement. Ces variations de pression sont le résultat de l'aspect tourbillonnaire de l'écoulement à l'intérieur de la cavité. Ainsi pour la vitesse étudiée, nous pouvons distinguer sur la figure 4.12 un grand tourbillon occupant toute la largeur de la cavité et qui se développe à l'intérieur de celle-ci.

Des profils de la vitesse moyenne longitudinale le long de la couche de cisaillement sont illustrés sur la figure 4.13 pour  $U_0 = 2 \text{ m/s}$ . Ces profils, extraits du champ moyen de vitesse, changent d'un profil d'une couche limite à celui de couche de cisaillement (figure 4.13(a)).

A partir du bord d'attaque, la couche de cisaillement s'épaissit en progressant vers le bord de fuite de la cavité (figure 4.13(b)). L'épaississement de la couche de cisaillement est lié à la formation de structures tourbillonnaires qui s'élargissent en évoluant vers le bord de fuite.

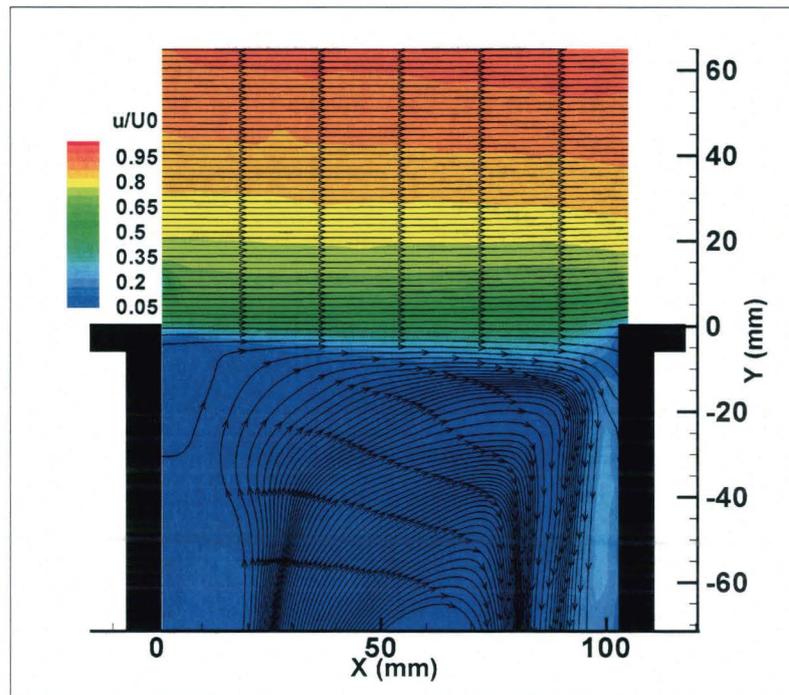


Figure 4.12 – Champs de la vitesse moyenne adimensionnée et lignes de courant de l'écoulement autour de l'ouverture de la cavité pour  $U_0 = 2 \text{ m/s}$

#### *Champs de la vorticité moyenne*

Les champs de vorticité sont représentés sur la figure 4.14. Un niveau élevé de vorticité est généré juste en aval du bord d'attaque suite à la séparation de la couche limite incidente. Une vorticité positive existe à l'intérieur de la cavité de part et d'autre de la grande recirculation (près des parois amont et aval).

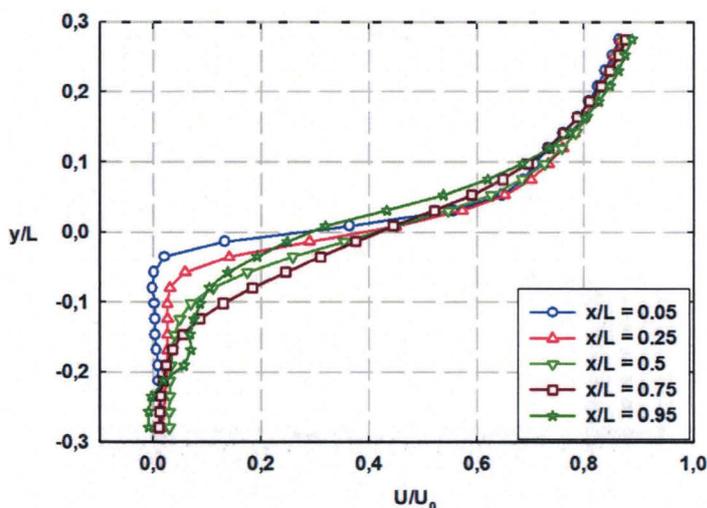
Un comportement similaire de l'écoulement dans la couche de cisaillement a été trouvé par Lin et Rockwell [70] pour une cavité peu profonde ( $L/H = 2$ ) ainsi que par Ukeiley et Murray [132] pour une cavité carrée ( $L/H = 1$ ).

#### *Fluctuations longitudinales et verticales de la vitesse autour de l'ouverture de la cavité*

Les figures 4.15 et 4.16 montrent les champs moyens des intensités de turbulence longitudinale ( $u'_{rms}$ ) et verticale ( $v'_{rms}$ ).

Les niveaux de fluctuation de la vitesse longitudinale augmentent à mesure que l'on s'approche du bord aval de la cavité (figure 4.15). Le rms de la composante verticale est particulièrement élevé au voisinage de la paroi aval de la cavité (figure 4.16).

Les intensités de turbulence longitudinale et verticale fournissent d'importantes infor-



(a)

(b)

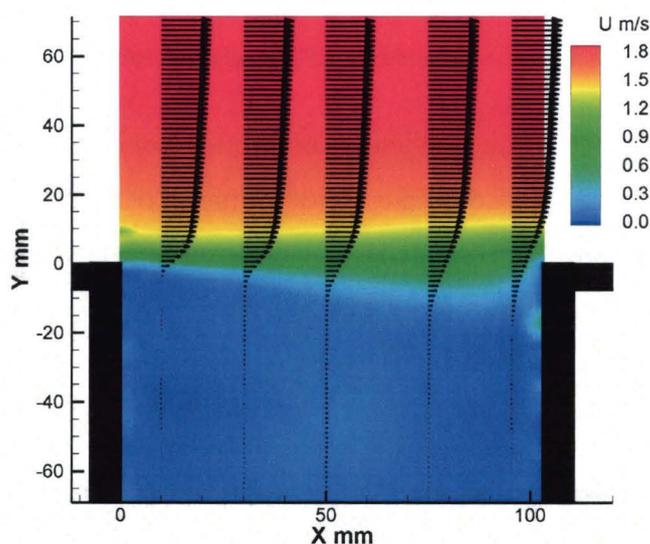


Figure 4.13 – Evolution des profils de la vitesse moyenne longitudinale le long de la couche de cisaillement pour  $L/H = 0.2$  et pour  $U_0 = 2 \text{ m/s}$

mations sur l'évolution des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement. La présence de ces structures a été mise en évidence sur les champs instantanés de vitesse (figures 4.8 à 4.11). Lorsque les intensités de turbulences sont élevées en valeur absolue, de l'énergie est alors extraite des grosses structures tourbillonnaires.

L'épaississement de la zone de fluctuations élevées de la composante de vitesse longitudinale est dû à l'augmentation de la taille des structures lorsqu'elles sont advectées du bord amont vers le bord aval de la cavité. D'importantes fluctuations verticales sont observées

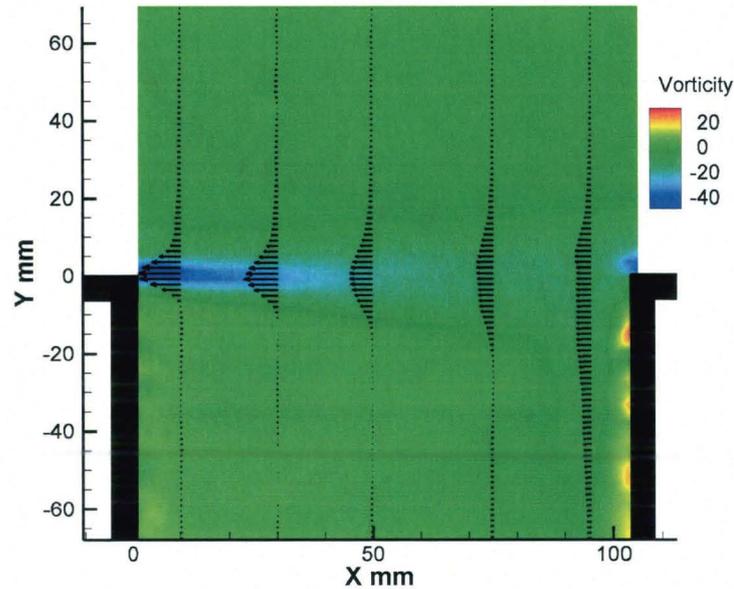


Figure 4.14 – Champs de la vorticité autour de l'ouverture de la cavité pour  $U_0 = 2 \text{ m/s}$

dans la partie aval de la couche de cisaillement ainsi que le long de la paroi aval de la cavité (figures 4.16). Ce résultat est la conséquence de la présence d'un important cisaillement au niveau de la paroi aval et de l'existence d'événements intermittents de type éjections mises en évidence ci-dessus (figures 4.8 à 4.11). Ukeiley et Murray [132] expliquent les importantes fluctuations de vitesse le long de la paroi aval par la présence d'une grande zone de recirculation dans toute la cavité.

## 4.5 Evolution des structures cohérentes dans la couche de cisaillement en mode oscillatoire

### 4.5.1 Champs instantanés de vitesse pour $U_0 = 43 \text{ m/s}$

Pour  $L/H = 0.2$ , la vitesse extérieure de  $43 \text{ m/s}$  a été choisie car elle correspond à l'existence d'un couplage aéro-acoustique entre les oscillations hydrodynamiques de la couche de cisaillement et le mode acoustique de l'installation. Les oscillations correspondent au premier mode de Rossiter. Forestier et al. [42] montrent que le nombre de tourbillons dans la couche de cisaillement dépend de l'ordre du mode oscillatoire. Gharib et Roshko [43]

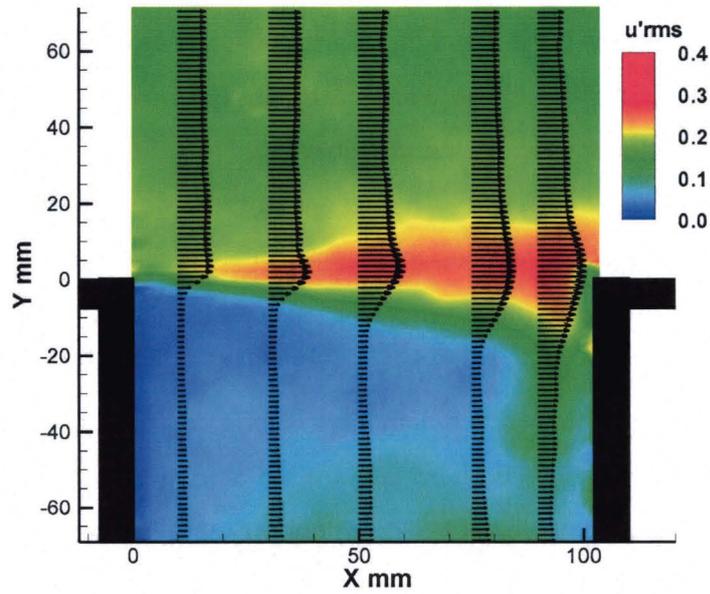


Figure 4.15 – Champs d'intensité de turbulence longitudinale autour de l'ouverture de la cavité

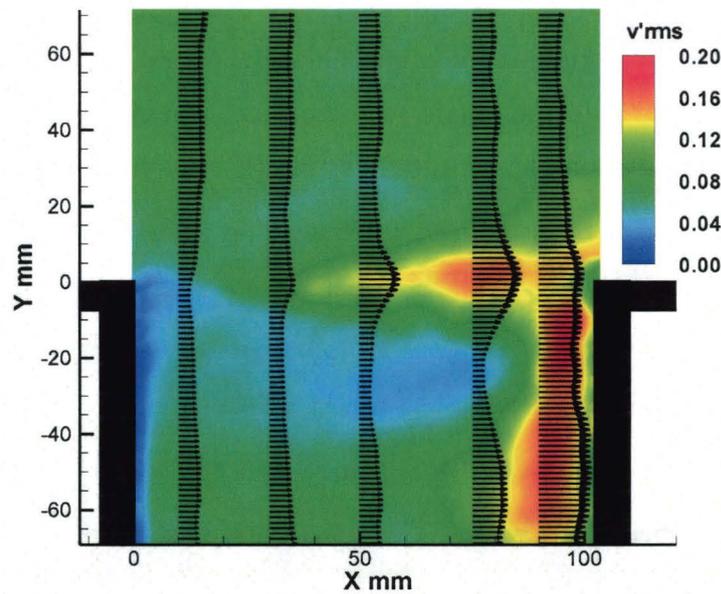


Figure 4.16 – Champs d'intensité de turbulence verticale autour de l'ouverture de la cavité

ont montré l'existence de deux structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement d'une cavité présentant un mode 2 d'oscillation. Pour un mode 3 d'oscillation, ces auteurs ont mis en évidence trois structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement. Une

seule structure tourbillonnaire devrait donc évoluer dans la couche de cisaillement dans le cas présent.

La présence de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement est mise en évidence par l'utilisation du "critère  $Q$ " obtenu à partir des champs de vitesse bidimensionnels (composantes horizontales et verticales de la vitesse).

Les figures 4.17 à 4.23 montrent les champs instantanés de vorticités et ceux du critère  $Q$  associés. Les vecteurs vitesses sont aussi indiqués sur toutes les figures. Dans les zones de forte rotation, la vorticités ainsi que le critère  $Q$  fournissent des renseignements similaires. Cependant, l'analyse à l'aide du critère  $Q$  est plus pertinente que celle de la vorticités pour la mise en évidence des structures tourbillonnaires le long de la couche de cisaillement. Ceci est lié d'une part à la couche de cisaillement qui tend à écraser les iso-vorticités et d'autre part à la soustraction du terme de déformation lors du calcul du critère  $Q$ .

Les figures 4.17 à 4.23 représentent sept phases successives d'un cycle d'oscillation de la couche de cisaillement. Le temps séparant deux phases successives est d'une milliseconde. La principale information que l'on observe dans ces figures est la présence d'une structure tourbillonnaire (S), se déplaçant du bord d'attaque vers le bord de fuite de la cavité le long de la couche de cisaillement.

1. Phase 1 (figure 4.17) : une structure tourbillonnaire (S) est formée par un enroulement de la couche limite incidente suite à son décollement au niveau du bord d'attaque de la cavité. On observe un phénomène d'éjection (E) près du coin aval de la cavité.
2. Phase 2 (figure 4.18) : (S) est mieux définie et le phénomène d'éjection est encore présent.
3. Phase 3 (figure 4.19) : (S) devient plus volumineuse. Aucune éjection n'est décelée autour du coin aval de la cavité.
4. Phase 4 (figure 4.20) : la taille de (S) a encore augmenté, elle est localisée à équidistance entre le bord d'attaque et le bord de fuite de la cavité.
5. Phase 5 (figure 4.21) : (S) occupe la majeure partie de la couche de cisaillement, face au bord aval de la cavité.
6. Phase 6 (figure 4.22) : dans la partie aval de la couche de cisaillement (S) est orientée en direction du bord de fuite ; elle est majoritairement située à l'intérieur de la cavité.
7. Phase 7 (figure 4.23) : (S) est presque entièrement localisée à l'intérieur de la cavité juste en amont du coin aval. Une faible éjection est observée au-dessus du bord de

fuite de la cavité.

La transition entre la phase 7 et la phase 1 correspond à une distorsion du vortex dans la direction verticale au niveau du coin aval de la cavité.

Dans toutes ces phases une zone de recirculation est localisée dans la partie supérieure de la cavité, ainsi qu'un échange entre cette zone de recirculation et la structure (S). De plus, des petites structures sont présentes le long de la paroi aval de la cavité.

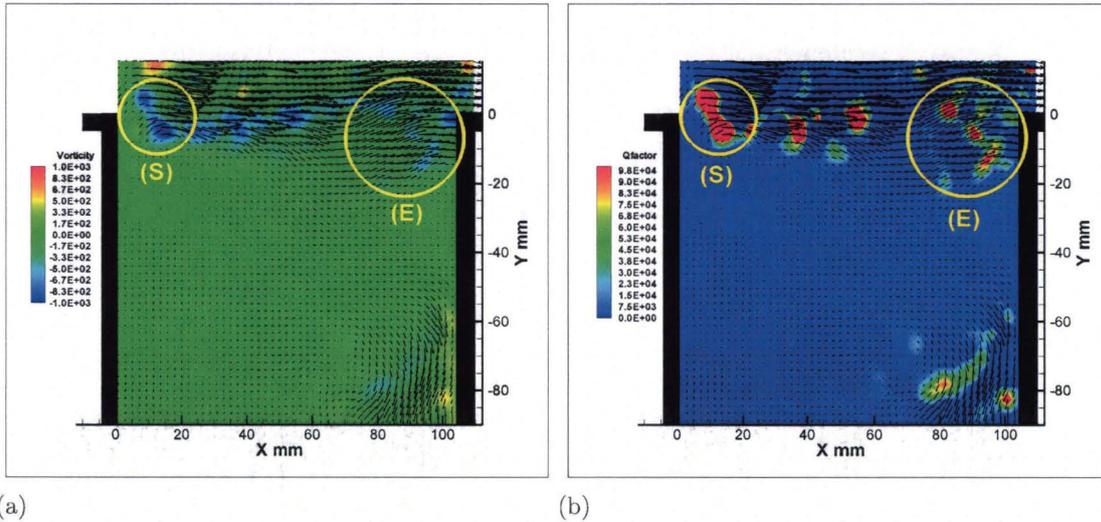


Figure 4.17 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 1 du cycle d'oscillation hydrodynamique

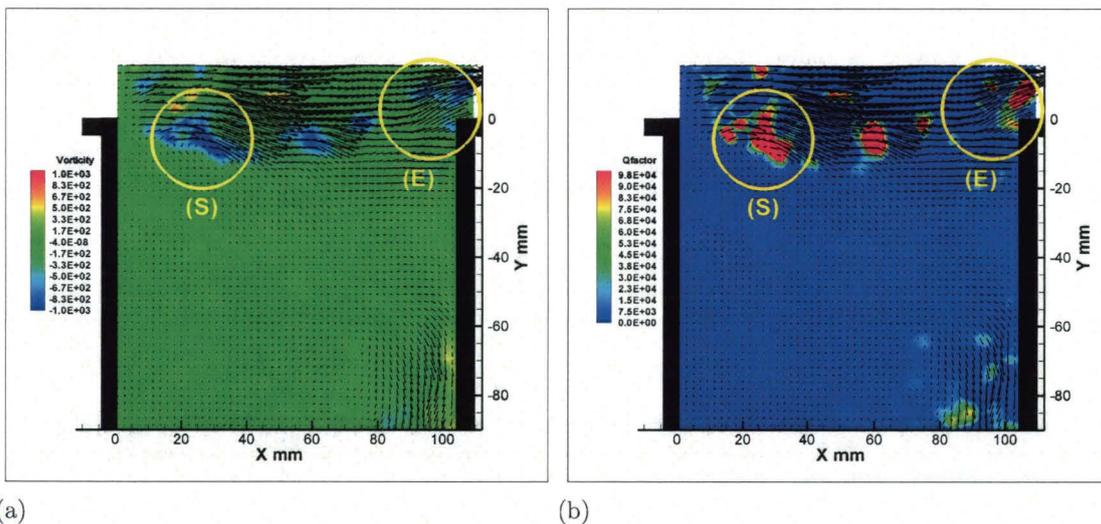


Figure 4.18 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 2 du cycle d'oscillation hydrodynamique

On relève deux caractéristiques différentes entre la couche de cisaillement d'un écoulement oscillatoire ( $U_0 = 43 \text{ m/s}$ ) et celle d'un écoulement sans oscillation ( $U_0 = 2 \text{ m/s}$ ) :

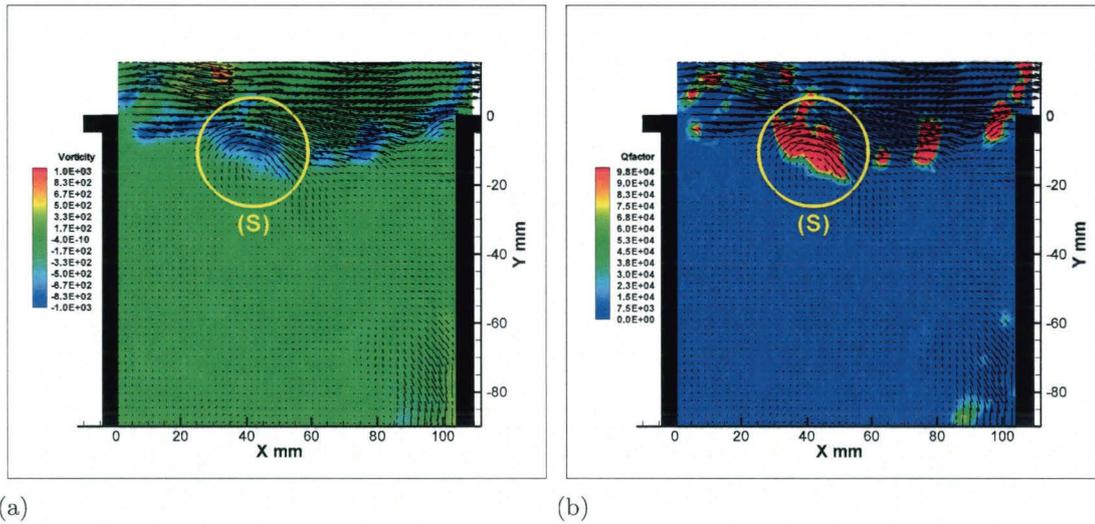


Figure 4.19 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 3 du cycle d'oscillation hydrodynamique

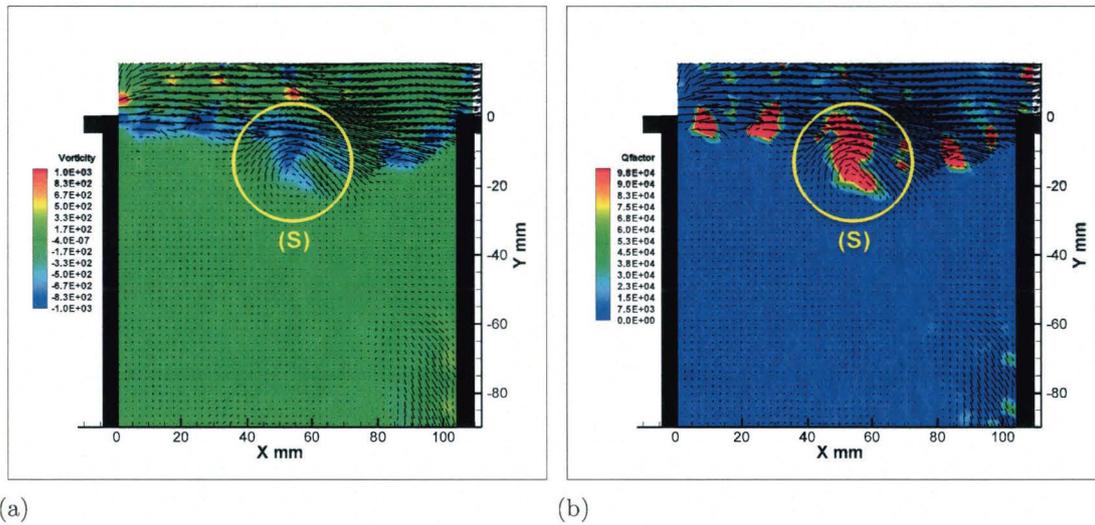


Figure 4.20 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 4 du cycle d'oscillation hydrodynamique

- Pour l'écoulement oscillatoire, une seule structure tourbillonnaire de grande dimension est advectée du bord d'attaque vers le bord de fuite de la cavité. Alors que deux structures tourbillonnaires peuvent coexister dans la couche de cisaillement de l'écoulement non oscillatoire (figure 4.10).
- Un cycle bien défini caractérise la dynamique de la structure tourbillonnaire dans la couche de cisaillement de l'écoulement oscillatoire. (S) se trouve à une position bien définie près du coin aval avant le début du phénomène d'éjection. La dynamique de l'écoulement est plus complexe en l'absence d'oscillations. Par exemple, différents phénomènes dont des éjections près du bord de fuite de la cavité sont observés (fi-

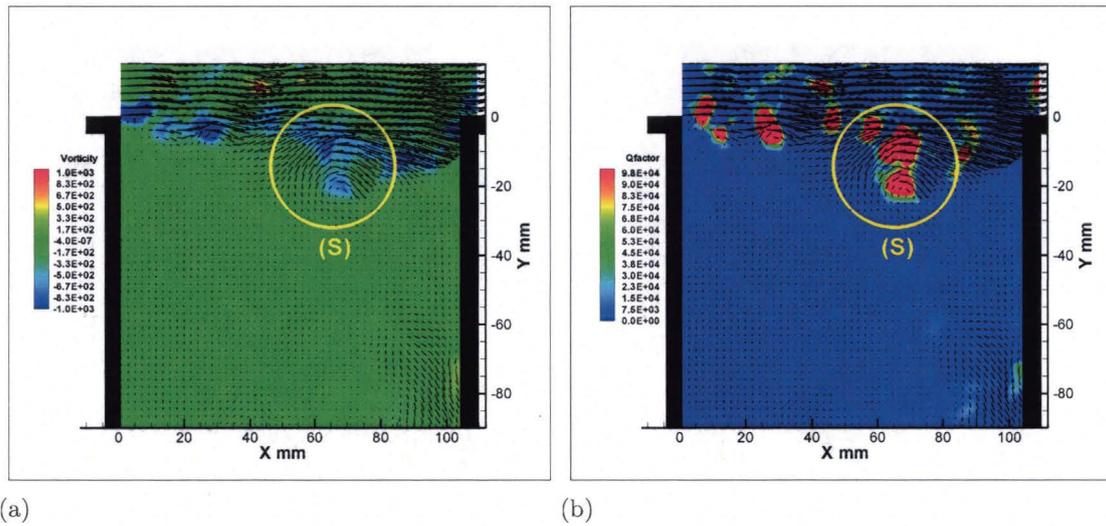


Figure 4.21 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 5 du cycle d'oscillation hydrodynamique

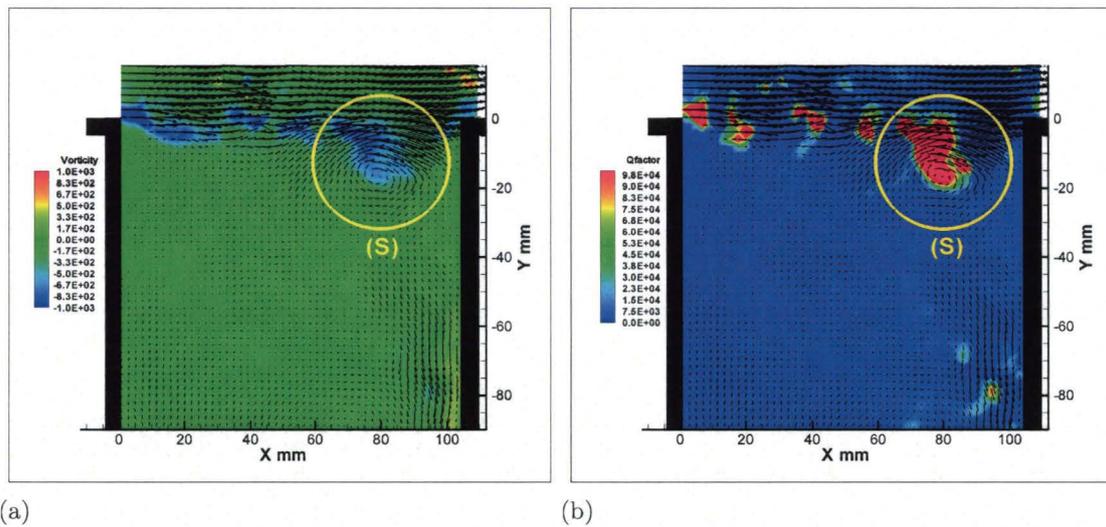


Figure 4.22 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 6 du cycle d'oscillation hydrodynamique

gures 4.8 à 4.11).

#### 4.5.2 Advection des structures cohérentes dans la couche de cisaillement

Les structures ou les ondes d'instabilité présentes dans la couche de cisaillement de la cavité sont advectées à partir du bord d'attaque jusqu'à leur impact sur le bord de fuite avec une vitesse d'advection  $u_c$ . Le rapport  $u_c/U_0$  de la formule de Rossiter a souvent

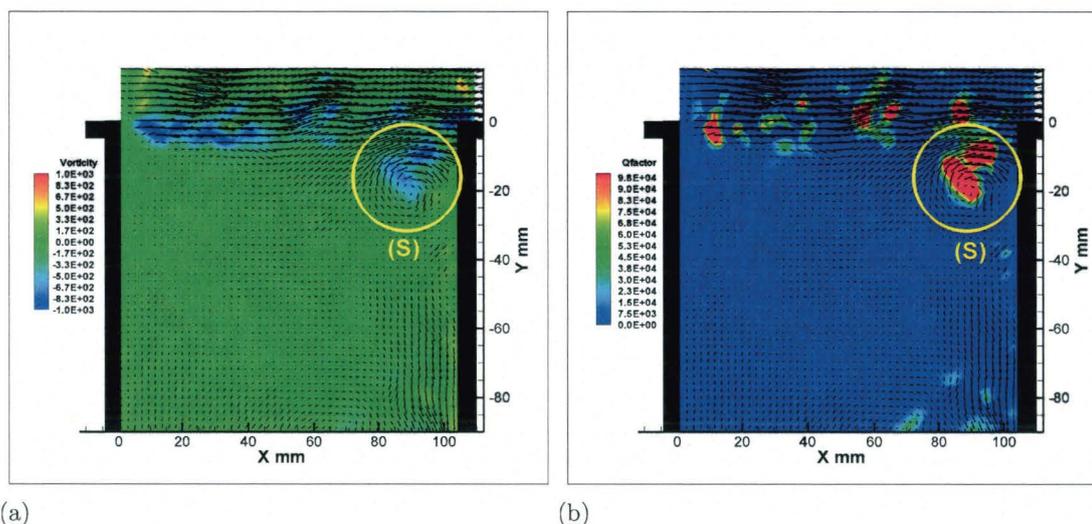


Figure 4.23 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q pour la phase 7 du cycle d'oscillation hydrodynamique

été considéré par les auteurs comme une constante le long de la couche de cisaillement (Kegerise et Spine [62], Hirahara et al. [49]). Nos résultats prouvent que cette vitesse d'advection dépend de la position des structures dans la couche de cisaillement.

Des inter-corrélations spatio-temporelles ont été obtenues grâce à deux fils chauds simples placés dans la couche de cisaillement à  $y = 0$ .

Un réglage précis de la distance entre les deux sondes est effectué par vis micrométrique. Le support est fixé sur un système de déplacement permettant le déplacement longitudinal (selon  $x$ ) de l'ensemble des deux fils chauds. Pour chaque série de mesures, une grille contrôle le système de déplacement et les mesures aux différents points choisis le long de la couche de cisaillement sont ainsi réalisées. Nous avons décalé les deux sondes d'environ  $1\text{ mm}$  dans la direction transversale pour réduire l'effet du sillage longitudinal de la première sonde sur la seconde. Les signaux ont été filtrés (fréquence de coupure de  $3\text{ kHz}$ ) et amplifiés pour couvrir la majeure partie de la dynamique de la carte A/N ( $\pm 10\text{ V}$ ).

L'autre paramètre empirique de la formule de Rossiter est  $\alpha$ . Ce paramètre, représentant le décalage temporel entre l'impact d'une structure sur le bord de fuite et l'émission d'une onde acoustique, a souvent été adapté pour que les résultats expérimentaux correspondent bien à ceux obtenus en utilisant la formule de Rossiter. La valeur de  $\alpha$  dans la formule de Rossiter est souvent considérée égale à  $0.25$  (valeur proposée par Rossiter). Cependant, pour des nombres de Mach faibles, l'écoulement est principalement incompressible, et la génération de l'onde acoustique au niveau du coin aval de la cavité est instantanée, alors que

pour des nombres de Mach plus élevés, un décalage temporel existe (Rowley et al. [103]).

Pour différentes stations de mesure le long de la couche de cisaillement, les deux sondes ont été positionnées au milieu de la couche de cisaillement dans la direction verticale ( $y = 0$ ). Ce choix se justifie par l'advection des structures dans la direction longitudinale le long de la couche de cisaillement. Ces structures seront donc détectées par la première puis par la deuxième sonde.

Malgré une possible influence sur la trajectoire des structures par d'éventuelles ondes acoustiques, Gloerfelt et al. [44] ont confirmé que la trajectoire des structures tourbillonnaires est rectiligne le long de la couche de cisaillement. Par ailleurs, Rowley et al. [103] observent que l'interaction entre l'écoulement à l'intérieur de la cavité et celui de la couche de cisaillement est relativement faible.

Nous avons réalisé des mesures préliminaires qui ont permis de choisir un espacement fixe entre les fils chauds. Nous obtenons ainsi une distribution similaire (figure 4.25) de la vitesse d'advection pour des espacements de 5, 8, et 11 *mm*. Nous avons donc choisi l'espacement fixe  $x = 8$  *mm* pour toutes les mesures d'inter-corrélation.

Initialement, des inter-corrélations spatio-temporelles de vitesse sont obtenues pour différents espacements entre les deux fils chauds simples. Un exemple de ces corrélations est illustré sur la figure 4.24. Les courbes dans cette figure présentent des pics qui traduisent une forte dépendance entre les deux signaux de vitesse acquis simultanément. Ces pics sont obtenus avec un décalage temporel ( $T^+$ ) qui varie en fonction de l'espacement entre les deux sondes utilisées. Le décalage temporel signifie que les deux points de mesure reçoivent la même information avec un décalage dans le temps. Il s'agit de l'intervalle de temps mis par une structure pour qu'elle soit détectée par la seconde sonde, après sa détection par la première. Si on s'intéresse uniquement aux pics et aux décalages temporels, nous obtiendrons la vitesse d'advection des structures dans la couche de cisaillement.

Les figures 4.26 et 4.27 montrent les variations de la vitesse d'advection, normalisée par la vitesse extérieure, en fonction de  $x/L$  avec  $x$  la position longitudinale de la structure dans la couche de cisaillement.

Pour les deux configurations, on remarque que le détachement de la couche limite turbulente au niveau du bord d'attaque est suivi par une accélération des structures dans la couche de cisaillement. Cette accélération est plus importante quand la vitesse extérieure est plus élevée. Ensuite, l'accélération des structures devient moins importante, puis quasi-

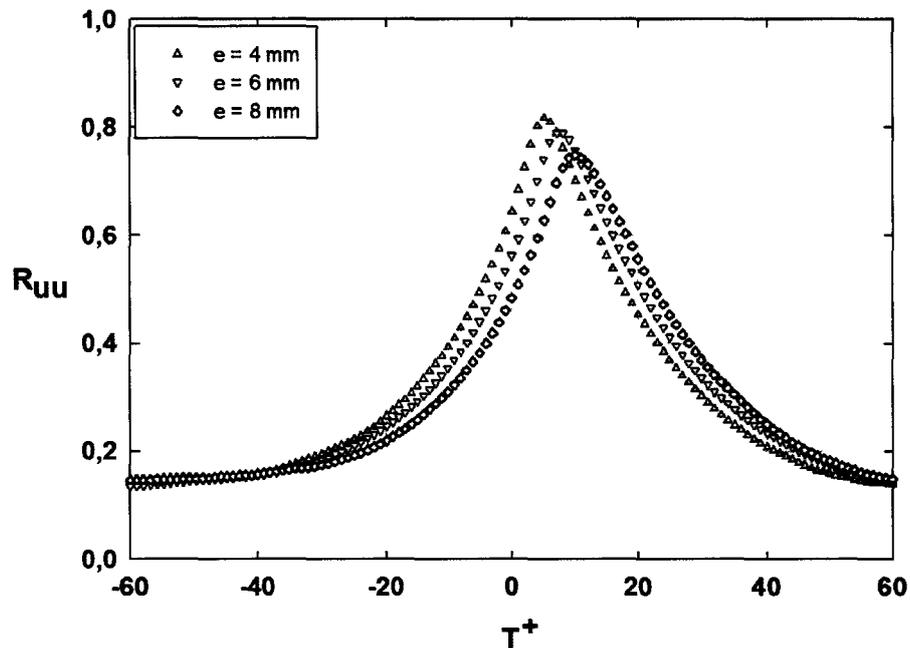


Figure 4.24 – Intercorrélations spatio-temporelles de vitesse avec espacement longitudinal nulle avant que la structure ne décélère en se rapprochant du bord de fuite de la cavité. Nous pouvons donc distinguer 4 zones caractéristiques pour la vitesse d'advection des structures dans la couche de cisaillement :

- Zone 1 : l'accélération des structures cohérentes est constante et elle est plus importante quand la vitesse extérieure augmente.
- Zone 2 : l'accélération des structures est moins importante que pour la zone 1.
- Zone 3 : la vitesse d'advection est quasi-constante. Cette zone est caractérisée par un plateau au niveau des profils de la vitesse d'advection. Ce plateau devient plus large lorsque la vitesse extérieure est plus élevée. Il en est de même pour la configuration  $L/H = 0.41$  par rapport à  $L/H = 0.2$  pour une vitesse extérieure donnée.
- Zone 4 : les structures décélèrent et la vitesse d'advection diminue.

L'accélération des structures dans la couche de cisaillement serait liée au "mécanisme d'interaction collective" décrit par Ho et Huang [50]. Au niveau du bord d'attaque de la cavité, la couche de cisaillement est caractérisée par une faible épaisseur de la vorticit e et par la pr esence de petites et nombreuses structures tourbillonnaires. Au d ebut du cycle d'oscillation de la couche de cisaillement, ces tourbillons sont entra ın es en formant une zone de m elange qui provoque leur rotation sur eux-m emes, cr eant un tourbillon de grande

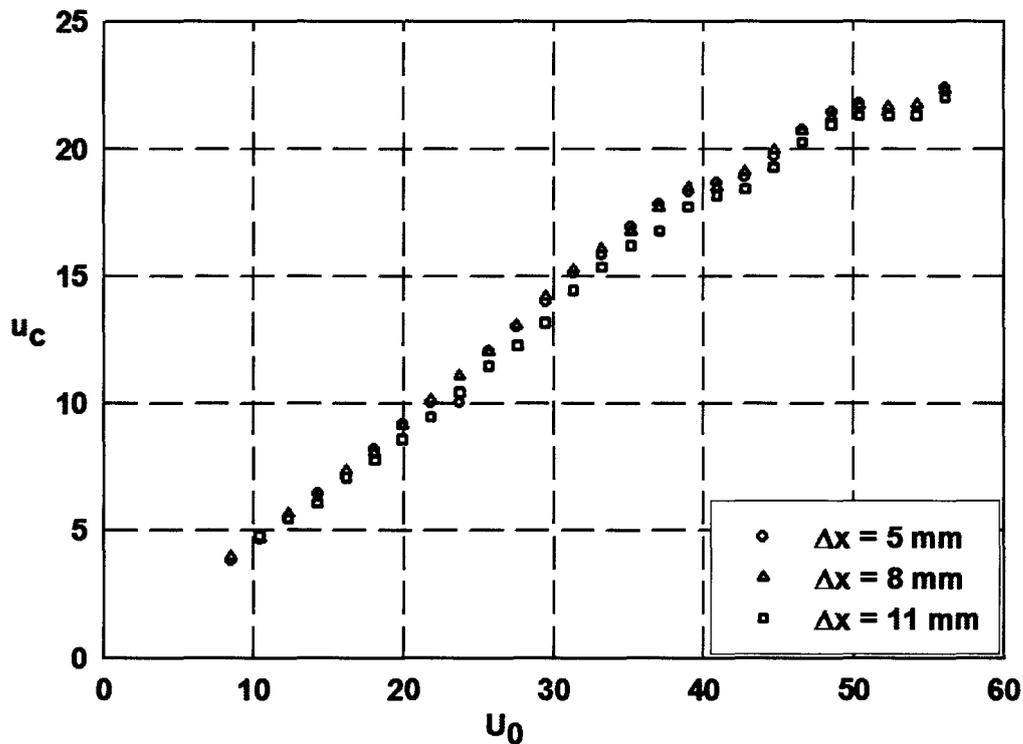


Figure 4.25 – Vitesse d'advection des structures cohérentes pour différents espacements entre les sondes

échelle (Ho and Nosseir [51]). Après cette phase d'accélération, le tourbillon ainsi formé aura une vitesse d'advection constante (zone 3 sur les figures 4.26 et 4.27) avant qu'il décélère en s'approchant du bord de fuite de la cavité.

Les figures 4.26 et 4.27 montrent une différence entre les modes oscillatoire et non oscillatoire. Ainsi pour  $L/H = 0.2$  l'accélération des structures en l'absence d'oscillations de cavité ( $U_0 = 18$  et  $27.5$  m/s) est plus faible qu'en présence de ces oscillations dans la zone 1.

Une distribution similaire de la vitesse d'advection des structures dans la couche de cisaillement a été trouvée expérimentalement par Forestier et al [42] et numériquement par Larchevêque et al. [68]. Ces auteurs ont étudié la même cavité ( $L/H = 0.42$ ) pour un nombre de Mach de 0.8. Ils ont visualisé 3 structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement. Leur utilisation du modèle semi-empirique de Rossiter a donné de bons résultats, lorsque la vitesse d'advection utilisée correspondait à la moyenne de la vitesse d'advection de la seconde structure sur une période.

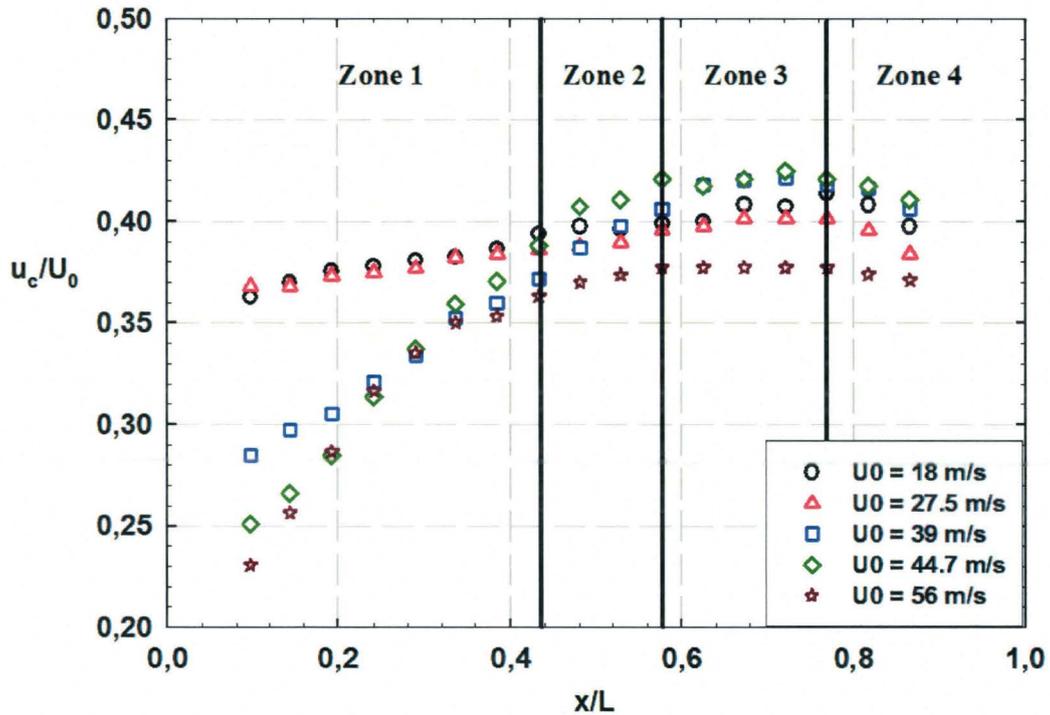


Figure 4.26 – Évolution longitudinale de la vitesse d'advection des structures cohérentes pour  $L/H = 0.2$

Le temps  $T_c$  mis par une structure pour traverser toute l'ouverture de la cavité a été calculé en intégrant l'inverse de la vitesse d'advection le long de la couche de cisaillement :

$$T_c = \int_0^L \frac{dx}{u_c(x)} \quad (4.1)$$

Les valeurs de  $u_c$  pour les stations  $x/L = 0$  et  $x/L = 1$  ont été obtenues par extrapolation des courbes de la vitesse d'advection pour chacune des deux configurations.

Ainsi pour chaque vitesse d'écoulement, la vitesse d'advection moyenne est égale au rapport entre la longueur de la cavité et  $T_c$ .

Le paramètre semi-empirique de la formule de Rossiter  $\kappa = u_c/U_0$  a ainsi été obtenu pour différentes vitesses extérieures. Les variations de  $\kappa$  pour les deux configurations de cavité sont illustrées sur la figure 4.28. Nous remarquons que les valeurs de  $\kappa$  obtenues expérimentalement sont toutes inférieures à la valeur empirique ( $\kappa = 0.57$ ) proposée par Rossiter et que  $\kappa$  diminue lorsque  $U_0$  augmente.

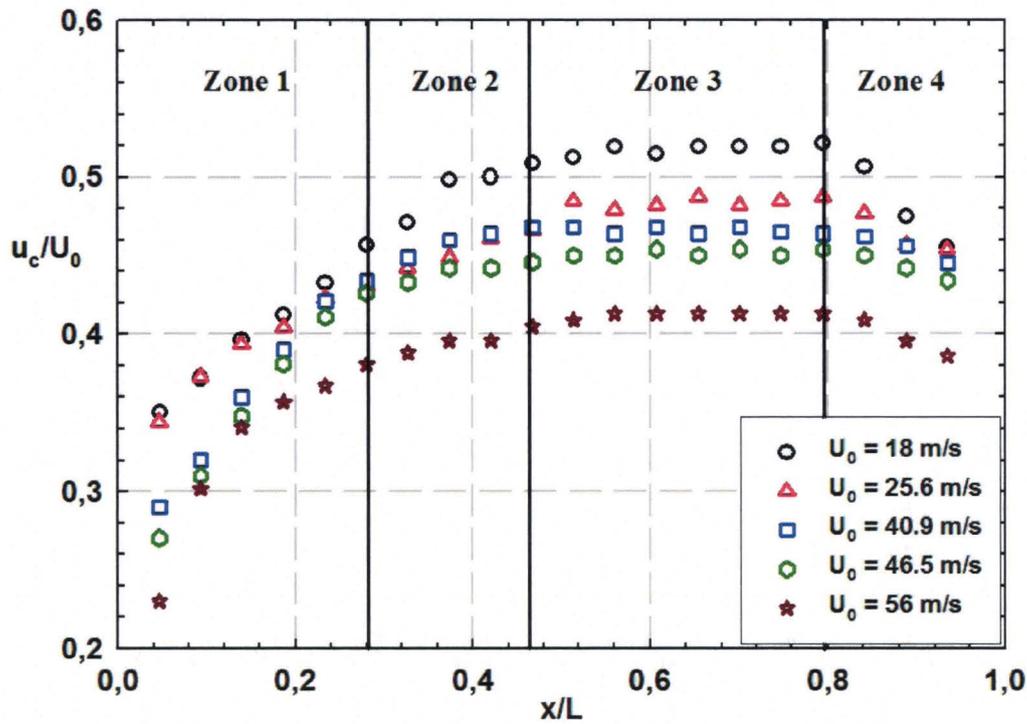


Figure 4.27 – Évolution longitudinale de la vitesse d'advection des structures cohérentes pour  $L/H = 0.41$

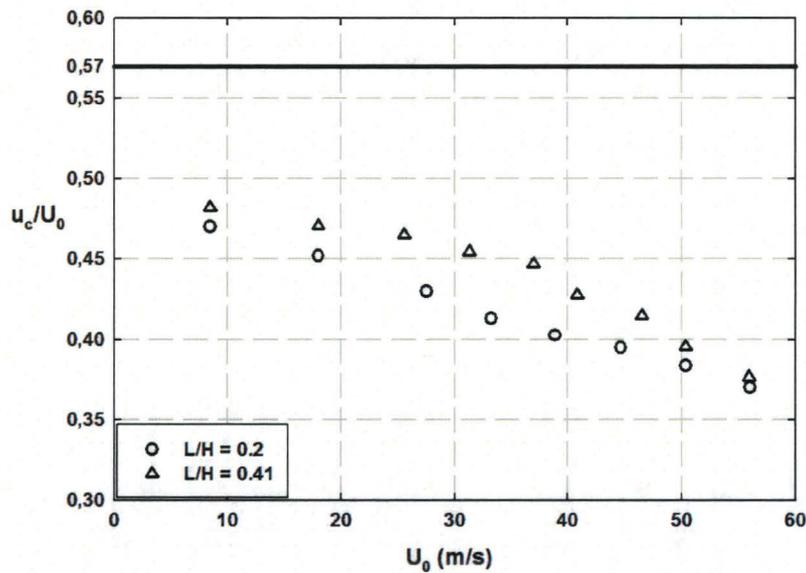


Figure 4.28 – Vitesse d'advection adimensionnée des structures dans la couche de cisaillement

## 4.6 Mesures de fluctuations de pression pariétale

### 4.6.1 Contenu fréquentiel et niveau sonore des fluctuations de pression

Une analyse spectrale par transformée de Fourier rapide (FFT) est systématiquement utilisée pour le traitement des signaux de pression recueillis sur différentes parois de la cavité. Lorsqu'une oscillation est présente dans la couche de cisaillement, les signaux de pression sont périodiques. Cette périodicité dicte le choix de la transformée de Fourier qui permet de caractériser les modes principaux de la configuration étudiée.

On représente sur la figure 4.29 le signal des fluctuations de pression sur 5 cycles, ainsi que son spectre en représentation du niveau sonore des fluctuations de pression (SPL) en fonction de la fréquence. Cette représentation est la plus répandue dans la littérature. Elle permet, par rapport à une représentation du spectre d'amplitude, de connaître la proportion d'énergie présente dans une fréquence donnée par rapport au signal total et de comparer, d'un point de mesure à un autre, l'amplitude du spectre à une fréquence donnée. Le SPL est définie par :

$$SPL (dB) = 20 \log_{10}(p'_{rms}/p_{ref}) \quad (4.2)$$

Avec  $p'_{rms}$  le RMS de pression et  $p_{ref}$  la pression de référence communément acceptée comme correspondant au seuil de l'audition soit  $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ .

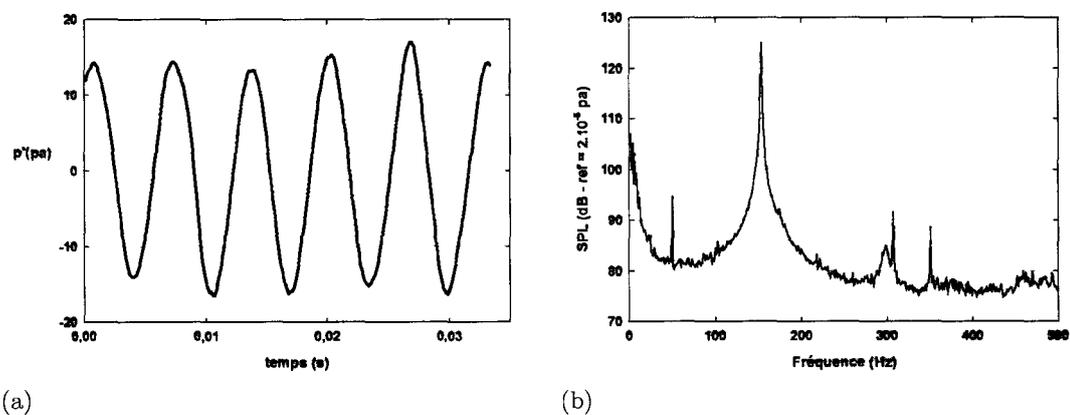


Figure 4.29 – (a) Fluctuations du signal de pression ; (b) Niveau sonore des fluctuations de pression (SPL) en fonction de la fréquence

La figure 4.30 montre deux spectres de pression (SPL) obtenus pour une vitesse extérieure  $U_0 = 46 \text{ m/s}$ , correspondant à la présence d'une résonance pour les deux cavités étudiées. Nous remarquons l'absence de phénomènes d'oscillations ou de résonances acoustiques pour les hautes fréquences. La fréquence de  $500 \text{ Hz}$  a donc été choisie comme la fréquence maximale d'analyse du contenu fréquentiel des spectres de pression.

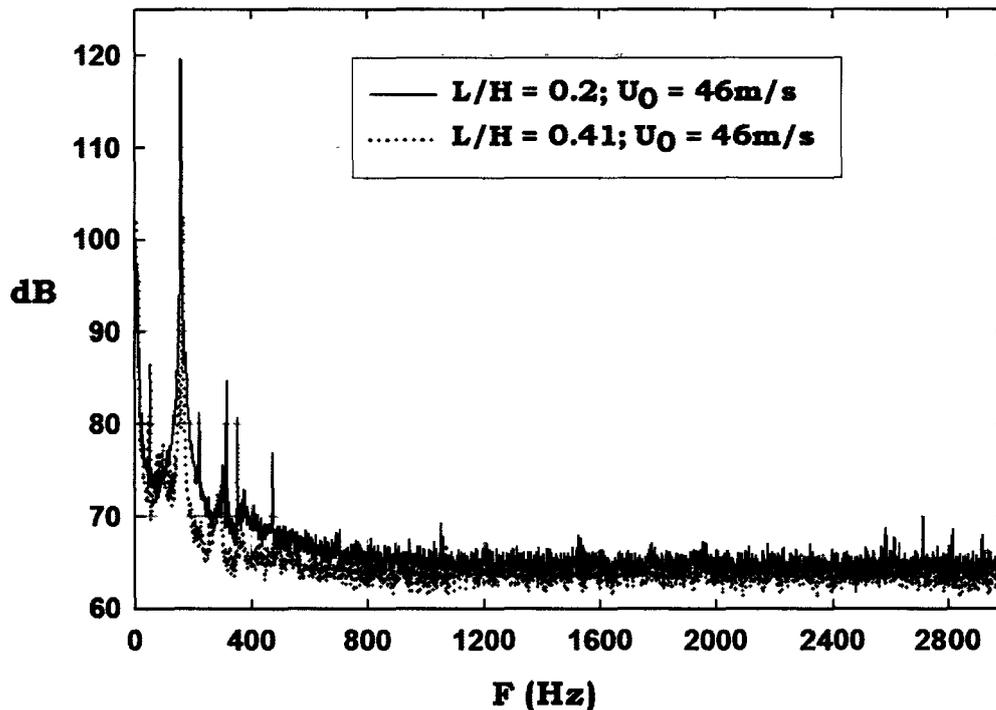


Figure 4.30 – SPL sur le bord d'attaque de la cavité

#### 4.6.2 Niveau acoustique de la soufflerie

Dans une étude préliminaire nous avons mis en évidence des fréquences caractéristiques liées à d'autres phénomènes que les oscillations de cavité. Ainsi, avant l'installation de la cavité dans la veine d'essais de la soufflerie, des mesures de pression instationnaire ont été effectuées à l'aide d'un capteur Kulite, positionné à l'emplacement où la cavité sera installée par la suite.

Les signaux de pression obtenus à partir de ces mesures ont permis de construire un spectrogramme représentant les niveaux d'énergie des fluctuations de pression en fonction de la vitesse extérieure. Ce spectrogramme est représenté sur la figure 4.31.

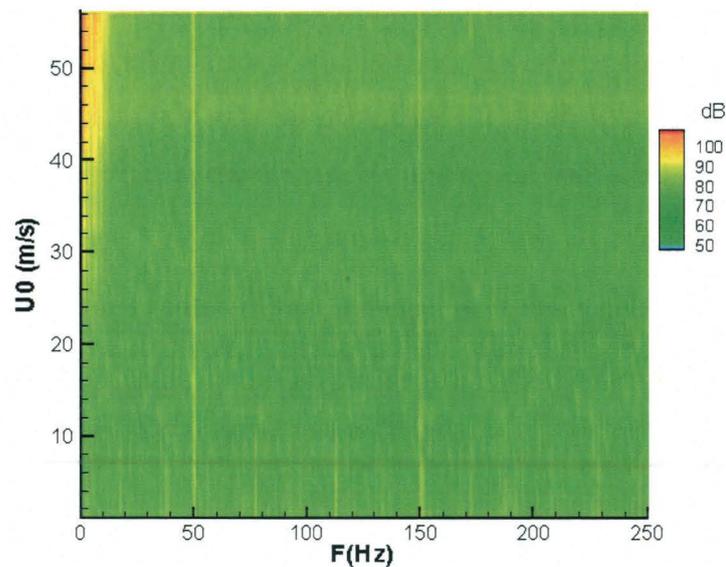


Figure 4.31 – spectrogramme sans cavité

Au vu des dimensions de notre soufflerie et de la puissance du moteur, le niveau global d'énergie sur le spectrogramme est relativement faible (entre 70 et 80 dB) quelque soit la vitesse extérieure.

Nous remarquons sur le spectrogramme d'importants niveaux d'énergie à de faibles fréquences. Des spectres de niveau de pression sont représentés sur la figure 4.32 pour trois vitesses extérieures. Nous observons la présence de pics pour les faibles fréquences de 4, 6 et 9 Hz dans différents spectres. Ces pics d'amplitude sont le résultat de réflexions d'ondes acoustiques de modes longitudinaux, au niveau du convergent et du ventilateur de la soufflerie (Bergmann et al. [8]).

Deux pics d'énergie sont présents sur le spectre pour des fréquences de 50 Hz et 150 Hz et ceci quelque soit la vitesse extérieure. Un bruit électronique provenant du système d'acquisition est relevé par nos capteurs de pression sensibles.

Le phénomène de réflexion acoustique à l'intérieur de la soufflerie ainsi que le bruit électronique visibles sur les spectrogrammes ne sont en aucun cas un obstacle, ni pour la réalisation de nos mesures, ni pour l'interprétation de nos résultats. En effet, ces deux phénomènes interviennent à des fréquences différentes de celles des modes acoustiques et aérodynamiques de la cavité. Ils n'interagissent donc pas avec ces différents modes.

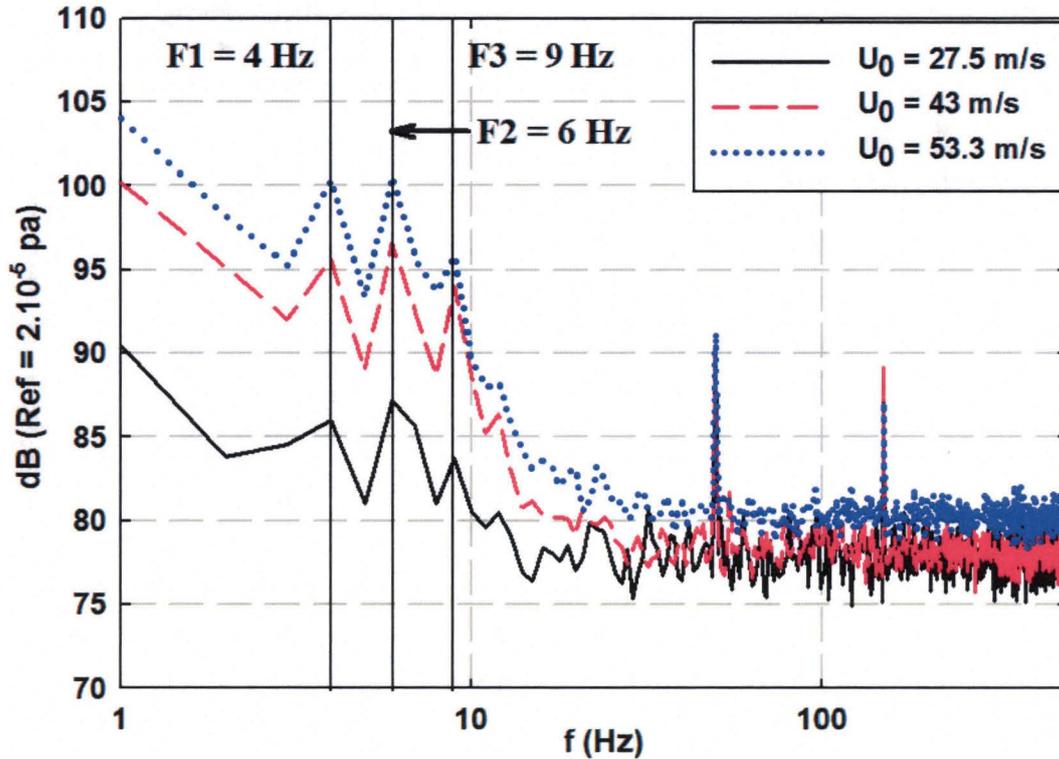
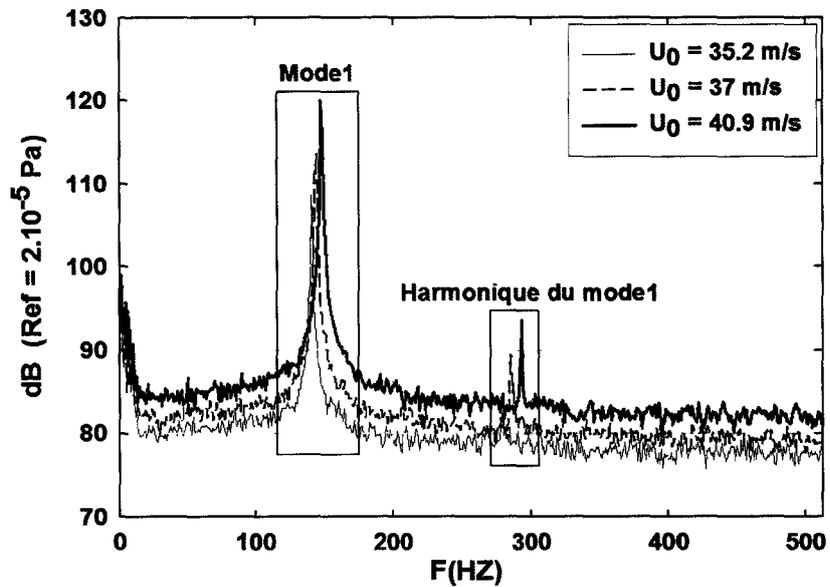
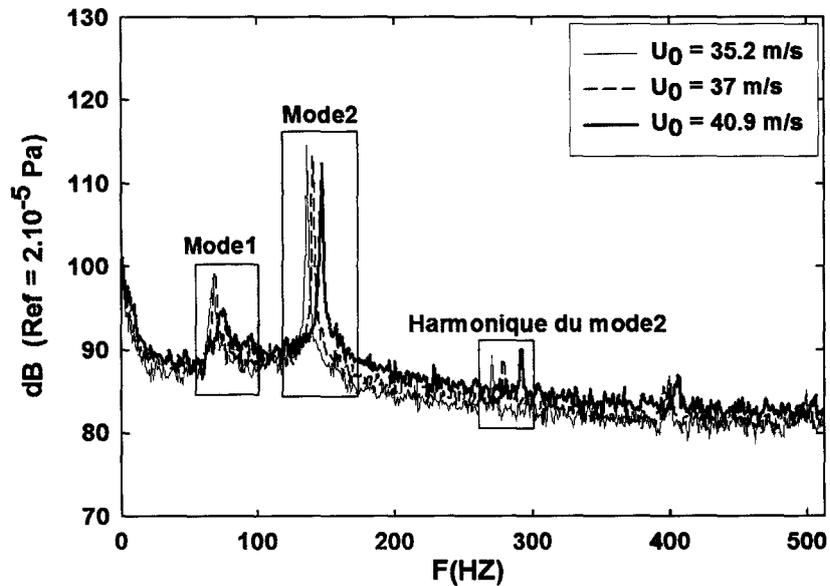


Figure 4.32 – Spectres de pression sans cavité

### 4.6.3 Prédiction des modes d'oscillation de la couche de cisaillement

Une représentation des spectres de pression est montrée sur les figures 4.33 et 4.34. Ces figures nous aident à mieux comprendre le niveau d'énergie de chaque mode ainsi que ses harmoniques. Chaque spectre a un pic correspondant au mode oscillatoire de la cavité. Les pics les plus énergétiques correspondent au premier mode de Rossiter pour  $L/H = 0.2$  et le second mode de Rossiter pour  $L/H = 0.41$ . Les pics de plus faible niveau d'énergie de la figure 4.33 correspondent à l'harmonique du premier mode de Rossiter.

Les fréquences des modes de cavité sont représentées en fonction de la vitesse extérieure sur les figures 4.35 et 4.36. Sur ces figures, les fréquences des modes de cavité sont obtenues à partir des pics dans les spectres de pression. Une meilleure comparaison entre ces figures et les spectrogrammes (paragraphe suivant) a motivé le choix de la représentation fréquentielle. Nous distinguons les pics les plus énergétiques représentés par des symboles

Figure 4.33 – Spectres de pression pour  $L/H = 0.2$ Figure 4.34 – Spectres de pression pour  $L/H = 0.41$ 

pleins sur les figures et les pics moins ou peu énergétiques par des symboles vides. Ainsi, pour  $L/H = 0.2$  (figure 4.35), le premier mode est très énergétique en le comparant au second. Ce dernier est un harmonique du premier et non un second mode d'oscillation. Pour  $L/H = 0.41$ , les deux premiers modes sont présents sur la figure 4.36. Cependant, le second mode est plus énergétique que le premier sauf pour les vitesses supérieures à 47

$m/s$  où les deux modes sont très énergétiques. A noter que l'harmonique du second mode (figure 4.34) n'a pas été représenté sur la figure 4.36.

Les fréquences d'oscillations ont été obtenues à partir du modèle de Rossiter en utilisant la vitesse d'advection moyenne. Nous avons appliqué ce calcul pour deux valeurs de  $\alpha$  ( $\alpha = 0$  et  $\alpha = 0.25$ ).

Pour  $\alpha = 0$ , les résultats obtenus en utilisant la formule de Rossiter (figures 4.35 et 4.36) sont en excellent accord avec les émergences de haut niveau d'énergie. Alors que pour  $\alpha = 0.25$ , les courbes issues de la formule de Rossiter ne correspondent pas aux résultats expérimentaux.

Pour l'application de son modèle, Rossiter suggère que  $\alpha$  diminue avec  $L/H$ . Larchevêque et al. [68] ont ajusté la valeur de  $\alpha$  ( $\alpha = 0.038$ ) du modèle de Rossiter dans le cas d'une cavité profonde. La principale différence entre leur étude et la nôtre porte sur le nombre de Mach qui est de 0.8 dans l'étude de Larchevêque et al., alors qu'il est inférieur à 0.17 pour la présente étude. Chatellier [19] explique dans son étude sur les cavités rectangulaires que pour de faibles nombres de Mach, la rétroaction due à l'impact des structures de la couche de cisaillement sur le bord aval est instantanée et le paramètre  $\alpha$  devrait être négligeable.

Un modèle (équation 4.3) de prédiction des nombres de Strouhal des oscillations auto-entretenues de l'écoulement de cavité a été proposé par Block [10]. Ce modèle est basé sur le même phénomène physique de "feedback" décrit par Rossiter.

$$St_n = \frac{n}{\frac{1}{\kappa} + M(1 + \frac{0.514}{L/H})} \quad (4.3)$$

Le modèle de Block a été proposé pour les cavités peu profondes, il a par la suite (Block [11]) été adapté pour les cavités profondes (équation 4.4).

$$St_n = \frac{n}{\frac{1}{\kappa} + M(0.7 + \frac{1.23}{L/H})} \quad (4.4)$$

Dans cette équation, l'influence des réflexions d'ondes acoustiques provenant du fond de la cavité est prise en compte. Le calcul des fréquences des oscillations par la formule de Block a été effectué pour les deux types de cavité étudiées.

Récemment, Nørstrud et Øye [82] ont appliqué la similarité de Prandtl-Glauert à des écoulements subsoniques tridimensionnels. Ces auteurs proposent d'adapter le modèle de

Rossiter pour les écoulements à faible nombre de Mach selon la formule suivante :

$$St_{L,M \leq 0.453} = 0.508(1 - M^2)^{1/2}(m - \alpha); m = 1, 2, 3 \quad (4.5)$$

Les prédictions des modes d'oscillation par la formule 4.5 sont montrées sur les figures 4.35 et 4.36. Nous constatons un assez bon accord entre nos résultats expérimentaux et l'utilisation de la formule de Nørstrud et Øye [82] pour la prédiction du premier mode. Cependant, la prédiction du second mode à l'aide de cette formule n'est pas pertinente. Le modèle de Rossiter reste, lorsque la vitesse d'advection des structures est directement mesurée, le plus adapté pour la prédiction des modes oscillatoires présents dans nos expériences.

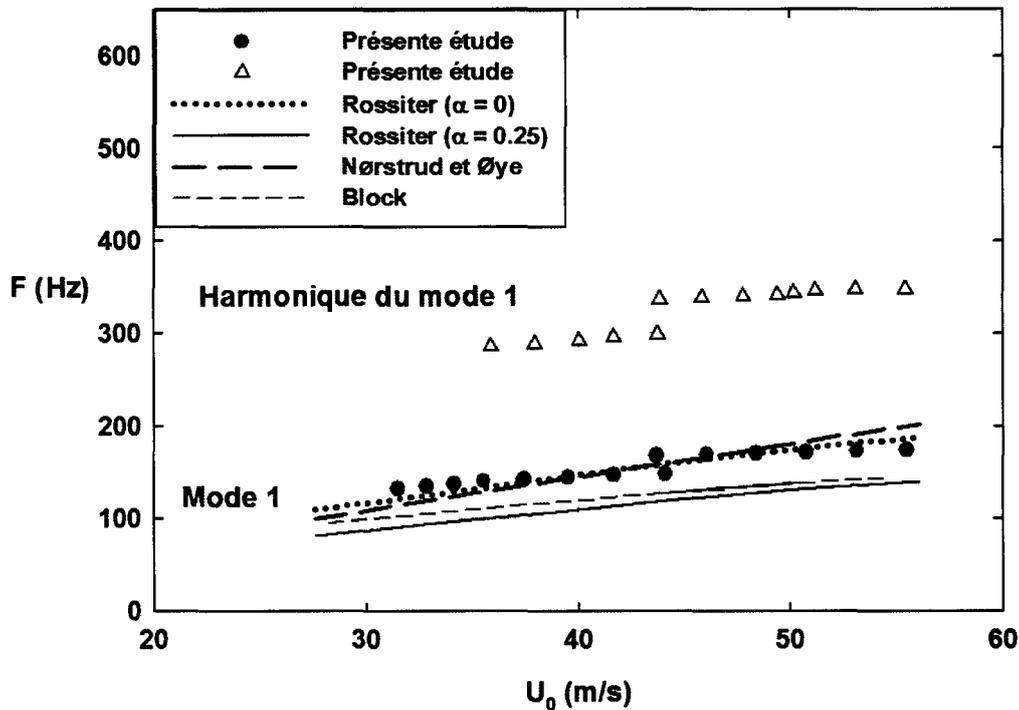


Figure 4.35 – Fréquence des différents modes hydrodynamiques et fluide-résonant en fonction de la vitesse extérieure pour  $L/H = 0.2$

Un couplage intense entre le premier mode de Rossiter et le mode acoustique quart d'onde (lié à la profondeur de la cavité) se traduit par un accrochage important autour de la fréquence du mode quart d'onde ( $f = 123 \text{ Hz}$ ). Ce mécanisme expliquerait l'inflexion en fréquence du couplage fluide-résonant observé sur la figure 4.36. Un accrochage similaire entre le second mode de Rossiter et le mode acoustique généré au niveau du coin aval de la

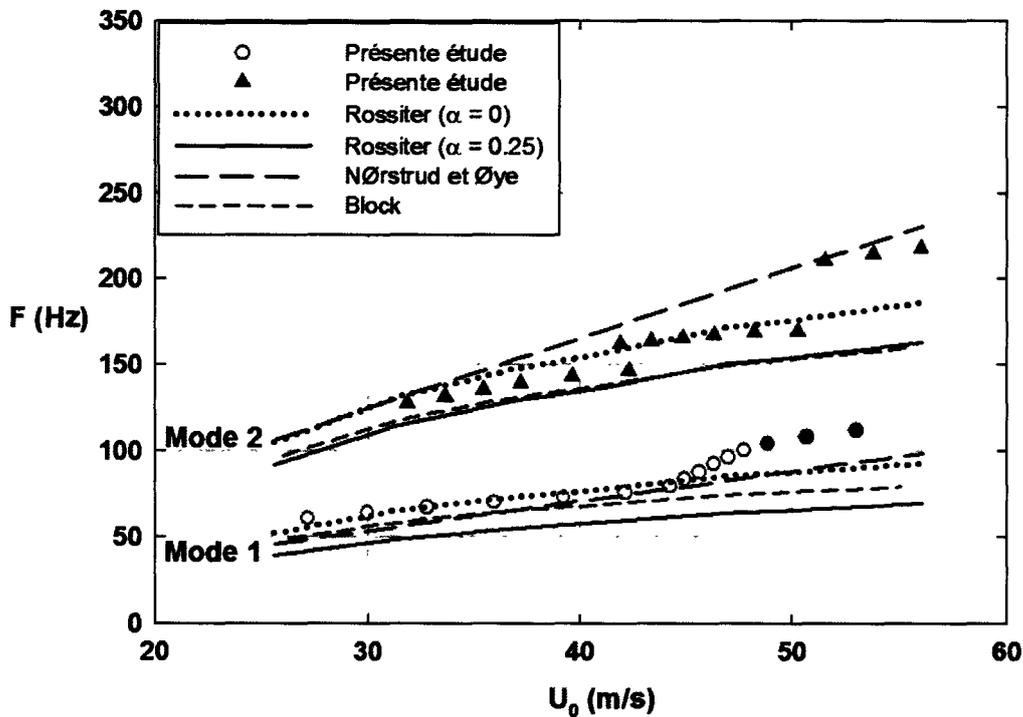


Figure 4.36 – Fréquence des différents modes hydrodynamiques et fluide-résonant en fonction de la vitesse extérieure pour  $L/H = 0.41$

cavité ( $f = 169 \text{ Hz}$ ) expliquerait l'inflexion observée sur la même figure. Les modes acoustiques quart d'onde et celui généré au niveau du coin aval de la cavité seront développés ultérieurement.

#### 4.6.4 Couplage aéro-acoustique à l'intérieur de la cavité

Le principal objectif des résultats présentés dans ce paragraphe est de mettre en évidence le couplage aéro-acoustique présent dans les deux configurations de cavité de notre étude.

Pour les cavités profondes, la résonance acoustique est la cause d'importantes fluctuations de pression qui apparaissent pour certaines fréquences liées à la géométrie de la cavité et à la section de mesures. Ainsi, lorsque la fréquence d'un mode acoustique coïncide avec celle d'un mode hydrodynamique, un couplage aéro-acoustique générant un bruit de résonance sera présent dans la cavité.

En faisant varier la vitesse extérieure de l'écoulement ( $U_0$  ( $m/s$ ) =  $1.9 n - 1$ ;  $n$  est un entier allant de 1 à 30), 30 spectres de pression ont été calculés pour chacun des capteurs de pression. Une représentation plus synthétique de chaque famille de spectres est illustrée par des spectrogrammes. Ces derniers consistent en une représentation  $2D$  de la densité spectrale des fluctuations de pression pour différentes vitesses extérieures en fonction de la fréquence. Compte tenu du caractère discret des mesures, une interpolation sur l'amplitude spectrale a été effectuée le long de l'axe de vitesse.

Les signaux de pression utilisés pour la construction des spectrogrammes sont obtenus par le capteur de pression *SP3* situé près du bord de fuite. Les contributions hydrodynamique et acoustique contenues dans les signaux de pression pariétale ne peuvent être séparées (Williams [140]). Pour chaque  $U_0$ , l'oscillation de cavité est associée à la présence d'une fréquence fondamentale où l'énergie des fluctuations de pression est particulièrement élevée. Lorsque la fréquence du mode hydrodynamique de la couche de cisaillement est proche de celle d'un mode acoustique, les fluctuations de pression dans la cavité sont amplifiées. Lorsque la fréquence d'un mode oscillatoire croise une fréquence d'origine acoustique, l'amplitude des fluctuations de pression atteint un maximum.

Les figures 4.37 et 4.38 représentent les spectrogrammes pour  $L/H = 0.2$  et  $L/H = 0.41$ . Les modes hydrodynamiques ainsi que d'éventuels couplages aéro-acoustiques sont identifiés sur ces représentations.

Les spectrogrammes montrent l'absence d'oscillations auto-entretenues pour les faibles vitesses extérieures  $U_0 < U_{0min}$ . Ces oscillations apparaissent à partir de  $U_0 = U_{0min}$ .

La résonance présente à l'intérieur et autour de la cavité est due à un couplage aéro-acoustique, qui résulte d'une excitation d'un mode acoustique de l'installation par le mode oscillatoire de la couche de cisaillement. Ceci se réalise lorsque la fréquence hydrodynamique coïncide avec une fréquence d'un mode acoustique et lorsque l'amplitude du spectre de pression atteint un maximum. Le phénomène de couplage entre les oscillations hydrodynamiques de la couche de cisaillement et les modes acoustiques est illustré sur la figure 4.39.

Les modes normaux sont des modes acoustiques liés à la profondeur de la cavité. La fréquence d'un mode normal d'une cavité profonde est donnée par la formule 4.6 proposée par East [32].

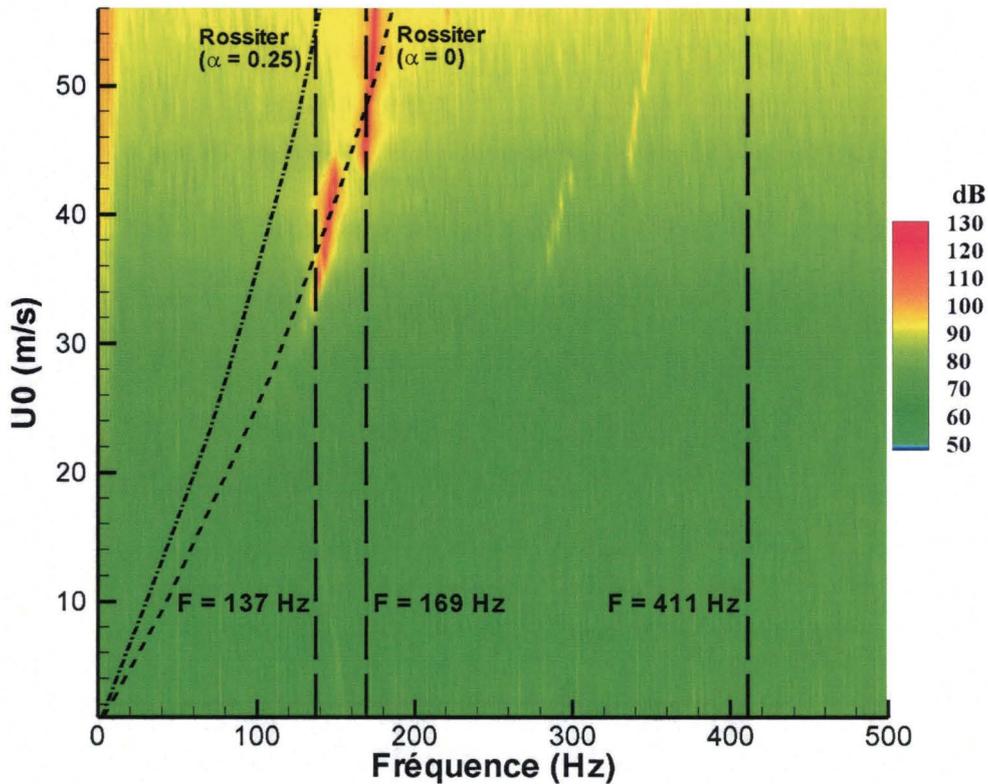


Figure 4.37 – Spectrogramme des fluctuations de la pression pariétale en fonction de la fréquence et de la vitesse extérieure pour  $L/H = 0.2$

$$f = \left(\frac{1}{4} + \frac{n}{2}\right) \frac{c_0}{H} \frac{1}{1 + 0.65\left(\frac{L}{H}\right)^{0.75}} \quad (4.6)$$

Avec  $c_0 = 340 \text{ m/s}$  la vitesse du son dans la cavité.

Le mode normal présent dans les deux cavités étudiées est le quart d'onde dont la fréquence est donnée par la formule 4.6 pour  $n = 0$ . Les fréquences correspondant à ce mode acoustique sont de  $137 \text{ Hz}$  et de  $123 \text{ Hz}$  pour  $L/H = 0.2$  et  $L/H = 0.41$  respectivement. La fréquence du mode quart d'onde ( $f = 137 \text{ Hz}$ ) pour  $L/H = 0.2$  est représentée sur la figure 4.37. Nous distinguons sur cette figure que l'amplitude du spectre de pression devient très élevée, lorsque la fréquence du mode quart d'onde de la cavité croise le premier mode hydrodynamique et qu'un bruit de résonance s'installe. Ceci est le résultat de l'excitation du mode acoustique par le mode hydrodynamique de la couche de cisaillement.

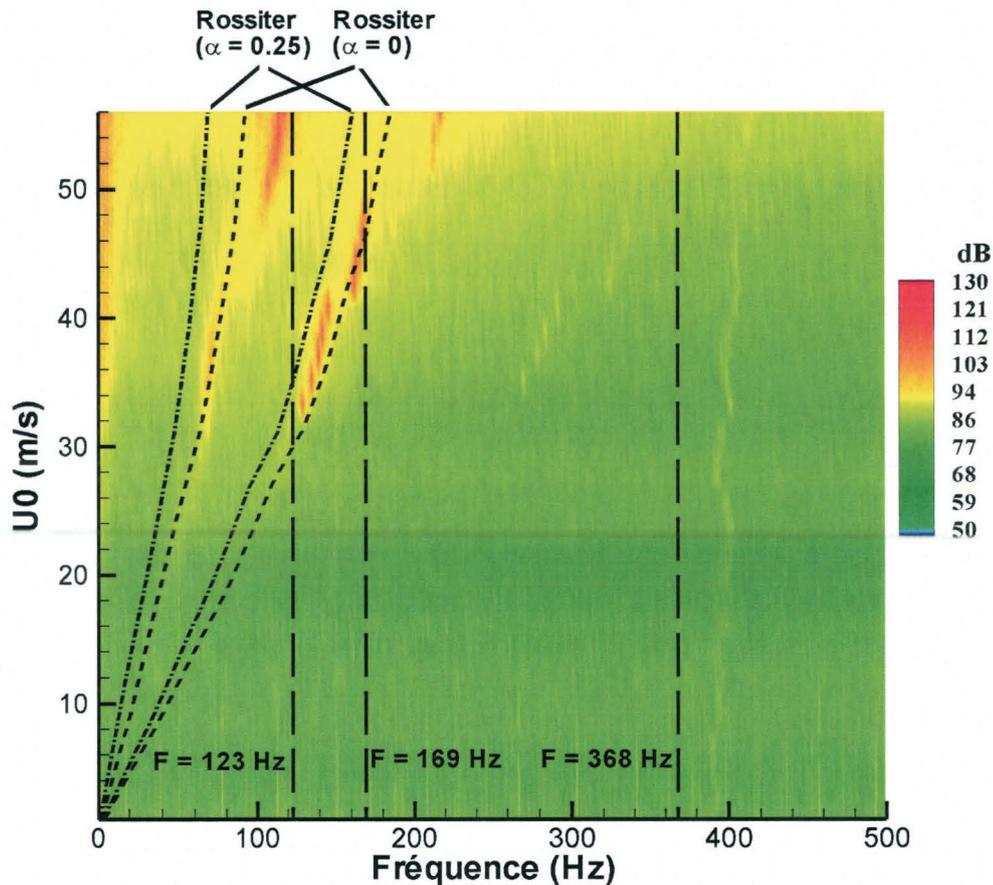


Figure 4.38 – Spectrogramme des fluctuations de la pression pariétale en fonction de la fréquence et de la vitesse extérieure pour  $L/H = 0.41$

Les modes normaux d'ordre supérieur ( $n = 1$  dans la formule 4.6) sont aussi représentés sur les spectrogrammes :  $f = 411 \text{ Hz}$  pour  $L/H = 0.2$  et  $f = 368 \text{ Hz}$  pour  $L/H = 0.41$ . L'absence de coïncidence entre la fréquence de ce mode et d'éventuels modes hydrodynamiques explique le faible niveau d'énergie observé autour de ces fréquences.

Le point d'impact des structures de la couche de cisaillement au niveau du bord de fuite de la cavité est considéré comme une source acoustique (Rossiter [102]). Ce mécanisme a été démontré numériquement par Gloerfelt et al. [44] et Rowley et al. [103]. Les ondes acoustiques qui se forment sont réfléchies par les parois rigides autour de la cavité. Ce phénomène a été étudié par Forestier et al. [42] qui ont proposé un modèle théorique (équation 4.7).

Des visualisations par strioscopie réalisées par Forestier et al. [42] font observer des réflexions successives d'une onde acoustique sur les parois de la veine d'essais. Le  $n$ -ième

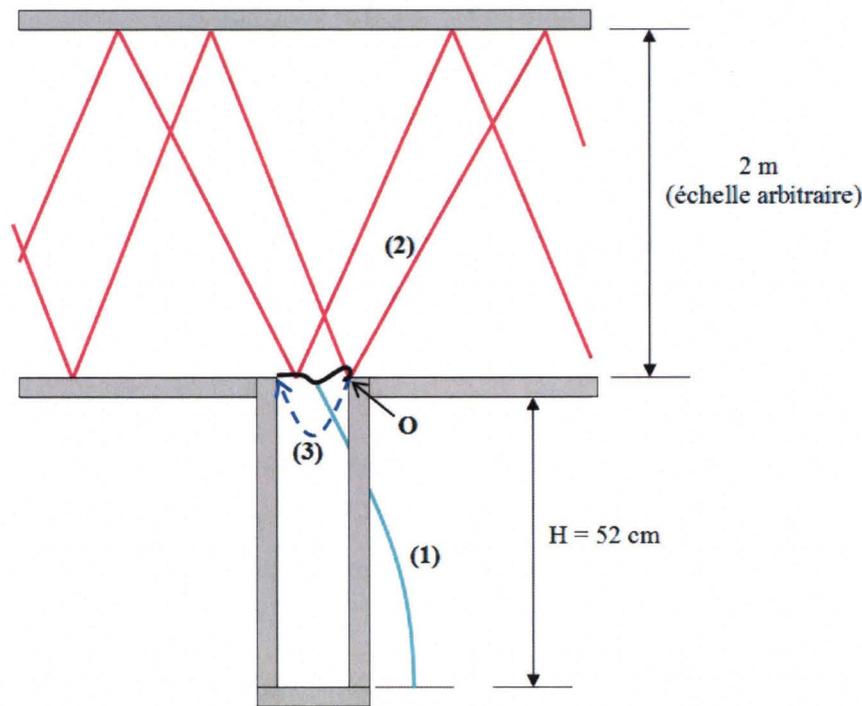


Figure 4.39 – Interaction entre modes acoustiques et les oscillations hydrodynamiques de la couche de cisaillement pour une cavité profonde; (1) mode acoustique quart d'onde, (2) mode acoustique généré au point O, (3) onde acoustique de rétroaction.

mode de ce type est émis au niveau du bord de fuite de la cavité avec une fréquence  $f_n$ .

Un comportement similaire à celui observé par Forestier et al. est présent dans notre étude (figure 4.39). Ces ondes acoustiques se réfléchissent sur les parois de la veine d'essais et interagissent avec le mode hydrodynamique lorsqu'ils atteignent la couche de cisaillement. Forestier et al. [42] ont proposé une équation (équation 4.7) de leur modèle théorique.

$$St_n = \frac{f_n L}{U_0} = \frac{\sqrt{1 - M^2}}{M \frac{r}{m} \frac{h}{L}} \quad (4.7)$$

Avec  $St_n$  le nombre de Strouhal du mode d'ordre  $n$  de la cavité émis au point O (figure 4.39),  $f_n$  sa fréquence,  $h$  la hauteur de la veine d'essais et  $M$  le nombre de Mach. L'onde réfléchie  $r$  est associée avec la  $m$ -ième période des oscillations. La résonance avec le premier mode a lieu pour  $r/m = 1$ .

Compte tenu des faibles nombres de Mach ( $M < 0.17$ ) de notre étude, un éventuel couplage aéro-acoustique avec le premier mode de la cavité dépend uniquement de la hauteur de la veine d'essais. Ainsi, pour les deux configurations ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ )  $f_n = \frac{\sqrt{1 - M^2}}{\frac{1}{c_0} \frac{r}{m} \frac{h}{L}}$  (avec  $c_0$  la vitesse du son) est presque constante (environ  $169 \text{ Hz}$ ). Le mode acoustique

représenté par cette fréquence est montré sur les spectrogrammes.

Le mode oscillatoire de la couche de cisaillement excite le mode acoustique généré au niveau du bord de fuite à la fréquence  $f = 169$  Hz. Pour un large intervalle ( $44 \text{ m/s} < U_0 < 56 \text{ m/s}$ ) autour de cette fréquence (figure 4.37), les amplitudes dans le spectrogramme sont élevées, ce qui est dû à la présence d'un accrochage aéro-acoustique assez important. Ceci est à l'origine d'une résonance avec un niveau sonore de  $123 \text{ dB}$  environ, très élevé pour l'audition humaine. Cet accrochage commence après un saut de fréquence pour  $U_0 = 44 \text{ m/s}$  qui représente une transition entre les étapes 1 et 2 des oscillations. Le rôle de ce saut est de permettre aux oscillations d'accrocher le mode acoustique sur un large intervalle (Schachenmann et Rockwell [111]). Un saut de fréquence similaire est présent pour  $L/H = 0.41$  à  $U_0 = 42 \text{ m/s}$ , il concerne l'excitation du mode acoustique généré au bord de fuite de la cavité ( $f \approx 169 \text{ Hz}$ ).

Pour  $U_0 \approx 46 \text{ m/s}$ , une déviation du premier mode est observée sur la figure 4.38. Il est la conséquence d'un accrochage entre le mode hydrodynamique et le mode quart d'onde.

Chacune des émergences sur les figures 4.37 et 4.38 est caractérisée par un nombre de Strouhal ( $St = fL/U$ ) quasi-constant et caractérise donc un mode oscillatoire de la couche de cisaillement. Pour  $L/H = 0.2$ ,  $St \approx 0.4$  pour le premier mode de cavité. Pour  $L/H = 0.41$ ,  $St \approx 0.45$  et  $St \approx 0.8$  pour le premier et le second modes respectivement. Ces résultats sont en parfait accord avec ceux trouvés par Forestier et al. [42] pour une cavité profonde caractérisée par  $L/H = 0.42$ . Le nombre de Strouhal obtenu pour des nombres de Mach allant de 0.5 à 0.8 trouvés par ces auteurs sont de 0.42 et 0.8 pour le premier et le second modes de cavité respectivement.

En utilisant  $u_c$  obtenue à partir des intercorrélations de vitesse et  $\alpha = 0$ , le modèle de Rossiter est représenté sur le spectrogramme (courbes en pointillés). Nous remarquons que ces courbes sont en accord avec les émergences des oscillations sur le spectrogramme.

Pour  $L/H = 0.2$ , l'évolution de la densité spectrale avec la vitesse extérieure montre que le premier mode hydrodynamique (mode 1) est dominant, quel que soit le nombre de Mach où nous pouvons identifier des oscillations. Ceci confirme que les émergences de faible amplitude présentes sur le même spectrogramme sont des harmoniques du premier mode et non un second mode de cavité. Ces harmoniques sont liées au comportement non linéaire des instabilités de la couche de cisaillement (Ricot [93]).

Les émergences sur le spectrogramme de la deuxième configuration ( $L/H = 0.41$ ) font

apparaître l'existence des modes 1 et 2. Ce résultat traduit que, pour une vitesse donnée, l'augmentation de l'ouverture de la cavité conduit à l'apparition de modes d'ordre supérieur. Plusieurs auteurs ont étudié ce mécanisme. Ainsi Sarohia [108] montre que la présence des oscillations de cavité, pour une profondeur donnée, dépend à la fois de la longueur de la cavité et de l'épaisseur de la couche limite incidente. Dans notre étude, les oscillations s'installent à partir d'une vitesse supérieure à celle prédite par Sarohia. Ceci s'explique par le caractère turbulent de la couche limite de notre étude alors que dans l'étude de Sarohia, la couche limite était laminaire. En effet, Krishnamurty [65] et Sarohia [108] observent que les oscillations de la couche de cisaillement débutent à une vitesse extérieure plus faible lorsque la couche limite incidente est turbulente. Ces auteurs ont trouvé que la longueur minimale d'une cavité rectangulaire, à partir de laquelle les oscillations s'installent, augmente avec le taux de turbulence. Dans notre étude, cette hypothèse est confirmée si nous comparons les deux configurations. En effet, pour  $L/H = 0.2$ , la vitesse extérieure à partir de laquelle les oscillations s'installent est d'environ  $32 \text{ m/s}$ , alors qu'elle est de  $26 \text{ m/s}$  pour  $L/H = 0.41$ . Cette analyse corrobore les résultats de Schachenmann et Rockwell [111] qui ont défini une longueur minimale de la cavité, à partir de laquelle un bruit de résonance est présent dans la cavité.

Dans notre étude, les deux cavités ont la même profondeur et sont soumises au même écoulement turbulent. Ainsi, lorsque la longueur de la cavité augmente, la vitesse à partir de laquelle les oscillations dans la couche de cisaillement apparaissent, diminue.

Dans le cas d'oscillations purement hydrodynamiques (pas de résonance acoustique), les instabilités de la couche de cisaillement s'installent à partir d'une valeur minimale  $L/\theta_0 = 50$  (Knisely et Rockwell [63]). Cette valeur est supérieure aux valeurs de  $L/\theta_0$  ( $L/\theta_0 \approx 10$  pour  $L/H = 0.2$ ) de notre étude et ceci quelle que soit la vitesse extérieure. Ce qui confirme qu'il s'agit ici d'un couplage aéro-acoustique caractérisé par un bruit de résonance autour de la cavité.

Remarquons que pour  $L/H = 0.41$  (figure 4.38) le premier mode d'oscillation s'installe à partir de  $U_0 = 26 \text{ m/s}$ , alors que le second mode n'est visible qu'à partir de  $U_0 = 30 \text{ m/s}$ . Ce résultat indique que pour une longueur de cavité donnée, si la vitesse extérieure augmente, des modes d'ordre supérieur pourront s'installer. Ce phénomène est lié à l'épaisseur de la couche limite incidente, qui diminue lorsque la vitesse extérieure augmente. D'après l'étude de Sarohia [108], lorsque l'épaisseur de la couche limite incidente diminue, des modes d'ordre supérieur apparaissent.

Toutes ces remarques confirment que la longueur de la cavité, le caractère laminaire ou turbulent de la couche limite incidente, ainsi que la géométrie de la cavité sont les principaux facteurs intervenant dans l'apparition de résonance acoustique dans un écoulement de cavité.

#### 4.6.5 Influence de la longueur de la cavité sur l'apparition des modes oscillatoires

L'influence de la longueur d'une cavité profonde sur les phénomènes d'oscillation se limite dans la présente étude à deux longueurs de cavité. La première cavité a une longueur de 104 mm ( $L/H = 0.2$ ), et la seconde une longueur de 213 mm ( $L/H = 0.41$ ). L'influence de l'élargissement de la cavité est établie à partir des spectrogrammes, on relève que :

1. La vitesse minimale à partir de laquelle la résonance apparaît est plus faible lorsque la cavité est plus large.
2. Deux modes hydrodynamiques sont présents pour  $L = 213$  mm alors que seul le premier mode est présent pour  $L = 104$  mm.
3. L'amplitude (en  $dB$ ) de la résonance est plus faible pour une longueur de cavité plus importante.

#### 4.6.6 Fluctuations de pression sur différentes parois à l'intérieur de la cavité

L'évolution des pics de SPL en fonction de la vitesse extérieure de l'écoulement sur différentes parois de la cavité est illustrée aux figures 4.41 et 4.42. L'emplacement des capteurs de pression sur différentes parois de la cavité est indiqué à la figure 4.40. L'amplitude maximale dans les spectrogrammes est obtenue en analysant tous les spectres pour chaque station. Pour  $L/H = 0.2$ , ce maximum est plus élevé dans le fond de la cavité que sur le bord de fuite, ce qui pourrait être dû à l'influence du mode acoustique quart d'onde de la cavité, qui produit une forte résonance lorsqu'il est excité par le mode hydrodynamique. Ceci est aussi valable pour  $L/H = 0.41$ , avec des niveaux acoustiques moins prononcés que pour la première configuration ( $L/H = 0.2$ ).

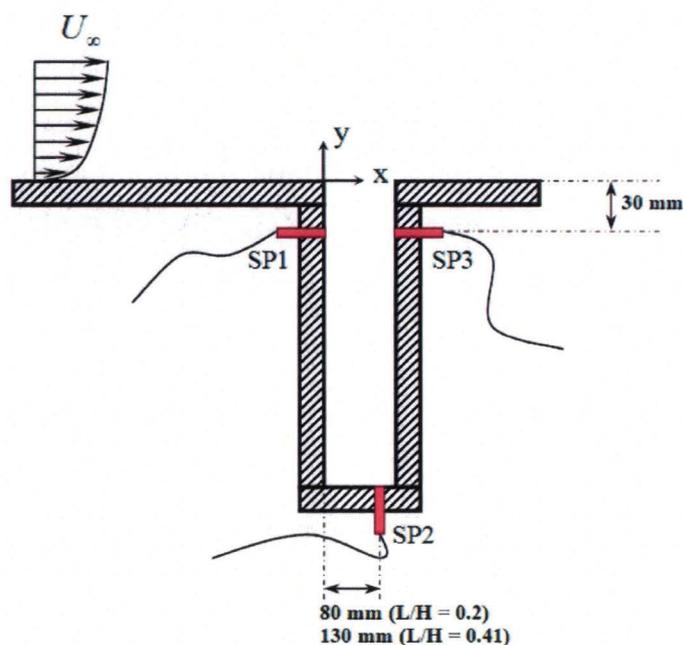


Figure 4.40 – Emplacement des capteurs Kulite sur les parois de la cavité.

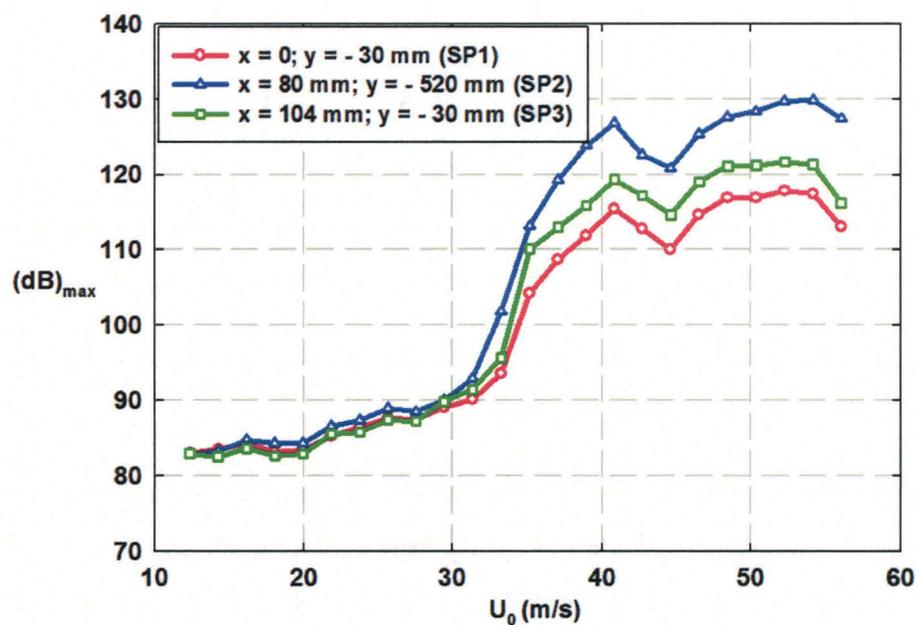


Figure 4.41 – Niveau maximal de pression en fonction de la vitesse extérieure sur les parois de la cavité pour  $L/H = 0.2$ .

Pour les deux cavités, la distribution des fluctuations de pression la plus énergétique pour l'ensemble des fréquences (en dehors de la fréquence du mode dominant) est celle

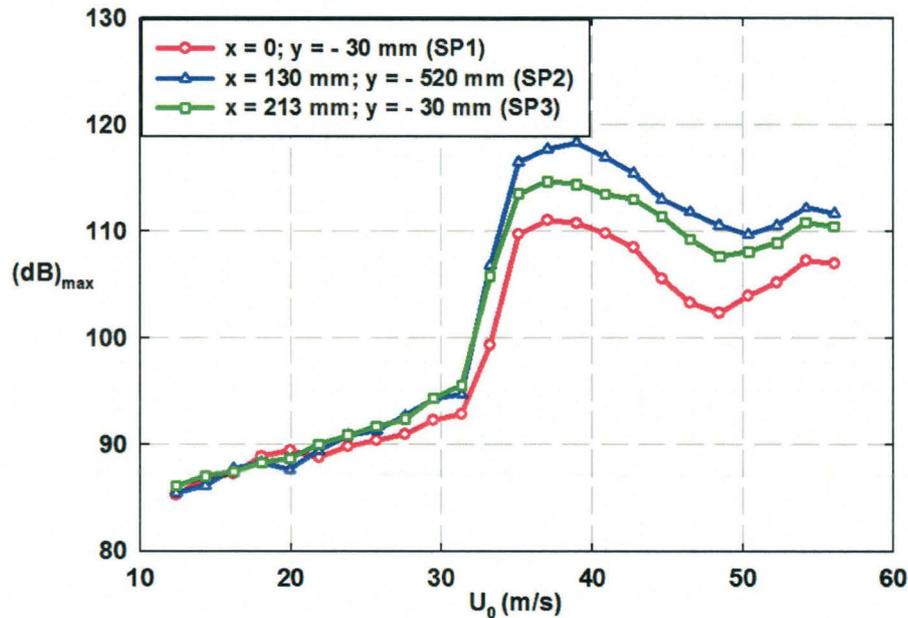


Figure 4.42 – Niveau maximal de pression en fonction de la vitesse extérieure sur les parois de la cavité pour  $L/H = 0.41$ .

mesurée au niveau du bord de fuite de la cavité (capteur *SP3*). Ceci est dû à l'impact des structures de la couche de cisaillement au niveau de cette position, ce qui donne une augmentation globale du niveau acoustique. La comparaison du niveau acoustique entre le bord d'attaque et le bord de fuite montre une émission acoustique plus importante sur le bord de fuite. Camussi et al. [14] ont fait la même observation pour des cavités peu profondes.

L'influence de la vitesse extérieure sur l'apparition des oscillations est visible pour les deux configurations. Ainsi pour toutes les stations de mesures, le niveau de pression est plus élevé lorsque la vitesse extérieure croît. Une augmentation du niveau de pression est visible lors de la transition du mode non oscillatoire vers le mode oscillatoire.

## 4.7 Conclusion

Nous avons étudié les fluctuations de pression à l'intérieur de deux cavités très profondes pour des faibles nombres de Mach à l'aide de mesures de pression instationnaire sur différentes parois de ces cavités.

La vitesse d'advection des structures tourbillonnaires le long de la couche de cisaillement a été obtenue grâce aux inter-corrélations de fil-chaud simple. Les principales conclusions (El Hassan et al. [35], [36], [38]) pourront être résumées comme suit :

1. Les instabilités de la couche de cisaillement sont advectées du bord amont vers le bord de fuite de la cavité avec une vitesse d'advection  $u_c$  qui dépend de la position de la structure le long de la couche de cisaillement, ainsi que de la vitesse extérieure. Quatre zones sont mises en évidence suivant la longueur de la cavité. Le comportement de  $u_c$  dans la première zone est différent lorsque l'on passe d'un mode non oscillatoire vers un mode oscillatoire. En effet, l'accélération des structures est plus importante pour le mode oscillatoire.
2. Les modes hydrodynamiques sont correctement prédits par le modèle de Rossiter lorsque la vitesse d'advection est mesurée et lorsque le décalage temporel  $\alpha$  est supposé nul.
3. Pour  $L/H = 0.2$ , le premier mode de Rossiter caractérise les oscillations de la couche de cisaillement, alors que le premier et le second modes sont présents pour  $L/H = 0.41$ . Les amplitudes dans les spectres de pression indiquent un accrochage aéro-acoustique plus important pour  $L/H = 0.2$  que pour  $L/H = 0.41$  et par conséquent un niveau de pression plus élevé.
4. La distribution de niveau de pression maximal sur différentes parois de la cavité montre des niveaux plus élevés au fond de la cavité. Ceci est dû à un accrochage important entre le mode hydrodynamique et le mode acoustique quart d'onde de la cavité.
5. Pour  $L/H = 0.2$ , les oscillations de cavité apparaissent à partir de  $L/\theta_0 \approx 10$ . Cette valeur est beaucoup plus faible que toutes celles trouvées dans la littérature. Cette différence est due à la présence d'un important couplage aéro-acoustique dans notre étude.



# Chapitre 5

## Contrôle passif de la résonance de cavité

### 5.1 Introduction

La résonance acoustique de cavité est un phénomène néfaste dans certaines applications industrielles, notamment dans le domaine de l'aviation, les applications ferroviaires et automobiles, où ce phénomène est la cause de fatigue des matériaux et une source non négligeable de nuisances sonores.

Nous avons étudié dans les chapitres précédents le phénomène de couplage aéro-acoustique responsable de la génération d'une résonance à des vitesses subsoniques de l'écoulement. L'objectif de ce chapitre est de réduire, voire de supprimer la résonance qui résulte de ce couplage ; nous avons donc retenu une méthode de contrôle passif à la fois simple du point de vue technique et efficace en termes de réduction du bruit.

Le dispositif de contrôle passif retenu pour notre étude consiste en un barreau cylindrique (d'un diamètre  $d$ ) placé transversalement en amont de la cavité, à une distance de 30 mm du bord d'attaque et à une distance  $y_c$  de la paroi latérale de la veine d'essais.

La réduction du niveau de bruit à l'aide d'un tel dispositif a été étudiée par Stanek et al. ([119], [120], [121]) pour des écoulements subsoniques et supersoniques. Ces auteurs proposent l'explication suivante, quant à l'efficacité du barreau : le forçage haute fréquence,

induit par le sillage tourbillonnaire se développant derrière ce dispositif, modifie les propriétés de stabilité hydrodynamique de l'écoulement et réduit ainsi les niveaux de pression à l'intérieur de la cavité. Il s'agit en fait d'une hypothèse parmi d'autres, puisque l'adjonction du barreau met en jeu une physique complexe, hautement non-linéaire, et plusieurs mécanismes dans la suppression des fluctuations de pression.

Des méthodes de contrôle actif et passif ont déjà été utilisées pour supprimer la résonance de cavité, elles ont été citées dans un article de Cattafesta et al. [113].

Le contrôle d'un écoulement de cavité a été peu étudié pour une cavité profonde (El Hassan et al. [39]). Dans la majeure partie des études, la vitesse de l'écoulement était élevée (application à l'aviation militaire). A des vitesses relativement faibles, le contrôle de l'écoulement de cavité profonde trouve son application dans les domaines automobile et ferroviaire. Nous étudions dans ce chapitre le contrôle de l'écoulement de cavité à l'aide d'un cylindre et l'influence de la distance du cylindre à la paroi pour des configurations de cavité profonde ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ ) à des faibles nombres de Mach ( $M < 0.17$ ).

## 5.2 Etude paramétrique

Différentes positions verticales du cylindre  $y_c/d$  (tableau 5.1) ont été étudiées afin de trouver celle permettant un contrôle optimal pour chacune des configurations. Le cylindre génère un sillage tourbillonnaire à une fréquence élevée qui dépend du diamètre  $d$  du cylindre et du nombre de Reynolds ( $Re = U_0 d/\nu$ ). Le nombre de Strouhal pour les vitesses de notre étude est d'environ 0.2. Le cylindre utilisé pour les deux configurations ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ ) a un diamètre de 6 mm pour une fréquence d'échappement tourbillonnaires de l'ordre de 1 à 2 kHz pour la gamme de vitesses étudiée.

Une importante réduction du niveau acoustique (figures 5.1 à 5.4) est obtenue pour toute la gamme de vitesse étudiée et pour des positions de l'axe ( $y_c$ ) du cylindre allant de  $0.83d$  à  $2.67d$ . Il apparaît, comme le suggèrent Stanek et al. [119], qu'une distance égale au diamètre du cylindre devrait exister entre le cylindre et la paroi pour maintenir le sillage. Ainsi sur les figures 5.3 et 5.4 la réduction du bruit est moins importante pour  $y_c/d = 0.5$  que pour  $0.5 < y_c/d < 2$ . Pour  $y_c/d > 2.67$ , la réduction du bruit commence à chuter.

Les figures 5.1 et 5.2 montrent les spectres de pression pour différents rapports  $y_c/d$  et une vitesse extérieure de 43 m/s. Malgré la présence des pics correspondant aux modes

Tableau 5.1 – Différentes positions du cylindre pour  $L/H = 0.2$  et  $0.41$ 

$y_c$ (mm)	$y_c/d$
3	0.5
5	0.83
10	1.67
13	2.17
16	2.67
20	3.34
25	4.17
30	5

oscillatoires de Rossiter, leur amplitude a fortement baissé. Ceci traduit la disparition de la résonance aéro-acoustique, source de nuisance sonore. Nous pouvons remarquer la réduction du niveau global de pression, notamment autour des modes de cavité, pour les faibles  $y_c/d$  ( $y_c/d < 3$ ).

On distingue deux zones en fonction de l'importance de l'atténuation du bruit (figures 5.1 et 5.2) :

1. Zone 1 ( $0.5 < y_c/d \leq 3$ ) : le bruit de cavité est fortement atténué pour les deux configurations de cavité avec une diminution de bruit plus importante pour la première configuration ( $L/H = 0.2$ ) où l'on relève une atténuation de 36 dB pour différentes vitesses extérieures (figure 5.3). Pour  $L/H = 0.41$ , le bruit diminue de 20 à 25 dB pour  $U_0 = 43$  m/s et  $U_0 = 50$  m/s.
2. Zone 2 ( $3 < y_c/d < 5$ ) : le cylindre supprime encore les modes de cavité pour  $L/H = 0.2$  mais il est moins efficace pour l'autre configuration ( $L/H = 0.41$ ). En effet, pour  $L/H = 0.2$  et une vitesse extérieure de 43 m/s, la diminution du bruit est d'environ 25 dB (figure 5.3) alors qu'elle se situe entre 11 et 25 dB pour  $U_0 = 50$  m/s. Pour  $L/H = 0.41$ , l'efficacité du cylindre s'atténue. Ainsi nous pouvons remarquer que le bruit augmente pour  $U_0 = 43$  m/s lorsque  $y_c/d$  est supérieure à 4 (figure 5.4).

Une étude paramétrique a été réalisée par Illy et al. [56] pour le contrôle d'un écoulement de cavité profonde ( $L/H = 0.42$ ) en régime subsonique ( $M = 0.77$ ) à l'aide d'un cylindre ( $d = 2.5$  mm), placé transversalement à l'écoulement et situé à une distance de 5 mm en amont de la cavité. Ces auteurs constatent, pour  $0.7 < y_c/d < 1.6$ , la suppression des grosses structures de la couche de cisaillement, l'atténuation de plus de 30 dB du mode dominant et la présence d'un pic très énergétique dans le spectre, caractérisant le lâcher tourbillonnaire derrière le cylindre (fréquence adimensionnée  $St_d = fd/U_0 = 0.2$ ).

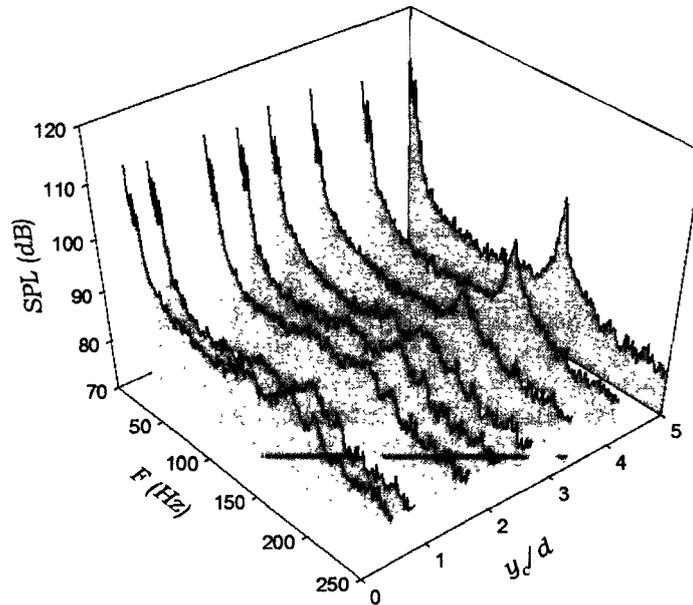


Figure 5.1 – Niveau de pression pour différentes positions du cylindre,  $L/H = 0.2$  et  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

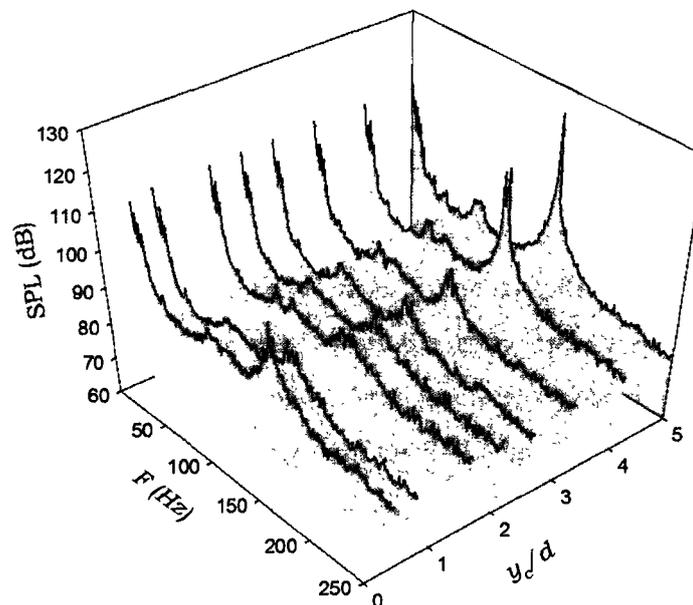


Figure 5.2 – Niveau de pression pour différentes positions du cylindre,  $L/H = 0.41$  et  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

Les figures 5.5 et 5.6 montrent les spectres de pression avec et sans contrôle pour les deux configurations de cavité et pour une vitesse extérieure de  $43 \text{ m/s}$ . Le cylindre est

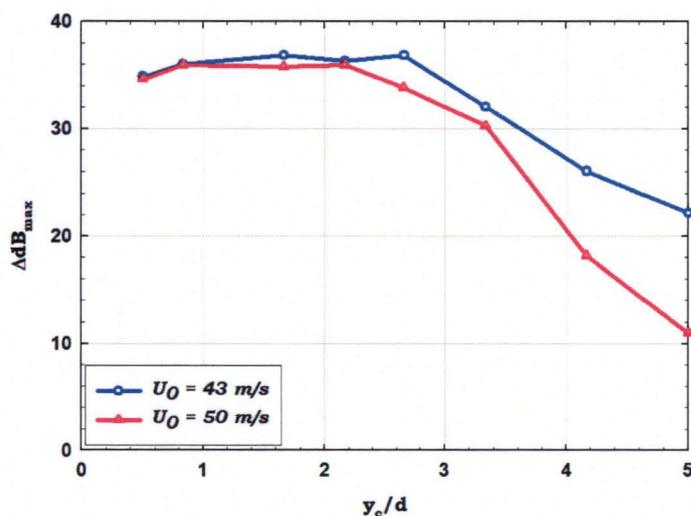


Figure 5.3 – Réduction du niveau de bruit à la fréquence dominante pour différentes positions du cylindre;  $L/H = 0.2$  et  $U_0 = 43$  m/s

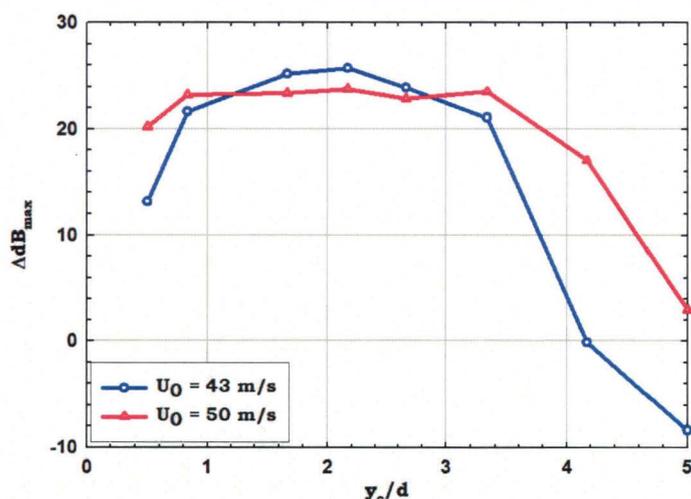


Figure 5.4 – Réduction du niveau de bruit à la fréquence dominante pour différentes positions du cylindre;  $L/H = 0.41$  et  $U_0 = 43$  m/s

placé à  $y_c/d = 1.67$  de la paroi et à 30 mm en amont du bord d'attaque de la cavité. Cette position correspond à un contrôle optimal et à une réduction maximale du niveau de bruit généré par la cavité. Ainsi une diminution de 36 dB a été réalisé pour  $L/H = 0.2$  et de 23 dB pour  $L/H = 0.41$ .

Les figures 5.5 et 5.6 montrent l'efficacité de l'utilisation du dispositif de contrôle avec cylindre dans la réduction du niveau de pression à l'intérieur de la cavité. Les spectrogrammes (figures 5.7 et 5.8) illustrent la disparition de la résonance de cavité pour toutes

les vitesses étudiées.

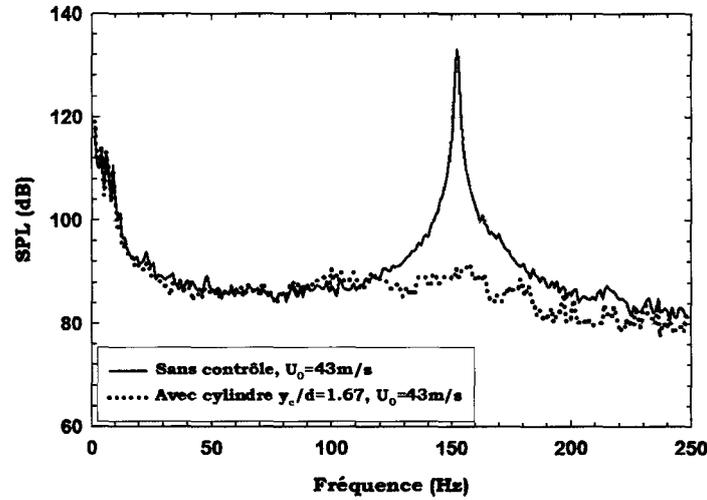


Figure 5.5 – Spectres de pression avec et sans contrôle pour  $L/H = 0.2$  et  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

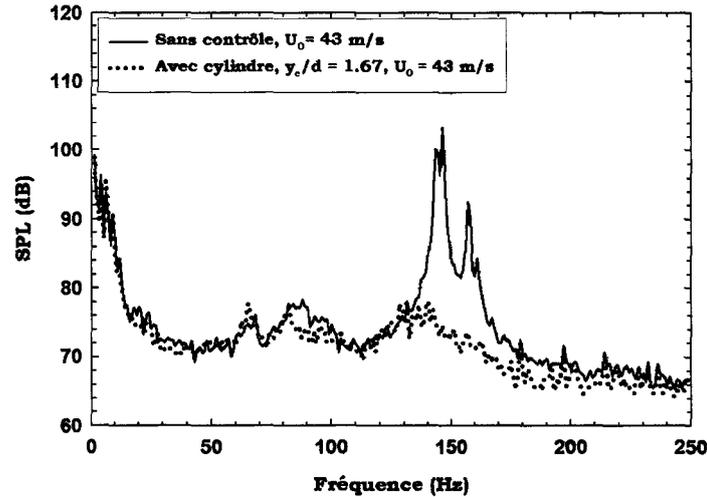


Figure 5.6 – Spectres de pression avec et sans contrôle pour  $L/H = 0.41$  et  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

Stanek [121] observe dans une étude paramétrique sur le contrôle de la résonance de cavité pour deux régimes d'écoulement ( $M = 0.85$  et  $M = 1.19$ ), que le diamètre optimal d'un cylindre placé juste en amont du bord d'attaque de la cavité est égal à la distance optimale entre le cylindre et la paroi en amont de la cavité :  $d_{optimale} = h_{optimale} = 2/3 \delta_0$  (avec  $\delta_0$  l'épaisseur de la couche limite incidente). Cette valeur est beaucoup plus élevée que celle proposée dans la présente étude :  $d = 0.05 \delta_0$  (pour  $U_0 = 43 \text{ m/s}$ ). Cette différence est probablement due à la valeur du nombre de Mach, beaucoup plus faible dans notre étude ( $M < 0.17$ ).

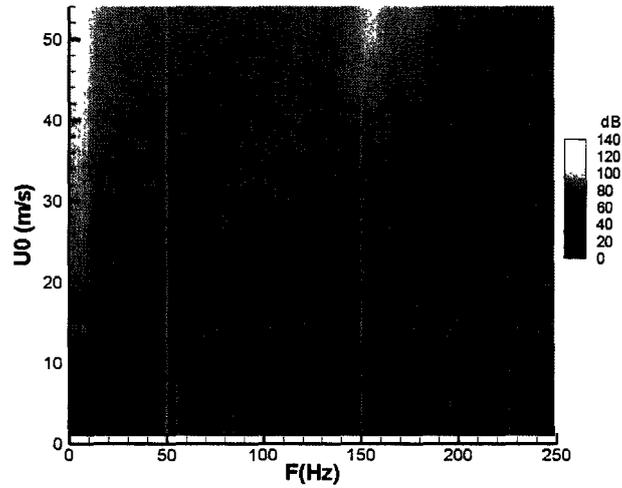


Figure 5.7 – Spectrogram avec contrôle ( $y_c/d = 1.67$ ) pour  $L/H = 0.2$

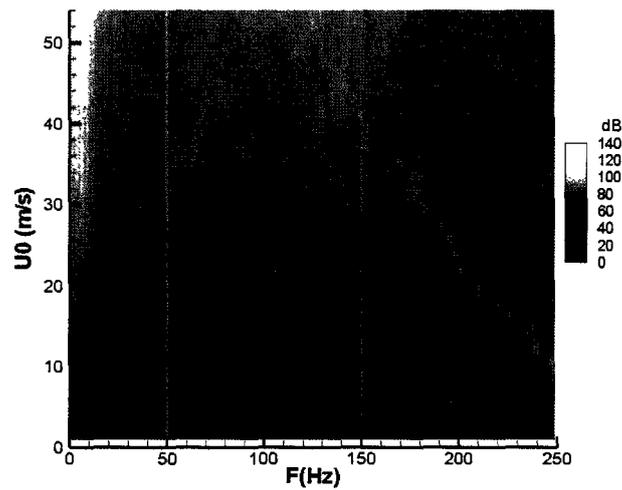


Figure 5.8 – Spectrogramme avec contrôle ( $y_c/d = 1.67$ ) pour  $L/H = 0.41$

## 5.3 Influence du contrôle sur l'écoulement dans la couche de cisaillement

### 5.3.1 Vitesse moyenne longitudinale et intensité de turbulence

Des mesures de profils de vitesse (figure 5.9), par anémométrie à fil chaud simple, ont été réalisées à  $x = L/2$  pour d'une part un écoulement de cavité sans contrôle et d'autre part avec un contrôle optimal correspondant à  $y_c/d = 1.67$ .

Une accélération de l'écoulement, lors de son passage entre le cylindre et la paroi latérale de la veine d'essais à 30 mm en amont de la cavité, est mise en évidence par les profils de la vitesse moyenne. Sinha et al. [117] ont observé un comportement similaire avec leur simulation numérique, qui a permis de visualiser un échappement tourbillonnaire asymétrique, derrière le cylindre, engendrant une déviation de la couche de cisaillement. De plus, la zone de recirculation à l'intérieur de la cavité était moins importante et plus décalée vers la partie aval de la cavité.

Un déficit de la vitesse longitudinale derrière un cylindre a été mis en évidence dans l'étude numérique de Levasseur [69] sur le contrôle d'un écoulement de cavité peu profonde.

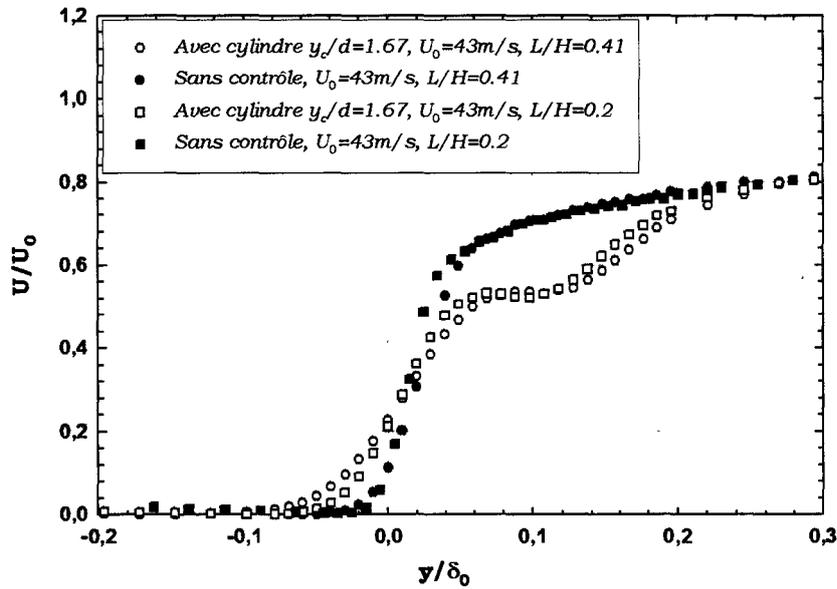


Figure 5.9 – Profil de la vitesse moyenne dans la couche de cisaillement avec et sans contrôle

Pour mieux cerner l'influence du cylindre sur l'écoulement moyen dans la couche de cisaillement, des mesures de PIV ont été effectuées avec et sans cylindre. Nous montrons l'influence du cylindre sur la vitesse moyenne longitudinale, l'intensité de turbulence et la tension de Reynolds. On utilise une représentation en niveau (des couleurs) sur laquelle on superpose des profils sous forme de vecteurs (les vecteurs sur la figure 5.11 représentent l'amplitude du  $u'_{rms}$ ).

La figure 5.10 montre la distribution de la vitesse longitudinale dans la couche de cisaillement. Les profils à différentes positions le long de la couche de cisaillement montrent le passage progressif d'un profil de type couche limite vers des profils de couche de mélange,

ainsi qu'un épaissement de la couche de cisaillement, en allant du bord amont vers le bord de fuite de la cavité.

On distingue sur la figure 5.10(b) la présence d'un déficit de vitesse longitudinale dans la région du sillage du cylindre, qui est observé sur toute la longueur de la couche de cisaillement. La présence de ce déficit contribue à un épaissement de la couche de cisaillement. Ce résultat corrobore celui d'Illy et al. [56] qui ont étudié les profils de vitesse dans la couche de cisaillement contrôlée par un cylindre placé en amont du bord de fuite d'une cavité profonde ( $L/H = 0.42$ ). Contrairement aux résultats numériques de Levasseur [69], notre étude montre qu'en présence du cylindre la couche de cisaillement n'est pas déviée vers l'extérieur par rapport à la configuration sans contrôle.

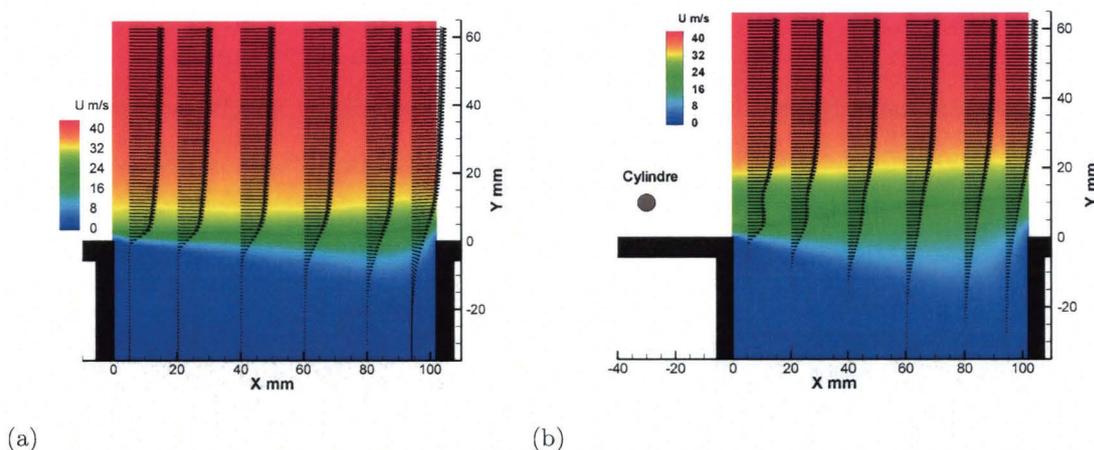


Figure 5.10 – Champs de la vitesse moyenne longitudinale : (a) sans contrôle (b) avec cylindre

La distribution de l'intensité de turbulence longitudinale ( $u'_{rms}$ ) avec contrôle (figure 5.11(b)) montre d'importantes fluctuations dans la partie amont de la couche de cisaillement et particulièrement dans la zone de sillage du cylindre. Ces résultats sont en accord avec ceux proposés par Illy et al. ([55], [56]).

En se déplaçant vers le bord de fuite, les niveaux d'intensité de turbulence avec et sans contrôle deviennent comparables autour de  $y = 0$ . Dans la partie aval de la couche de cisaillement (proche du coin aval), l'intensité de turbulence est moins élevée avec le cylindre. Le long de la couche de cisaillement, le profil de l'intensité de turbulence est caractérisé par un double pic. Cette distribution résulte de la superposition de deux écoulements : celui du sillage derrière le cylindre et celui de la couche de cisaillement de la cavité.

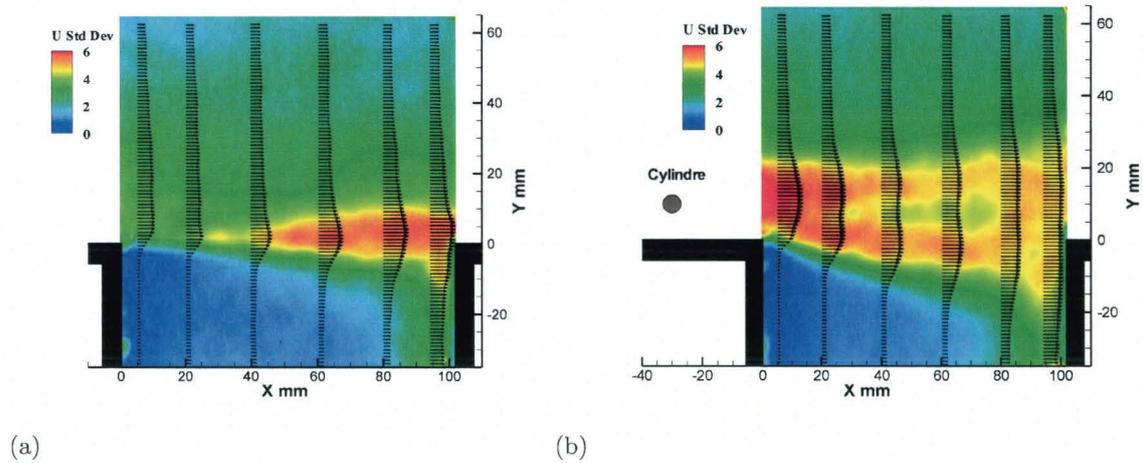


Figure 5.11 – Champs de l'intensité de turbulence longitudinale : (a) sans contrôle (b) avec contrôle (cylindre)

L'influence du cylindre sur la distribution de la tension de Reynolds ( $u'v'$ ) dans la couche de cisaillement (figure 5.12) est qualitativement similaire à celle de l'intensité de turbulence longitudinale. La distribution de  $u'v'$  permet de mettre en évidence à la fois la zone de sillage derrière le cylindre et la zone de cisaillement autour de  $y = 0$ .

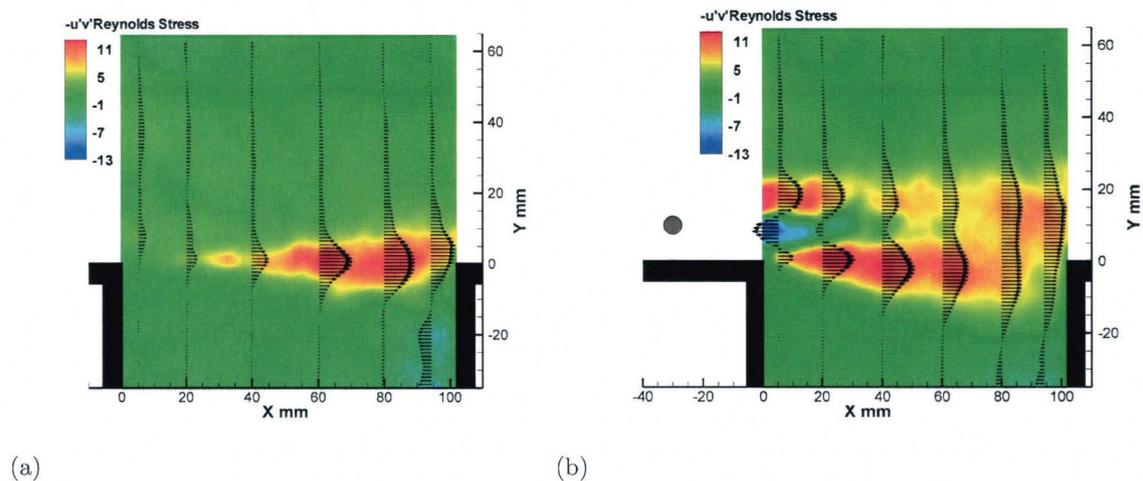


Figure 5.12 – Champs de la tension de Reynolds : (a) sans contrôle (b) avec cylindre

Ainsi avec le cylindre, la tension de Reynolds devient importante dans la partie amont de la cavité et est plus faible à mesure que l'on s'approche du bord de fuite, les profils sont caractérisés par un double pic. La tension de Reynolds élevée résulte de l'aptitude de l'écoulement à transférer la quantité de mouvement grâce à la présence de structures cohérentes dans le sillage du cylindre et dans la couche de cisaillement. La réduction de

$u'v'$ , dans la partie aval de la couche de cisaillement, est corrélée avec celle de la quantité de mouvement et donc avec celle du niveau de cohérence dans la couche de cisaillement.

### 5.3.2 Contenu fréquentiel des spectres de vitesse

La comparaison entre les spectres de vitesse (figure 5.13) montre une nette différence entre le cas sans contrôle et celui avec contrôle. En effet, le niveau d'énergie est moins important pour la configuration sans contrôle pour toutes les fréquences supérieures à 300 Hz. Pour les faibles fréquences ( $f \leq 300\text{Hz}$ ) l'amplitude spectrale est plus faible avec contrôle, ce qui suggère un couplage entre les petites et les grandes échelles, ainsi qu'un transfert d'énergie des grandes vers les petites échelles (El Hassan et al. [39]). Le spectre avec contrôle est aussi caractérisé par une augmentation importante de l'amplitude autour de la fréquence des lâchers tourbillonnaires.

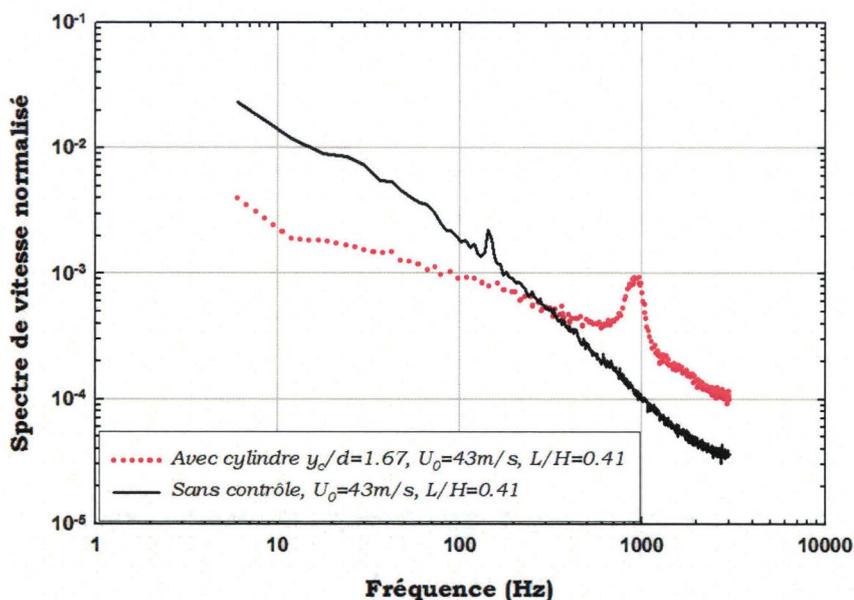


Figure 5.13 – Spectres de vitesse normalisés pour  $L/H = 0.41$

Wiltse et Glezer [141] ont étudié l'excitation d'une couche de cisaillement libre par une fréquence (de 5 kHz) d'un ordre de grandeur inférieur à la fréquence des échelles de Kolmogorov. Ces auteurs trouvent un transfert d'énergie sur toute la gamme de fréquence, des faibles vers les hautes fréquences. Ils ont nommé ce phénomène "forçage haute fréquence" et ont suggéré que ce forçage se traduise par un couplage, entre des grosses et des petites structures dans l'écoulement.

Stanek et al. ([119], [120], [121]) ont utilisé les interprétations de Wiltse et Glezer [141] pour relier l'efficacité d'un cylindre, dans le contrôle de la résonance de cavité, à un phénomène de forçage haute fréquence.

### 5.3.3 Échelles de Taylor et taux de dissipation turbulent

Certains auteurs ont suggéré, qu'en présence du cylindre, les grosses structures de la couche de cisaillement disparaissent et sont remplacées par des petites structures (Illy et al. [55], Stanek et al. [120]). En s'appuyant sur les résultats de Wiltze et Glezer [141], Stanek a aussi suggéré une augmentation du taux de dissipation turbulent. Il nous a donc semblé intéressant d'étudier l'influence du cylindre sur la taille des structures ainsi que sur la dissipation turbulente dans la couche de cisaillement.

Les micro-échelles de Taylor et la dissipation turbulente ont été estimées (équation 5.1 et 5.2) en utilisant l'hypothèse de Taylor en écoulement turbulent homogène et isotrope. Cette hypothèse peut sembler peu réaliste dans certaines régions de ce type d'écoulement, mais elle permet d'estimer les tendances de la micro-échelle de Taylor et de la dissipation turbulente. La distribution des micro-échelles de Taylor avec cylindre ( $\lambda$ ) adimensionnées par celles sans contrôle ( $\lambda_c$ ) est montrée sur la figure 5.14 pour  $x/L = 0.5$ . La figure 5.15 montre l'influence du cylindre sur la distribution de la dissipation turbulente pour  $x/L = 0.5$ . Rappelons que l'essentiel de la dissipation turbulente concerne les petites structures.

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{2u_c^2 \overline{u^2}} \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} \quad (5.1)$$

$$\epsilon = 15\nu \frac{1}{u_c^2} \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} \quad (5.2)$$

La dissipation est corrigée pour les effets de l'intensité de turbulence finie (Champagne [17]) :

$$\epsilon = \epsilon_m \left(1 + 5 \frac{u^2}{u_c^2}\right)^{-1} \quad (5.3)$$

Où  $\epsilon_m$  est calculé à partir des données expérimentales (pour  $u'/U_0 < 0.45$ )

En se dirigeant vers l'extérieur de la cavité (à partir de  $y/\delta_0 = 0$ ), le rapport  $\lambda_c/\lambda$  diminue (figure 5.14), ce qui traduit une diminution des micro-échelles de Taylor lorsque

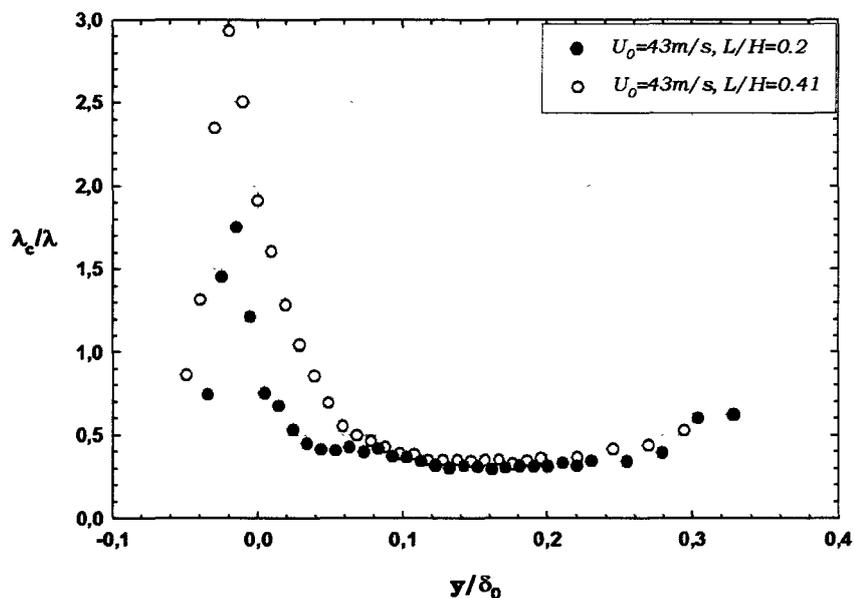


Figure 5.14 – Micro-échelles de Taylor

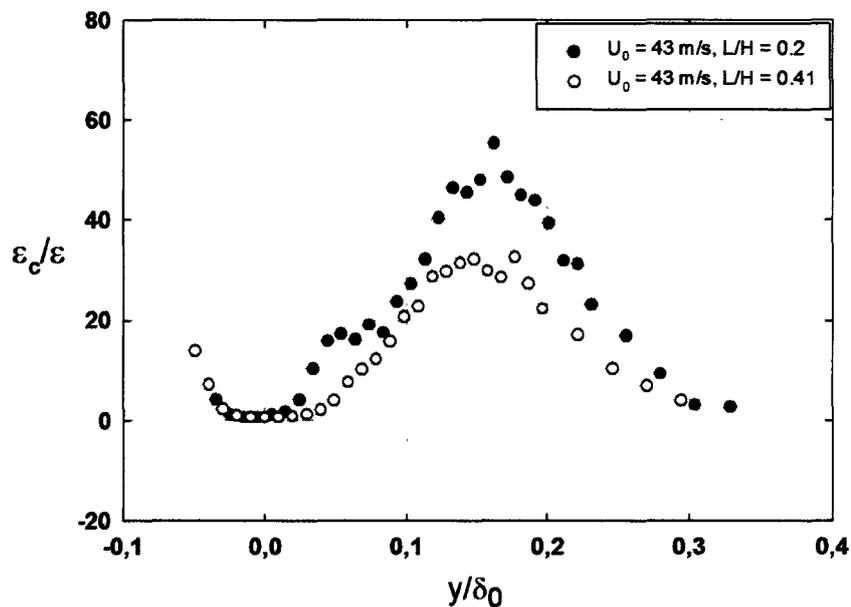


Figure 5.15 – Taux de dissipation turbulent

le cylindre est utilisé comme dispositif de contrôle. Compte tenu du forçage haute fréquence, les structures de grande taille sont amenées à disparaître, alors que celles de petite taille deviennent plus abondantes. Les visualisations par striescopie de Deron et al. [29] mettent en évidence que les tourbillons de grande taille sont remplacés par les structures

de l'échappement tourbillonnaire derrière le cylindre. La même observation a été faite par Illy et al. [56].

Sur la figure 5.15, nous remarquons une importante augmentation de la dissipation turbulente (pour  $L/H = 0.2$  et  $L/H = 0.41$ ) pour atteindre un maximum pour  $y/\delta_0 \approx 0.15$  en présence du cylindre. Notons que cette augmentation est plus importante pour  $L/H = 0.2$  comparé à celle de  $L/H = 0.41$ . Wiltse et Glezer [141] ont calculé la dissipation turbulente à partir de leurs résultats d'anémométrie à fil chaud et ont constaté une augmentation de la dissipation turbulente due à un forçage haute fréquence.

Pour étudier l'aspect des structures présentes dans la couche de cisaillement avec la présence du cylindre, nous avons effectué des mesures de PIV dans la couche de cisaillement.

### 5.3.4 Influence du contrôle sur l'organisation des structures cohérentes dans la couche de cisaillement

Les mesures de PIV, effectuées pour  $L/H = 0.2$ , avaient comme principal objectif l'étude du comportement des structures cohérentes dans la couche de cisaillement d'un écoulement contrôlé par un cylindre, afin de mieux comprendre le mécanisme de réduction du niveau de pression de l'écoulement contrôlé.

Pour  $U_0 = 43$  m/s, une importante réduction de l'amplitude de la résonance a été réalisée lorsque  $0.8 < y_c/d < 2.7$ . Par ailleurs, nous avons démontré qu'une réduction de 36 dB est possible lorsque le cylindre est placé à  $y_c/d = 1.67$ . Ainsi, cette position optimale a été choisie pour les mesures de PIV.

Lorsque le cylindre est placé en amont de la cavité, les champs moyens de vitesse (figure 5.10) ont mis en évidence un épaississement de la couche de cisaillement. La couche de cisaillement est donc divisée en deux zones : une zone supérieure représentative des lâchers tourbillonnaires du cylindre, et une inférieure influencée à la fois par la présence du cylindre (figures 5.11 et 5.12) et par celle de la couche de mélange.

Pour illustrer le comportement des structures dans la couche de cisaillement, des champs instantanés de vitesse sont présentés dans ce paragraphe. Des mesures de spectres d'énergie de la vitesse longitudinale en trois positions verticales permettront de mettre en exergue d'éventuelles fréquences caractéristiques.

Dans la partie supérieure de la couche de cisaillement (derrière le cylindre), des structures cohérentes générées par le sillage du cylindre sont présentes (figures 5.16 et 5.17). Dans la partie inférieure, deux types de structures coexistent : d'une part des structures de grande dimension sont présentes pour différentes positions le long de la couche de cisaillement (figures 5.16(b) et 5.17) et d'autre part des structures de plus petite dimension sont observées (figure 5.16(a)).

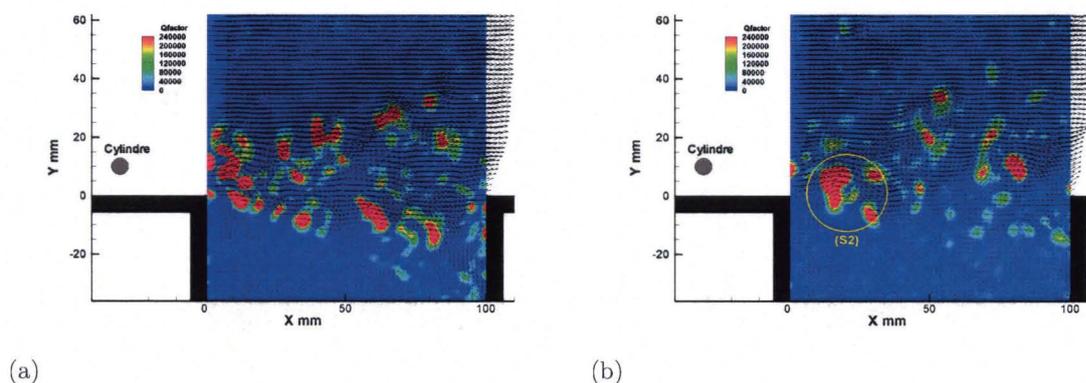


Figure 5.16 – Aspect des structures cohérentes dans la couche de cisaillement avec un cylindre comme dispositif de contrôle : champs de critère  $Q$

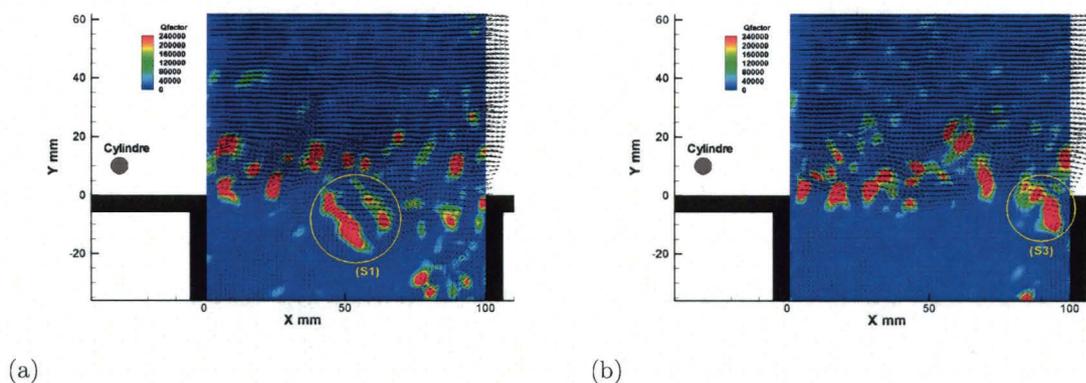


Figure 5.17 – Aspect des structures cohérentes dans la couche de cisaillement avec un cylindre comme dispositif de contrôle : champs de critère  $Q$

L'atténuation du bruit serait liée à l'épaississement de la couche de cisaillement, ce qui la rend plus stable. Par ailleurs, la réduction du niveau d'énergie pour les faibles fréquences (figure 5.13) s'expliquerait par un forçage provoquant un couplage entre les grosses et les petites structures de l'écoulement, ce qui permet une accélération du transfert d'énergie des grosses structures.

La présence d'une fréquence caractéristique des lâchers tourbillonnaires du cylindre a été confirmée par les spectres de vitesse (mesures d'anémométrie à fil chaud simple). Les trois positions de mesure de la composante longitudinale de la vitesse sont montrées sur la figure 5.18.

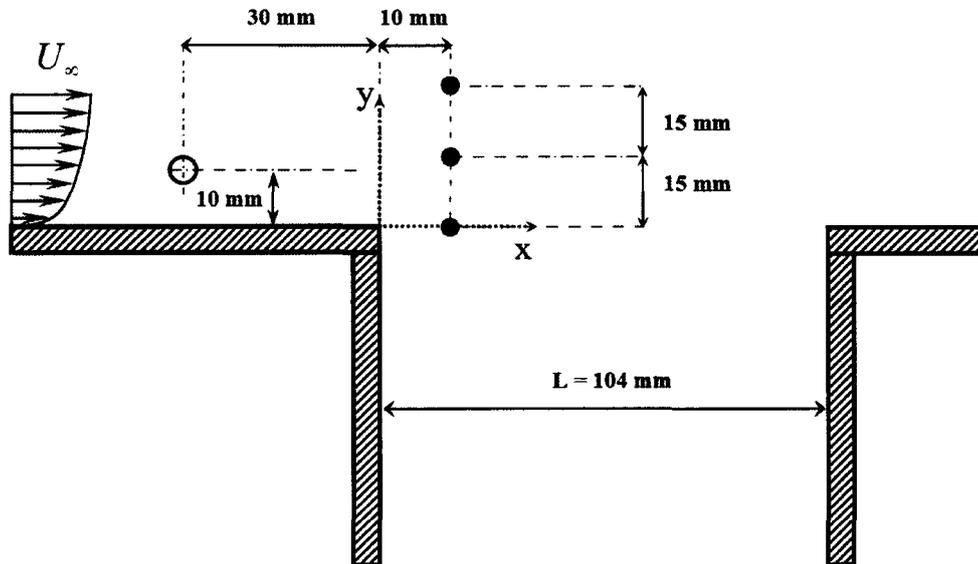


Figure 5.18 – Trois positions de mesure fil-chaud en aval du bord amont de la cavité ( $L/H = 0.2$ )

Le premier mode de Rossiter est présent sur le spectre de vitesse sans contrôle (figure 5.19). Le spectre correspondant au cas avec cylindre montre la disparition du mode de Rossiter et l'absence d'une fréquence caractéristique des lâchers tourbillonnaires du cylindre.

La figure 5.20 montre la présence d'une fréquence d'environ  $900 \text{ Hz}$  caractéristique de lâchers tourbillonnaires correspondant à un nombre de Strouhal de l'ordre de  $0.2$ . pour  $x = 10 \text{ mm}$  et  $y = 10 \text{ mm}$ . Cependant, pour la même position longitudinale et pour  $y = 30$  la fréquence caractéristique est toujours présente dans le spectre de vitesse avec contrôle. A noter que les oscillations de cavité sont absentes pour cette position.

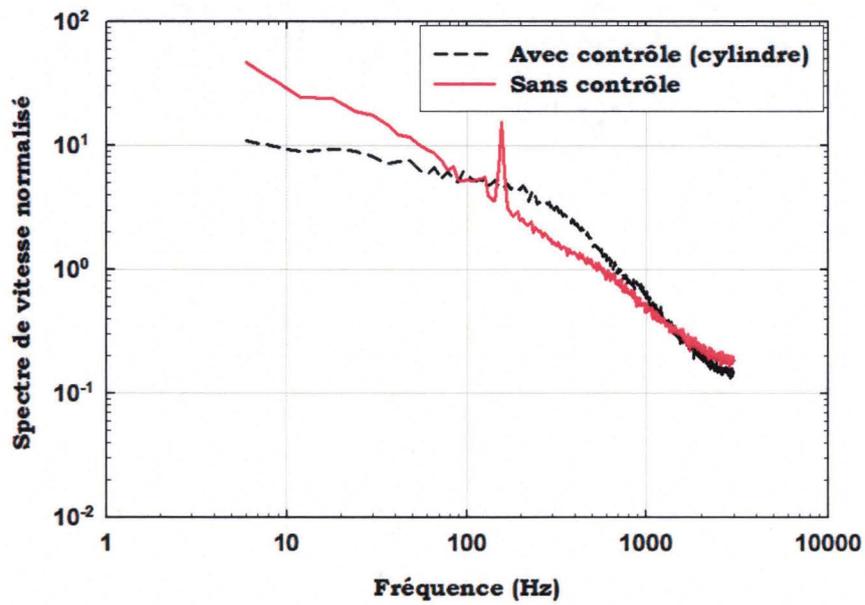


Figure 5.19 – Spectre monodirectionnel de vitesse à  $x = 10 \text{ mm}$  et  $y = 0 \text{ mm}$ ;  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

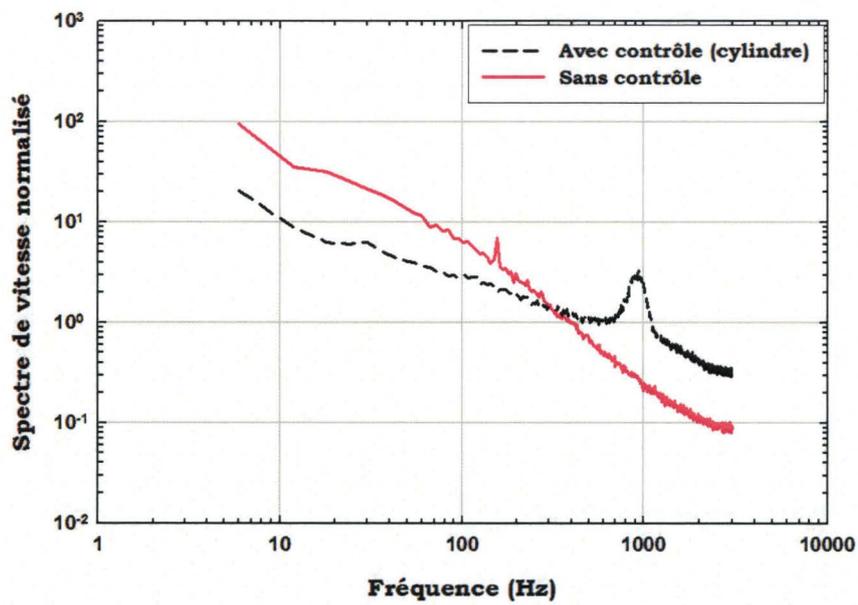


Figure 5.20 – Spectre monodirectionnel de vitesse à  $x = 10 \text{ mm}$  et  $y = 15 \text{ mm}$ ;  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

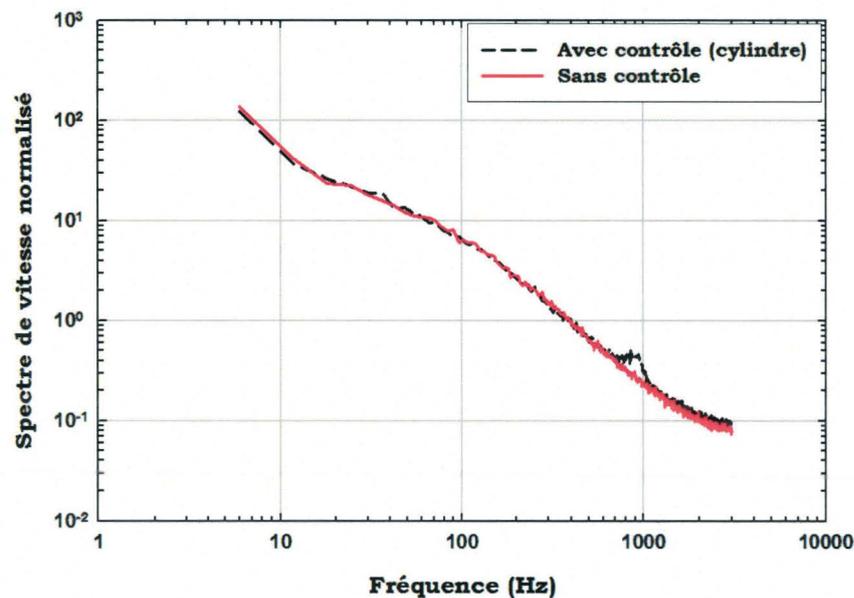


Figure 5.21 – Spectre monodirectionnel de vitesse à  $x = 10 \text{ mm}$  et  $y = 30 \text{ mm}$ ;  $U_0 = 43 \text{ m/s}$

## 5.4 Contrôle passif en l'absence de forçage haute fréquence

Nous avons démontré l'efficacité du cylindre pour le contrôle de la résonance des cavités profondes à de faibles vitesses, cependant le phénomène qui est à l'origine de la suppression du bruit acoustique reste mal compris. Stanek et al. [121] ont relié la performance du cylindre au phénomène de forçage haute fréquence induit par les lâchers tourbillonnaires derrière le cylindre. Le but de ce paragraphe est d'étudier l'importance du phénomène de forçage dans le processus de contrôle.

Stanek a suggéré que la fréquence des lâchers tourbillonnaires derrière le cylindre doit être beaucoup plus grande (au moins 10 fois) que celle des modes de cavité. Illy et al. [55] ont fait varier le diamètre du cylindre pour étudier l'influence de la fréquence de lâchers tourbillonnaires sur l'efficacité du contrôle. Pour un facteur 5 entre cette fréquence et celle du mode fondamental de cavité, ces auteurs ont encore observé la disparition des modes de cavité; ce qui contredit l'hypothèse de Stanek concernant le lien entre l'efficacité du cylindre et la fréquence des lâchers tourbillonnaires du cylindre.

Nous avons complètement éliminé la haute fréquence des lâchers tourbillonnaires du cylindre par l'utilisation d'un cylindre profilé, réalisé à partir du cylindre déjà en place sur lequel a été soudée une barre biseautée (figure 5.22). L'idée de la mise en œuvre de ce cylindre profilé est d'avoir un corps dont le maître couple est identique à celui du cylindre, mais dont le profil empêchera la formation de lâchers tourbillonnaires.

On remarque sur le spectre de niveau de pression (figure 5.23(a)) qu'en présence du cylindre profilé, la réduction du bruit est à peu près identique à celle obtenue avec le cylindre. Les deux corps ont la même efficacité. On observe sur le spectre monodimensionnel (figure 5.23(b)) que le pic du mode de Rossiter a bien disparu avec l'utilisation du cylindre profilé, de même que les lâchers tourbillonnaires derrière le cylindre. On peut aussi constater que la répartition énergétique s'est déplacée vers les hautes fréquences dans une proportion moindre qu'avec le cylindre.

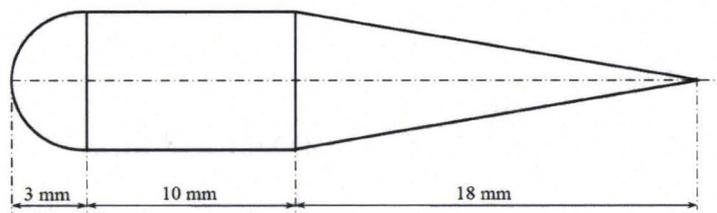


Figure 5.22 – Cylindre profilé

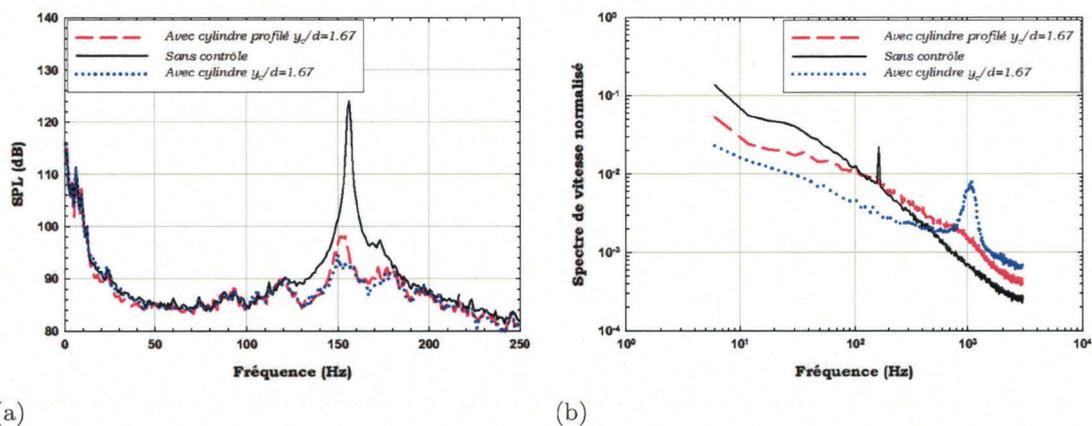


Figure 5.23 – Spectres de niveau de pression (a) et monodimensionnels de vitesse (b)

La figure 5.24 illustre l'efficacité de l'utilisation du cylindre profilé dans le contrôle de la résonance de cavité. Pour un large intervalle de vitesses, le cylindre et le cylindre profilé présentent une même efficacité dans la réduction du niveau maximal de bruit. Pour des vitesses extérieures supérieures à 48 m/s la réduction du bruit maximal avec l'utilisation du

cylindre profilé est inférieure de 2 à 4  $dB$  à celle obtenue avec cylindre. Mais la résonance a bien été éliminée pour toutes les vitesses étudiées avec le cylindre, comme avec le cylindre profilé.

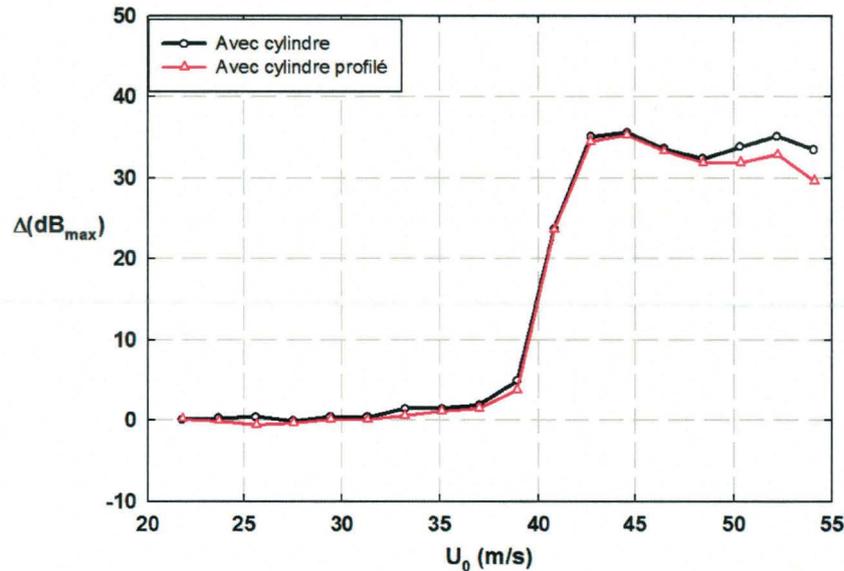


Figure 5.24 – Réduction du bruit maximal obtenue avec cylindre et cylindre profilé

Les essais présentés ci-dessus ont permis de dégager plusieurs observations. L'objectif principal était de vérifier la relation entre la nécessité de la présence des lâchers tourbillonnaires derrière un cylindre et la réduction du bruit. L'utilisation du cylindre profilé a infirmé cette hypothèse, puisque celui-ci fait disparaître les lâchers tourbillonnaires, mais présente une efficacité presque équivalente à celle du cylindre pour réduire le bruit.

## 5.5 Conclusion

Le contrôle du bruit de cavité, du fait de sa nécessité dans de nombreux domaines industriels, a fait l'objet de nombreuses études. Plusieurs méthodes, parfois très complexes (contrôle actif en boucle fermée, utilisation de haut parleurs, d'actionneurs piézo-électriques,) ont été utilisées.

Le contrôle à l'aide d'un cylindre est sans doute l'une des méthodes de contrôle la plus simple à mettre en œuvre qui a permis la disparition de la résonance avec une réduction importante du niveau de bruit acoustique dans la cavité (jusqu'à 36  $dB$ ).

Ce chapitre de la thèse a permis de confirmer tout en précisant l'efficacité du cylindre grâce à l'étude des champs de vitesse et de pression. Il a notamment été observé que le cylindre a une influence sur le profil de vitesse, l'intensité de turbulence, la tension de Reynolds et sur l'organisation des structures cohérentes de la couche de cisaillement. En effet, la taille de ces structures est fortement réduite par la présence du cylindre. La position du cylindre à la paroi qui permet un contrôle optimal de la résonance correspond à  $1.67d$  ( $d$  est le diamètre du cylindre).

La présence du cylindre en amont de la cavité tend à réduire les fluctuations de vitesse et la tension de Reynolds dans la partie aval de la couche de cisaillement en réduisant la taille des tourbillons porteurs d'énergie.

L'utilisation d'un cylindre profilé a permis de constater que la réduction de bruit n'est pas due à un forçage haute fréquence.

Nous pouvons constater que tout corps épais placé, à une certaine distance de la paroi, en amont du bord d'attaque de la cavité, joue le rôle d'un obstacle qui vient épaissir la couche de cisaillement en la rendant plus stable.



# Chapitre 6

## Conclusions générales et perspectives

### 6.1 Conclusions générales

Ce travail de thèse avait pour objectif de mieux comprendre la physique de l'écoulement affleurant une cavité rectangulaire profonde grâce à l'analyse des instabilités qui se développent dans la couche de cisaillement de la cavité et le contrôle de cet écoulement à l'aide d'un obstacle placé en amont de la cavité. Ce type de cavité trouve ses applications dans plusieurs secteurs industriels : automobile, ferroviaire et génie civile. Nous avons donc étudié l'influence d'une cavité profonde sur une couche limite turbulente incidente et nous nous sommes intéressés au couplage aéro-acoustique présent pour ce type de cavité. Un contrôle passif à l'aide d'un cylindre, capable d'éliminer la résonance produite par ce couplage, a été utilisé.

Nous avons dans un premier temps analysé l'écoulement turbulent affleurant une cavité profonde de petites dimensions ( $L = 5 \text{ mm}$ ,  $H = 25 \text{ mm}$ ) dans un canal hydraulique. Nous avons montré une influence de la cavité sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale, sur ses fluctuations, ainsi que sur ses moments statistiques d'ordre trois et quatre. Nous avons observé en particulier que le bord de fuite est le siège d'événements de type éjections caractérisés par des valeurs élevées des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement à une distance de la paroi comprises entre 10 à 40 unités de parois. L'évaluation du frottement pariétal en amont et en aval de la cavité a été possible en mesurant la vitesse près de la paroi. Nous avons constaté une augmentation du frottement pariétal en aval de la cavité. Le frottement diminue ensuite pour atteindre une valeur inférieure à celle obtenue en absence

de la cavité, puis un rétablissement est observé à partir d'une certaine distance en aval de la cavité. Ces résultats montrent que la distribution du frottement pariétal dépend des paramètres  $Re_\theta$ ,  $L/\delta_0$  et  $L/H$ .

Dans la seconde partie de la thèse nous avons étudié l'écoulement affleurant une cavité profonde de grandes dimensions ( $L = 104$  et  $213$  mm,  $H = 520$  mm) placée dans une soufflerie subsonique. La pression instationnaire a été mesurée pour deux configurations de cavité profonde de rapport géométrique  $L/H = 0.2$  et  $0.41$ . En mesurant la vitesse d'advection dans la couche de cisaillement, nous avons constaté une bonne prédiction des modes aéro-acoustiques des cavités étudiées par le modèle de Rossiter. Ainsi pour  $L/H = 0.2$ , le premier mode de Rossiter est présent, alors que pour  $L/H = 0.41$  le premier et le second modes coexistent.

L'évolution des structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement a été étudiée pour  $L/H = 0.2$  et  $U_0 = 43$  m/s. Nous avons constaté que la couche limite incidente décolle au niveau du bord d'attaque de la cavité et s'enroule pour former une seule structure tourbillonnaire. Les dimensions de cette structure augmentent lorsqu'elle est advectée du bord d'attaque vers le bord de fuite de la cavité. Par ailleurs, le phénomène d'éjections près du bord aval de la cavité, analogue à celui observé dans le canal hydraulique, a été mis en évidence grâce à des mesures locales par fil chaud et à des mesures de champs de vitesse par PIV.

La vitesse d'advection des structures a été obtenue à l'aide d'inter-corrélations de vitesse pour les deux configurations de cavité ( $L/H = 0.2$  et  $0.41$ ). Nous avons montré que la vitesse d'advection dépend de la position de la structure le long de la couche de cisaillement ainsi que de la vitesse extérieure. Les modes de cavité sont correctement prédits par le modèle de Rossiter lorsque la vitesse d'advection est obtenue expérimentalement et lorsque le décalage temporel entre l'impact d'une structure tourbillonnaire au niveau du coin aval et la génération d'une onde acoustique de rétroaction est supposé nul.

Nous avons ensuite procédé à un contrôle passif de la résonance, à l'aide d'un cylindre de diamètre  $d$  placé en amont de la cavité et nous avons constaté une réduction significative du niveau de bruit, pour les deux configurations de cavité dans toute la gamme de vitesse étudiée. La position du cylindre à une distance de  $1.67d$  de la paroi correspond au contrôle optimal des modes de cavité. Il apparaît que les structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement sont fortement influencées par la présence du dispositif de contrôle.

Les résultats montrent que les profils de vitesse en présence d'un obstacle résultent de la superposition du sillage et de la couche de mélange et contribuent à l'épaississement de la couche de cisaillement. Les profils rms des fluctuations de la vitesse longitudinale et de la tension de cisaillement montrent que la présence d'un cylindre en amont de la cavité a pour rôle de réduire par diffusion, dans la partie aval de la couche de cisaillement, l'intensité des structures organisées à mesure qu'elles sont advectées vers le coin aval de la cavité.

Nous avons montré qu'un corps épais qui neutralise les lâchers tourbillonnaires (cylindre profilé), placé en amont de la cavité, présente une efficacité équivalente à celle du cylindre pour le contrôle des modes de cavité. Ceci remet en question l'idée selon laquelle la réduction du bruit est due à un forçage haute fréquence.

Nous constatons donc que tout objet épais placé en amont de la cavité, à une certaine distance de la paroi, épaissit la couche de cisaillement et la rend plus stable. Cette modification du champ moyen pourrait expliquer l'efficacité de ce type de contrôle.

## 6.2 Perspectives

Le présent travail constitue une étape importante vers une meilleure compréhension de l'écoulement de cavité.

Il paraît tout à fait indiqué de poursuivre le travail sur le comportement du frottement pariétal en aval d'une cavité pour plusieurs rapport géométrique  $L/H$ . L'objectif principal de ces mesures est de confirmer l'hypothèse avancée dans le chapitre 3 de ce document sur l'influence de  $L/H$  sur l'augmentation du frottement pariétal en aval de la cavité.

Dans cette étude nous avons mis l'accent sur la possibilité de réduire le bruit au voisinage des cavités profondes. Notons que cette réduction de bruit, obtenue par adjonction d'un corps en amont de la cavité, peut conduire à l'augmentation de la traînée et donc pourrait être pénalisante quant à l'efficacité aérodynamique. La mesure du frottement (estimation de la traînée) sont à envisager dans le but d'optimisation des aspects aérodynamiques et aéro-acoustiques.

L'application d'un modèle de stabilité permettrait une représentation analytique de l'écoulement de cavité. Il serait souhaitable de pouvoir fournir une description capable de représenter à la fois la géométrie de la cavité et l'influence du nombre de Mach. Les tra-

vaux de Howe [53] sur l'advection des structures discrètes permettront une telle approche. L'application d'un tel modèle de stabilité à notre écoulement de cavité profonde avec et sans contrôle permettra une estimation du taux de croissance des instabilités de la couche de cisaillement. Le choix d'une telle investigation est motivé par le rôle fondamental de ces instabilités dans le processus d'émission acoustique, dont une meilleure connaissance permettrait de mettre en oeuvre d'autres stratégies de contrôle comme un contrôle adaptatif en boucle fermée de l'écoulement affleurant une cavité. Les réseaux de neurones récurrents possèdent une architecture qui présente quelques affinités avec la dynamique de la cavité et son principe de rétroaction. Leur implémentation sur la configuration de cavité profonde étudiée dans cette thèse est une piste à prospecter.

# Bibliographie

- [1] Abramovich G.N (1963) "The theory of Turbulent Jets." The MIT Press, Cambridge, Mass., pp.61-63
- [2] Ahuja K.K. and Mendoza J (1995) "Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes." Final Report Contract NAS1-19061, Task **13**, NASA Contractor Report.
- [3] Amandolèse X., Hémon P. and REGARDIN C (2002) "Study of the acoustic oscillations by flows over cavities - part 1. internal flow." ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition, IMECE2002-33375.
- [4] Antonia R.A. and Krogstad P.A (1993) "Scaling of the bursting period in turbulent rough wall boundary layers." Experiments in Fluids, **15**, pp 82-84.
- [5] Arunajatesan S., Shipman J. and Sinha N (2002) "Hybrid Rans-LES Simulation of cavity flow fields with control." AIAA Paper 2002-1130
- [6] Arunajatesan S, Shipman J and Sinha N (2003) "Mechanisms in high frequency control of cavity flows." AIAA Paper 2003-0005
- [7] Bendat J.S. and Piersol A.G (1986) "Random Data Analysis and Measurement procedures." Wiley, New York
- [8] Bergmann D, Kaiser U and Wagner S (2003) "Reduction of low-frequency pressure fluctuations in wind tunnels." Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **91(4)**, pp. 543-550
- [9] Bernal L. P and Roshko A (1986) "Streamwise vortex structure in plane mixing layer." J. Fluid Mech., **170**, pp.499-525
- [10] Block P.J.W, Heller H.H (1975) "Measurements of farfield sound generation from a flow-excited cavity." NASA TM X-3292

- [11] Block P.J.W (1976) "Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds." NASA TM D-8351
- [12] Brown G. L et Roshko A (1974) "On density effects and large structures in turbulent mixing layers." *J. Fluid Mech.*, **64**(4), pp.775-816
- [13] Cain Alan (1997) Private Communication.
- [14] Camussi R, Guj G, Ragni A (2006) "Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities." *Journal of Sound and Vibration* **294**, pp.177-204
- [15] Cattafesta L.N., Garg S., Choudari M. and Li F (1997) "Active control of flow-induced cavity resonance." AIAA paper, 97-1804
- [16] Cattafesta L.N., Williams D.R., Rowley C.W., Alvi F.S. (2003) "Review of active control of flow-induced cavity resonance." AIAA Paper 2003-3567
- [17] Champagne F.H (1978) "The fine-scale structure of the turbulent velocity field." *J. Fluid Mech.*, **86**, pp.67-108
- [18] Charwat A.F, Roos J.N, Dewey F.C et Hitz J.A (1961) "An investigation of separated flows. Part 2 : flow in cavity and heat transfer." *Journal of the Aerospace Science*, **28**(6), pp.513-527
- [19] Chatellier L (2002) "Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant." Université de Poitiers, thèse
- [20] Chatelier L., Laumonier J. et Gervais Y (2001) "Contrôle actif du couplage aéroacoustique en cavité sous écoulement affleurant." 15ème Congrès Français de Mécanique, Nancy 3-7 Septembre
- [21] Choi K. and Fujisawa (1993) "Possibility of drag reduction using a d-type roughness." *App. Sci Research* **55**, pp.315-324
- [22] Clark R.L (1979) "Evaluation of F-111 Weapon Bay Aero-Acoustic and Weapon Separation Improvement Techniques." AFFDL-TR-79-3003.
- [23] Cousteix J (1989) "Turbulence et couche limite." Cepadues-Eds.
- [24] Covert E.E (1970) "An approximate calculation of the onset velocity of cavity oscillations." *AIAA journal* **8**, pp.2189-2194
- [25] Davies P.O.A.L (1981) "Flow-acoustic coupling in ducts." *Journal of Sound and Vibration* **77**, pp.191-209

- [26] Davies P.O.A.L (1996a) "Piston engine intake and exhaust system design." *Journal of Sound and Vibration* **190**, pp.677-712
- [27] Davies P.O.A.L (1996b) "Aeroacoustics and time varying systems." *Journal of Sound and Vibration* **190**, pp.345-362
- [28] Demetz F.C, Farabee T.M (1977) "Laminar and turbulent shear flow-induced resonances." AIAA Paper 77-1293
- [29] Deron R., Illy H., Geffroy P., Mendez F. and Corbel B. (2005) "Effects of a cavity flow passive control on optical phase degradations." AIAA Paper 2005-4659, 36<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and laser conference, Toronto, Ontario Canada
- [30] Dimotakis P.E and Brown G.L (1976) "The mixing layer at high Reynolds number : large structure dynamics and entrainment." *J. Fluid Mech.*, **78**, pp.535-560
- [31] Djenidi L. and Antonia R.A (1993) "LDA Measurements in a low Reynolds number turbulent boundary layer." *Experiments in Fluids*, **14**, pp.280-288
- [32] East L.F. (1966) "Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities." *Journal of Sound and Vibration* **3**, pp.277-287
- [33] Elavarasan R., Ching C., Antonia R. (1996) "Turbulent boundary layer over a smooth wall widely separated transverse square cavities." *Appl Sci Res.* **55**, pp.227-243
- [34] El Hassan M., Labraga L., Keirsbulck L (2007) "Turbulent boundary layer over a deep cavity : friction coefficient and streamwise velocity components." *Can. J. Phys./Rev. can. phys.* **85(12)**, pp.1447-1457
- [35] El Hassan M., Keirsbulck L., Labraga L (2008) "Aero-acoustic coupling inside large deep cavities at low-subsonic speeds." *J. Fluid Engineering*, In Press
- [36] El Hassan M., Keirsbulck L., Labraga L (2008) "Non oscillating/oscillating shear layer over a deep cavity at low-subsonic speeds." *Flow, turbulence and combustion*, In Press
- [37] El Hassan M., Labraga L., Keirsbulck L (2007) "Écoulement turbulent affleurant une cavité profonde." 18ème Congrès Français de mécanique, Grenoble, 27-31 Août
- [38] El Hassan M., Labraga L., Keirsbulck L (2007) "Aero-acoustic oscillations inside large deep cavities." 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, 421-428, 3-7 December, Gold Coast, Australia
- [39] El Hassan M., Keirsbulck L., Labraga L (2008) "Control of deep cavity tones using a spanwise cylinder at low-subsonic speeds." 6th International Conference on Heat transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, HE1, 30June-3July, Pretoria, South Africa

- [40] Engine research center, University of Wisconsin-Madison
- [41] Erm L.P. and Joubert P.N (1991) "Low Reynolds-number turbulent boundary layers." *J. Fluid Mech.* **230**, pp.1-44
- [42] Forestier N, Jacquin L, Geffroy P (2003) "The mixing layer over a deep cavity at high-subsonic speed." *J. Fluid Mech.* **475**, pp.101-145
- [43] Gharib M, Roshko A (1987) "The effect of flow oscillations on cavity drag." *Journal of Fluid Mechanics* **177**, pp.501-530
- [44] Gloerfelt X, Bailly C and Juvé D (2003) "Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods." *J. Sound Vib.*, **266(1)**, pp. 119-146.
- [45] Grace S.M, Dewar W.G and Wroblewski D.E (2004) "Experimental investigations of the flow characteristics within a shallow wall cavity for both laminar and turbulent upstream boundary layers." *Experiments in Fluids*, **36**, pp. 791-804
- [46] Hankey W.L. and Shang J.S (1979) "Analyses of pressure oscillations in an open cavity." *AIAA Journal*, **18(8)**, pp.892-898
- [47] Haugen R. and Dhanak A (1966) "Momentum transfer in turbulent separated flow past a rectangular cavity. *Journal of applied Mechanics* pp.641-646
- [48] Heller H. H and Bliss D.B (1975) "Flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression." *AIAA paper*, 75-491 : 281-296
- [49] Hirahara H, Kawahashi M, Uddin Khan M, Hourigan K (2007) "Experimental investigation of fluid dynamic instability in a transonic cavity flow." *Experimental Thermal and Fluid Science* **31**, pp.333-347
- [50] Ho, Chin-Ming, and Huang, Lein-Saing, (1982) "Subharmonics and vortex merging in mixing layers." *J. Fluid Mech.*, **119**, pp.443-473
- [51] Ho, C.-M., and Nosseir, N. S., (1981) "Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon." *J. Fluid Mech.*, **105**, pp.119-142
- [52] Hourigan K., Stokes N., Thompson M. and Welsh M (1986) "Flow induced acoustic resonances for a bluff body in a duct : a numerical study." 9th Australasian Fluid Mechanics Conference, 504-7. Call Number : 2078
- [53] Howe M.S (1998) "Acoustics of Fluid-Structure Interactions" Cambridge University Press

- [54] Hunt J.C.R, Wray A.A and Moin P. (1998) "Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows." Center for turbulence research Rep. CTR-S88.
- [55] Illy H., Geffroy P. and Jacquin L (2004) "Control of cavity flow by means of a spanwise cylinder." 21th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, IUTAM, 15- 21 August, 2004, Warsaw, Poland
- [56] Illy H., Geffroy P., Jacquin L. (2005) "Contrôle des oscillations de cavité au moyen d'un cylindre placé transversalement à l'écoulement." 17<sup>ème</sup> Congrès Français de mécanique, Troyes, Septembre
- [57] Jeong J. and Hussain F (1995) "On the identification of a vortex." J. Fluid Mech., **285**, pp.69-94
- [58] Jorgensen FE (1971) "Directional sensitivity of wire and fibre-film probes." DISA Inf 11 :31-37
- [59] Karamcheti K (1956) "Sound radiation from rectangular cutouts." NACA TN 3488
- [60] Keane RD and Adrian RJ (1990) "Optimization of particle image velocimeters." Meas Sci Technol **2**, pp.1202-1215
- [61] Keane RD and Adrian RJ (1992) "Theory of cross-correlation of PIV images." Appl Scient Res **49**, pp.191-215
- [62] Kegerise M.A and Cambell R.H (2004) "Real-time adaptative control of flow-induced cavity tones." AIAA Paper 2002-0572
- [63] Knisely C, Rockwell D (1982) "Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer." J. Fluid Mech. **116**, pp.157-186
- [64] Komerath NM, Ahuja KK and Chambers FW (1987) "Prediction and measurement of flows over cavities-a survey." Proceedings of the AIAA 25th aerospace sciences meeting, Reno, Nevada
- [65] Krishnamurty K. (1955) "Acoustic Radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamic surfaces." NACA TN 3487
- [66] Krogstad P.A., Antonia R.A. and Browne L.W.B (1992) "Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers." J Fluid Mech, **245**, pp.599-617
- [67] Lamp A.M and Chokani N (1997) "Computation of cavity flows with suppression using jet blowing." Journal of Aircraft, **34**, pp.545-551 (AIAA paper 96-0446)
- [68] Larchevêque L, Sagaut P, Ivan M, Labbé O (2003) "Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep cavity." Physics of fluids **15**, pp.193-210

- [69] Levasseur V (2007) "Simulation des Grandes Échelles en Éléments Finis Stabilisés : Une Approche Variationnelle Multi-Échelles Thèse de Doctorat de l'université Paris VI Perre et Marie Curie
- [70] Lin J.-C and Rockwell D (2001) "Organized oscillations of initially turbulent flow past a cavity." *AIAA Journal* **39(6)**, June 2001
- [71] MacManus, Eaton D.J., Barrett R., Rickards J. and Swales C. (1996) "Mapping the Flow Field Induced by a HLFC Perforation Using a High Resolution LDV." AIAA paper 96-0097
- [72] McGrath S.F. and Shaw L.L (1996) "Active control of shallow cavity acoustic resonance." AIAA Paper 96-1949
- [73] Maines B.H, Robarge J.E, Welterlen T.J and Smith B.R (2001) "Weapons Bay Acoustic Suppression From A Rod In Crossflow." Active Robust Control of Internal Cavities (ARCTIC) Workshop Presentation, AIAA Aerospace Sciences Meeting.
- [74] Marsden O, Gloerfelt X, Bailly C (2003) "Direct noise computation of adaptive control applied to a cavity flow." *C. R. Mécanique* **331**, pp.423-429
- [75] McGrath S.F. and Shaw L.L. (1996) "Active control of shallow cavity acoustic resonance." AIAA Paper 96-1949
- [76] Mehmet Önder Efe, Marco Debiasi, Peng Yan, Hitay Özbay and Mohammad Samimy (2008) "Neural Network Based Modeling of Subsonic Cavity Flows." *International Journal of Systems Science*, **39(2)**, pp.105-117
- [77] Mendoza J.M and Ahuja K.K (1996) "Cavity Noise Control Through Upstream Mass Injection from a Coanda Surface." AIAA 96-1767
- [78] Michalke A (1964) "On the inviscid instability of the hyperbolic-tangent velocity profile." *J. Fluid Mech.*, **19**, pp.543-556
- [79] Micksad R.W (1979) "Experiments on the nonlinear stages of free shear-layer transition." *J. Fluid Mech.*, **56**, pp. 695-719
- [80] Nelson P.A, Halliwell N.A and Doak P.E (1981) "Fluid dynamics of a flow excited resonance. Part I : experiment." *Journal of Sound and Vibration* **78**, pp.15-38
- [81] Nelson P.A, Halliwell N and Doak P.E (1983) "Fluid dynamics of a flow excited resonance. Part II : Flow acoustic interaction. The dissipation of sound at an edge." *Journal of Sound and Vibration* **91**, pp.375-402

- [82] Nørstrud, H., and Øye, I., 2006, "On subsonic flow over cavities with aero acoustic applications." Proceedings of CMFF'06 ; 13th International Conference on Fluid Flow Technologies, Budapest, Hungary, September 6-9, 2006
- [83] Oshkai P., Rockwell D. and Pollack M (2005) "Shallow Cavity Flow Tones : Transformation from Large- to Small-Scale Modes." Journal of Sound and Vibration, **280(3-5)**, pp. 777-813
- [84] Özsoy E, Rambaud P, Stitou A and Riethmuller M.L (2005) "Vortex characteristics in laminar cavity flow at very low Mach number." Experiments in Fluids **38** pp.133-145
- [85] Pearson B., Elavarasan R. and Antonia R. (1997) "The response of a turbulent boundary layer to a square groove." J Fluid Eng. **119**, pp.466-469
- [86] Pfizenmaier E (1973) "On the instability of a sound influenced free jet." E.S.R.O. Technical Transl. 122 (Transl. of DFVLR Berlin Rep. DLR-FB 73-69)
- [87] Plentovich E.B, Stalling R.L and Tracy M.B (1993) "Experimental cavity pressure measurements at subsonic and transonic speeds." Technical Paper 3358, NASA
- [88] Powell A (1961) On the edgetone. J. Acoust. Soc. Am., **33(4)**, pp.395-409
- [89] Prasad A., Adrian R., Landreth C. and Offutt P. (1992) "Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation." Experiments in Fluids **13** pp.105-116
- [90] Raffel M. and Kompenhans J (1994) "Error analysis for PIV recording utilizing image shifting." Proc. 7th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July, p 35.5
- [91] Raffel M., Willert C.E. and Kompenhans J (1998) "Particle Image Velocimetry : a practical Guide." SPIE Optical Engineering Press
- [92] Rayleigh. J.W.S (1896) "The theory of sound." volume 2. Macmillan.
- [93] Ricot D (2002) "Simulation numérique d'un écoulement affleurant une cavité par la méthode Boltzmann sur réseau et application au toit ouvrant de véhicules automobiles." Thèse, Ecole Centrale de Lyon
- [94] Rockwell D and Karadogan H (1982) "Oscillations of an impinging turbulent jet : coherence characterization via conditional sampling." Journal of Sound and Vibration **83**, pp.111-124

- [95] Rockwell D and Karadogan H (1983) "Toward attenuation of self-sustained oscillations of a turbulent jet through a cavity." *ASME Journal of Fluids Engineering* **105**, pp.335-340
- [96] Rockwell D, Knisely C (1979) "The organized nature of flow impingement upon a corner." *J. Fluid Mech.* **93**, pp.413-432
- [97] Rockwell D, Knisely C (1980) "Vortex-edge interactions : mechanism for generating low frequency components." *Physics of fluids* **23**, pp.239-240
- [98] Rockwell D, Lin J-C, Oshkai P, Reiss M, Pollack M (2003) "Shallow cavity flow tone experiments : onset of locked-on states." *journal of fluids and structures* **17**, pp.381-414
- [99] Rockwell D. and Naudascher E (1979) "Self-sustained oscillations of impinging free shear layer." *Annu. Rev. Fluid Mech.* **11**, 67.
- [100] Rockwell D. and Schachenmann A (1982) "Self-generation of organized waves in an impinging turbulent jet at low Mach number." *J. Fluid Mech.* **117**, pp.425-441
- [101] Roshko A (1955) "Some measurements of flow in a rectangular cutout." *NACA Technical Note*, TN-3488
- [102] Rossiter JE (1964) "Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds." *Aeronautical Research Council Reports and Memo No.* 3438
- [103] Rowley CW, Colonius T, Basu AJ (2002) "On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities." *J. Fluid Mech.* **455**, pp.315-346
- [104] Rowley CW (2002) "Modeling, Simulation, and Control of Cavity Flow Oscillations." *California Institute of Technology Pasadena, California*, Thesis defended August 8, 2001)
- [105] Rowley C.W., Williams D.R., Colonius T., Murray R.M. and Macmartin D.G (2005) "Linear models for control of cavity flow oscillations." *J. Fluid Mech.*
- [106] Sarno R.L and Franke M.E (1994) "Suppression of flow-induced pressure oscillations in cavities." *J. Aircraft* **31(1)**, pp.90-96.
- [107] Sarohia V (1975) "Experimental and analytical investigation of oscillations in flows over cavities." *PhD Thesis, California Institute of Technology*
- [108] Sarohia V and Massier P.F (1977) "Control of cavity noise." *AIAA Journal*, **14(9)**, pp.833-837

- [109] Sauvage R (2000) "Etude des effets de compressibilité à grand nombre de Mach par simulation numérique directe d'une couche cisailée." Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse
- [110] Schlichting H (1979) "Boundary-layer theory." Ed. Mac Graw-Hill book company, seventh Edition, ISBN 0-07-055334-3, 817 P.
- [111] Schachenmann A, Rockwell D (1980) "Self-sustained oscillations of turbulent pipe flow terminated by an axisymmetric cavity." *Journal of sound and vibration* **73**, pp.61-72
- [112] Shaw L.L (1979) "Suppression of aerodynamically induced cavity pressure oscillations." *J. Acoust. Soc. Am.*, **66(3)** pp.880-884
- [113] Shaw L.L., Clark R., Talmadge D. (1988) "Generic weapons bay acoustic environment." *Journal of Aircraft* **25(2)** pp.147-153
- [114] Shen C and Floryan J.M (1985) "Low Reynolds number flow over cavities." *Phys. Fluids* **28(11)**, pp.3191-3202
- [115] Shieh C.M. and Morris P.J (2000) "Parallel computational aeroacoustic simulation of turbulent subsonic cavity flow." 6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference
- [116] Siejak J.F (1986) "Conception d'un canal hydraulique polarographique à grande capacité." *Mémoire d'ingénieur C.N.A.M. de Valenciennes*, 121 p.
- [117] Sinha N., Arunajatesan S., Seiner J.M. (2002) "Computational and experimental investigations of cavity attenuation using high frequency control." *AIAA Paper 2002-2403*
- [118] Smith B, Welteren T, Maines B, Shaw L, Stanek M et Grove J (2002) "Weapons Bay Acoustics suppression from rod spoilers." *AIAA paper 2002-0662*
- [119] Stanek M.J., Raman G., Kibens V., Ross J.A., Odredra J., Peto J.W (2000) "Control of cavity resonance through very high frequency forcing." *AIAA Paper 2000-1905*
- [120] Stanek M.J., Raman G., Ross J.A., Odredra J., Peto J.W., Alvi F., Kibens V (2002) "High frequency acoustic suppression-The role of mass flow, the notion of superposition, and the role of inviscid instability - a new model (part II)." *AIAA Paper 2003-0007*
- [121] Stanek M.J., Ross J.A., Odredra J., Peto J.W (2003) "The mystery of the rod-in-crossflow revealed." *AIAA Paper 2003-0007*

- [122] Stanek M. J (2005) "A Numerical Study of the Effect of Frequency of Pulsed Flow Control Applied To A Rectangular Cavity in Supersonic Crossflow." Doctorate of Philosophy, UNIVERSITY OF CINCINNATI
- [123] Stoneman S.A.T., Hourigan K., Stokes A.N. and Welsh M.E (1988) "Resonant sound caused by flow past two plates in tandem in a duct." *Journal of Fluid Mechanics* **192**, pp. 455-484
- [124] Sunyach M and Bera J.-C (1997) "Active control of flow instabilities generated by cavities." Lecture series - van Karemman Institute for fluid dynamics, **7**, pp. L1-L28
- [125] Sutardi and Ching C (1999) "Effect of a transverse groove on a turbulent boundary layer." *Experimental Thermal and Fluid Science* **20**, pp.1-10
- [126] Sutardi and Ching C (2003) "The response of a turbulent boundary layer to different shaped transverse grooves." *Experiments in Fluids* **35(4)**, pp.325-337
- [127] Sutardi and Ching C (2003) "Effect of different sized transverse square grooves on a turbulent boundary layer." *Experiments in Fluids* **34**, pp.261-274
- [128] Tam C.K.W (1976) "The acoustic modes of a two-dimensional rectangular cavity." *J. Sound Vib.* **49**, pp.353-364
- [129] Tam C.K.W, Block P.J.W (1978) "On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities." *J.Fluid Mech.* **89**, pp.373-399
- [130] Tani I., Tuchi M. and Komodo H (1961) "Experimental Investigation of flow Separation Associated with a step or a Groove." Aeronautical Research Institute, University of Tokyo, Report No 36
- [131] Ukeiley L.S., Ponton M.K., Seiner J.S. et Jansen B (2002) "Suppression of Pressure Loads in Cavity Flows." AIAA 2002-0661, Jan.
- [132] Ukeiley L and Murray N (2005) "Velocity and surface pressure measurements in an open cavity." *Experiments in Fluids* **38**, pp.656-671
- [133] Ukeiley L.S., Ponton M.K., Seiner J.M., Jansen B (2004) "Suppression of pressure loads in cavity flows." *AIAA Journal* **42(1)**, pp.70-79
- [134] Vakili A.D and Gauthier C (1994) "Control of Cavity Flow by Upstream Mass- Injection." *Journal of Aircraft*, **31(1)**, pp.169-174
- [135] Vital E (2005) "Analyse et contrôle des écoulements instationnaires décollés" Institut National Polytechnique de Toulouse, Thèse

- [136] Wahidi R., Chakroun W. and Al-Fahed S (2005) "The behavior of the skin-friction coefficient of a turbulent boundary layer flow over a flat plate with differently configured transverse square grooves." *Experimental Thermal and Fluid Science* **30**, pp.141-152
- [137] Warnack D (1994) "Boundary layer measurements in an axisymmetric test section." private communication
- [138] Westerweel J (1993) "Digital Particle Image Velocimetry." Delft University Press
- [139] Wiegardt K (1953) "Erhung Des Turbulenten Reibungswiderstandes Durch Oberflachenstorungen." *Forschungshefte Fur Schiffstechnik* **1**, pp.65-81
- [140] Williams JF (1992) "Modern Methods in Analytical Acoustics Lecture Notes." *The Journal of the Acoustical Society of America* **92**, pp.313-354
- [141] Wiltse J.M. and Glezer A (1998) "Direct excitation of small-scale motions in free shear flows." *Phys.Fluids*, **10(8)**, pp.2026-2036
- [142] Winant C.D and Browand K (1973) "Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number." *J. Fluid Mech.*, **63(2)**, pp.237-255
- [143] Woolley J.P. and Karamcheti K (1974) "Role of jet stability in edgetone generation." *AIAA J.* **12**, pp.1456-1458
- [144] Yuan Y.M. and Mokhtarzadeh-Dehghan M.R (1994) "A comparison study of conditional-sampling methods used to detect coherent structures in turbulent boundary layers." *Phys. Fluids*, **6(6)**, pp.2038-2056
- [145] Ziada S, Rockwell D (1982) "Oscillations of an unstable mixing layer impinging upon an edge." *J. Fluid Mech.* **124**, pp.307-334



# Chapitre 7

## ANNEXE 1 : COUCHE LIMITE TURBULENTE

### 7.1 Couche limite turbulente

Les équations de base en mécanique des fluides, qui sont l'équation de continuité et l'équation de Navier-Stokes, caractérisent aussi les écoulements turbulents. Ainsi deux approches sont adoptées pour décrire les écoulements turbulents : la théorie statistique ou restreindre l'analyse à l'écoulement moyen et ses paramètres.

La turbulence s'apparente à un phénomène chaotique et aléatoire. Afin de décrire les événements turbulents, on distingue les valeurs moyennes locales temporelles de grandeurs telles que la pression et la vitesse de leurs fluctuations (agitation locale). Ces dernières sont généralement faibles mais montrent d'importantes variations dans le temps. La moyenne des fluctuations, prise sur une séquence donnée, est nulle par définition.

#### 7.1.1 Description statistique des écoulements turbulents

##### 7.1.1.1 Moyenne arithmétique et décomposition de Reynolds

La moyenne arithmétique est définie par :

$$\bar{U} = \frac{\sum_1^N u^{(i)}}{N} \quad (7.1)$$

avec  $N$  le nombre de réalisations

Le mouvement turbulent peut être considéré comme étant une variation autour d'une valeur moyenne. L'étude de ce mouvement revient à décomposer les paramètres des fonctions étudiées tels que la vitesse et la pression en une valeur moyenne et une valeur fluctuante :

$$U_i = \bar{U}_i + u_i, \quad P = \bar{P} + p \quad (7.2)$$

$\bar{U}_i$  représente la moyenne temporelle de la vitesse et  $u_i$  sa fluctuation.

### 7.1.1.2 Les moments statistiques

Dans un champ turbulent, les moments statistiques de la variable aléatoire  $u_i$  de différents ordres sont définis par :

$$\bar{u}^k = \int_{-\infty}^{+\infty} u^k f(u_i) du_i \quad (7.3)$$

$\bar{u}^k$  est appelé le moment centré d'ordre  $k$ .

Si  $k = 2$ , le moment centré est appelé variance  $\sigma^2$ .

Si  $k = 3$ , on définit le coefficient de dissymétrie qui met en évidence la dissymétrie de la densité de probabilité par rapport à une loi normale.

$$S_u = \frac{\bar{u}^3}{(\bar{u}^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (7.4)$$

Si  $k = 4$ , on définit le facteur d'aplatissement qui indique l'écart par rapport à la loi normale.

$$F_u = \frac{\bar{u}^4}{(\bar{u}^2)^2} \quad (7.5)$$

Notons que dans le cas d'une loi normale,  $S_u = 0$  et  $F_u = 3$ .

### 7.1.1.3 Épaisseurs

**Épaisseur de la couche limite** L'épaisseur  $\delta_0$  de la couche limite correspond à l'ordonnée du point où la vitesse axiale ( $\bar{U}$ ) atteint 99% de sa valeur dans l'écoulement

extérieur.

$$\frac{\bar{U}}{U_{max}} = 0,99 \quad (7.6)$$

$\delta_0$  permet de localiser la frontière de la couche limite.

**Épaisseur de déplacement**

$$\delta_1 = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_{max}}\right) dy \quad (7.7)$$

**Épaisseur de quantité de mouvement**

$$\theta = \delta_2 = \int_0^{+\infty} \frac{\bar{U}}{U_{max}} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_{max}}\right) dy \quad (7.8)$$

**Facteur de forme**

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (7.9)$$

# Chapitre 8

## ANNEXE 2 : ERREURS DES MESURES FIL CHAUD

### 8.1 Estimation de l'erreur statistique

On désire calculer les différentes grandeurs statistiques de l'écoulement étudié :

- Les valeurs moyennes.
- Les moments d'ordre 2, 3 et 4.

Dans chaque cas, il faut procéder à une acquisition suffisamment longue pour obtenir une bonne estimation de ces variables. Le fait que le temps d'acquisition  $T$  soit fini engendre une erreur qu'il n'est pas possible de négliger. C'est l'erreur de traitement statistique.

On mesure une grandeur  $u$  pendant un temps  $T$  et on cherche à connaître l'erreur de traitement statistique  $\varepsilon_n$  sur la mesure d'ordre  $n$  soit  $\overline{u^n}$ . Pour cela on considère un signal  $u$  dont la moyenne est  $U$ . Soit  $U_T$  la moyenne obtenue après un temps  $T$ . On a :

$$U_T = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt \quad (8.1)$$

Cette équation peut encore s'écrire :

$$U_T = \bar{U} + \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt \quad (8.2)$$

Si  $u = U + u'$

On cherche à mesurer l'écart entre  $U_T$  et  $U$ , pour cela on considère la variance sur un domain  $D : [0, T]^2$ .

$$\sigma^2(T) = \overline{(U_T - U)^2} = \frac{1}{T^2} \int \int_D \overline{u'(t)u'(t')} dt dt' \quad (8.3)$$

Pour faire apparaître le coefficient de corrélation entre  $u'(t)$  et  $u'(t')$ , le changement de variable suivant est nécessaire :  $T = t$  et  $t' = t + \tau$

On obtient ainsi :

$$\sigma^2(T) = \frac{\overline{u'^2}}{T^2} \int \int_{D'} R(t, \tau) dt d\tau \quad (8.4)$$

Où  $R(t, \tau)$  représente le coefficient d'auto-corrélation de  $u'$ , c'est à dire :

$$R(t, \tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t + \tau)}}{\overline{u'^2}} \quad (8.5)$$

En intégrant par rapport à  $t$  on obtient :

$$\sigma^2(T) = \frac{\overline{u'^2}}{T} \left( \int_0^T (T - \tau) R(\tau) d\tau + \int_{-T}^0 (T - \tau) R(\tau) d\tau \right) \quad (8.6)$$

Or  $R(\tau)$  est paire, on peut donc changer  $-\tau$  en  $\tau$  :

$$\sigma^2(T) = \frac{2\overline{u'^2}}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) R(\tau) d\tau \quad (8.7)$$

On veut  $\sigma^2(T) \rightarrow 0$ , il faut donc deux conditions :

1.  $\int_0^\infty R(\tau) d\tau$  est convergente
2.  $\int_0^\infty \tau R(\tau) d\tau$  est convergente

La première condition signifie que l'échelle intégrale  $\Lambda_{11}$  est petite : le phénomène étudié peut se renouveler un grand nombre de fois pendant le temps de mesure  $T$ . Ainsi  $\Lambda_{11}$  représente la durée de vie des structures.

La deuxième condition sera réalisée pour  $\tau$  grand si  $R(\tau) = e^{-\frac{\tau}{\Lambda_{11}}}$

Si les deux conditions sont réunies, l'opérateur  $U_T$  converge vers  $U$ , le phénomène est dit ergodique.

Pour obtenir l'erreur fait sur la moyenne, on procède de la manière suivante :

Si  $\varepsilon_1 = \frac{\sigma}{U}$  et  $\sigma^2 = \overline{(u'_T - u')^2}$

Sachant la formule 8.7 nous avons donc ;

$$\sigma^2(T) \simeq \frac{2\overline{u'^2}}{T} \Lambda_{11} \quad (8.8)$$

Soit  $\varepsilon_1 = \frac{\sigma}{\bar{u}}$  et  $\varepsilon_1^2 = \frac{\sigma^2}{\bar{u}^2} = \frac{2\overline{u'^2}}{T\bar{u}^2} \Lambda_{11}$

Ainsi une acquisition effectuée pendant un temps T pour une corrélation d'ordre 1 (valeur moyenne de la grandeur), nous conduit à une erreur de l'ordre de :

$$\varepsilon_1^2 = \frac{2\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \frac{\Lambda_{11}}{T} \quad (8.9)$$

Pour les corrélations d'ordre supérieur, une extension de la formule précédente donne :

$$\sigma_n^2 = \frac{2(\overline{u'^n - \bar{u}'^n})^2}{\bar{u}'^{n2}} \frac{1}{T} \int_0^T (1 - \frac{\tau}{T}) [R(\tau)]^2 d\tau \quad (8.10)$$

Dans le cas des corrélations d'ordre supérieur, on suppose que la densité de probabilité de  $u'$  suit approximativement une loi de Gauss. il vient donc :

$$\frac{(\overline{u'^2 - \bar{u}'^2})^2}{\bar{u}'^2} \approx 2 \quad (8.11)$$

Et

$$\frac{(\overline{u'^4 - \bar{u}'^4})^2}{\bar{u}'^4} \approx \frac{32}{3} \quad (8.12)$$

La formule 8.10 ne peut pas s'étendre au cas de corrélation triple. En effet, dans le cas d'une densité de probabilité gaussienne,  $u'^3$  est nulle. Ainsi, l'erreur  $\varepsilon_3$  calculée de cette manière serait aberrante. Cependant l'erreur commise sur les corrélations triples est nécessairement inférieure à celle commise sur les corrélations quadruples.

En effet, ce sont les grandes amplitudes qui contribuent le plus aux moments d'ordre élevé et leur densité de probabilité étant petite, elles n'apparaissent que rarement. L'erreur commise pour le même temps d'acquisition augmente avec l'ordre du moment auquel on s'intéresse.

Dans le cas des corrélations doubles nous avons donc :

$$\varepsilon_2^2 = 2 \frac{\Lambda_{11}}{T} \quad (8.13)$$

Tableau 8.1 – Erreurs de traitements statistiques calculées dans la couche limite

$U_0$ (m/s)	$\varepsilon_1$ (%)	$\varepsilon_2$ (%)	$\varepsilon_4$ (%)
2	0.8	1.5	2.6

Et pour les corrélations quadruples :

$$\varepsilon_4^2 = \frac{16 \Lambda_{11}}{3 T} \quad (8.14)$$

Le calcul de ces erreurs est représenté sur le tableau suivant :

## 8.2 Erreur due à la chaîne de mesure

Le convertissement du signal dans la chaîne de mesure est une source d'erreur supplémentaire. En effet, on passe d'un signal mesuré continu à un signal stocké numérique. Pour pouvoir quantifier les erreurs résultantes du traitement du signal, les différents états du signal dans la chaîne d'acquisition sont résumés sur la figure 8.1.

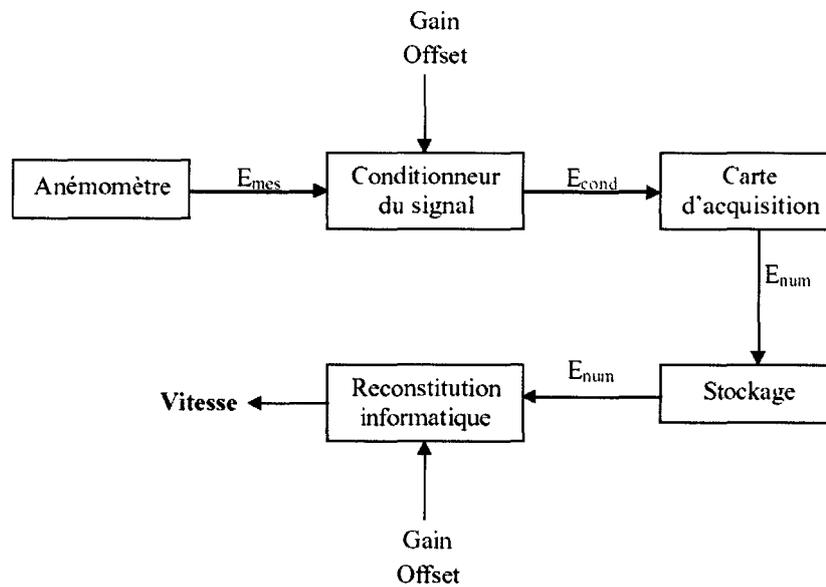


Figure 8.1 – Différents états du signal dans la chaîne d'acquisition fil chaud

- $E_{mes}$  : signal analogique mesuré en sortie de l'anémomètre
- $E_{cond}$  : signal analogique de sortie du module conditionneur
- $E_{num}$  : signal numérisé

Les erreurs correspondant au traitement du signal sont :

Tableau 8.2 – Rapport longueur sur diamètre des différents fils chauds utilisés

	Longueur (mm)	Diamètre ( $\mu m$ )	$l/d$
Sonde fil simple	1.25	5	250
Sonde fil double	1.25	5	250

- L’erreur de conditionnement du signal qui est supposée nulle étant donné la fiabilité des valeurs de l’offset et du gain délivrées par le conditionneur et qui ont été vérifiées.
- L’erreur de quantification  $e_{qua}$  provenant de l’échantillonnage sur 12 bits. Cette erreur est maximale dans le cas d’un signal non conditionné et vaut dans ce cas 0.25%. Dans notre étude cette erreur était négligeable.

### 8.3 Influence de la taille des sondes

L’anémométrie à fil chaud étant une méthode intrusive, il apparaît naturel de penser que la sonde peut modifier l’écoulement. En effet, plus les dimensions de la sonde sont importantes plus les erreurs de mesures sont grandes. Nous distinguons :

– **Phénomènes parasites dus aux supports des fils chauds :**

Lors des mesures, les fils chauds sont supposés infiniment longs alors qu’ils sont en réalité limités par les broches ; un phénomène physique important se manifeste : il s’agit d’un refroidissement supplémentaire du fil par les supports qui sont eux à la température ambiante. Il a été remarqué que la relation entre la longueur du fil et son diamètre est importante. Pour  $l/d < 200$ , la réponse des fils est réduite en fréquence tandis que pour obtenir un maximum de performance ce rapport doit être inférieur à 500. Le tableau 8.2 confirme que les sondes utilisées remplissent ces conditions.

– **Interférence fil à fil dans le cas des sondes à fils croisés :**

pour ne pas avoir d’interférence fil à fil, il faut que la distance  $d$  entre les fils soit supérieure ou égale à la longueur  $l$  du fil. Les sondes utilisées dans notre étude sont telles que  $l = d = 1.25 \text{ mm}$ . Ainsi l’interférence entre les fils peut être négligée.

– **Interférence de la longueur de sonde :**

Les mesures effectuées en anémométrie à fil chaud dépendent aussi de la longueur du fil car les vitesses mesurées représentent une moyenne spatiale le long du fil. Les meilleurs résultats obtenus pour la corrélation normale  $u'$  ont été mesurés avec des sondes ayant des longueurs de fil les plus petites possibles tout en respectant la condition suivante :  $200 < l < 500$ . Par conséquent, l’influence de la longueur du fil

est négligeable.

## 8.4 Erreur due au phénomènes thermiques

Les phénomènes entrant en jeu lorsque le fil est proche de la paroi sont de deux types :

- La convection qui peut être forcée, libre ou combinée.
- L'effet des puits thermique engendré par les propriétés de conductivité de la paroi.

Il dépend essentiellement de l'écart de température et de la distance entre le fil et la paroi.

Cete perte supplémentaire de quantité de chaleur occasionnée par la paroi a pour forme empirique :

$$H = A \frac{l(\theta_f - \theta_p)}{b} \quad (8.15)$$

A : constante

b : distance entre la paroi et le fil

l : longueur du fil

$\theta_f$  : température du fil

$\theta_p$  : température de la paroi, assimilée à celle de l'air dans la veine.

Pour diminuer l'influence de ces puits thermique, on cherche à diminuer la différence ( $\theta_f - \theta_p$ ). Ce qui nous permet de négliger l'erreur due aux phénomènes thermiques.

## 8.5 Erreur sur la mesure des ordonnées

La résolution du cathétomètre est de 0.05 mm mais la position initiale du fil chaud est mesurée à moins de 0.1 mm de la paroi en raison des difficultés de visée au faible grossissement. La sonde est ensuite déplacée grâce à une vis qui est précise aux centièmes près. L'erreur que l'on commet sur le déplacement de la sonde est donc négligeable.