

UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE
PÔLE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

**ETUDE EXPERIMENTALE DES SONS AUTO-ENTRETIENUS PRODUITS
PAR UN JET ISSU D'UN CONDUIT ET HEURTANT UNE PLAQUE
FENDUE**

THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

Discipline : Génie-Civil

par

Alexis BILLON

Soutenue le 21 Novembre 2003.

- JURY -

S. LÉWY _____ Directeur de recherche à l'O.N.E.R.A., *Rapporteur*.

M. ROGER _____ Professeur à l'École Centrale de Lyon, *Rapporteur*.

Y. AUREGAN _____ Chargé de recherche C.N.R.S., Université du Maine.

K.S. DOAN _____ Professeur à l'E.S.I.P..

A. HAMDOUNI _____ Professeur à l'Université de La Rochelle.

A. SAKOUT _____ Professeur à l'Université de La Rochelle, *directeur de thèse*.

V. VALEAU _____ Maître de Conférence à l'Université de La Rochelle.

UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE
PÔLE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

**ETUDE EXPERIMENTALE DES SONS AUTO-ENTRETIENUS PRODUITS
PAR UN JET ISSU D'UN CONDUIT ET HEURTANT UNE PLAQUE
FENDUE**

THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

Discipline : Génie-Civil

par

Alexis BILLON

Soutenance prévue le 21 Novembre 2003.

- JURY -

S. LÉWY _____ Directeur de recherche à l'O.N.E.R.A., *Rapporteur*.

M. ROGER _____ Professeur à l'École Centrale de Lyon, *Rapporteur*.

Y. AUREGAN _____ Chargé de recherche C.N.R.S., Université du Maine.

K.S. DOAN _____ Professeur à l'E.S.I.P..

A. HAMDOUNI _____ Professeur à l'Université de La Rochelle.

A. SAKOUT _____ Professeur à l'Université de La Rochelle, *directeur de thèse*.

V. VALEAU _____ Maître de Conférence à l'Université de La Rochelle.

REMERCIEMENTS

Faire des remerciements non exhaustifs est toujours susceptible de froisser les gens oubliés. Plutôt que de faire sept pages de remerciements (en citant mon chien, mon voisin etc..), je vais essayer d'être bref. Je remercie les membres du jury, les personnes qui m'ont aidé et encouragé au cours ma thèse ainsi que toutes les personnes rencontrées au cours de ma longue scolarité. Je finirais par citer un passage d'un de mes auteurs préférés qui, à mon sens, résume bien le travail de recherche :

« ...The end of their argument was that they sent Fili and Kili to look for a better shelter. They had very sharp eyes, and being the youngest of the dwarves by some fifty years they usually got these sort of jobs (when everybody could see that it was absolutely no use sending Bilbo). There is nothing like looking, if you want to find something (or so Thorin said to the young dwarves). You certainly usually find something, if you look, but it is not always quite the something you were after... »

Citation extraite de « *The Hobbit* » de J.R.R
Tolkien

Mais de là à penser que tous les thésards sont de jeunes nains, c'est un pas que je ne franchirai pas, ;-)

alexis

SOMMAIRE

1	INTRODUCTION.....	13
2	REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.....	17
2.1	SON AERODYNAMIQUE : APPROCHE THEORIQUE.....	17
2.2	ETUDES DES JETS PLANS.....	21
2.2.1	<i>Introduction.....</i>	21
2.2.2	<i>Description schématique du jet plan.....</i>	22
2.2.3	<i>Instabilités des écoulements cisailées</i>	24
2.2.4	<i>Caractérisation tourbillonnaire des couches cisailées</i>	26
2.3	LES SONS AUTO-ENTRETIENUS	28
2.3.1	<i>Introduction et description</i>	28
2.3.2	<i>Le bruit de fente et le bruit de trou.....</i>	31
2.3.3	<i>Influence de la présence d'un résonateur acoustique</i>	33
2.4	CONCLUSION	34
3	PRESENTATION DE L'INSTALLATION EXPERIMENTALE ET MESURES PRELIMINAIRES	37
3.1	DESCRIPTION DE L'INSTALLATION EXPERIMENTALE	37
3.2	EXPERIENCES PRELIMINAIRES SUR LES RESONANCES ACOUSTIQUES DU CONDUIT	41
3.3	EXPERIENCES PRELIMINAIRES SUR LE JET LIBRE	42
4	MISE EN EVIDENCE DE SONS AUTO-ENTRETIENUS PRODUITS PAR DEUX CHEMINS DE RETROACTION	47
4.1	MISE EN EVIDENCE DE SONS AUTO-ENTRETIENUS.....	48
4.2	DOMAINES D'EXISTENCE DE SONS AUTO-ENTRETIENUS.....	51
4.3	INFLUENCE DES PARAMETRES DE CONTROLE ($L/H, Re$)	52
4.3.1	<i>Evolution de la fréquence fondamentale avec la distance de la plaque (L/H)</i>	52
4.3.2	<i>Evolution de la fréquence fondamentale avec la vitesse du jet (Re)</i>	55
4.4	COUPLAGE ENTRE LE CHAMP ACOUSTIQUE RAYONNE ET LE CHAMP ACOUSTIQUE A L'INTERIEUR DU CONDUIT	56
4.5	MISE EN EVIDENCE D'ONDES STATIONNAIRES A L'INTERIEUR DU CONDUIT	61
4.6	REPARTITION DE L'ENERGIE ACOUSTIQUE EN FONCTION DU NOMBRE DE STROHAL	62
4.7	CONCLUSION	63
5	CARACTERISATION HYDRODYNAMIQUE DU BRUIT DE FENTE	65
5.1	NATURE DE L'INSTABILITE IMPLIQUEE DANS LE MECANISME D'AUTO-ENTRETIEN	66
5.2	EVOLUTION DU NOMBRE DE TOURBILLONS PRESENTS EN FONCTION DU PALIER DE NOMBRE DE STROHAL	70
5.3	TRIDIMENSIONNALITE DE L'ECOULEMENT	73
5.4	MISE EN EVIDENCE DE L'APPARIEMENT TOURBILLONNAIRE	76
5.4.1	<i>Approche par mesures anémométriques</i>	76
5.4.2	<i>Approche par P.I.V.</i>	80
5.5	EVOLUTION DU MODE DE JET EXCITE EN FONCTION DE LA VITESSE	82
5.6	CONCLUSION	85
6	INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DU BORD DE LA FENTE SUR LES SONS AUTO-ENTRETIENUS	87
6.1	PLAQUE MUNIE D'UNE FENTE A BORDS CARRES.....	88
6.1.1	<i>Domaine d'existence des sons auto-entretenus</i>	88
6.1.2	<i>Evolution de la fréquence des sons en fonction de L/H pour les faibles nombres de Reynolds</i>	89
6.1.3	<i>Evolution de la fréquence des sons en fonction de L/H pour les grands nombres de Reynolds</i>	92
6.1.4	<i>Evolution de la fréquence des sons en fonction de Re</i>	94
6.1.5	<i>Répartition de l'énergie acoustique en fonction du nombre de Strouhal</i>	94
6.2	PLAQUE MUNIE DE FENTE A BORDS BISEAUTES INVERSES	95
6.2.1	<i>Domaine d'existence</i>	95
6.2.2	<i>Evolution de la fréquence en fonction des paramètres de contrôle (L/H et Re)</i>	96
6.2.3	<i>Répartition de l'énergie acoustique en fonction du nombre de Strouhal</i>	100
6.3	CONCLUSION	101
7	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	103

LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1.1 : Schéma de principe du bruit de fente.....</i>	<i>14</i>
<i>Figure 2.1 : Structure schématique d'un jet plan ;(1) cône potentiel ; (2) couche de cisaillement ; (3) interactions tourbillonnaires ; (4) éclatement tourbillonnaire ; (5) zone pleinement turbulente ; (Faghani, 1996).....</i>	<i>22</i>
<i>Figure 2.2 : Passage continu du mode antisymétrique au mode symétrique ; (Maurel, 1994).</i>	<i>23</i>
<i>Figure 2.3 : Cascade sous-harmonique dans une couche de mélange, évolution de l'énergie de l'instabilité nommée en fonction de distance ; (Ho et Huang, 1982).....</i>	<i>25</i>
<i>Figure 2.4 : Visualisation et profils verticaux de fluctuations de vitesse d'une couche cisailée d'un jet ; (1) transition couche limite/couche cisailée ;(2) région de transition linéaire ; (3) région de transition non-linéaire ; (4) région turbulente ; (Freyymuth, 1966).</i>	<i>27</i>
<i>Figure 2.5 : Modèle tourbillonnaire simple ; (Nelson et coauteurs, 1981).</i>	<i>27</i>
<i>Figure 2.6 : Principales géométries étudiées pouvant produire des sons auto-entretenus ; (a) rétroaction directe ; (b) rétroaction indirecte ; (Blake et Powell, 1986).</i>	<i>29</i>
<i>Figure 2.7 : Boucle de rétroaction dans les écoulements auto-oscillants ; (Powell, 1990).</i>	<i>30</i>
<i>Figure 2.8 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $d=5$ mm et la vitesse du jet maximale est égale 7,7 m/s ; (Matta, 1973).....</i>	<i>32</i>
<i>Figure 3.1 : Schéma d'ensemble du dispositif expérimental (dimensions en mm).....</i>	<i>38</i>
<i>Figure 3.2 : Schéma de la section d'essai (dimensions en mm).....</i>	<i>38</i>
<i>Figure 3.3 : Schéma des plaques ; (a) vue de face ; (b) bords biseautés ; (c) bords carrés.....</i>	<i>39</i>
<i>Figure 3.4 : Référentiel utilisé.....</i>	<i>39</i>
<i>Figure 3.5 : Modes propres longitudinaux du conduit d'où débouche le jet.....</i>	<i>42</i>
<i>Figure 3.6 : Profil transversal de vitesse (a) et de taux de turbulence (b) ; $Re=5,3 \cdot 10^3$; $x=3,0$ mm ; $z=5,0$ mm.</i>	<i>43</i>
<i>Figure 3.7 : Demi-profil vertical de vitesse (a) et taux de turbulence (b) pour différents nombre de Reynolds ; $x=3,0$ mm ; $y=90,0$ mm.</i>	<i>44</i>
<i>Figure 3.8 : Comparaison entre un demi-profil de vitesse expérimental (—) et un profil en tangente hyperbolique calculée à partir des données expérimentales (--) ; $x=3,0$ mm ; $z=90,0$ mm ; $Re=9,9 \cdot 10^3$.</i>	<i>45</i>
<i>Figure 3.9 : Evolution de la fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement (—) et la fréquence du mode de battement du jet (--) en fonction du nombre de Reynolds.....</i>	<i>45</i>
<i>Figure 4.1 : Signal de pression brut (a) et densité spectrale (b) d'un jet libre ; $Re=7,2 \cdot 10^3$</i>	<i>48</i>
<i>Figure 4.2 : Signal de pression brut (a) et densité spectrale (b) lorsque la plaque est placée dans l'écoulement ; $L/H=2,4$; $Re=7,2 \cdot 10^3$</i>	<i>48</i>
<i>Figure 4.3 Densité spectrale de la pression acoustique (haut), de la fluctuation de vitesse (milieu) et cohérence entre les deux signaux (bas) pour $L/H=3,0$; (a) $Re=6,0 \cdot 10^3$; (b) $Re=1,24 \cdot 10^4$; (c) $Re=1,7 \cdot 10^4$</i>	<i>49</i>
<i>Figure 4.4 : Distributions verticales de l'amplitude des fluctuations de vitesse et de la phase des fluctuations de vitesse pour $L/H=3,0$ mesurées à $x/H=1,3$;(a) et (b) $Re=3,8 \cdot 10^3$, $f_0=185$ Hz ; (c) et (d) $Re=1,6 \cdot 10^4$, $f_0=1054$ Hz.</i>	<i>50</i>
<i>Figure 4.5 : Niveau de pression acoustique (dB) en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds ; 1 : bruit large bande ; 2 : sons auto-entretenus.....</i>	<i>51</i>
<i>Figure 4.6 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; (—) déplacement aval ; (—) amont ; $Re=6,5 \cdot 10^3$</i>	<i>52</i>
<i>Figure 4.7 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal ; $L/H=3,0$; $Re=6,5 \cdot 10^3$.....</i>	<i>53</i>
<i>Figure 4.8 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; (—) déplacement aval ; (—) amont ; $Re=1,18 \cdot 10^4$</i>	<i>54</i>

Figure 4.9 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal , () 1 ^{er} , 2 ^{ème} , 3 ^{ème} et 4 ^{ème} paliers ; () 5 ^{ème} palier; $L/H=3,0$; $Re=1,18 \cdot 10^4$	54
Figure 4.10 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$	55
Figure 4.11 : Niveau de pression en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$	56
Figure 4.12 : Densité spectrale du signal extérieur (a), intérieur (b) et cohérence entre les deux signaux (c) ; point A (gauche) ; point B (droite).	57
Figure 4.13 : Evolution de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus en fonction de L/H comparée aux modes de résonance longitudinaux du conduit ; $Re=1,18 \cdot 10^4$	58
Figure 4.14 : Niveau de pression acoustique (dB) en fonction de L/H et Re ; 1 : bruit de type large bande ; 2 : rétroaction directe ; 3 : transition ; 4 : rétroaction indirecte	58
Figure 4.15 : Evolution de la fréquence fondamentale en fonction de la distance de la plaque ; $Re=5,3 \cdot 10^3$	59
Figure 4.16 : Evolutions de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus (a) et la pression adimensionnelle (b) en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=3,0$)	60
Figure 4.17 : Evolution du rapport entre les pressions interne et rayonnée à la fréquence fondamentale en fonction de l'emplacement du microphone ; (a) $Re=4,9 \cdot 10^3$ et $L/H=2,55$; (b) $Re=6,7 \cdot 10^3$ et $L/H=3,2$; (c) $Re=1,08 \cdot 10^4$ et $L/H=3,0$; (d) $Re=1,08 \cdot 10^4$ et $L/H=5,3$; (e) $Re=1,28 \cdot 10^4$ et $L/H=2,2$; (f) $Re=1,73 \cdot 10^4$ et $L/H=2,3$	61
Figure 4.18 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal	63
Figure 5.1 : Evolutions de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (—), de la fréquence du mode de du jet (---), de la fréquence maximale (—) et minimale (—) des sons auto-entretenus	67
Figure 5.2 : Evolutions de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (—) et de la fréquence maximale (—) des sons auto-entretenus (a) et évolution du niveau de pression à la fréquence maximale (—) et du niveau de pression maximal (---) en fonction du nombre de Reynolds (b)	68
Figure 5.3 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du niveau de pression (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$	69
Figure 5.4 : Schéma de la mesure de la phase des instabilités de la couche de cisaillement	70
Figure 5.5 : Evolution de la phase de l'interspectre en fonction de la position de la sonde mobile ; () $Re=5,7 \cdot 10^3$, $L/H=3,0$, $St_L=1,1$; () $Re=8,9 \cdot 10^3$, $L/H=3,0$, $St_L=1,6$	71
Figure 5.6 : Evolution de la phase de l'interspectre en fonction de la position de la sonde mobile ; () $Re=1,24 \cdot 10^4$, $L/H=3,0$, $St_L=1,8$; () $Re=1,71 \cdot 10^4$, $L/H=3,0$, $St_L=1,2$; () $Re=2,03 \cdot 10^4$, $L/H=2,0$, $St_L=0,7$	72
Figure 5.7 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$	73
Figure 5.8 : Schéma de la mesure de la phase des instabilités longitudinales de la couche de cisaillement	74
Figure 5.9 : Evolution de la différence de phase entre les signaux de vitesse en fonction de la position de la sonde mobile à $x=3,0$ mm (a) et $x=33,0$ mm (b) ; $L/H=3,5$; () $Re=7,6 \cdot 10^3$; () $Re=1,46 \cdot 10^4$	75
Figure 5.10 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$ (18,2 m/s)	76
Figure 5.11 : Densités spectrales du signal extérieur (a) et intérieur (b) ; $Re=1,18 \cdot 10^4$; $L/H=4,4$	77
Figure 5.12 : Densité spectrale du signal de vitesse dans la couche de cisaillement pour $Re=1,18 \cdot 10^4$ et $L/H=4,6$; (a) $x=3$ mm ; (b) $x=7$ mm ; (c) $x=16$ mm ; (d) $x=20$ mm ; (e) $x=30$ mm ; (f) $x=36$ mm	78
Figure 5.13 : Evolution de l'amplitude du signal de vitesse à la fréquence fondamentale de l'excitation () et à sa sous-harmonique () en fonction de la position de la sonde ; $Re=1,18 \cdot 10^4$; $L/H=4,6$	79
Figure 5.14 : Evolution de la différence de phase entre les deux sondes en fonction de la position de la sonde mobile ; () 488 Hz ; () 974 Hz ; $Re=1,18 \cdot 10^4$, $L/H=4,6$	80
Figure 5.15 : Schéma du dispositif de visualisation	81
Figure 5.16 : Images de quatre phases de l'appariement tourbillonnaire ; $L/H=4,4$; $Re=1,18 \cdot 10^4$	81
Figure 5.17 : Schéma de mesure la pression de part et d'autre du jet	83

Figure 5.18 : Evolution de la différence de phase entre les signaux à la fréquence fondamentale en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,2$	83
Figure 5.19 : Prises de vue du jet en mode de rétroaction indirect ; $Re=1,16 \cdot 10^4$ et $L/H=3,0$	84
Figure 6.1 Niveau de pression (dB) en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds ; domaine blanc : bruit de type large bande ; domaine grisé : sons auto-entretenus.....	88
Figure 6.2 : Spectre de pression typique ; $L/H=2,6$; $Re=1,97 \cdot 10^4$	89
Figure 6.3 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=4,0 \cdot 10^3$	90
Figure 6.4 : Différence entre le changement de phase le long de la boucle de rétroaction et un nombre entier de cycles acoustiques.	91
Figure 6.5 : Evolutions de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$	93
Figure 6.6 : Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds.....	94
Figure 6.7 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal.....	94
Figure 6.9 : Niveau de pression (dB) en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds ; domaine blanc : bruit de type large bande ; domaine grisé : sons auto-entretenus.....	95
Figure 6.10 : Spectre de pression typique ; $L/H=3,4$; $Re=1,24 \cdot 10^4$	96
Figure 6.11 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=4,0 \cdot 10^3$	97
Figure 6.12 : Différence entre le changement de phase le long de la boucle de rétroaction et un nombre entier de cycles acoustiques.	98
Figure 6.13 : Evolutions de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$	98
Figure 6.14 : Evolution du nombre de Strouhal (a) en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$	99
Figure 6.15 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal.....	100

PRINCIPALES NOTATIONS

Symboles latins minuscules :

c_0	: vitesse du son dans ce document $c_0=340$ m/s
d	: diamètre du jet de l'installation expérimentale de Chanaud et Powell
e	: énergie interne spécifique
f_0	: fréquence fondamentale des auto-oscillations
f_{ct}	: fréquence de coupure transversale
f_{cv}	: fréquence de coupure verticale
f_i	: composante d'une force
f_j	: fréquence du mode de battement du jet
f_n	: fréquence naturelle de la couche de cisaillement
h	: enthalpie spécifique
n	: nombre entier
p	: pression
t	: temps
u	: champ de vitesse rotationnel
u_{ac}	: vitesse acoustique
v	: champ de vitesse total
v_i	: composante du champ de vitesse total
x_i	: composante spatiale

Symboles latins majuscules :

B	: enthalpie d'arrêt
H	: Hauteur du jet
L	: distance entre la sortie du jet et l'obstacle
M_0	: nombre de Mach de l'écoulement
N	: nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et l'obstacle
P_{adim}	: pression adimensionnelle
Re	: nombre de Reynolds construit sur la hauteur du jet
Re_0	: nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur de la couche de quantité de mouvement
St_j	: nombre de Strouhal lié au mode de battement du jet
St_L	: nombre de Strouhal lié aux auto-oscillations
T_0	: période acoustique ($1/f_0$)
T_c	: temps de convection des instabilités par le jet
T_{ij}	: tenseur de Lighthill
U_0	: vitesse moyenne du jet
U_{0max}	: vitesse moyenne maximale dans la couche de cisaillement
U_c	: vitesse de convection des instabilités
U_{max}	: vitesse moyenne maximale à la sortie du jet
w	: énergie acoustique

Symboles grecs :

δ_{ij}	: fonction de Kronecker
$\Delta\Phi_{deg}$: différence de phase en degré
$\nabla\phi$: écoulement potentiel
Γ	: circulation
θ	: épaisseur de quantité de mouvement
ρ	: masse volumique
σ_{ij}	: forces visqueuses
ω	: champ de vorticité

1 INTRODUCTION

Les sons auto-entretenus se différencient des bruits de jet classiques, dont les spectres de type large bande sont le résultat de la turbulence de l'écoulement, par des spectres à raies de forte intensité. Les sons auto-entretenus se produisent pour un large éventail de configurations, de l'écoulement traversant le toit ouvrant d'une automobile aux baies des trains d'atterrissement des avions, ou aux instruments de musique comme la flûte ou l'orgue. Parfois, ils sont désirables comme pour les instruments de musique, mais, dans la plupart des applications techniques, cette production sonore est indésirable. Les fluctuations de pression peuvent être si intenses qu'elles entraînent la fatigue des structures, voire même leur rupture. La gêne sonore engendrée est aussi un élément indésirable. Ainsi, le facteur limitatif de la vitesse d'usage du TGV n'est pas fixé par les performances de la machine mais par le niveau d'énergie acoustique produit (Talotte, 2000).

Ces sons auto-entretenus se rencontrent aussi dans le cas d'écoulements à faible vitesse de l'ordre de quelques mètres par seconde, comme dans le cas des sifflements émis au sein de réseaux de ventilation et de climatisation. Dans cette étude, nous nous intéresserons aux sons auto-entretenus produits par l'impact d'un jet sur une plaque fendue, et de leur éventuel couplage avec le conduit dont débouche le jet ; cette configuration modélisant une bouche de soufflage et le conduit de ventilation est présentée en figure 1.1, et elle est habituellement dénommée bruit de fente (slot-tone dans la littérature anglo-saxonne).

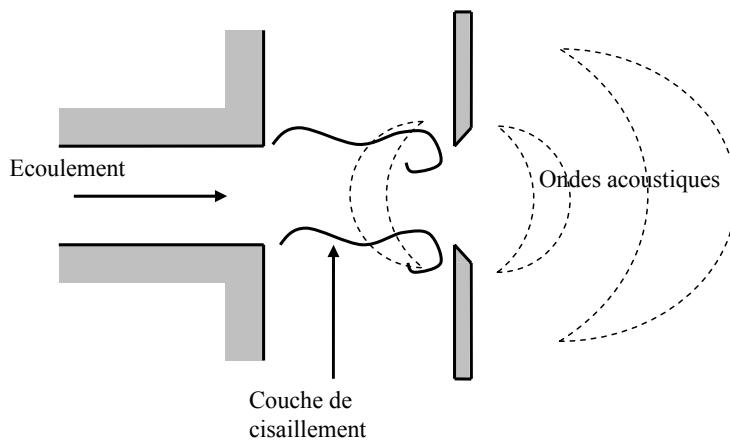


Figure 1.1 : Schéma de principe du bruit de fente.

Le mécanisme physique de production de sons auto-entretenus peut être décrit de la manière suivante ; de petites perturbations des couches de cisaillement sont amplifiées lors de leur convection par l'écoulement jusqu'à former des structures tourbillonnaires. La déformation de ces structures au niveau de la plaque fendue produit alors des ondes acoustiques. Cette distorsion du champ de vorticité induit de nouvelles perturbations au point de séparation de l'écoulement, qui est la partie la plus sensible. Si ces perturbations ne sont pas amorties, une boucle de rétroaction s'installe et un sifflement indésirable prend alors naissance, utilisant l'écoulement comme source d'énergie.

L'étude du bruit de fente est très liée à l'étude du bruit de trou (ou hole-tone), version à symétrie de révolution du bruit de fente, dans la littérature traitant du sujet, par ailleurs peu abondante. Sondhaus (1854) est le premier à avoir publié une étude expérimentale du bruit de trou. Il nota une évolution de la fréquence des sons produits proportionnelle à la vitesse moyenne du jet et inversement proportionnelle à la distance entre les deux orifices¹, et a mis en évidence des valeurs minimales de vitesse et de distance nécessaires à l'existence des sons harmoniques. Plus tard, Rayleigh (1896) montra que le second orifice devait être affûté pour que le phénomène s'établisse. Von Gierke (1950) nota de plus une influence notable du sens du biseau par rapport au sens de l'écoulement sur la fréquence des sons auto-entretenus. Chanaud et Powell (1965), dans un article sur le bruit de trou qui fait aujourd'hui encore référence, y compris pour le bruit de fente, observèrent des sons harmoniques uniquement lorsque le jet est en régime laminaire et leur extrême sensibilité au confinement. Ziada (1995) émit l'hypothèse que les oscillations du bruit de fente seraient le résultat de l'amplification des instabilités de la couche de cisaillement, montrant ainsi le manque d'informations fondamentales liées à cette configuration géométrique.

¹ On peut noter que les lois d'évolutions trouvées par Sondhauss (1854) traduisent la dépendance du phénomène au nombre de Strouhal construit sur la distance entre la sortie du jet et la plaque, mais l'article de Strouhal ne paraîtra qu'en 1878.

L'excitation d'un mode propre d'un résonateur par les sons auto-entretenus peut renforcer et contrôler les auto-oscillations. Ainsi, le couplage d'une source aéroacoustique située dans un résonateur a fait l'objet de nombreuses études (bruit de cavité, instruments à vent de type flûte...). En revanche, l'interaction des auto-oscillations d'un jet, avec les résonances acoustiques du conduit d'où il débouche, a peu été étudiée. Néanmoins, Wilson et coauteurs (1971) observèrent une hausse notable du niveau sonore lorsque la fréquence des sons auto-entretenus était proche d'un des modes de résonances du conduit d'où débouche le jet. De plus, les modes propres longitudinaux de ce même conduit peuvent contrôler la fréquence des sons auto-entretenus, comme dans le cas d'une tuyère sifflante (Hill et Greene, 1977).

Afin de préciser nos connaissances sur le bruit de fente et son éventuel couplage avec le conduit d'où débouche le jet, le présent travail de thèse a consisté en la conception et en la validation d'un dispositif mettant en jeu un bruit de fente et comprenant un conduit placé en amont, puis en un travail de recherche essentiellement basé sur des résultats de mesures anémométriques et microphoniques. L'objectif de cette étude est de mieux cerner les mécanismes et les conditions conduisant à la production de sons auto-entretenus par le bruit de fente.

Dans le chapitre 2, une revue bibliographique des domaines liés à cette étude comprenant la production de son d'origine aérodynamique, les instabilités des jets plans, les sons auto-entretenus et leur couplage avec un résonateur est tout d'abord effectuée. Le Chapitre 3 décrit l'installation expérimentale et fournit les résultats d'expériences préliminaires menées pour la valider.

L'objet du chapitre 4 est une étude acoustique des sons auto-entretenus obtenus avec une plaque dont la fente est biseautée. Les sifflements sont d'abord mis en évidence et leurs domaines d'existence géométrique et vélocimétrique sont précisés. Il apparaît alors que deux chemins de rétroaction sont possibles suivant le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement. Le premier est direct et le second s'effectue indirectement via les résonances du conduit d'où débouche le jet.

Le chapitre 5 est une étude anémométrique de l'écoulement. Les instabilités de l'écoulement participant au processus de génération des sons auto-entretenus sont identifiées. Pour chaque plage de fonctionnement des sons auto-entretenus, le mode hydrodynamique du jet est mis en évidence, nous permettant de valider une hypothèse d'appariement tourbillonnaire formulée au cours du chapitre 4. L'influence du chemin de rétroaction sur le mode de détachement tourbillonnaire du jet est examinée.

Enfin, le chapitre 6 est une étude paramétrique de l'influence de la géométrie du bord de la fente sur le phénomène de bruit de fente.

Les principales contributions de cette thèse sont les suivantes :

- la mise en évidence et la définition des domaines vélocimétrique et géométrique d'existence du bruit de fente (chapitre 4),
- l'existence de deux chemins de rétroaction, l'un étant dominant sur l'autre en fonction du nombre de Reynolds (chapitre 4),
- l'établissement des paliers de nombre de Strouhal liés aux oscillations ainsi que le mode hydrodynamique du jet associé (chapitre 5),
- la nature de l'instabilité de l'écoulement amplificatrice des oscillations (chapitre 5),
- la mise en évidence de l'appariement tourbillonnaire (chapitre 5),
- l'existence de sons auto-entretenus sans biseau en présence d'un résonateur (chapitre 6).

2 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

La différence, chez l'être humain, entre souffler et siffler est le résultat d'une petite modification de la géométrie de la bouche, de la position de la langue à l'intérieur de celle-ci et de la vitesse de l'écoulement. Au lieu d'un bruit de type large bande, le son qui est obtenu est de relativement forte intensité et son énergie est répartie sur quelques fréquences seulement : ce sont des sons auto-entretenus. Dans ce chapitre sont synthétisés les travaux portant sur les différents aspects du sujet étudié.

La première partie de cette revue bibliographique présente la théorie liée à la création d'énergie acoustique par un écoulement fluide. La seconde partie traite de la morphologie du jet plan et surtout de son comportement en réponse à des perturbations extérieures. Son rôle d'amplificateur est primordial pour l'auto-entretien du processus de création sonore. La troisième partie décrit les mécanismes intervenant dans la production de sons auto-entretenus, plus particulièrement liés à notre géométrie. L'influence du couplage entre une source de sons auto-entretenus et un résonateur acoustique y est aussi examinée.

2.1 Son aérodynamique : approche théorique

La production de son par un écoulement fluide en champ libre ou en interaction avec une structure a fait l'objet de nombreuses études. Il existe aujourd'hui une littérature abondante sur le sujet et

quelques ouvrages généraux (Blake, 1986 ; Powell, 1990 ; Hirschberg et Rienstra, 1994 ; Howe, 1998 ; Rienstra et Hirschberg, 2002).

La prédition du champ acoustique produit par un jet libre a été la motivation pour Lighthill (1952, 1954) de proposer une nouvelle approche dénommée « analogie ». L'analogie aéroacoustique est une reformulation des équations de la mécanique des fluides qui permet de distinguer le mécanisme de génération sonore de la propagation sonore. La partie du fluide dans laquelle la production sonore est attendue est appelée *région source*. La région dans laquelle le récepteur se situe est au repos et elle est définie comme la *région de référence*. La différence entre l'écoulement réel et une extrapolation de la région fluide non perturbée dans la région source est identifiée comme la source sonore. Ainsi, Lighthill a reformulé les équations de base de la mécanique des fluides afin de construire une équation de propagation, dont le terme de droite peut être interprété comme étant le terme source.

Dans la région de référence, le fluide est homogène et au repos. La vitesse du son c_0 , la pression p_0 et la masse volumique ρ_0 y sont constantes. Loin de la région source, la propagation de petites fluctuations de masse volumique ($\rho' = \rho - \rho_0$) et de pression ($p' = p - p_0$) est gouvernée par l'approximation de l'acoustique linéaire. En recombinant les équations de la thermodynamique et de la mécanique des fluides, Lighthill obtient alors une équation de propagation dont le terme de droite est un terme source impliquant le tenseur de Lighthill T_{ij} :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2.1)$$

T_{ij} est défini par :

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} - \sigma_{ij}, \quad (2.2)$$

où $\rho v_i v_j$ est le tenseur de Reynolds et σ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses. Ce terme source est dit quadripolaire² et engendre des ondes acoustiques dans un fluide parfait au repos. Autrement dit, il y a une analogie exacte entre les fluctuations de densité qui ont lieu dans un écoulement turbulent, et celles de petite amplitude qui résulteraient d'une distribution de sources quadripolaires dans un milieu acoustique fictif sans mouvement dont la vitesse du son est c_0 .

Dans l'équation (2.2), trois termes peuvent être distingués :

- les contraintes convectives non linéaires décrites par le tenseur de Reynolds $\rho v_i v_j$ (turbulence et détachement tourbillonnaire),
- les contraintes visqueuses σ_{ij} (typiquement, la dissipation aux parois),

² La nature quadripolaire est traduite par les dérivées spatiales d'ordre 2 du terme de droite de (2.1) (Goldstein, 1976 ; Powell, 1990 ; Hirschberg et Rienstra, 1994 ; Schram, 2003).

- la déviation par rapport à un comportement isentropique $p - c_0^2 \rho$ (typiquement un processus réactif ou une combustion).

Si on se place dans le cas d'un écoulement à haut nombre de Reynolds, l'effet de la viscosité peut être alors négligé devant les contraintes fluctuantes $\rho v_i v_j$. Si de surcroît le nombre de Mach $M_0 = U/c_0$ caractéristique de l'écoulement est petit ($M_0^2 \ll 1$), ρ peut être remplacé dans le tenseur de Reynolds par la masse volumique moyenne, ρ_0 , avec une erreur relative d'ordre M_0^2 . Dans ces circonstances, le tenseur de Lighthill s'écrit alors :

$$T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j. \quad (2.3)$$

Un autre aspect fondamental de l'analyse de Lighthill est l'utilisation d'une formulation intégrale. En connaissant seulement une estimation de la valeur moyenne de T_{ij} , des informations pertinentes peuvent être obtenues sur le champ acoustique.

Si l'analogie de Lighthill permet d'obtenir une estimation de la production sonore pour des configurations variées (par le biais de ses nombreuses extrapolations : Curle, 1955 ; Phillips, 1960 ; Ffowcs Williams et Hawkings, 1969 ; Lilley, 1972), tout en ayant peu de connaissance sur l'écoulement (mais en le supposant connu), cette formulation n'est pas adaptée lorsque l'on considère une production sonore par un écoulement qui, en retour, est influencé par le champ acoustique qu'il produit. Dans le développement de Lighthill, les effets d'une rétroaction du champ acoustique vers l'écoulement ne sont pas inclus. Quand une telle rétroaction est forte, comme dans le cas de sons auto-entretenus, cette analogie est inadaptée.

Powell (1964) développa une analogie prenant en compte les tourbillons organisés comme source sonore dans un écoulement à bas nombre de Reynolds en champ libre : le son de tourbillons (vortex sound en littérature anglo-saxonne). Howe (1975) généralisa cette analogie pour prendre en compte l'effet des parois et du nombre de Mach. Dans cette analogie, la vitesse acoustique u_{ac} est définie comme la partie fluctuante de la partie irrotationnelle du champ de vitesse v . Ainsi, le champ de vitesse total est décomposé de la manière suivante :

$$v = u - \nabla \phi, \quad (2.4)$$

où u est le champ de vitesse rotationnel et $\nabla \phi$ le champ purement irrotationnel ou écoulement potentiel. Ces deux composantes sont supposées définies de manière unique (Batchelor, 1976). Le vecteur de vorticité ω est donné par :

$$\omega = \nabla \wedge v = \nabla \wedge u. \quad (2.5)$$

Si le champ de vitesse totale instantanée est décomposé en une partie moyenne et une partie fluctuante, l'amplitude du champ acoustique est considérée comme associée à la partie fluctuante de l'écoulement potentiel :

$$u_{ac} = -\nabla \phi'. \quad (2.6)$$

A partir de cette décomposition du champ de vitesse et de l'analyse de Powell (1964), Howe (1975) propose de remanier la théorie de Lighthill sous une forme où l'enthalpie d'arrêt :

$$B = h + \frac{v^2}{2}, \quad (2.7)$$

assume le rôle de la variable acoustique (plutôt que la masse volumique ou la pression). Dans cette expression, h est l'enthalpie spécifique³. Si les forces de friction et les transferts de chaleur au sein de l'écoulement sont négligés, un écoulement homentropique satisfait à la formulation de Crocco de l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \nabla B = -\omega \wedge v. \quad (2.8)$$

Le terme de droite met en évidence une force extérieure équivalente à f agissant sur l'écoulement potentiel, qui représente la force de Coriolis :

$$f = -\rho (\omega \wedge v). \quad (2.9)$$

En négligeant les effets convectifs sur la propagation des ondes ($M_0 \ll 1$) et en supposant que la région source est compacte⁴, on aboutit à l'équation d'onde :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} - \nabla^2 B = \nabla \cdot (\omega \wedge v), \quad (2.10)$$

qui met en avant le fait que la variation du champ de vorticité ω est un des responsables de la génération sonore. Powell (1964) avait déjà montré qu'un anneau tourbillonnaire qui change de circulation ou d'étendue spatiale au contact d'un corps solide, rayonne un champ acoustique dipolaire (cas du son éolien et du bruit de biseau) ; sinon aucun champ acoustique n'est rayonné. Bogey (2000) et Schram (2003) ont ainsi montré que deux tourbillons contrarotatifs donnent naissance à un champ acoustique de nature quadripolaire en espace libre comme le prévoit l'analogie de Lighthill.

Si les variations de densité sont négligées, on peut utiliser l'approximation suivante :

$$f = -\rho_0 (\omega \wedge v). \quad (2.11)$$

En absence d'écoulement en dehors de la région source, la formulation intégrale de l'équation de l'énergie de Kirchhoff peut être utilisée et la puissance acoustique générée au cours d'un cycle acoustique par un champ de vorticité dans un champ acoustique périodique est obtenue :

$$\langle W \rangle = \int_V \langle \vec{f} \cdot \vec{u}_{ac} \rangle dV = -\rho_0 \int_V \langle (\omega \wedge v) \cdot \vec{u}_{ac} \rangle dV, \quad (2.12)$$

³ $h = e + p/\rho$ où e est l'énergie interne spécifique.

⁴ Si l est la dimension caractéristique de la région source et λ , la longueur d'onde alors $l/\lambda \ll 1$.

où le symbole $\langle \rangle$ indique une intégration sur une période acoustique (Howe, 1980). Cette formulation de l'énergie acoustique qui est un produit mixte est communément appelée équation de Howe et a été généralisée en présence d'un écoulement (Jenvey, 1989 ; Doak, 1989). Le processus inverse, c'est à dire la conversion d'ondes acoustiques en vorticité, existe. Il a pu être mis en évidence d'une manière expérimentale par Bechert (1980) par exemple.

L'analogie de Howe est particulièrement indiquée si on utilise une modélisation tourbillonnaire simplifiée de l'écoulement (Howe, 1996 ; Peters et Hirschberg, 1993 ; Déquand et coauteurs, 2003). Par exemple, Nelson et coauteurs (1983) ont modélisé le champ de vorticité dans le plan (x, y) au moyen de tourbillons ponctuels :

$$\omega = (0, 0, \omega_z) = \Gamma(t) \vec{z} = \frac{1}{2} v_x^2 t \vec{z}, \quad (2.13)$$

où $\Gamma(t)$ est la circulation d'u tourbillon et v_x la composante principale de l'écoulement.

2.2 Etude des jets plans

2.2.1 *Introduction*

Avant de développer l'étude du phénomène de sons auto-entretenus, les mécanismes d'instabilité et de formation de structures tourbillonnaires pour les jets plans vont être présentés. En effet, un jet plan est un écoulement cisailé libre de géométrie simple mais riche en phénomènes physiques. Cette partie s'intéresse uniquement aux jets plans car l'écoulement intervenant dans la production du bruit de fente est un écoulement plan, mais la plupart des résultats présentés sont vrais aussi pour les jets ronds et rectangulaires. Les deux types d'approches classiques seront abordés, à savoir les descriptions en terme d'instabilités et en terme de structures tourbillonnaires. La première approche est davantage adaptée à l'étude quantitative des instabilités initiales et des schémas d'amplification linéaires ainsi qu'à l'analyse des interactions non linéaires aboutissant à la cascade sous-harmonique et au phénomène d'appariement. Le point de vue tourbillonnaire est plus proche de l'expérience visuelle et permet de faire le lien avec la morphologie de l'écoulement et d'expliquer la structuration du jet en termes d'interactions entre tourbillons.

2.2.2 Description schématique du jet plan

Un jet est défini comme plan si son rapport d'aspect, c'est à dire le rapport entre sa largeur L_y et sa hauteur H est supérieur à 40 (Rajrataman, 1976). La morphologie d'un jet plan créé par un convergent est représentée schématiquement en figure 2.1.

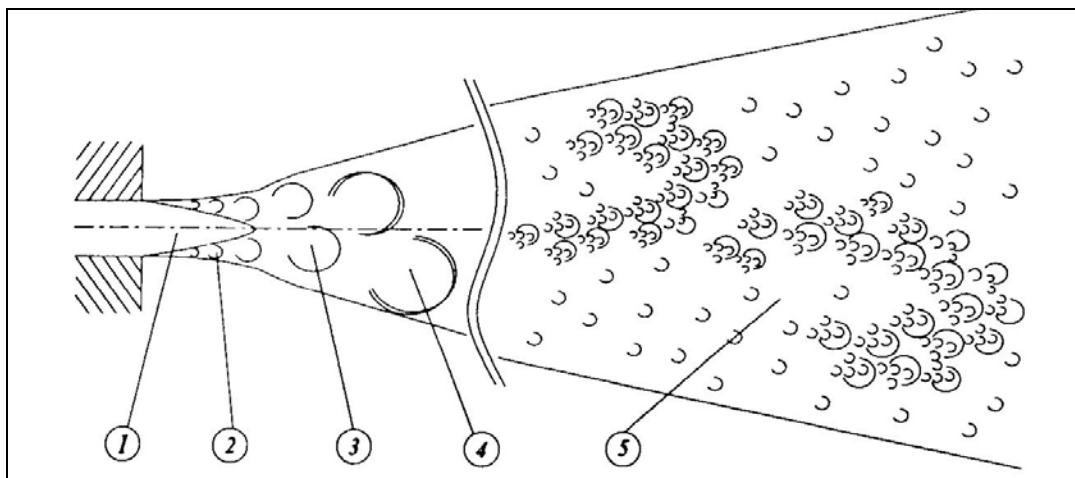


Figure 2.1 : Structure schématique d'un jet plan ; (1) cône potentiel ; (2) couche de cisaillement ; (3) interactions tourbillonnaires ; (4) éclatement tourbillonnaire ; (5) zone pleinement turbulente ; (Faghani, 1996).

Les différents éléments composant le jet sont présentés dans un ordre suivant le développement spatial du jet. A la sortie de la bouche, l'écoulement se décompose en deux parties. La première est le cône potentiel où l'écoulement est laminaire et irrotationnel et le vecteur vitesse reste constant et égal à la vitesse au centre du jet. Cette zone mesure, pour un jet plan, entre quatre et six fois la hauteur du jet suivant les conditions de l'écoulement (Thomas et Goldsmith, 1986 ; Wier et coauteurs, 1981). La seconde partie est constituée par les couches de cisaillement qui se situent de part et d'autre du cône potentiel. Ainsi, un jet plan possède deux longueurs caractéristiques, l'une étant liée à sa géométrie macroscopique à travers la hauteur H de la bouche et l'autre liée aux couches de cisaillement. La vitesse de convection des perturbations dans la couche de cisaillement, U_c , est estimée en général à des valeurs comprises entre 0,4 et 0,6 U_0 , la valeur la plus utilisée par les différents auteurs étant 0,4 U_0 (par exemple : Hirschberg, 1995).

Habituellement, la dimension caractéristique de la couche de cisaillement est l'épaisseur de quantité de mouvement⁵ θ qui représente la perte de quantité de mouvement due aux effets de viscosité. Cette quantité θ est définie par (Michalke, 1965) :

⁵ L'épaisseur de vorticité δ_ω est aussi utilisée (Brown et Roskho, 1974), elle possède la relation suivante avec θ : $\delta_\omega = 4\theta$. Elle peut aussi décrire le comportement de la couche cisaillée, comme par exemple celle d'un écoulement excitant un cavité (Rowley, 2002).

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U_0(z)}{U_{0\max}} \left(1 - \frac{U_0(z)}{U_{0\max}} \right) dz, \quad (2.14)$$

où δ est l'épaisseur de la couche de cisaillement (tel que $U_0(\delta) = 0,99U_{0\max}$), $U_0(z)$, la vitesse de l'écoulement et $U_{0\max}$, sa valeur maximale au sein de l'écoulement. Le choix de la quantité θ comme variable permet de définir un rapport de forme $R = \theta/H$ qui influe fortement sur le développement du jet (Freymuth, 1966). On peut ainsi définir deux nombres de Reynolds et deux nombres de Strouhal, liés au comportement global du jet à partir de la grandeur H , ou bien liés au comportement des couches de cisaillement à partir de la grandeur θ .

En aval du cône potentiel, il existe une zone d'interaction entre les deux couches de cisaillement où les tourbillons subissent des coalescences⁶ multiples (Browne et coauteurs, 1984). Enfin, plus en aval encore, l'écoulement commence à perdre son caractère bidimensionnel et aboutit à un état turbulent.

Suivant le nombre de Reynolds, le jet peut, en aval du cône potentiel, se comporter de deux manières différentes schématisées en figure 2.2.

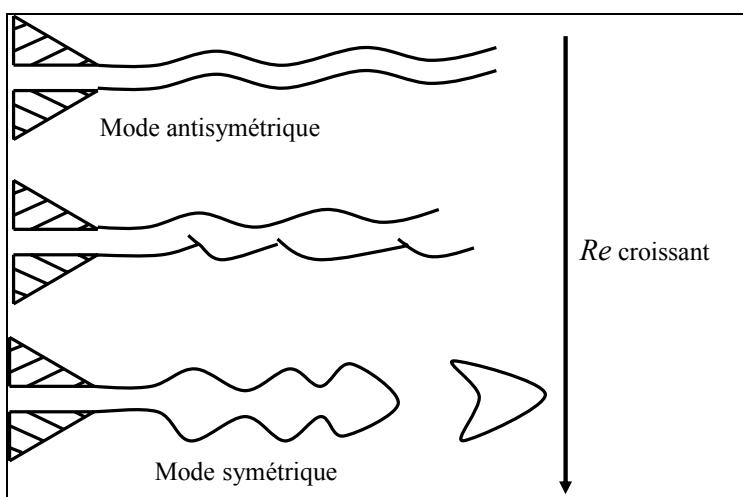


Figure 2.2 : Passage continu du mode antisymétrique au mode symétrique ; (Maurel, 1994).

Pour les faibles nombres de Reynolds, les instabilités des deux couches de cisaillement sont en opposition de phase de part et d'autre du jet, on parle alors de mode antisymétrique (ou impair, ou sinueux). Pour des nombres de Reynolds supérieurs, les tourbillons sont détachés de manière symétrique, au même instant, on parle alors de mode symétrique (ou pair, ou variqueux). Le nombre de Reynolds de passage d'un mode à l'autre est dépendant des caractéristiques du jet comme le rapport entre l'épaisseur de quantité de mouvement et la hauteur du jet : lorsque le nombre de Reynolds augmente, θ diminue (et ainsi R), et le mode symétrique devient plus facilement dominant (Hussain, 1983).

⁶ Fusion partielle ou totale entre plusieurs tourbillons. Dans le cas de la fusion totale de deux tourbillons, le phénomène est dénommé appariement.

Le mode du jet influence la réceptivité de l'écoulement aux perturbations extérieures. Sato (1960), Sato et Sakao (1964) ont observé que le mode le moins stable est le mode antisymétrique, tandis que le mode symétrique est le plus stable. Le mode antisymétrique est donc beaucoup plus sensible aux excitations acoustiques que le mode symétrique. De plus, il est expérimentalement très difficile de produire une excitation symétrique suffisamment élevée sans contamination par des asymétries (Blake et Powell, 1986). Miksad (1972) a montré que les jets plans sont beaucoup plus sensibles à une excitation appliquée perpendiculairement à leurs couches de cisaillement que tangentiellement.

2.2.3 *Instabilités des écoulements cisaillées*

Les sons auto-entretenus sont le résultat de l'amplification d'un des deux modes d'instabilité de l'écoulement. Le premier mode d'instabilité est lié à la couche de cisaillement avec comme grandeur caractéristique θ . Il est dominant dans la zone proche du jet. Le second est lié au comportement global du jet avec comme grandeur caractéristique H . Il est dominant plus en aval.

Lord Rayleigh montre, dès 1896, la sensibilité des couches de cisaillement aux perturbations sinusoïdales de toutes longueurs d'onde. Les premiers travaux théoriques sur la stabilité des jets et des couches de cisaillement portent sur une analyse d'amplification temporelle. On peut ainsi citer les travaux de Sato (1960) qui a utilisé un profil expérimental de jet laminaire et ceux de Michalke (1964) pour un profil de vitesse de la couche de cisaillement en tangente hyperbolique (caractéristique des profils de vitesse plats en opposition au profil de Poiseuille). Rapidement, Michalke (1965) obtient une meilleure concordance avec les résultats expérimentaux pour ce même profil en utilisant une analyse d'amplification spatiale⁷. En 1964, Howard énonce le postulat suivant : pour une classe de profils de vitesse, le nombre de modes instables ne peut dépasser le nombre de points d'inflexion du profil. Ainsi, pour un profil en tangente hyperbolique, il n'y a qu'une seule fréquence naturelle. Cette fréquence naturelle la plus instable f_n de la couche de cisaillement pour un profil de vitesse en tangente hyperbolique est liée à θ par la relation suivante (Michalke, 1965) :

$$St_0 = \frac{f_n \cdot \theta}{U_{0\max}} \approx 0,017. \quad (2.15)$$

Ho et Huerre (1984) confirment expérimentalement ce résultat pour les jets plans ayant un profil initial plat. Cette instabilité est dominante dans la zone proche du jet.

⁷ Par la suite, Huerre et Monkewitz (1985) justifient théoriquement la supériorité de l'analyse spatiale.

Plus loin en aval de l'écoulement, à l'extrémité du cône potentiel, le mode d'instabilité dominant est le mode de battement du jet caractérisé par la fréquence f_j définie par (Laufer et Monkewitz, 1980) :

$$St_j = \frac{f_j \cdot H}{U_{0\max}} \approx 0,3. \quad (2.16)$$

Dans certains cas, la fréquence du mode de battement du jet est une fraction entière de la fréquence du mode des couches de cisaillement (Ho et Huang, 1982). L'écoulement est qualifié de jet accordé (Thomas et Prakash, 1991). Le mode de battement du jet est alors expliqué par un scénario d'appariements successifs des tourbillons. Mais, généralement, il n'existe pas de relation simple entre ces deux modes.

Lorsqu'un observateur suit spatialement l'écoulement, la fréquence des instabilités du jet diminue progressivement. Ce phénomène, appelé cascade sous-harmonique, s'explique selon le scénario suivant : les ondulations de la couche de cisaillement s'amplifient exponentiellement lors de leur convection par l'écoulement pour aboutir à des enroulements tourbillonnaires (Rosenhead, 1931). A ce stade, la fréquence naturelle arrive à saturation, ce qui marque la limite de validité de la théorie linéaire. Se produit alors un transfert non linéaire d'énergie de la fréquence naturelle vers d'autres instabilités, marquant le début de la cascade sous-harmonique présentée en figure 2.3.

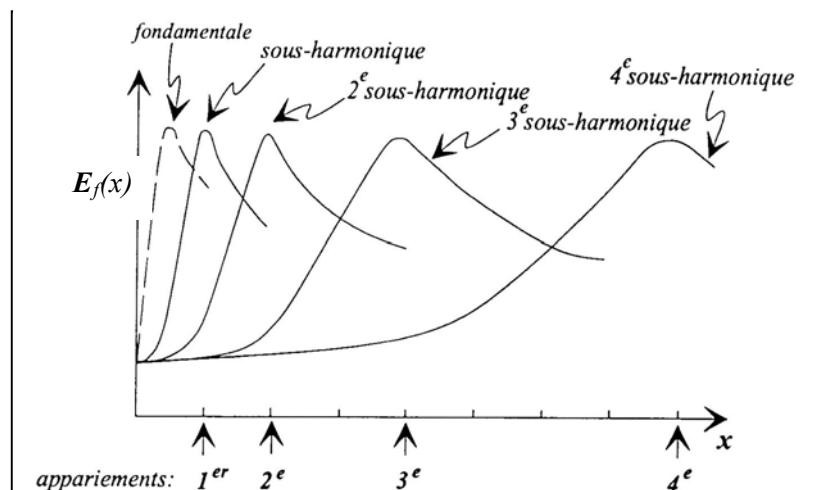


Figure 2.3 : Cascade sous-harmonique dans une couche de mélange, évolution de l'énergie de l'instabilité nommée en fonction de distance ; (Ho et Huang, 1982).

La cascade sous-harmonique consiste en des divisions successives par deux de la fréquence f_h qui sont le résultat d'appariements tourbillonnaires successifs qui aboutissent à un tourbillon de taille supérieure (Winant et Browand, 1974). Ces appariements successifs se produisent à des points de saturation de la fondamentale puis de ses sous-harmoniques (Ho et Huang, 1982). Ainsi, la saturation de la fondamentale s'accompagne de l'augmentation de l'énergie contenue par la première sous-harmonique (Miksad (1972) en régime laminaire, Fiedler et coauteurs en régime turbulent (1981)). Plus loin en aval, elle subit, à son tour, un cycle d'amplification exponentielle et de saturation comme le montre la figure 2.3 pour une couche de mélange.

Cette capacité des couches de cisaillement à amplifier les perturbations ambiantes est expliquée par le concept de l'instabilité locale convective (Huerre et Monkewitz, 1985 et 1990). Ainsi, les écoulements sont classés en deux catégories, amplificateur et oscillateur. Les couches de cisaillement et les jets homogènes font partie des écoulements amplificateurs et sont donc très sensibles aux conditions expérimentales.

2.2.4 Caractérisation tourbillonnaire des couches cisaillées

Le contrôle du développement d'un jet dans les applications pratiques est dépendant de la compréhension de la dynamique et de la topologie des structures cohérentes. Ces structures font partie des caractéristiques intrinsèques des couches de cisaillement (Brown et Roskho, 1974). D'après Hussain (1986), la recherche de structures cohérentes correspond à notre désir de trouver de l'ordre dans le désordre turbulent, mais il faut reconnaître que cette notion a permis d'apporter un éclairage nouveau sur bon nombre de points. Citons par exemple l'élargissement des couches cisaillées par appariements successifs (Winant et Browand, 1974), le taux d'entraînement de la couche de cisaillement (Crow et Champagne, 1971) ou la dynamique du jet en zone lointaine (Hussain, 1986).

Pour étudier ces structures, les écoulements sont souvent excités acoustiquement à la naissance de la couche de cisaillement à une fréquence que nous noterons f_0 (Yang et Karlsson, 1991 ; Tam, 1978 ; Fiedler et Mensing, 1985). La naissance de la couche de cisaillement est en effet la partie du jet la plus sensible aux perturbations, que ce soit en vitesse ou bien en pression (Ho et Nosseir, 1981). Ces perturbations initiales s'amplifient jusqu'à aboutir à des enroulements tourbillonnaires à une distance marquant le point de saturation de la fréquence f_0 (Ho et Huerre, 1984). Blevins (1985), lors de l'étude de la réponse du détachement tourbillonnaire dans le sillage d'un cylindre à une excitation acoustique, a montré un bien meilleur couplage lorsque la fréquence d'excitation était inférieure à la fréquence naturelle de la couche de cisaillement.

La figure 2.4 présente l'évolution du profil vertical de vitesse d'un jet rond libre. Le passage de ces structures s'accompagne d'un point de rebroussement sur les profils verticaux de fluctuations de vitesse (Freymuth, 1966). De part et d'autre de ce point, les fluctuations de vitesse sont déphasées de 180°.

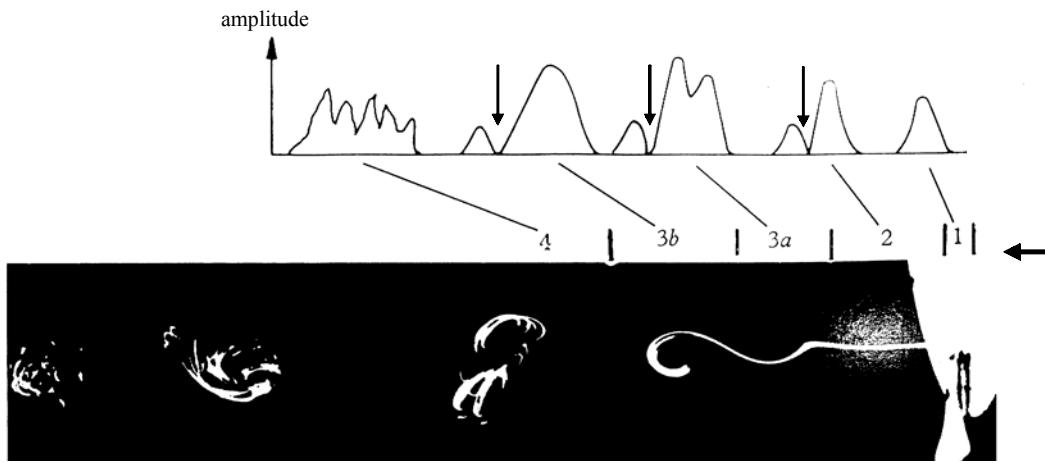


Figure 2.4 : Visualisation et profils verticaux de fluctuations de vitesse d'une couche cisaillée d'un jet ; (1) transition couche limite/couche cisaillée ; (2) région de transition linéaire ; (3) région de transition non-linéaire ; (4) région turbulente ; (Freymuth, 1966).

Ce résultat peut être démontré à partir du modèle simple de convection d'un tourbillon de Nelson et coauteurs (1981) présenté en figure 2.5. L'évolution temporelle des composantes longitudinale v_1 et transversale v_2 de vitesse y est représentée pour deux points, A et B, situés de part et d'autre de la trajectoire du noyau tourbillonnaire.

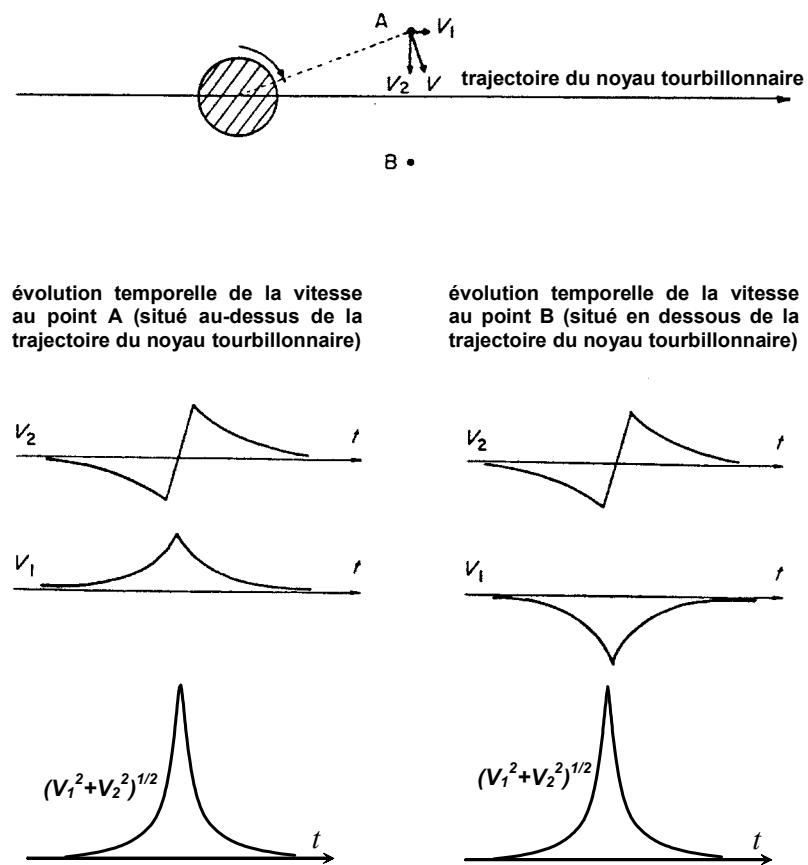


Figure 2.5 : Modèle tourbillonnaire simple ; (Nelson et coauteurs, 1981).

Les vitesses longitudinales sont déphasées de 180° entre le point A et le point B alors que les composantes verticales sont en phase. En outre, sur la trajectoire du tourbillon, les fluctuations de

la composante longitudinale de vitesse sont nulles, et par conséquent, cet endroit correspond à un point de rebroussement sur un profil transversal de la fluctuation de vitesse longitudinale.

Au-dessus d'un certain nombre de Reynolds, tout détachement tourbillonnaire montre un caractère tridimensionnel (Gerrard, 1966). Ainsi, en plus des structures tourbillonnaires transversales, des structures longitudinales en rouleaux apparaissent et peuvent être mises en évidence expérimentalement (Leboeuf et Metha, 1996).

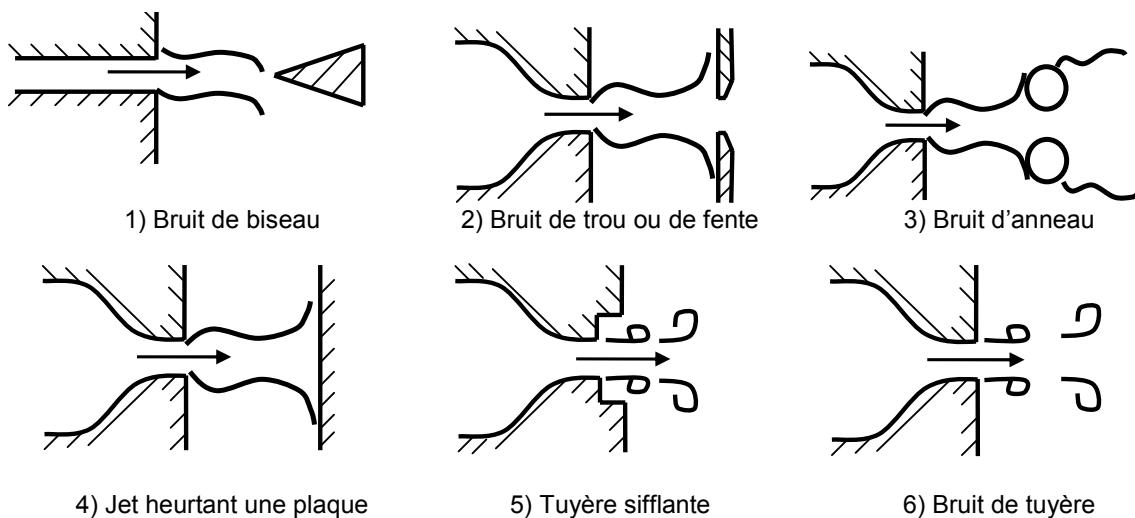
2.3 Les sons auto-entretenus

2.3.1 *Introduction et description*

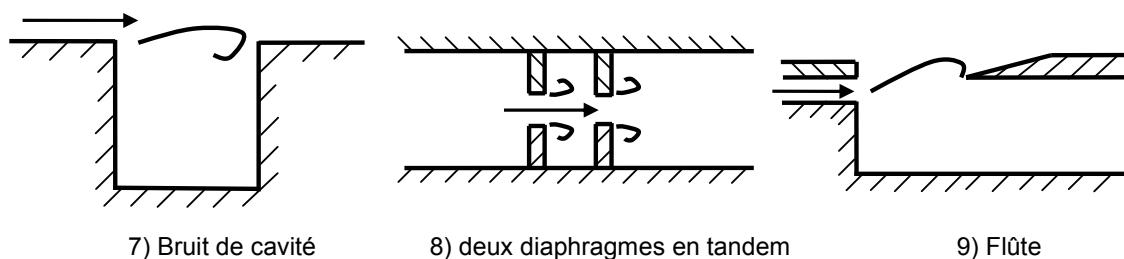
Si la turbulence d'un jet à bas nombre de Mach produit un bruit de faible puissance, la présence d'un obstacle dans l'écoulement peut accroître le niveau sonore. Certaines géométries d'obstacle, présentées en figure 2.6, donnent naissance à des sons de forte intensité possédant des spectres à raies dénommés sons auto-entretenus. Dans un premier temps, les principaux mécanismes physiques concourant à la création de tels sons seront présentés. Ensuite, nous nous concentrerons sur la géométrie de notre étude : le bruit de fente. Cette étude est liée à celle du bruit de trou qui est une version à symétrie de révolution du bruit de fente. Enfin, l'influence du couplage d'un dispositif produisant des sons auto-entretenus avec un résonateur sera examinée.

Les configurations géométriques de la figure 2.6 produisent des sons intenses indépendamment du matériau composant l'obstacle (Parker, 1966). Leur spectre contient une fréquence fondamentale notée f_0 par la suite, associée à des harmoniques et des sous-harmoniques. Si la distance de l'obstacle ou la vitesse de l'écoulement est modifiée, le nombre de Strouhal lié à la fondamentale et à la distance de l'obstacle décrit des paliers liés au nombre de tourbillons présents au même instant entre la naissance du jet et l'obstacle⁸. Ces paliers sont souvent associés à des sauts hystérotiques suivant le sens de la variation de la vitesse ou de la distance.

⁸ Le nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et l'obstacle est aussi appelé mode hydrodynamique de jet (Powell, 1963).



(a) Exemples de sons auto-entretenus sans résonateur



(b) Exemples de sons auto-entretenus avec résonateur

Figure 2.6 : Principales géométries étudiées pouvant produire des sons auto-entretenus ; (a) rétroaction directe ; (b) rétroaction indirecte ; (Blake et Powell, 1986).

Les premiers travaux sur le phénomène de sons auto-entretenus remontent à la seconde moitié du XIX^{ème} siècle, et sont le fait de Sondhaus (1854) et Rayleigh (1896) principalement. Suivit une période d'expérimentations (Brown, 1937, par exemple) et de développement analytique (sur la stabilité des jets et la production sonore par un écoulement). Les premiers éléments de la compréhension du phénomène d'auto-entretien furent apportées en 1953, par Powell et Curle indépendamment. Mais il faut attendre 1961, et Powell à nouveau, pour que le mécanisme physique soit entièrement décrit.

Pour que des oscillations auto-entretenues puissent se produire, trois éléments sont nécessaires. Premièrement, l'écoulement doit être sensible à de petites perturbations pour pouvoir générer un mouvement oscillatoire. Deuxièmement, le mouvement oscillatoire créé par l'écoulement primaire doit être capable de générer une perturbation secondaire qui remonte l'écoulement jusqu'au lieu où la perturbation primaire a été introduite, ce qui implique que la seconde perturbation doit avoir une intensité suffisante. Enfin, la phase entre la perturbation primaire et secondaire (appelée rétroaction) doit être telle que, au point d'introduction, un renforcement des oscillations se produit plutôt que leur amortissement.

La notion de rétroaction était déjà supposée par Rayleigh (1896). Il émit l'hypothèse qu'une rétroaction doit « *revenir vers l'origine du jet, probablement à la vitesse du son* ». Suivant la nature

de cette rétroaction, les sons auto-entretenus sont classés en deux catégories⁹ (Blake et Powell, 1986). Pour la première, la distorsion de la vorticité au point d'impact avec l'obstacle provoque une impulsion de pression qui remonte l'écoulement. De nouvelles perturbations sont alors induites au point de séparation de l'écoulement qui est sa partie la plus sensible (Rockwell, 1983). On parle alors de rétroaction hydrodynamique (Chanaud et Powell, 1965). Si ce sont les ondes acoustiques émises par la source aéroacoustique qui reviennent exciter l'écoulement, cette rétroaction se dénomme rétroaction aéroacoustique. Dans le cas où la longueur d'onde des ondes sonores est nettement supérieure à la distance entre l'obstacle et la sortie du jet, ces deux mécanismes sont équivalents. Dans la suite de ce document, on qualifiera ce chemin de rétroaction de direct¹⁰. Il concerne les géométries de la figure 2.6(a) dans les cas où le volume placé en amont du jet n'est pas acoustiquement résonnant. Lorsque un résonateur acoustique est placé près du système auto-oscillant, il peut renforcer et contrôler les oscillations. Le chemin de rétroaction se fait via l'excitation d'un mode propre du résonateur (souvent longitudinal), on parle alors de chemin de rétroaction indirecte¹⁰ (ou acoustique (Chanaud et Powell, 1965)). Des exemples des configurations produisant ce phénomène sont présentés en figure 2.6(b). La figure 2.7 (Powell, 1990) résume les deux modes de rétroaction.

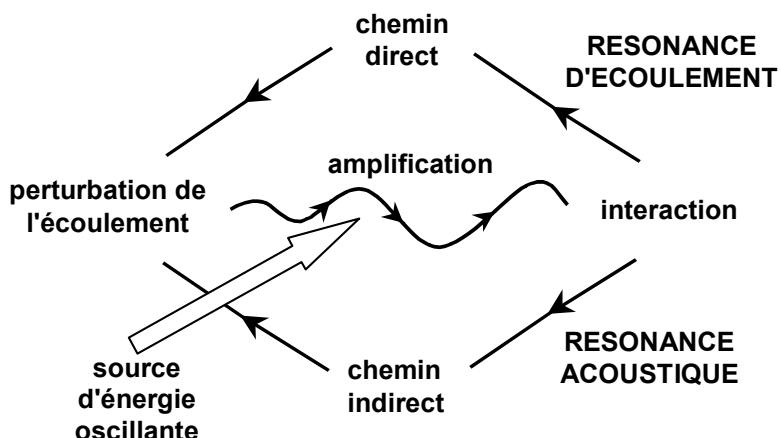


Figure 2.7 : Boucle de rétroaction dans les écoulements auto-oscillants ; (Powell, 1990).

L'instabilité intrinsèque de l'écoulement agit comme un amplificateur, apportant de l'énergie au système (section 2.2). Les sons auto-entretenus se produisent ainsi à la fréquence de l'instabilité amplificatrice. Pour que des sons auto-entretenus se produisent, le temps de convection T_c des perturbations le long du jet doit être égal à environ un multiple de la période acoustique $T_0=1/f_0$ (Hirschberg, 1995). Si on prend une vitesse de convection égale à $0,4U_0$, on obtient (Rienstra et Hirschberg, 2002) :

⁹ Chanaud (1970) a proposé une classification en quatre groupes mais, les avancées de la recherche ont permis de la réduire à deux classes.

¹⁰ On parle aussi plus simplement de rétroaction directe et de rétroaction indirecte. Cette dénomination sera aussi utilisée dans la suite de ce document.

$$\frac{f_0 \cdot L}{0,4 \cdot U_0} \approx \frac{T_c}{T_0} \approx N \quad (2.17)$$

où L est la distance entre la sortie du jet et l'obstacle et N est le nombre de tourbillons présents au même instant sur la distance L . De plus, la production sonore est maximale lorsque la différence de phase à la fréquence fondamentale entre le champ acoustique et le champ de vorticité est égal à π au point d'impact des structures (Hourigan et coauteurs, 1990) et que les pertes énergétiques par viscosité sont faibles (Hook et Mongeau, 2002). Au-dessus d'une certaine vitesse, les structures tourbillonnaires perdent leur cohérence, se déstructurent et les sons auto-entretenus disparaissent.

2.3.2 *Le bruit de fente et le bruit de trou*

Pour le bruit de trou (figure 2.6 (a)2), Sondhaus (1854) nota la dépendance de la fréquence des sons émis vis-à-vis du nombre de Strouhal construit sur la distance entre la sortie du jet et la plaque troué et la vitesse du jet. De plus, il observa les limites supérieure et inférieure du domaine de vitesse des sons auto-entretenus pour qu'ils existent. Rayleigh (1896) montra la dépendance de l'existence des sons auto-entretenus à la géométrie du bord de l'orifice et à la taille de celui-ci. Von Gierke (1950) a observé une relation entre divers dispositifs produisant des sons (bruit de jet, de conduite, de trou et de fente). En analysant les données expérimentales de Von Gierke, Blake et Powell (1986) ont noté une variation de la fréquence du bruit de fente en fonction du sens du biseau de la fente par rapport à l'écoulement. Ils ont alors émis l'hypothèse que cette variation serait la conséquence du changement de distance entre l'orifice du jet et l'orifice de la plaque.

Chanaud et Powell (1965), en étudiant le bruit de trou, observèrent des sons purs et harmoniques en régime laminaire (entre $Re=1,0 \cdot 10^3$ et $2,5 \cdot 10^3$ précisément) et leur extrême sensibilité au confinement. Ils rapportèrent aussi une diminution progressive de la distance L d'apparition des sons auto-entretenus avec l'augmentation de la vitesse. Mais, lorsque le jet devient turbulent et pour les hautes vitesses subsoniques ($M_0 \approx 0,7$), un son bien moins pur et de plus faible intensité est émis. Avec le même dispositif expérimental, Matta (1973) nota des sons harmoniques jusqu'à $Re=3,5 \cdot 10^3$ où l'écoulement est complètement turbulent. Ziada (2001) observa des sons auto-entretenus pour un bruit de fente couplé à une cavité branchée pour un nombre de Reynolds allant de $Re=3,0 \cdot 10^3$ à $4,9 \cdot 10^4$.

La figure 2.8 montre l'évolution du nombre de Strouhal en fonction la vitesse (données de Chanaud et Powell, 1965, graphique de Matta, 1973). Le nombre de Strouhal décrit des paliers liés aux modes hydrodynamiques du jet. Le palier I correspond à la présence d'un seul tourbillon, le palier II à deux tourbillons et le palier III à trois tourbillons. Généralement, des modes hydrodynamiques du jet supérieurs à $N=5$ ne sont pas observés (Hirschberg et Rienstra, 1994), à

l'exception notable des oscillations situées dans un booster de fusée à carburant solide pour lesquels N est compris entre 6 et 12 (Vuillot, 1995).

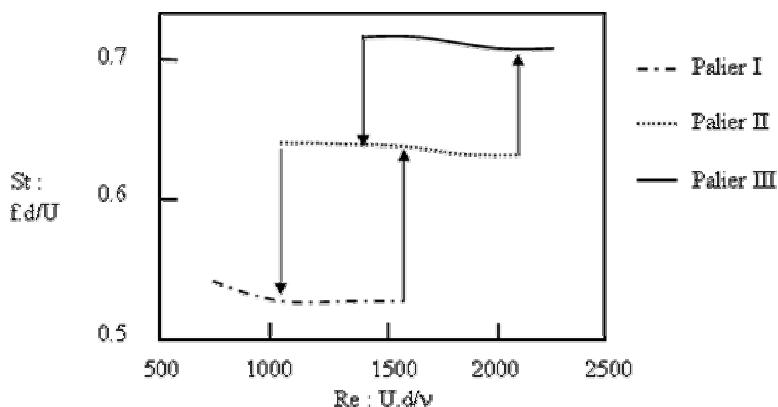


Figure 2.8 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $d=5$ mm et la vitesse du jet maximale est égale 7,7 m/s ; (Matta, 1973).

Le nombre de Strouhal décrit donc des paliers croissant avec l'augmentation de la vitesse confirmant ainsi les résultats de Von Gierke (1950). Ziada (1995), pour produire des sons auto-entretenus pour des nombres de Reynolds compris entre $Re=2,0 \cdot 10^4$ et $7,0 \cdot 10^4$, utilisa des réflecteurs augmentant le confinement entre le convergent et la plaque fendue. Ces réflecteurs « *n'ayant aucun effet acoustique* » agissent sur la recirculation de l'écoulement. Il observa une légère décroissance continue du nombre de Strouhal pour une vitesse. Il a émis l'hypothèse que les oscillations du bruit de fente seraient le résultat de l'amplification des instabilités de la couche de cisaillement en opposition au bruit de biseau qui est le résultat du mode de battement du jet (Powell, 1963).

Ziada (1995, 2001) a observé deux modes de jet pour le bruit de fente. Dans un premier dispositif (Ziada, 1995) pour lequel le bruit de fente était confiné mais sans effet de résonance, il observa un mode de jet antisymétrique jusqu'à $Re \approx 4,5 \cdot 10^4$, puis au-dessus de cette valeur un mode de jet symétrique. Il est à noter que le convergent produisant le jet dans ce dispositif expérimental est court et donc les couches de cisaillement du jet sont fines (θ est petit), facilitant l'apparition de son mode symétrique. Dans le cas où le bruit de fente est couplé à une cavité branchée jusqu'à $Re=4,8 \cdot 10^4$, Ziada (2001) observa un phénomène différent : lorsqu'un mode de résonance de la cavité était excité, le mode de jet est antisymétrique, sinon il est symétrique même pour les petits nombres de Reynolds. L'excitation du mode antisymétrique de l'écoulement s'explique par le fait que seuls les modes acoustiques impairs de la cavité sont résonnantes (Peters, 1993 ; Kriesels et coauteurs, 1995) car ils possèdent un nœud de pression à la jonction des deux cavités (donc au niveau de l'écoulement principal).

En mesurant le champ acoustique lointain, Matta (1973) mit en évidence que la source sonore du bruit de trou est composée d'un dipôle dont l'axe est parallèle à l'axe du jet et d'un quadripôle dont les axes sont parallèles et perpendiculaires à l'écoulement. Kawazoe et coauteurs (1999) ont

montré, grâce à des simulations numériques, que la zone de production sonore ne se situe pas au niveau de l'angle amont de l'orifice mais sur une zone s'étendant directement autour de l'angle de l'orifice, en couronne.

2.3.3 *Influence de la présence d'un résonateur acoustique*

Les sons auto-entretenus peuvent être renforcés et contrôlés par un résonateur acoustique qui crée alors un second chemin de rétroaction. Ainsi, les dispositifs comprenant une source de sons auto-entretenus située dans un résonateur ont été abondamment étudiés, notamment pour le cas de la flûte (Verge, 1995), de l'orgue (Rossing et Fletcher, 1998), du bruit de cavité (Naudascher et Rockwell, 1978) ou bien deux diaphragmes en tandem dans un tube (Nomoto et Culick, 1982 ; Hourigan et coauteurs, 1990 ; Huang et Weaver, 1991 ; Soreefan, 1993 ; Guérin, 2001). Néanmoins, l'interaction d'un oscillateur hydrodynamique avec les résonances du conduit d'où débouche le jet a rarement été étudiée.

Wilson et coauteurs (1971), en modélisant expérimentalement le siflement humain, observèrent une hausse notable du niveau sonore lorsque la fréquence des sons auto-entretenus était proche de l'un des modes de résonance de la cavité d'où débouche le jet (c'est-à-dire la bouche). Elder et coauteurs (1982) ont montré, pour le cas du bruit de cavité, que cette hausse dépendait d'une relation de phase favorable entre la rétroaction directe et la rétroaction indirecte. Pour un bruit de fente débouchant dans une cavité branchée, Ziada (2001) rapporta une augmentation du niveau acoustique adimensionnel de l'ordre de 300% lorsqu'un des modes propres de la cavité était excité. Ainsi, le niveau acoustique atteint au sein du résonateur est suffisant pour créer des interactions non linéaires entre la fréquence fondamentale, sa sous-harmonique et ses harmoniques (Soreefan, 1993).

De plus, la fréquence des oscillations peut être contrôlée par le résonateur acoustique. Par exemple, la fréquence d'une tuyère sifflante (whistler nozzle dans la littérature anglo-saxonne, figure 2.6(5)) est contrôlée par la longueur du conduit (délimité en amont par le volume d'amortissement et en aval par la tuyère) donc par ses modes propres longitudinaux (Hill et Greene, 1977 ; Hussain et Hasan, 1983). Les fréquences ne correspondant pas à des modes propres du résonateur sont atténuées par interférences destructives dans le résonateur (Pierce, 1981). Le détachement tourbillonnaire est très sensible au rayonnement du conduit car, près des bords à la sortie de celui-ci, les lignes de courant acoustiques sont perpendiculaires à la couche de cisaillement (Hirschberg et coauteurs, 1989).

Huang et Weaver (1991) ont réalisé des visualisations des tourbillons présents au même instant entre deux diaphragmes en tandem dans un tube. Ils ont montré qu'un même mode de résonance longitudinal pouvait être excité par un nombre différent de tourbillons : un, deux ou trois. Guérin (2001) a mis en évidence le même phénomène grâce à une mesure de l'évolution de la phase de

l'instabilité dans la couche cisaillement. Quand le nombre de Reynolds augmente, le nombre de Strouhal suit des paliers décroissants décrits par l'équation de Rossiter (1964) :

$$St_L = \frac{f_0 \cdot L}{U_0} = \frac{U_c}{U_0} \left(\frac{N + \gamma}{1 + M_0} \right), \quad (2.18)$$

où γ est un coefficient correctif qui prend en compte, entre autre, la différence de phase entre l'onde acoustique et l'instabilité de la couche de cisaillement. Ce coefficient empirique n'est pas très représentatif. Ainsi, suivant les conditions de l'écoulement et les configurations géométriques, γ varie entre $+1/2$ et $-1/2$ (Blake et Powell, 1986). De plus, Powell (1965) et Karamchetti et coauteurs (1969) montrèrent que sa valeur dépendait aussi de la position de la sonde anémométrique dans la couche de cisaillement. Doston et coauteurs (1997) font apparaître le terme γ sous la forme d'un facteur $\Delta(t)$.

Généralement, seuls les premiers modes propres du résonateur (jusqu'au 10^{ème}) sont excités. Le passage d'un mode à l'autre se fait selon trois scénarii :

- la fréquence des sons auto-entretenus change brutalement,
- les deux fréquences cohabitent sur un intervalle de vitesse ou de distance,
- une zone morte, sans son auto-entretenu, s'intercale entre les deux fréquences (Nomoto et Culick, 1982).

Cattafesta et coauteurs (1998) ont même observé pour des temps de mesure suffisamment longs des changements de mode acoustique excité pour une même configuration.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les analogies de Lighthill et Howe décrivant la production sonore par un écoulement ont été présentées. Deux types d'instabilités des jets plans ont été décrits ; le premier est lié à la couche de cisaillement et il domine dans la zone proche du jet. Le second, lié à la hauteur du jet, est dénommé mode de battement et il est dominant en aval du cône potentiel. Une présentation de la littérature liée à notre configuration géométrique (figure 1.1) a permis de mettre en évidence le manque d'informations fondamentales, comme la méconnaissance de l'instabilité amplificatrice régissant les sons auto-entretenus produits. Par ailleurs, l'influence du couplage d'un auto-oscillateur hydrodynamique avec le conduit d'où débouche le jet a été elle aussi peu étudiée.

Dans ce travail de recherche, deux chemins de rétroaction, dominants suivant le nombre de Reynolds, entraînant la production de sons auto-entretenus sont mis en évidence par une

comparaison entre le champ acoustique rayonné et le champ acoustique sein du conduit d'où débouche le jet. Le passage d'un mode de rétroaction à l'autre s'accompagne d'une réorganisation de l'écoulement mise en évidence par des mesures anémométriques. Toujours par des mesures anémométriques, les modes hydrodynamiques du jet sont reliés au nombre de Strouhal caractéristique du dispositif. La nature des instabilités régissant les sons auto-entretenus produits par l'impact d'un jet plan sur une plaque fendue est étudiée et confrontée à l'hypothèse formulée par Ziada. Enfin, l'influence de la géométrie du bord de la fente est explorée ; en présence d'un résonateur, le biseautage du bord de la fente n'est pas indispensable à la production de sons auto-entretenus.

3 PRESENTATION DE L'INSTALLATION EXPERIMENTALE ET MESURES PRELIMINAIRES

Ce chapitre présente les expériences préliminaires qui ont été menées avec l'installation expérimentale développée spécifiquement pour l'étude du bruit de fente, ainsi que les moyens de mesure acoustique et anémométrique associés. Ces expériences préliminaires sont menées sans qu'aucun obstacle ne soit placé dans l'écoulement.

3.1 Description de l'installation expérimentale

La figure 3.1 est un schéma d'ensemble du dispositif expérimental, conçu pour permettre le contrôle de trois paramètres : la vitesse de sortie du jet, la distance entre la sortie du convergent et la plaque, ainsi que la géométrie de l'obstacle.

En amont, un ventilateur crée un flux d'air dans l'installation. Celui-ci traverse un volume d'amortissement comprenant trois tissus métalliques grossiers, puis un tube muni d'un convergent. Le jet ainsi créé débouche dans la salle d'expérimentation et heurte une plaque fendue. Ce jet possède un grand rapport d'aspect avec une largeur $L_y=190$ mm et une hauteur $H=10$ mm, soit une valeur de 19.

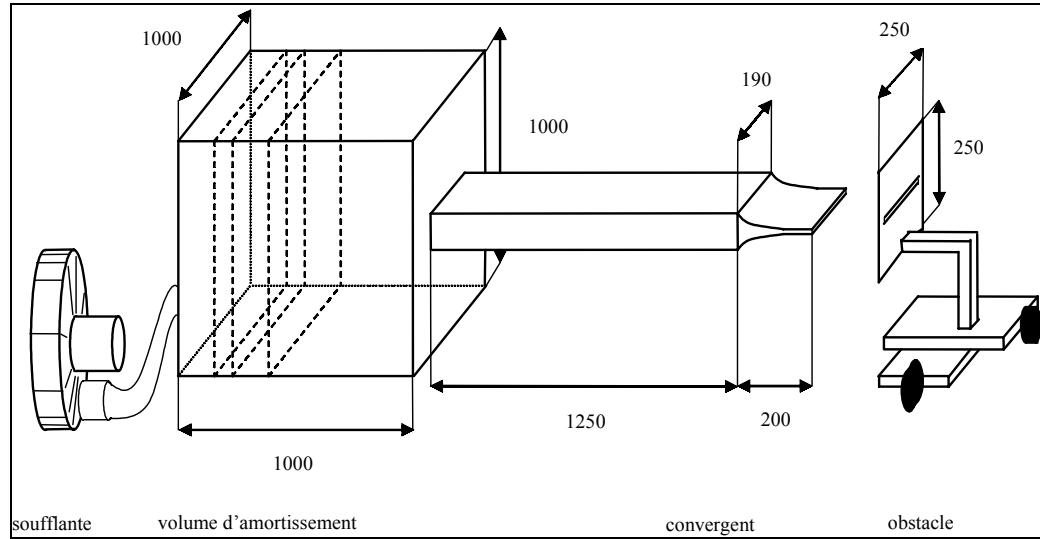


Figure 3.1 : Schéma d'ensemble du dispositif expérimental (dimensions en mm).

En amont, le tube est en tôle d'aluminium de 5 mm d'épaisseur, et d'une section rectangulaire (90x190 mm). Il est suivi d'un convergent en tôle d'acier fine d'une longueur totale de 200 mm faisant passer la hauteur de la section de 90 mm à 10 mm qui définit alors la hauteur du jet, dénotée H dans le reste du document. En aval, la plaque fendue en tôle d'aluminium de 4 mm est placée sur un système de déplacement selon l'axe x . La figure 3.2 présente une coupe de la section de mesure.

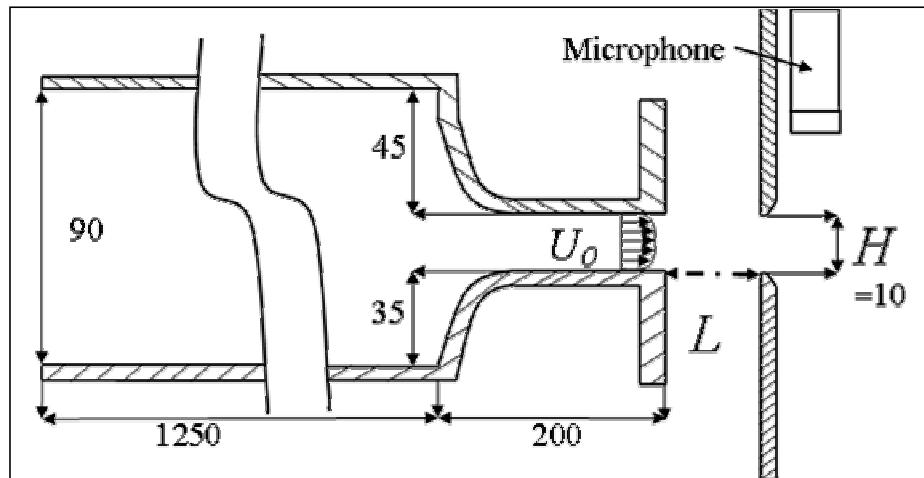
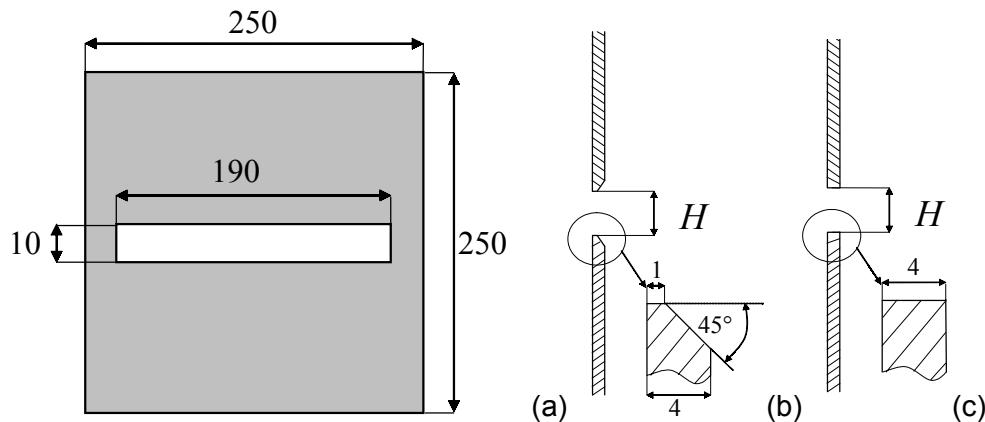


Figure 3.2 : Schéma de la section d'essai (dimensions en mm).

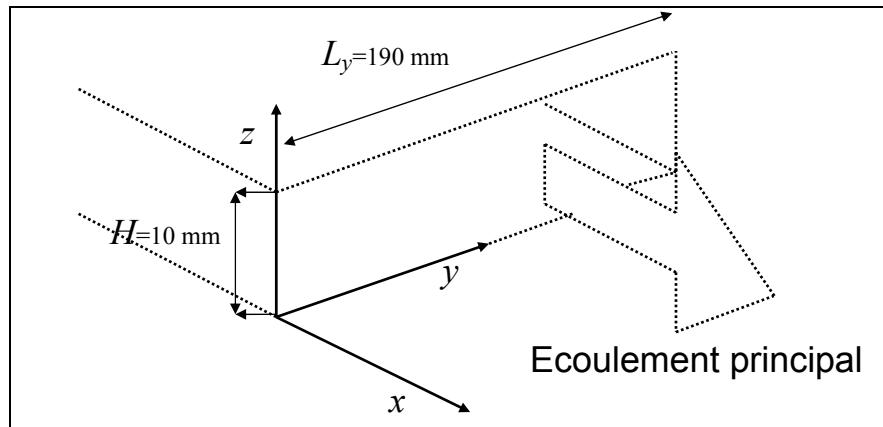
La position de la plaque par rapport à la sortie du convergent, dénotée L , peut varier entre 0 et 80 mm. Nous pouvons définir une distance adimensionnelle L/H variant de 0 à 8,0 qui caractérisera la distance de la plaque dans la suite de ce document.

Les plaques installées lors de nos expériences sont carrées, de 250 mm de côté et 4 mm d'épaisseur (figure 3.3 (a)). Elles sont munies d'un orifice rectangulaire de mêmes dimensions que la sortie du convergent (10x190 mm) et aligné sur celui-ci. Les bords de leurs orifices sont, soit munis d'un chanfrein et d'un biseau à 45° (figure 3.3 (b)), soit carrés (configuration appelée :

plaqué à bords carrés, figure 3.3 (c)). Le côté biseauté est orienté soit vers l'aval (*plaqué à bords biseautés* comme pour la figure 3.3 (b)), soit vers l'amont (*plaqué à bords biseautés inversés*).



La figure 3.4 présente le système référentiel utilisé pour cette étude. Son origine est prise à l'extrémité inférieure gauche de la bouche du convergent : x est l'abscisse suivant la direction et le sens de l'écoulement principal, y , l'abscisse transversale et z l'abscisse verticale.



Un premier dispositif électronique (hacheur de fréquence) permet de contrôler la puissance du moteur de la soufflante. Ce dispositif entraîne une forte pollution électromagnétique qui parasite les signaux microphoniques. Aussi, un dispositif mécanique (roto-transformateur) pilote le moteur de la soufflante pour les basses vitesses, lorsque le rapport signal/bruit est le plus défavorable. La vitesse maximale atteinte par le jet à la sortie du convergent est de 31,2 m/s, ce qui correspond à un nombre de Mach de l'ordre de $M_0 \approx 0,1$, donc une vitesse largement subsonique.

Le dispositif de mesure comprend un microphone ACO Pacific 7013 placé en aval de la plaque à l'abri des perturbations de l'écoulement, mesurant la pression acoustique (comme indiqué en figure 3.2). Ce microphone fournit des signaux de pression sur lesquels sont basés les estimations de la fréquence f_0 . Celle-ci correspond dans cette étude au pic de fréquence contenant le plus d'énergie dans le spectre du signal de pression.

Un tube de Pitot mesure la vitesse de référence en sortie du jet. Le diamètre de l'entrée de son tube de mesure est environ de 4 mm. La vitesse qu'il mesure est donc à la fois une vitesse moyenne temporelle et une vitesse moyenne spatiale. Celle-ci est dénommée U_0 dans la suite de ce document. Les fluctuations de vitesse sont mesurées au moyen d'un matériel d'anémométrie à film chaud DANTEC fonctionnant sur le principe de l'anémométrie à température constante. La partie sensible des films chauds est un cylindre de diamètre 70 μm et de longueur 1,25 mm. Une table de déplacement permet de varier leur position dans l'espace sur 100 mm avec une précision de 10⁻² mm.

Le convertisseur analogique-numérique utilisé (IOTECH) peut acquérir simultanément jusqu'à huit signaux codés sur 16 bits. Le décalage temporel entre ces signaux est de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette valeur étant très inférieure aux temps caractéristiques des phénomènes étudiés, des calculs de fonctions de cohérence et d'interspectre ont pu être réalisés.

Un nombre de Reynolds associé au jet est défini, basé sur la dimension caractéristique de l'écoulement, sa hauteur H :

$$Re = \frac{U_0 \cdot H}{\nu}, \quad (3.1)$$

où U_0 est la vitesse moyenne à la sortie du convergent (mesuré au tube de Pitot) et ν la viscosité cinématique de l'air ($\nu \approx 1,54 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$). Nous pouvons de même définir un nombre de Strouhal lié aux sons auto-entretenus :

$$St_L = \frac{f_0 \cdot L}{U_0}, \quad (3.2)$$

où f_0 est la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus et L la distance caractéristique du phénomène. En effet, la relation (2.17) montre que la fréquence des sons auto-entretenus est dépendante du temps de convection des instabilités par le jet entre sa naissance et l'obstacle, donc de la distance L entre ceux-ci. La pression adimensionnelle est définie par :

$$Padim = p_0 / \frac{1}{2} \rho U_0^2 \quad (3.3)$$

où p_0 est la valeur efficace (en Pa) du signal de pression à la fréquence f_0 , ρ la masse volumique de l'air (typiquement $\rho = 1,205 \text{ kg/m}^3$) et $1/2 \rho U_0^2$ la pression dynamique.

Le rôle du volume d'amortissement est d'imposer un nœud de pression acoustique à l'extrémité amont du tube de longueur 1250 mm, afin que la section aval, qui comprend le jet, la plaque et les appareils de mesure, soit isolée des perturbations acoustiques produites dans la partie amont (notamment du ventilateur). Si l'on considère qu'il joue uniquement par l'effet de compressibilité associé à son volume $V = 1 \text{ m}^3$ en introduisant une discontinuité de débit acoustique dans le circuit, le volume d'amortissement isole les deux parties du circuit situées en amont et aval du volume aux fréquences (Gibert, 1988) :

$$f >> \frac{S \cdot c_0}{2\pi V} \approx 1 \text{ Hz}, \quad (3.4)$$

où c_0 est la vitesse du son et S la section du tube débouchant dans le volume d'amortissement. Lorsque la condition (3.4) est vérifiée, les deux parties résonnent indépendamment. Dans la partie suivante, le comportement acoustique du conduit d'où débouche le jet va être étudié.

3.2 Expériences préliminaires sur les résonances acoustiques du conduit

Dans la partie bibliographique relative aux sons auto-entretenus, nous avons mis en avant que ceux-ci peuvent être amplifiés et contrôlés par un résonateur acoustique via ses modes propres longitudinaux généralement. Une bonne connaissance du comportement acoustique du conduit d'où débouche le jet est donc nécessaire. Les modes propres longitudinaux du conduit d'où débouche le jet ont donc été déterminés expérimentalement. En effet, la forme de ce conduit qui comprend le tube et le convergent étant de géométrie relativement complexe, l'expérimentation est le moyen le plus immédiat de les évaluer.

Dans un premier temps, la fréquence de coupure du mode transversal f_c d'ordre (m,n) de chaque partie à section constante du conduit a été calculée avec la relation suivante (Lewy, 2001) :

$$f_c = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{n^2}{l^2} + \frac{m^2}{h^2}}, \quad (3.5)$$

avec l la largeur de la section et h la hauteur de la section. Les fréquences de coupure du premier mode transversal et du premier mode vertical peuvent être calculées pour le tube à section rectangulaire et la partie plane du convergent. Pour le tube à section rectangulaire ayant les dimensions suivantes, $l=190$ mm et $h=90$ mm, on obtient alors la fréquence de coupure du premier mode transversal f_{ct} ou mode $(1,0)$ $f_{ct}=894$ Hz et la fréquence de coupure du premier mode vertical (mode $(0,1)$) $f_{cv}=1900$ Hz. Pour la partie plane du convergent ayant les dimensions suivantes, $l=190$ mm et $h=90$ mm, f_{ct} est de nouveau égale à 894 Hz et f_{cv} à 17000 Hz. En dessous de 894 Hz, la partie propagative du champ acoustique dans le conduit ne se compose que d'ondes planes (Rienstra et Hirschberg, 2002). L'effet d'un écoulement fluide sur ces fréquences se quantifie au travers de la relation suivante (Lewy, 2001) :

$$f_c(M) = \sqrt{1 - M^2} f_c(M=0). \quad (3.6)$$

Ainsi, dans notre installation expérimentale, le nombre de Mach de l'écoulement étant inférieur à 0,1, l'effet de l'écoulement peut être négligé.

Les fréquences des modes de résonance plans (donc en dessous de la fréquence de coupure f_c) ont été mesurées en excitant le conduit à l'aide d'une source de bruit blanc. Pour cela, nous avons utilisé un haut-parleur placé, soit dans le volume d'amortissement, soit à l'extérieur devant la sortie du convergent. Les pics présents dans le spectre du signal de la fluctuation de pression mesurée par des microphones affleurants et installés en diverses positions dans le guide correspondent aux fréquences des ondes acoustiques résonantes. Cette procédure d'estimation a d'abord été validée dans un premier temps en mesurant les fréquences propres du tube à section constante, et en les comparant aux valeurs théoriques (Pierce, 1981). L'écart entre les fréquences des modes reste inférieur à 5% jusqu'à une fréquence de 1768 Hz (13^{ème} mode).

La figure 3.5 présente la fréquence des résonances du conduit d'où débouche le jet (conduit de section constante + convergent) évaluée au moyen de la méthode expérimentale présentée au paragraphe précédent.

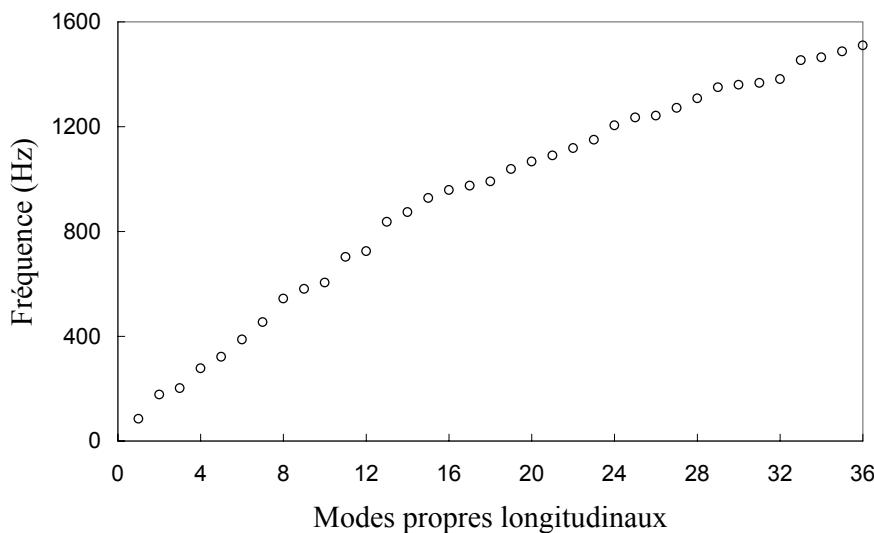


Figure 3.5 : Modes propres longitudinaux du conduit d'où débouche le jet.

Les fréquences propres du conduit d'où débouche le jet ont été évaluées jusqu'au 36^{ème} mode. La fréquence du premier mode propre est de 85 Hz. Le tube d'où débouche le jet résonne de manière similaire à un conduit de section constante ouvert aux deux extrémités d'une longueur de 3,10 m.

3.3 Expériences préliminaires sur le jet libre

Avant de s'intéresser aux sons auto-entretenus produits par l'installation expérimentale, le jet sans obstacle va être caractérisé en terme de taux de turbulence, couche de cisaillement et d'instabilités naturelles. Les effets des bords puis l'évolution du profil vertical de vitesse avec

l'accroissement du nombre de Reynolds vont être estimés. Ensuite, à partir des données expérimentales des profils de vitesse, la fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement sera calculée à partir des résultats de Michalke (1965, cf. section 2.2.3), ainsi que la fréquence du mode de battement du jet.

La sortie du convergent crée un jet à grand rapport d'aspect 19 alors que, dans la littérature, un jet est considéré comme plan si son rapport d'aspect minimal est de 40 (Rajratanam, 1976). L'influence des bords du convergent sur le développement du jet est donc étudiée pour déterminer quelle portion du jet est exempte des effets de bord. La figure 3.6 présente l'évolution de la vitesse moyenne adimensionnalisée par la vitesse moyenne maximale (a) ainsi que le taux de turbulence (b), en fonction de la position de la sonde transversalement à l'écoulement (direction y) pour $Re=5,3 \cdot 10^3$, à $x=3,0$ mm et $z=5,0$ mm. La mesure est réalisée sur une moitié de la section¹¹.

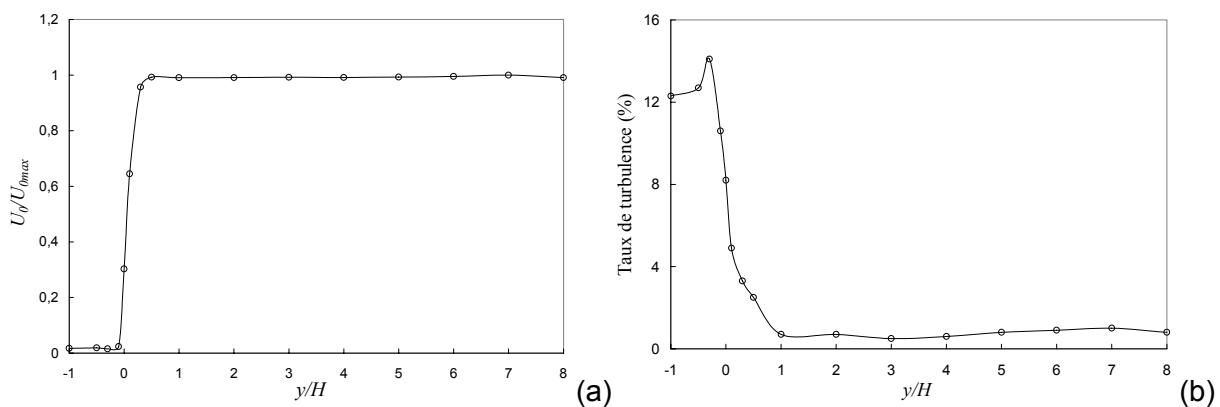


Figure 3.6 : Profil transversal de vitesse (a) et de taux de turbulence (b) ; $Re=5,3 \cdot 10^3$; $x=3,0$ mm ; $z=5,0$ mm.

L'effet des bords du convergent reste confiné dans une petite portion du jet, lorsque y/H est inférieur à 1. Au-delà, le taux de turbulence baisse et reste inférieur à 1%, l'écoulement est homogène entre $y/H=1$ et $y/H=18$. Dans cette portion, le jet peut être considéré comme plan.

La fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement et la fréquence du mode de battement du jet sont calculées. Pour cela, des demi-profils verticaux de vitesse ont été réalisés. La figure 3.7 présente l'évolution de la vitesse adimensionnelle (a) et du taux de turbulence (b) en fonction de la position verticale (selon l'axe z) de la sonde de vitesse située à $x=3,0$ mm et $y=90,0$ mm pour six nombres de Reynolds représentatifs de l'ensemble de la plage de fonctionnement de l'installation.

¹¹ Voir référentiel figure 3.4. Les bords latéraux du convergent se situent à $y/H=0$ et $y/H=19$.

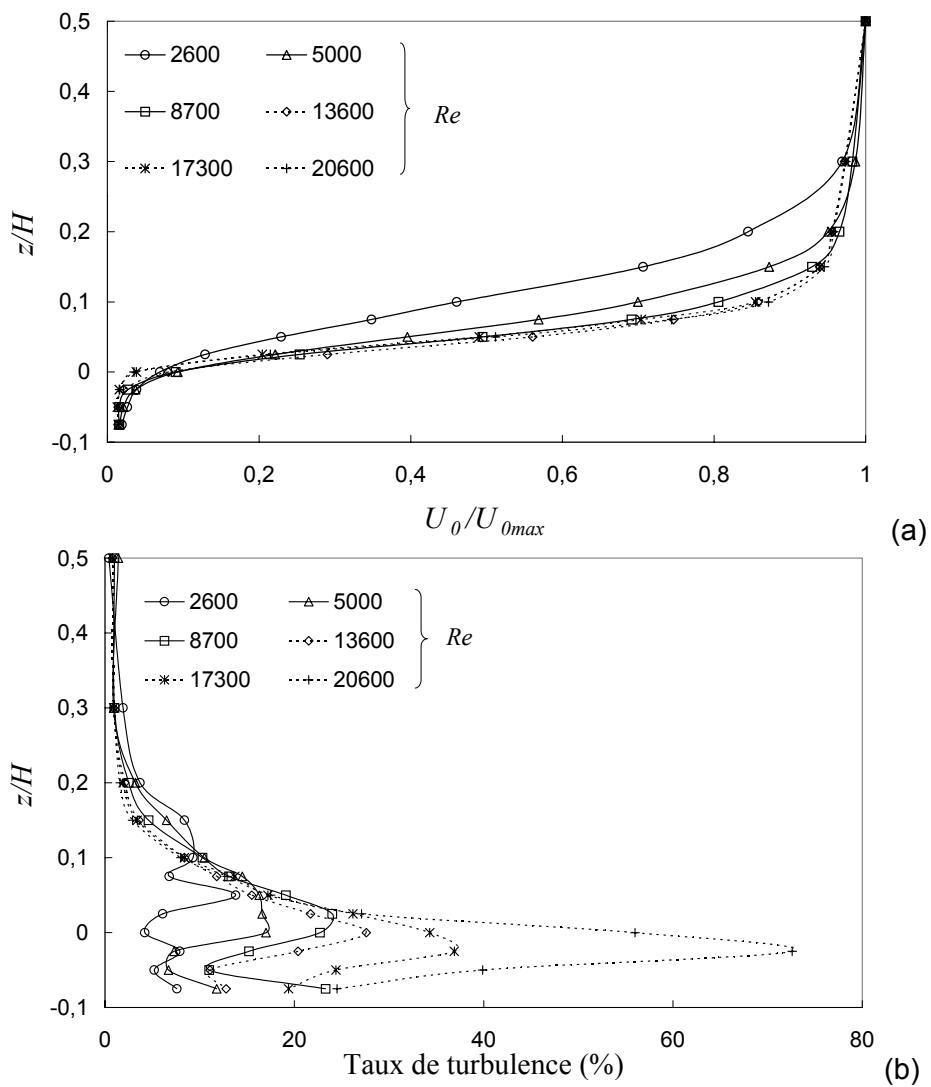


Figure 3.7 : Demi-profil vertical de vitesse (a) et taux de turbulence (b) pour différents nombres de Reynolds ; $x=3,0$ mm ; $y=90,0$ mm.

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'épaisseur de la couche de cisaillement se réduit progressivement. Le profil de vitesse se rapproche alors d'un profil plat. Le taux de turbulence dans la partie centrale du jet est très faible, ce qui met en évidence la présence du cône potentiel du jet.

La relation (2.15) permet de calculer à partir de θ la fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement pour un profil de vitesse de type tangente hyperbolique. Or les profils de vitesse mesurés peuvent être interpolés par des fonctions en tangentes hyperboliques. Par exemple, la figure 3.8 présente un profil vertical de vitesse adimensionnelle ($Re=9,9 \cdot 10^3$) représentatif de l'ensemble des profils obtenus et un profil en tangente hyperbolique calculé à partir des données expérimentales.

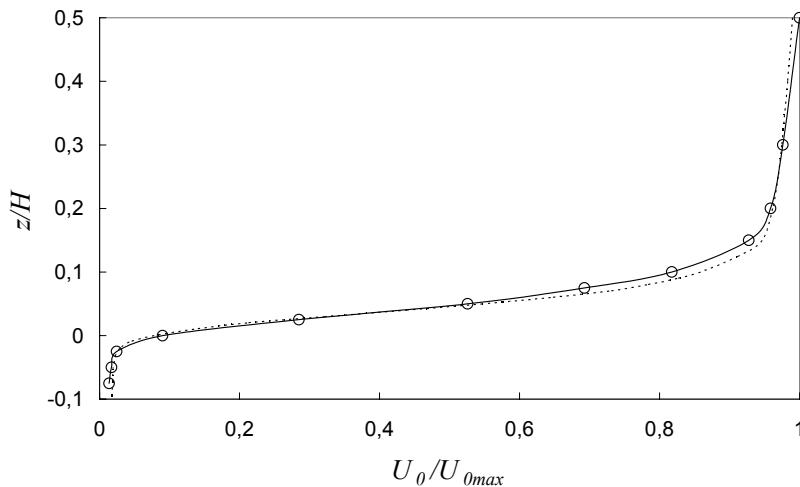


Figure 3.8 : Comparaison entre un demi-profil de vitesse expérimental (○) et un profil en tangente hyperbolique calculée à partir des données expérimentales (--) ; $x=3,0$ mm ; $z=90,0$ mm ; $Re=9,9 \cdot 10^3$.

Les deux courbes presque superposables montrent que l'hypothèse faite sur les profils de vitesse est cohérente. La valeur de θ a donc été calculée pour les différents nombres de Reynolds à partir des profils de vitesse expérimentaux à partir de la relation (2.14). Ensuite, la fréquence naturelle f_n de la couche de cisaillement a donc été estimée à partir de la relation (2.15) pour ces mêmes nombres de Reynolds. La fréquence du mode de battement du jet f_j est calculée en utilisant la relation (2.16) et la vitesse U_0 mesurée expérimentalement. L'évolution de ces deux fréquences en fonction du nombre de Reynolds est présentée en figure 3.9.

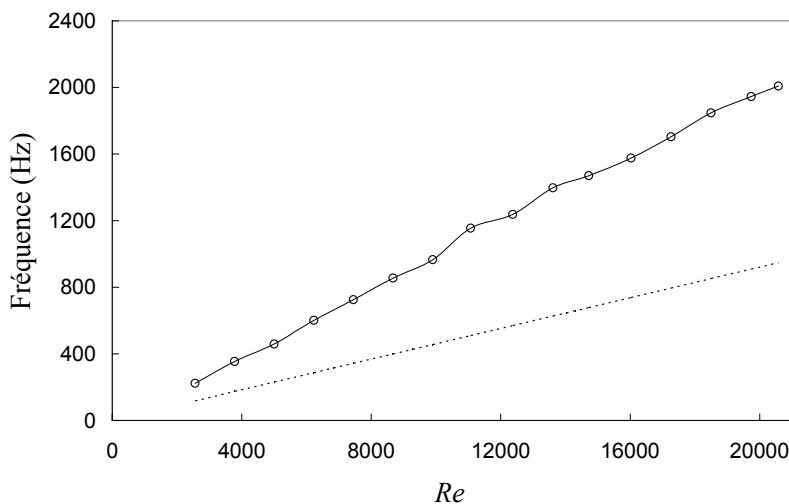


Figure 3.9 : Evolution de la fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement (○) et de la fréquence du mode de battement du jet (--) en fonction du nombre de Reynolds.

La valeur de f_n a donc été calculée pour les différents nombres de Reynolds à partir des profils de vitesse expérimentaux. L'évolution de la fréquence la plus instable des couches de cisaillement est quasi linéaire. Pour un nombre de Reynolds donné, la fréquence naturelle de la couche de cisaillement est d'environ le double de celle du mode de battement du jet.

4 MISE EN EVIDENCE DE SONS AUTO-ENTRETIENUS PRODUITS PAR DEUX CHEMINS DE RETROACTION

L'impact d'un jet rond laminaire sur une plaque munie d'un trou biseauté de même dimension peut produire des sons harmoniques. Lorsque la vitesse est accrue et que le jet devient turbulent, des sons moins intenses et moins purs sont émis (Chanaud et Powell, 1965). Pour un bruit de fente, des sons auto-entretenus dont la fréquence varie linéairement avec la vitesse sont produits jusqu'à un nombre de Reynolds égal à $8,0 \cdot 10^4$ (régime turbulent) lorsque l'espace entre la sortie du jet et la plaque est confiné (Ziada 1995). Dans ce chapitre, les bords de la plaque sont biseautés, et ce biseau est placé dos à l'écoulement (comme en figure 3.2). Cette géométrie est le plus propice à l'obtention de sons auto-entretenus (Rayleigh, 1896).

Nous allons montrer que pour cette configuration, pour laquelle l'espace entre la sortie du jet et la plaque est non confiné, des sons auto-entretenus de relativement forte puissance sont générés (section 1). Leurs domaines d'existence géométrique et vélocimétrique sont recherchés en section 2. L'évolution de la fréquence fondamentale en fonction des deux paramètres de contrôle de l'installation (distance de la plaque et vitesse du jet) est étudiée (section 3). Les conclusions de cette évolution font apparaître l'existence de deux chemins de rétroaction, l'un direct, l'autre indirect via les résonances du conduit d'où débouche le jet (section 4). Le chemin de rétroaction indirect est accompagné de la présence d'ondes stationnaires dans ce conduit, mise en évidence en section 5. En section 6, les paliers de fonctionnement du système auto-oscillant sont établis.

4.1 Mise en évidence de sons auto-entretenus

La production de sons auto-entretenus par l'impact d'un jet sur une plaque fendue va être mise en évidence. Pour cela, le champ acoustique rayonné par l'installation expérimentale est mesuré avec et sans obstacle au même nombre de Reynolds, $Re=7,2 \cdot 10^3$. Dans un premier temps, l'écoulement débouche librement du convergent, la plaque n'est pas placée dans l'écoulement. La figure 4.1 présente le signal temporel délivré par un microphone situé à proximité de l'écoulement (a) et sa densité spectrale (b).

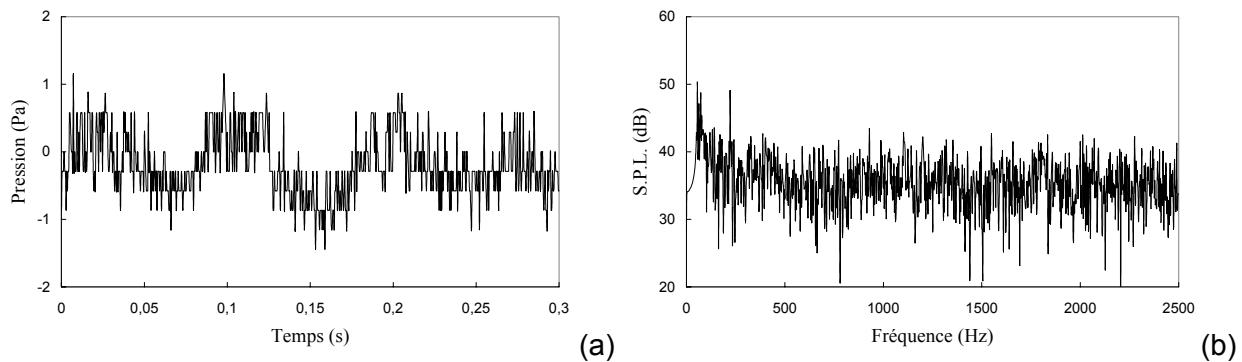


Figure 4.1 : Signal de pression brut (a) et densité spectrale (b) d'un jet libre ; $Re=7,2 \cdot 10^3$.

Les fluctuations d'amplitude élevée correspondent aux mouvements de l'air se produisant au sein de la salle expérimentale. Le spectre de ce signal montre qu'aucune fréquence n'est dominante. Ensuite, la plaque est placée dans l'écoulement, et le microphone se situe derrière la plaque (comme indiqué en figure 3.2). La figure 4.2 présente le signal temporel du microphone (a) et sa densité spectrale (b) pour le même nombre de Reynolds de $7,2 \cdot 10^3$.

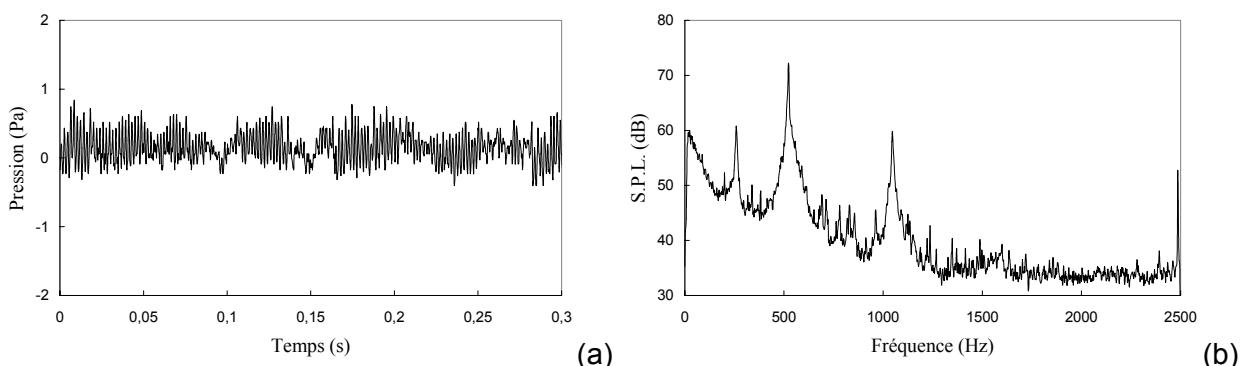


Figure 4.2 : Signal de pression brut (a) et densité spectrale (b) lorsque la plaque est placée dans l'écoulement ; $L/H=2,4$; $Re=7,2 \cdot 10^3$.

L'introduction de la plaque dans l'écoulement change radicalement l'aspect du signal de pression recueilli. Des fluctuations rapides de pression apparaissent, avec des extinctions intermittentes. La courbe présente une fréquence fondamentale f_0 égale à 522 Hz, une sous-harmonique $f_0/2$ ainsi qu'une harmonique $2f_0$ (Billon et coauteurs, 2002a).

Lorsqu'un phénomène de sons auto-entretenus s'établit, le détachement tourbillonnaire se produit à la même fréquence que l'onde acoustique. Les signaux de vitesse et de pression sont donc corrélés à la fréquence fondamentale du son émis, ce qui engendre à cette fréquence un pic de cohérence. La cohérence entre le champ acoustique mesuré et les instabilités de la couche de cisaillement du jet a donc été recherchée pour trois cas : sans la plaque vitesses et $Re=7,2\cdot10^3$, puis avec la plaque placé à $L/H=3,0$ ($Re=6,0\cdot10^3$ et $1,24\cdot10^4$). Une sonde anémométrique à film chaud placée dans la couche de cisaillement du jet, à $x=3$ mm a été utilisée à cet effet. Les densités spectrales des signaux du microphone et de la sonde de vitesse, ainsi que leurs cohérences, sont tracées en figure 4.3.

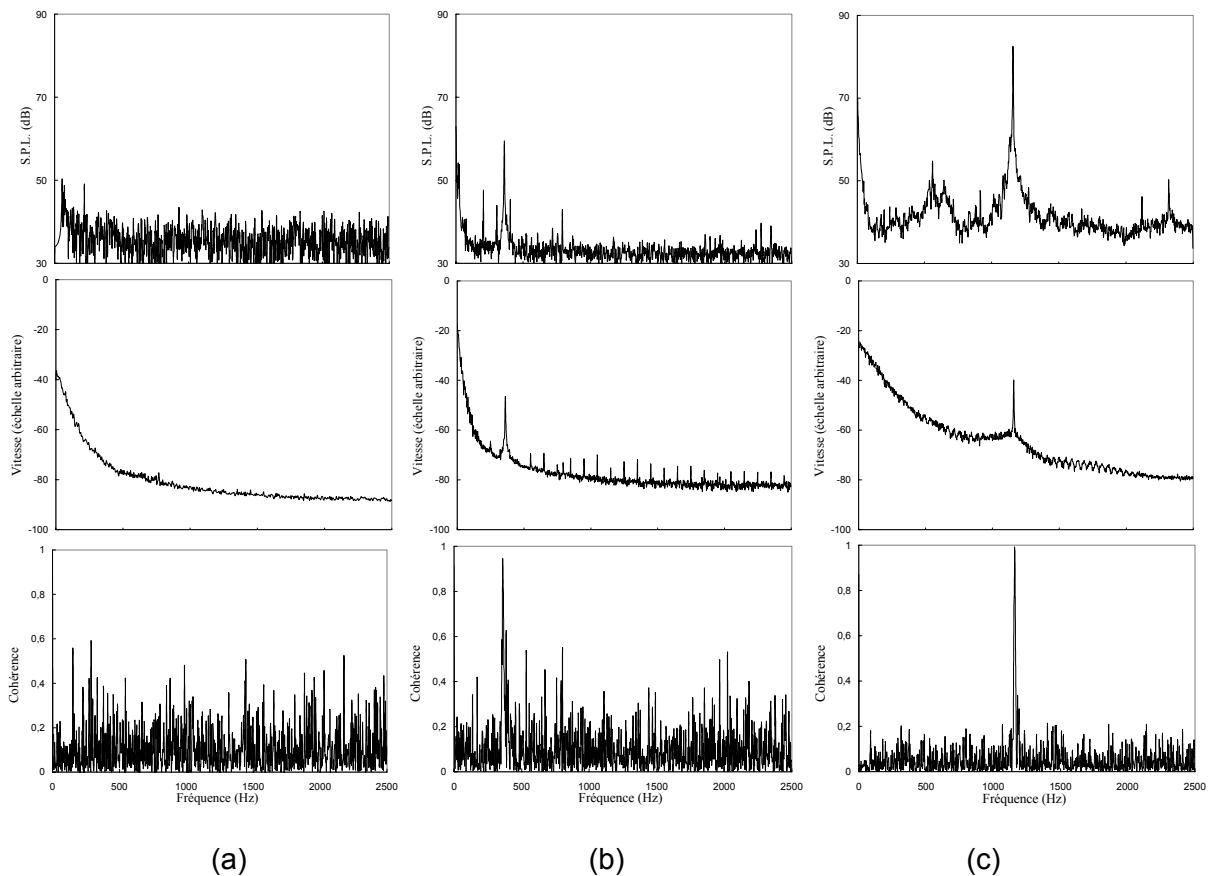


Figure 4.3 Densité spectrale de la pression acoustique (haut), de la fluctuation de vitesse (milieu) et cohérence entre les deux signaux (bas) ; (a) sans la plaque $Re=7,2\cdot10^3$; avec la plaque $L/H=3,0$ (b) $Re=1,24\cdot10^4$; (c) $Re=1,7\cdot10^4$.

Lorsque le jet débouche librement, aucune fréquence excitée n'apparaît dans les spectres de vitesse ou de pression ; la cohérence entre les deux signaux est faible. Lorsque le plaque est lacée dans l'écoulement, le pic de densité spectrale de pression se produit à la même fréquence que celui de vitesse pour les deux nombres de Reynolds. A cette fréquence, la cohérence entre les deux signaux est très proche de 1. Le champ acoustique émis et les instabilités de la couche de cisaillement du jet sont donc parfaitement corrélés à cette fréquence. A partir de ce point et pour le reste du chapitre, la plaque est positionnée dans l'écoulement. La cohérence mesurant seulement la dépendance de lien linéaire, on en déduit que des non-linéarités président à la production de sons harmoniques.

Pour mettre en évidence les structures tourbillonnaires, l'évolution selon un profil vertical de l'amplitude des fluctuations de vitesse et de leur phase à la fréquence fondamentale est mesurée. Une sonde de vitesse reste fixe, servant de référence, et une autre sonde, mobile, est déplacée selon l'axe z , ($x/H=1,3$ et $y/H=8,0$ pour les deux sondes). La figure 4.4 présente les résultats obtenus pour deux vitesses, $Re=3,8 \cdot 10^3$ et $1,6 \cdot 10^4$ et un paramètre de longueur fixé à $L/H=3,0$.

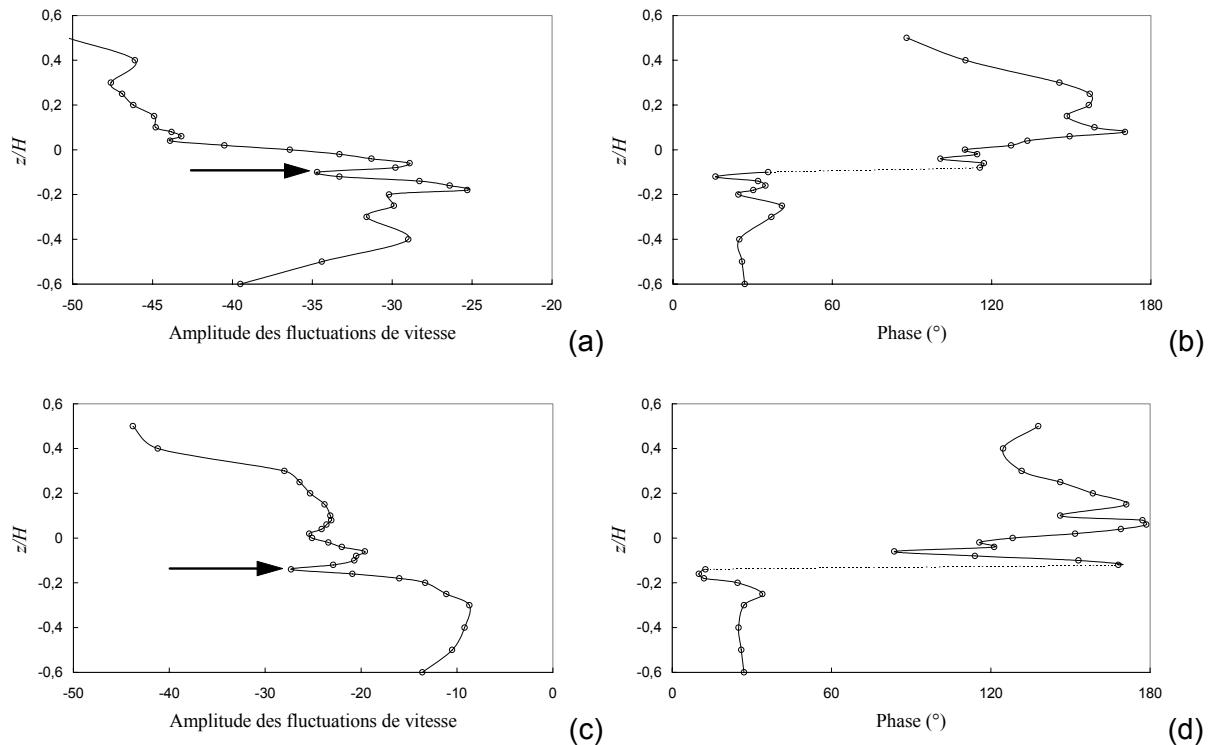


Figure 4.4 : Distributions verticales de l'amplitude et de la phase des fluctuations de vitesse pour $L/H=3,0$ mesurées à $x/H=1,3$;(a) et (b) $Re=3,8 \cdot 10^3$, $f_0=185$ Hz ; (c) et (d) $Re=1,6 \cdot 10^4$, $f_0=1054$ Hz.

Les profils radiaux de l'amplitude de la fluctuation de vitesse à la fréquence fondamentale présentés en figure 4.4 mettent en évidence un point de rebroussement des fluctuations de vitesse indiqué par une flèche ; celui-ci correspond à une variation de la phase de 120° . La présence d'une structure tourbillonnaire convectée par l'écoulement est donc bien mise en évidence. La sonde mobile à fil unique utilisée dans cette expérience¹² mesure une vitesse u équivalente à $(v_1^2 + v_2^2)^{1/2}$ si on adopte les notations du modèle de la figure 2.5. Ceci peut expliquer que la phase mesurée ne varie pas de 180° , car seule v_1 est déphasée selon le modèle de détachement tourbillonnaire (v_2 n'est pas déphasée).

¹² Le système d'anémométrie à fil chaud utilisé ne possède que deux voies d'acquisition. Si une sonde à deux composantes était employée, un signal de vitesse de référence n'aurait pu être recueilli.

4.2 Domaines d'existence de sons auto-entretenus

Dans la revue bibliographique, nous avons vu qu'il existait une vitesse minimale pour que les sons auto-entretenus se produisent. Inversement, au-dessus d'une certaine vitesse, les structures tourbillonnaires du jet ne disposent pas d'assez de temps pour se développer et les sons auto-entretenus disparaissent. De plus, toujours pour la même raison, il existe une distance minimale au-dessous de laquelle les sons auto-entretenus ne peuvent se produire. Lorsque la distance augmente, au-delà d'un certain seuil, les tourbillons se déstructurent et, de nouveau, le maintien des auto-oscillations n'est plus possible. Nous allons donc rechercher les domaines des deux paramètres de contrôle de notre installation (Re et L/H) au sein desquels des sons auto-entretenus se produisent. La vitesse est incrémentée par pas de 0,8 m/s (soit par pas de $Re=5,0\cdot10^2$) et la distance par pas de 2 mm (soit par pas de $L/H=0,2$). La figure 4.5 trace l'évolution du niveau de pression acoustique en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds.

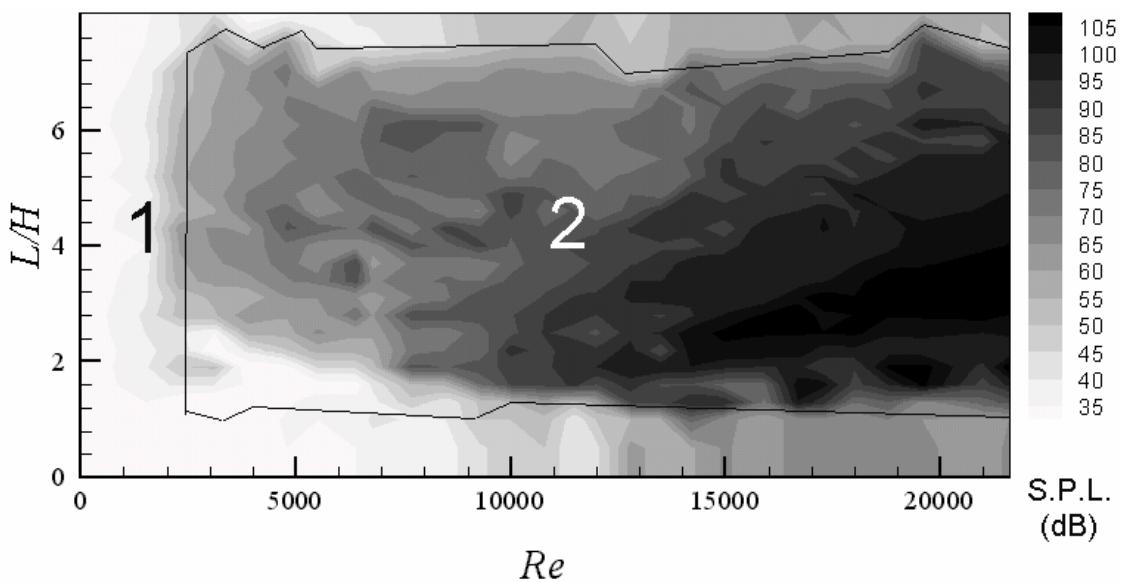


Figure 4.5 : Niveau de pression acoustique (dB) en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds ; 1 : bruit large bande ; 2 : sons auto-entretenus.

Le domaine 2 correspond au domaine où des sons auto-entretenus se produisent. Pour un nombre de Reynolds supérieur à $2,4\cdot10^3$ et pour $1,3 < L/H < 7,5$, des sons harmoniques apparaissent et le niveau de pression s'élève significativement, atteignant jusqu'à 115 dB. La distance minimale de leur apparition décroît légèrement avec l'accroissement de la vitesse comme rapporté dans la littérature. Mais la limite supérieure de vitesse pour la disparition des sons n'est pas atteinte, la vitesse de jet obtenue avec le ventilateur étant trop faible. Le domaine 1 correspond à une zone où un bruit à large bande est mesuré. Au dessous de $Re \approx 2,4\cdot10^3$ et $L/H = 1,3$, un son de faible intensité est ainsi émis, similaire à celui du jet sans obstacle. Pour $L/H > 7,5$, les sons harmoniques

disparaissent également et le niveau de pression décroît significativement. Ainsi, notre installation expérimentale produit des sons auto-entretenus uniquement lorsque le jet est en régime turbulent, contrairement aux résultats rapportés pour le bruit de trou où des sons harmoniques sont produits lorsque le jet est en régime laminaire. Ce comportement différent pourrait être dû aux différences géométriques entre les deux systèmes. Dans la suite, le comportement du système est étudié dans le domaine pour lequel des sons auto-entretenus se produisent (domaine 2 de la figure 4.5).

4.3 Influence des paramètres de contrôle (L/H , Re)

4.3.1 Evolution de la fréquence fondamentale avec la distance de la plaque (L/H)

L'évolution de la fréquence fondamentale f_0 en fonction du paramètre de distance L/H est étudiée ici, en considérant cette fréquence et le nombre de Strouhal $St_L = f_0 \cdot L / U_0$ associé. La plaque a été éloignée progressivement de la sortie du jet (\circ) dans un premier temps, puis rapprochée (\triangle). Deux cas, qui décrivent des comportements différents, sont présentés en figure 4.6 et figure 4.8.

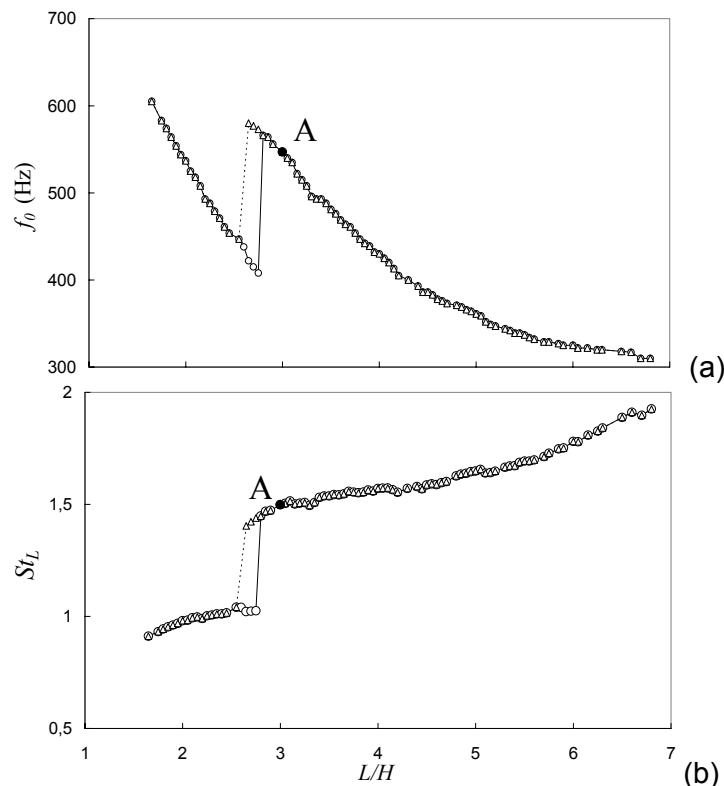


Figure 4.6 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; (\circ) déplacement aval ; (\triangle) amont ; $Re=6,5 \cdot 10^3$.

La figure 4.6 trace les évolutions de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de L/H pour $Re=6,5 \cdot 10^3$, correspondant à de basses vitesses du jet. L'évolution de la fréquence fondamentale suit deux courbes décroissantes reliées par un saut de fréquence (de 408 Hz à 580 Hz). Au niveau de ce saut de fréquence, un effet d'hystérésis suivant le sens du déplacement de la plaque peut être remarqué. Ce phénomène lié à une variation de la vitesse ou de la distance est typique des sons auto-entretenus. L'évolution du nombre de Strouhal est continue et régulière sur ses deux paliers. La formule de Rossiter (2.18) implique que ces paliers du nombre de Strouhal correspondent à des modes hydrodynamiques distincts du jet. La figure 4.7 trace, pour toutes les mesures réalisées pour $Re=6,5 \cdot 10^3$, l'évolution de la pression adimensionnelle en fonction du nombre Strouhal.

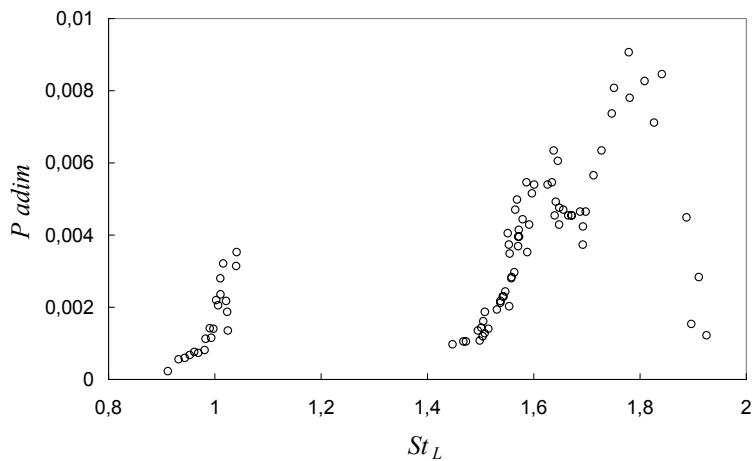


Figure 4.7 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal ; $Re=6,5 \cdot 10^3$.

Elle fait apparaître trois pics de la pression adimensionnelle, le premier à $St_L=1,1$, le second à 1,6 et le troisième à 1,8. Ces pics correspondent chacun à un mode hydrodynamique du jet avec une augmentation de la production sonore lorsque le nombre de Strouhal est au plus près de la valeur optimale du palier.

Le comportement du système a aussi été étudié pour des vitesses de l'écoulement plus élevées. Pour $Re=1,18 \cdot 10^4$, la figure 4.8 trace ainsi l'évolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque. L'évolution de la fréquence fondamentale forme une succession de courts paliers où la fréquence demeure constante sur un intervalle de distance, comme si les oscillations se calaient sur une fréquence spécifique. Un effet d'hystérésis se produit au niveau des sauts entre paliers. L'ensemble de ces petits paliers forme globalement trois courbes descendantes en fonction de L/H pour $1,12 < L/H < 4,2$. Puis, lorsque L/H dépasse 4,2, la fréquence chute brutalement, de 1054 Hz à 473 Hz. La fréquence demeure relativement stable, variant entre 440 Hz et 480 Hz, jusqu'à $L/H=6,2$. Ce grand intervalle indique une certaine stabilité du phénomène d'auto-entretien après $L/H=4,2$.

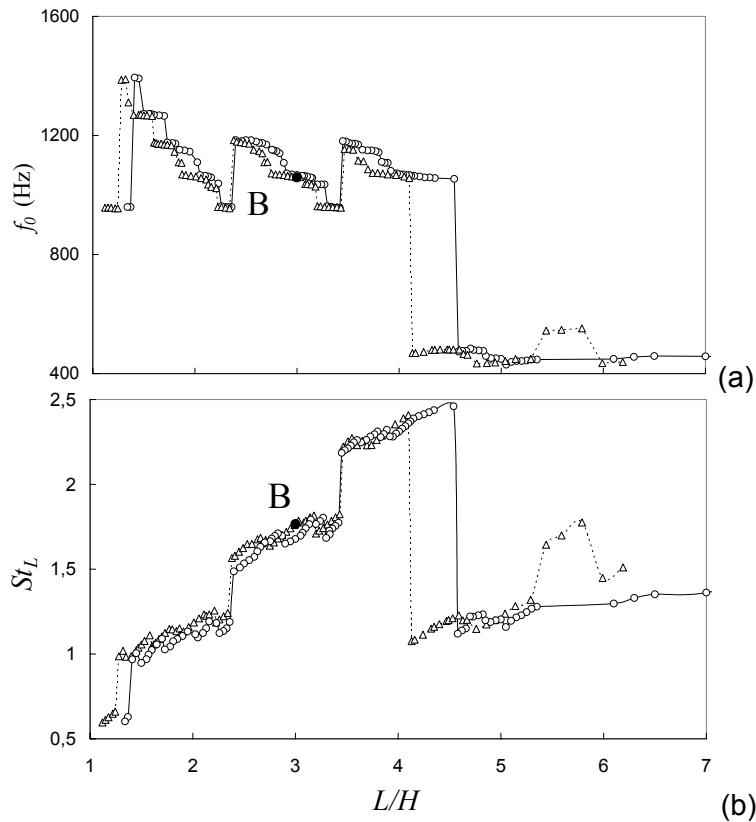


Figure 4.8 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; (○) déplacement aval ; (△) amont ; $Re=1,18 \cdot 10^4$.

Si l'on trace le nombre de Strouhal associé (figure 4.8(b)), cinq paliers apparaissent. Ces paliers ne sont plus réguliers comme pour la figure 4.6(b), mais composés d'une succession de petits crans, correspondant aux intervalles où la fréquence demeure constante. Le cinquième palier, pour $L/H > 4,2$, se situe à la même valeur que le second palier. Ce comportement peut être dû à un phénomène d'appariement tourbillonnaire, se produisant à l'extrémité du cône potentiel du jet. Nous reviendrons en détail sur ce phénomène au chapitre 5. La figure 4.9 trace l'évolution de la pression adimensionnelle en fonction du nombre Strouhal, pour $Re=1,18 \cdot 10^4$.

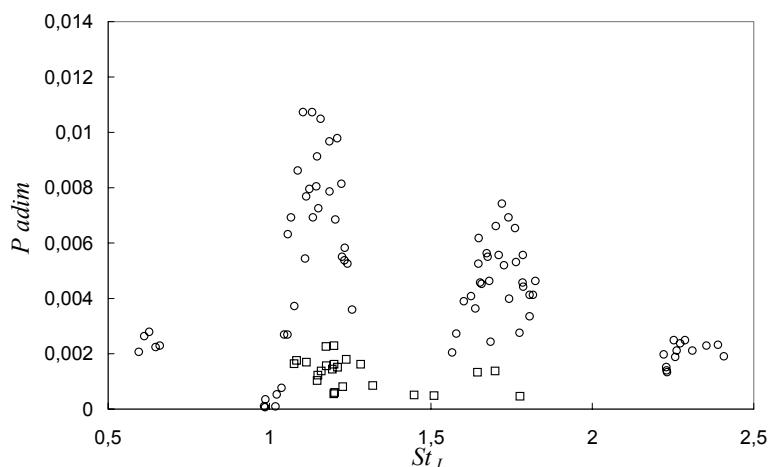


Figure 4.9 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal , (○) 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} paliers ; (□) 5^{ème} palier ; $Re=1,18 \cdot 10^4$.

L'évolution du niveau de pression adimensionnelle forme quatre pics auxquels on peut attribuer les valeurs suivantes : 0,6, 1,2, 1,7 et 2,3. Ils représentent chacun un mode hydrodynamique du jet. Le cinquième palier ($St_L=1.2$) a été tracé avec un symbole différent pour permettre sa distinction. Il se produit à même valeur que le second palier mais avec une amplitude beaucoup plus faible. Les valeurs de ces pics sont différentes de celles obtenues en figure 4.7, indiquant un changement des conditions de contrôle des auto-oscillations. Ce phénomène, associé aux plages de distance où la fréquence demeure constante, indique un changement important dans le comportement du système qui sera précisé en section 4.4. Dans ce but, les points de référence A et B correspondant à la valeur $L/H=3,0$ des figures 4.6 et 4.8 ont été ombrés.

4.3.2 Evolution de la fréquence fondamentale avec la vitesse du jet (Re)

L'influence de la vitesse du jet sur la fréquence des sons auto-entretenus est étudiée pour un paramètre de longueur ajusté à $L/H=3,0$, et la vitesse du jet progressivement accrue de $Re=2,0 \cdot 10^3$ à $2,2 \cdot 10^4$. De nouveau, un effet d'hystéresis au niveau des sauts de fréquence a été constaté. La figure 4.10 trace l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds lorsque la vitesse est accrue.

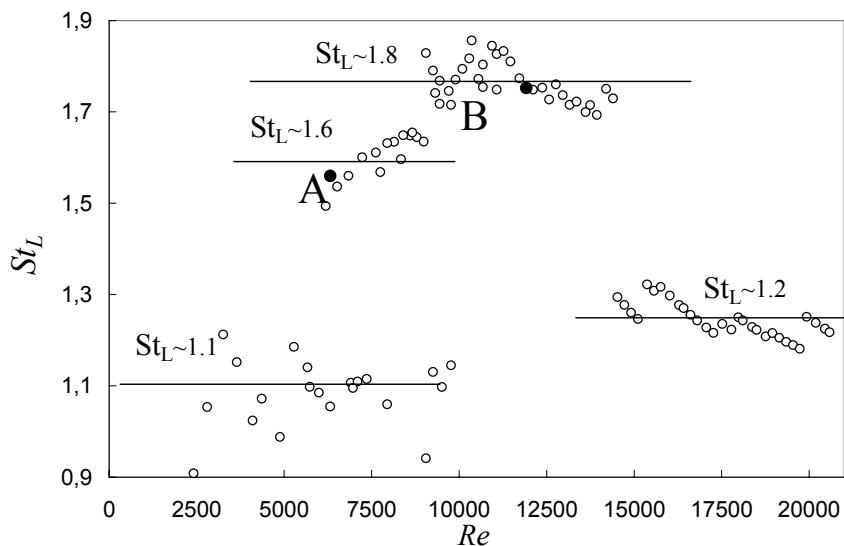


Figure 4.10 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$.

Quatre paliers apparaissent. La transition du premier au second est caractéristique du comportement d'un système auto-oscillant avec une rétroaction directe dominante. L'augmentation du nombre de Strouhal indique une transition vers un mode hydrodynamique supérieur du jet (Matta 1973) ; le nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et la plaque augmente. Néanmoins le phénomène est assez instable, l'évolution du nombre de Strouhal pour $6,0 \cdot 10^3 < Re < 1,0 \cdot 10^4$ montre que l'oscillateur passe souvent d'un mode à l'autre. Inversement, la transition du troisième palier ($St_L \approx 1,8$) au quatrième palier ($St_L \approx 1,2$) implique une diminution du nombre de tourbillons avec l'accroissement de la vitesse, typique d'une rétroaction indirecte via un

résonateur acoustique. L'existence d'un chemin de rétroaction indirect peut alors expliquer la présence d'intervalles à fréquences constantes constatés dans le paragraphe précédent. La figure 4.11 présente l'évolution du niveau de pression en fonction de la vitesse pour $L/H=3,0$.

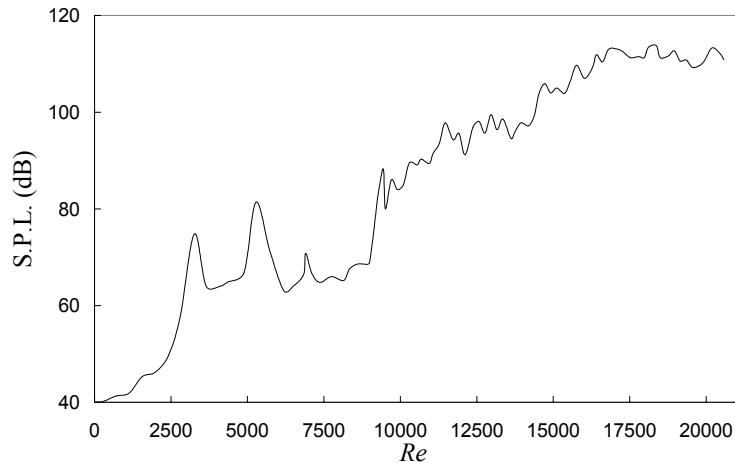


Figure 4.11 : Niveau de pression en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$.

Le changement de paliers de nombre de Strouhal, de $St_L=1,6$ à $St_L =1,8$ situé à $Re\approx1,0\cdot10^4$, est associé à une forte augmentation, de l'ordre de 20 dB, du niveau de pression acoustique. Cet accroissement dénote une amélioration de l'efficacité de la boucle de rétroaction. D'autre part, deux pics élevés se produisent avant cet accroissement du niveau de pression, pour $Re=3\cdot10^3$ et $Re=5,3\cdot10^3$. Dans la suite (section 5), nous montrerons que ces pics correspondent à l'excitation sur de courtes plages de distance d'une résonance du conduit d'où débouche le jet. L'hypothèse d'une rétroaction directe dominante pour les premier et second paliers de la figure 4.10 et d'une rétroaction indirecte dominante pour les troisième et quatrième paliers de cette même figure va être vérifiée.

4.4 Couplage entre le champ acoustique rayonné et le champ acoustique à l'intérieur du conduit

Le comportement acoustique du conduit d'où débouche le jet et son couplage avec l'oscillateur hydrodynamique est évalué dans cette section. Un premier microphone, placé derrière la plaque à l'abri des perturbations hydrodynamiques du jet, mesure le champ acoustique extérieur. Son signal est appelé *signal extérieur* dans cette section. Le second microphone est installé en divers emplacements le long du conduit, affleurant à sa paroi, et mesure le champ acoustique à l'intérieur de celui-ci. Ce signal est appelé *signal intérieur*.

Les configurations que nous avons choisies sont celles des points A (figure 4.6) et B (figure 4.8). Ces points sont représentatifs de deux évolutions du nombre de Strouhal différentes (section 4.3.1). Les paramètres expérimentaux sont donc : $L/H=3,0$, $Re=6,5 \cdot 10^3$ pour le Point A, et $L/H=3,0$, $Re=1,18 \cdot 10^4$ pour le Point B. Les densités spectrales du signal extérieur (a) et intérieur (b) ainsi que la cohérence entre ces deux signaux (c) sont présentées en figure 4.12 pour les points A et B, respectivement à gauche et à droite (Billon et coauteurs, 2002b).

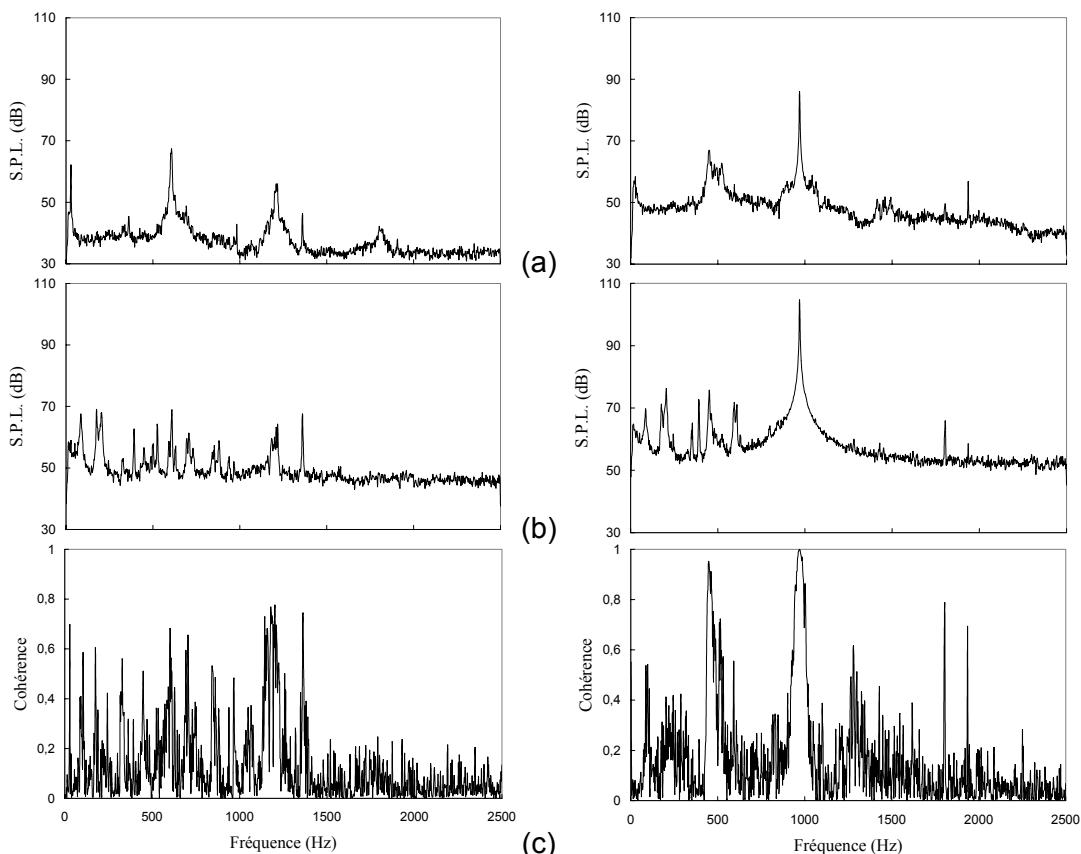


Figure 4.12 : Densité spectrale du signal extérieur (a), intérieur (b) et cohérence entre les deux signaux (c) ; point A (gauche) ; point B (droite).

Pour le point A, le spectre du signal extérieur montre une fréquence fondamentale bien définie alors que le signal intérieur montre que quelques modes de résonance du conduit sont excités, mais aucun n'est dominant. La cohérence des deux signaux est partielle à la fréquence des sons auto-entretenus (607 Hz). Le conduit ne crée pas de chemin indirect de rétroaction, donc la rétroaction directe est prépondérante dans le système auto-oscillant.

Pour le point B, les sons émis sont beaucoup plus intenses. Les densités spectrales des signaux intérieur et extérieur sont similaires et présentent un fort pic de cohérence à la fréquence des sons auto-entretenus (967 Hz). Dans ce cas le conduit se comporte comme un résonateur acoustique excité, créant un chemin de rétroaction indirect, qui renforce et contrôle les auto-oscillations. Pour mieux évaluer l'influence du couplage des champs acoustiques, la figure 4.13 présente les résultats de la figure 4.8(a) tracés avec les fréquences des modes propres longitudinaux de l'ensemble tube/convergent (figure 3.5).

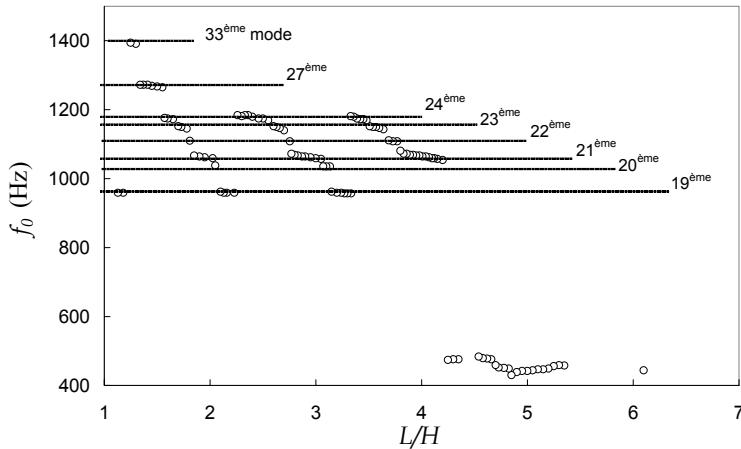


Figure 4.13 : Evolution de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus en fonction de L/H comparée aux modes de résonance longitudinaux du conduit ; $Re=1,18\cdot10^4$.

La fréquence des sons auto-entretenus secale sur des modes de résonance longitudinaux de l'ensemble tube/convergent, jusqu'à $L/H=4,2$. Les fréquences varient entre le 33^{ème} et le 19^{ème} mode, alors que, généralement, seuls les premiers modes acoustiques du résonateur sont excités au cours du mécanisme de rétroaction. Au cours du chapitre 5, la raison de l'excitation de modes longitudinaux avec une fréquence aussi élevée sera expliquée.

Les observations précédentes ont ainsi permis de caractériser systématiquement le type de rétroaction dominante en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds. La figure 4.14 reprend ainsi les données de la figure 4.5, soit le niveau de pression acoustique, et définit les zones où chaque rétroaction est dominante (Billon et coauteurs, 2003a).

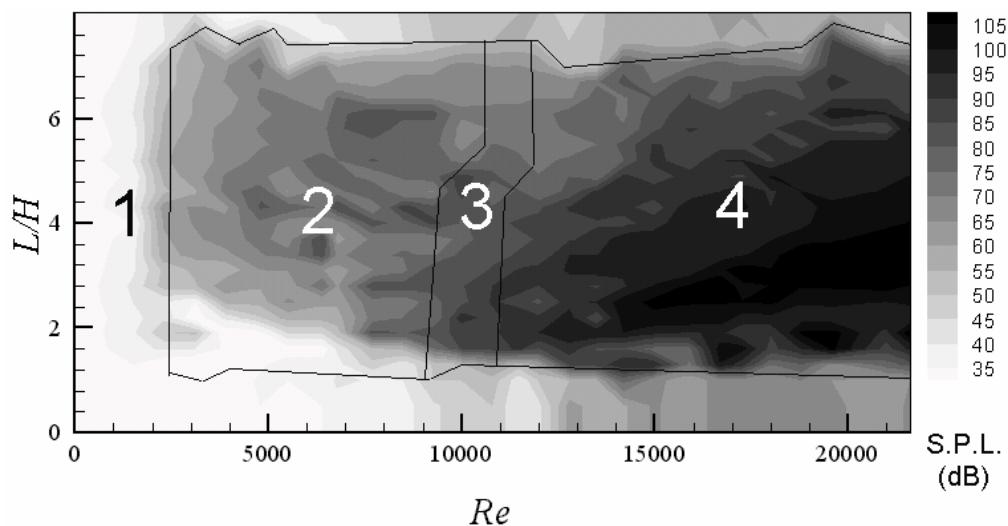


Figure 4.14 : Niveau de pression acoustique (dB) en fonction de L/H et Re ; 1 : bruit de type large bande ; 2 : rétroaction directe ; 3 : transition ; 4 : rétroaction indirecte.

Le domaine 1 correspond au domaine où un bruit à large bande est émis, alors que les domaines 2, 3 et 4 correspondent aux domaines d'existence des sons auto-entretenus. Dans le domaine 2, constitué des bas nombre de Reynolds ($Re<9,0\cdot10^3$) pour une géométrie donnée, la fréquence s'accroît continûment et proportionnellement au nombre de Reynolds et le niveau de pression est

bas ; les auto-oscillations n'excitent pas de résonances acoustiques et résultent d'une rétroaction directe dominante.

Pour des vitesses plus élevées (domaine 4), la vorticité des structures tourbillonnaires s'accroît ($\sim U_0^2$, cf. relation (2.13)) et rend possible l'excitation d'un mode longitudinal de résonance du conduit d'où débouche le jet. Ce conduit excité crée alors un chemin de rétroaction indirect qui contrôle la fréquence des sons auto-entretenus et renforce le niveau de pression acoustique rayonné (voir figure 4.11, le niveau de pression augmente de 20 dB lors du passage de la rétroaction directe à la rétroaction indirecte). Le champ acoustique résonnant à l'intérieur du conduit et le champ acoustique extérieur sont fortement cohérents, et la fréquence des sons auto-entretenus saute d'un mode de résonance du conduit à un autre lorsque la vitesse du jet est variée ; on n'a pas tenu compte des faibles variations des résonances avec la vitesse de l'écoulement. Entre $Re=9,0 \cdot 10^3$ et $1,2 \cdot 10^4$, le domaine 3 est un domaine où les deux chemins de rétroaction peuvent se produire.

Cependant, pour des nombres de Reynolds inférieurs à $9,0 \cdot 10^3$, le couplage avec un mode de résonance est possible sur de petites plages de distance entre la sortie du jet et la plaque ; un exemple peut être vu en figure 4.7 ($Re=6,5 \cdot 10^3$ et L/H variable). En plus des deux pics du mode direct, on observe un troisième pic dont l'amplitude est plus haute (pour $St \approx 1,8$), correspondant au chemin de rétroaction indirecte. Un autre exemple est donné en figure 4.15, qui trace l'évolution de la fréquence en fonction de L/H pour une vitesse faible ($Re=5,3 \cdot 10^3$).

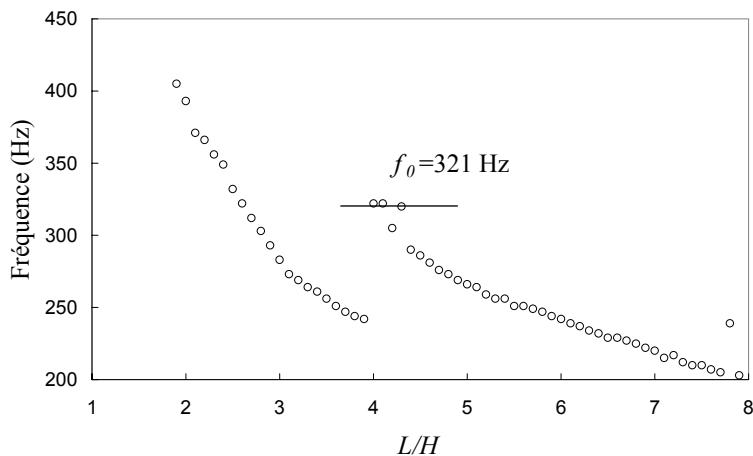


Figure 4.15 : Evolution de la fréquence fondamentale en fonction de la distance de la plaque ; $Re=5,3 \cdot 10^3$.

La fréquence aux points $L/H=4,1$ et $4,3$ est égale à 321 Hz à ± 1 Hz et l'évolution de la fréquence pour ces points ne suit pas le comportement du global du système. La fréquence du 5^{ème} mode propre de l'ensemble tube/convergent est aussi égale à 321 Hz. La fréquence des sons auto-entretenus se cale ainsi sur un petit intervalle de distance, sur un mode propre du conduit d'où débouche le jet. Le chemin de rétroaction indirect devient donc dominant sur une petite zone de position de la plaque, alors qu'en dehors de cette zone, la rétroaction directe est prédominante.

Pour les faibles nombres de Reynolds (inférieurs à $Re=1,0 \cdot 10^4$), ce phénomène est aussi retrouvé pour de petites zones de variation de la vitesse. Pour exemple, la figure 4.16 reprend les données de la figure 4.11 (section 4) pour les nombres de Reynolds allant $2,2 \cdot 10^3$ à $6,2 \cdot 10^3$ et elle présente l'évolution de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus (a) et la pression adimensionnelle (b) en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=3,0$).

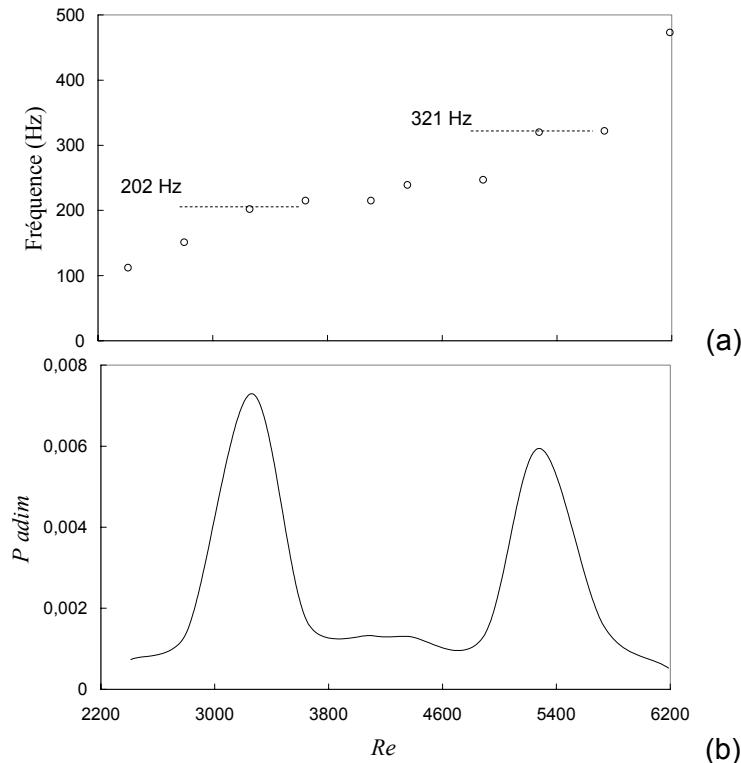


Figure 4.16 : Evolutions de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus (a) et la pression adimensionnelle (b) en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=3,0$)

Les fréquences auxquels se produisent les deux pics de pression observés à bas nombre de Reynolds ($Re=3,3 \cdot 10^3$ et $5,3 \cdot 10^3$) sont 202 Hz et 321 Hz. Ces fréquences correspondent respectivement aux fréquences des 3^{ème} et au 5^{ème} modes propres longitudinaux du conduit d'où débouche le jet. L'excitation de ce résonateur contrôle la fréquence des sons auto-entretenus et renforce la production sonore. Ces deux pics correspondent donc à un changement de chemin de rétroaction sur une petite plage de vitesse ; le système utilise le chemin de rétroaction direct puis le chemin de rétroaction indirect. Pour un nombre de Reynolds supérieur ($Re=5,7 \cdot 10^3$), la fréquence des sons auto-entretenus (324 Hz) est très proche de la fréquence du 5^{ème} mode de résonance du conduit d'où débouche le jet, pourtant la production sonore est beaucoup plus faible que dans le cas où le nombre de Reynolds est égal à $5,3 \cdot 10^3$. Cette baisse de la production sonore s'explique par un changement de condition de phase le long de la boucle de rétroaction exprimé par la relation (2.17). Pour la même fréquence et pour le même mode hydrodynamique du jet, si la condition de phase est optimale pour $U_0=8,1$ m/s ($Re=5,3 \cdot 10^3$), alors elle ne peut plus l'être pour $U_0=8,8$ m/s ($Re=5,7 \cdot 10^3$), entraînant la baisse de la production sonore. Dans la section suivante, la présence d'un patron d'ondes stationnaires dans le conduit lors de l'excitation de modes propres longitudinaux s'accompagne est mise en évidence.

4.5 Mise en évidence d'ondes stationnaires à l'intérieur du conduit

Pour mesurer l'évolution de la pression au sein du conduit, un premier microphone est installé en divers emplacements le long du conduit pour couvrir une longueur totale de 50 cm soit à peu près un tiers de la longueur du conduit d'où débouche le jet. Les signaux ainsi acquis sont adimensionnalisés au moyen d'une prise de pression extérieure, afin d'éliminer d'éventuelles perturbations survenues au cours de la mesure. En rétroaction directe, comme aucune résonance du conduit n'est excitée à la fréquence fondamentale, celle-ci n'apparaît pas sur le spectre du signal de pression. Nous avons donc choisi de représenter l'évolution de la fréquence la plus énergétique au sein du conduit. La figure 4.17 trace ainsi l'évolution du rapport entre les deux niveaux de pression à la fréquence fondamentale pour les courbes de (c) à (f) (obtenue en chemin de rétroaction indirect dominant) et de la fréquence la plus énergétique dans le conduit en (a) et (a) en fonction de la position du microphone le long du conduit.

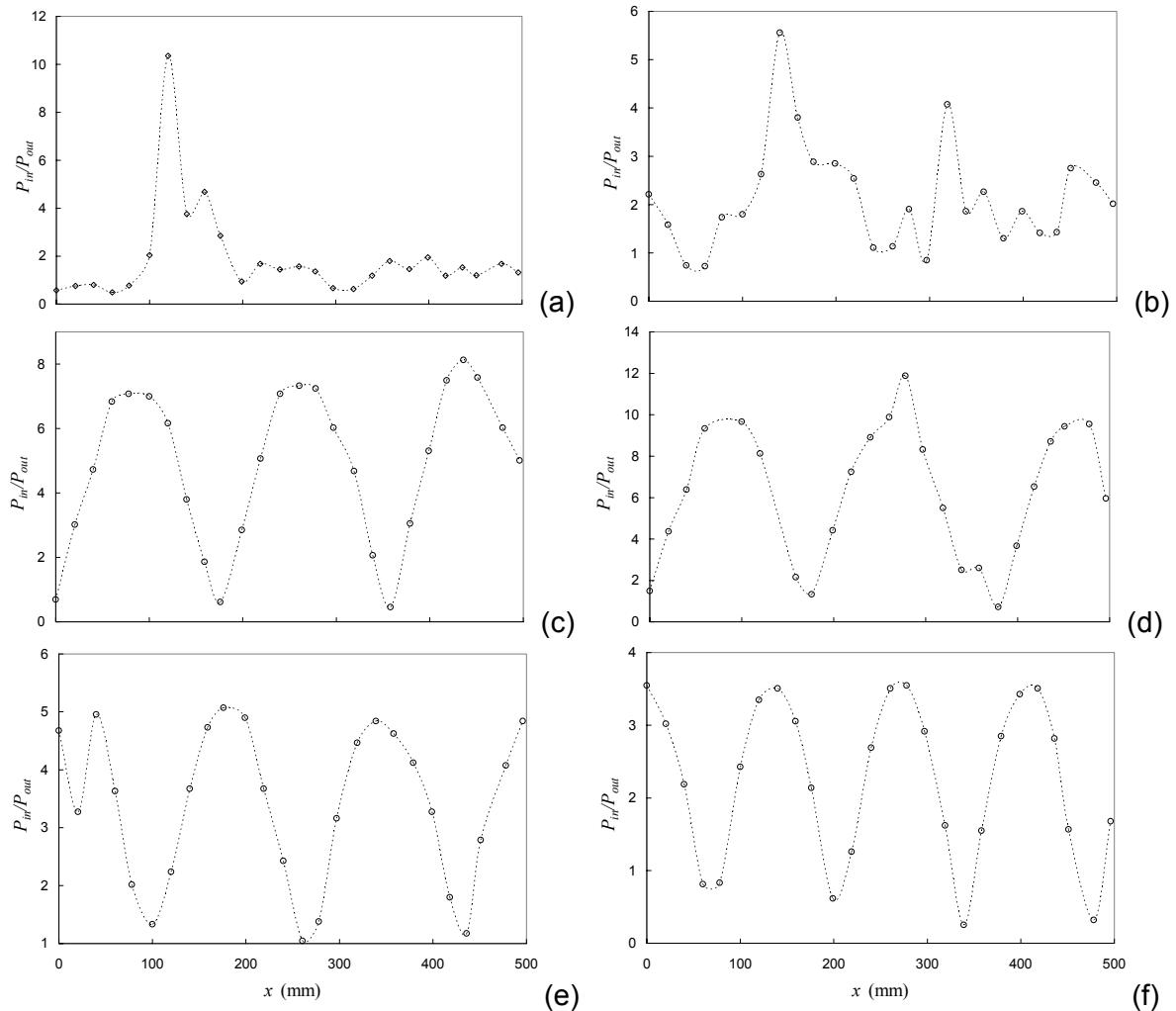


Figure 4.17 : Evolution du rapport entre les pressions interne et rayonnée à la fréquence fondamentale en fonction de l'emplacement du microphone ; (a) $Re=4,9\cdot10^3$ et $L/H=2,55$; (b) $Re=6,7\cdot10^3$ et $L/H=3,2$; (c) $Re=1,08\cdot10^4$ et $L/H=3,0$; (d) $Re=1,08\cdot10^4$ et $L/H=5,3$; (e) $Re=1,28\cdot10^4$ et $L/H=2,2$; (f) $Re=1,73\cdot10^4$ et $L/H=2,3$.

Pour les figures 4.17(a) et (b), le mécanisme de rétroaction dominant est la rétroaction directe. Aucun mode propre longitudinal de l'ensemble tube/convergent n'est excité et la variation du niveau de pression ne forme pas de structure reconnaissable ; ainsi le conduit n'est pas le siège d'ondes stationnaires. Pour les figures suivantes, la vitesse est suffisamment élevée ($Re > 1,0 \cdot 10^4$) pour que le chemin de rétroaction indirecte via les résonances du conduit soit dominant. Elles font toutes apparaître un motif de variation de pression régulier caractéristique d'ondes stationnaires. Ces motifs permettent de mesurer la longueur d'onde du patron d'ondes et de la confronter à celle calculée à partir de la fréquence des sons auto-entretenus (tableau 4.1).

Figure	Re	f_0	Longueur d'onde calculée	Longueur d'onde mesurée
(c)	$1,08 \cdot 10^4$	966 Hz	$\lambda = 0,352 \text{ m}$	$\lambda = 0,359 \text{ m}$
(d)	$1,08 \cdot 10^4$	967 Hz	$\lambda = 0,352 \text{ m}$	$\lambda = 0,378 \text{ m}$
(e)	$1,28 \cdot 10^4$	1055 Hz	$\lambda = 0,322 \text{ m}$	$\lambda = 0,341 \text{ m}$
(f)	$1,73 \cdot 10^4$	1287 Hz	$\lambda = 0,264 \text{ m}$	$\lambda = 0,271 \text{ m}$

Tableau 4.1 : Comparaison entre les longueurs d'onde calculées et mesurées.

La longueur d'onde mesurée à partir des graphiques est approximativement égale (au plus 7%) à la longueur d'onde calculée à partir de la fréquence fondamentale, pour les quatre figures où un patron d'onde régulier est mesuré. Ceci montre qu'une onde stationnaire s'établit dans le tube à la fréquence des sons auto-entretenus. Enfin dans la section suivante, la répartition du niveau de pression acoustique adimensionnel va être étudiée.

4.6 Répartition de l'énergie acoustique en fonction du nombre de Strouhal

A partir des résultats expérimentaux représentés en figure 4.5 et de la fréquence fondamentale des oscillations, la figure 4.18 présente l'évolution de la pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal pour tous les points de mesure réalisés.

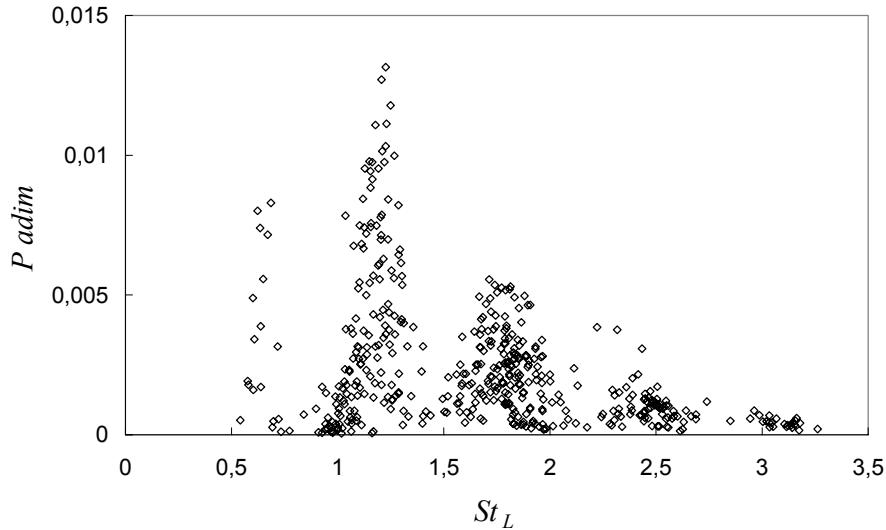


Figure 4.18 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal.

L'ensemble des données expérimentales recueillies pour cette configuration fait apparaître cinq plages de fonctionnement des sons auto-entretenus. Les différentes plages sont bien séparées, montrant la rigueur de la condition d'asservissement au nombre de Strouhal. Chaque enveloppe représente un mode hydrodynamique du jet (soit le nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et la plaque) avec un nombre de tourbillons proportionnel à la valeur du palier. Au cours du chapitre 5, le nombre de tourbillons associé à chaque nombre de Strouhal sera estimé.

Dans cette configuration, les paliers ont respectivement pour valeurs $St_L=0,7 ; 1,2 ; 1,8 ; 2,4 ; 3,1$. Ces valeurs correspondent aux valeurs du nombre de Strouhal des oscillations lorsque le chemin de rétroaction est indirect. Le premier et le second palier, correspondant aux modes de jet les plus bas, sont les plus énergétiques, ensuite l'énergie décroît. Les paliers de fonctionnement en rétroaction directe ($St_L=1,1$ et $1,6$) n'apparaissent pas clairement pour deux raisons : le nombre de points mesurés en rétroaction directe est plus élevé (environ deux fois plus) et le niveau de pression adimensionnelle de ces points est moins élevé (dû à l'absence d'amplification par le résonateur). Néanmoins, la concentration de points autour de $St_L=1,1$ pour de faibles niveaux de pression ($Padim < 0,003$) peut être remarquée.

4.7 Conclusion

Lorsqu'un jet plan est en régime turbulent, son impact sur une plaque munie d'une fente biseautée peut produire des sons auto-entretenus de forte puissance (jusqu'à 115 dB). Leur plage d'existence spatiale est grande, de L/H égal de 1,5 à 7,5, la distance minimale de leur apparition

diminuant légèrement avec la vitesse. La densité spectrale des signaux montre l'excitation, en plus de la fréquence fondamentale, d'harmoniques et de sous-harmoniques, ainsi que des interactions non-linéaires dues au niveau énergétique des sons produits. Suivant le sens de la variation de la distance ou de la vitesse, un léger effet d'hystérésis peut se produire lors des changements de fréquences des sons produits. Les sons auto-entretenus peuvent être le résultat de deux chemins de rétroaction suivant la vitesse du jet.

Pour les faibles vitesses, soit un nombre de Reynolds inférieur à $1,0 \cdot 10^4$, l'évolution du nombre de Strouhal forme des paliers, sur lesquels la variation de la fréquence est continue et régulière. Ces paliers correspondent chacun à un mode hydrodynamique du jet. Les modes propres longitudinaux du conduit d'où débouche le jet ne sont pas excités, le chemin de rétroaction est direct.

Pour des vitesses supérieures, la vorticité des structures tourbillonnaires augmente et peut exciter un mode de résonance longitudinal du conduit. Le niveau de pression acoustique des sons auto-entretenus s'accroît significativement, le résonateur amplifie et contrôle le phénomène d'auto-oscillation. La variation du nombre de Strouhal avec la vitesse devient discontinue et les paliers deviennent décroissants avec la vitesse. Chaque palier comporte des crans montrant que l'oscillateur se cale sur une fréquence spécifique du conduit. Remarquablement, les mondes excités sont des modes d'ordre assez haut (par exemple entre le 19 et le 33^{ème} mode pour $Re=1,18 \cdot 10^4$).

5 CARACTERISATION HYDRODYNAMIQUE DES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETIENUS

Lors du chapitre précédent, des sons auto-entretenus créés par l'impact d'un jet turbulent à grand rapport d'aspect sur une plaque munie d'une fente dont les bords sont biseautés ont été mis en évidence. Suivant le nombre de Reynolds, la rétroaction peut suivre deux chemins. Pour les bas nombres de Reynolds, la rétroaction est directe alors que lorsque ceux-ci dépassent $1,0 \cdot 10^4$, la rétroaction est indirecte via les résonances du conduit d'où débouche le jet.

Dans ce chapitre, pour le même obstacle, des points essentiels du mécanisme des sons auto-entretenus vont être analysés en détail, au moyen de mesures anémométriques à film chaud principalement. En premier lieu, la nature de l'instabilité régissant les auto-oscillations est recherchée (section 1). En effet, Ziada (1995) a émis l'hypothèse que le bruit de fente serait le résultat de l'excitation de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement, mais aucune étude la vérifiant n'a été menée à notre connaissance. Ensuite (section 2), le nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et la plaque est étudié et mis en relation avec les différents paliers du nombre de Strouhal obtenus au cours du chapitre précédent. Aux sections 3 et 4, nous mettons respectivement en évidence le caractère tridimensionnel de l'écoulement et un phénomène d'appariement tourbillonnaire qui intervient lorsque la plaque est suffisamment éloignée de la naissance du jet.

5.1 Nature de l'instabilité impliquée dans le mécanisme d'auto-entretien

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que les sons auto-entretenus pouvaient être contrôlés et amplifiés par les résonances longitudinales du conduit d'où débouche le jet lorsque le nombre de Reynolds dépasse $1,0 \cdot 10^4$. En dessous de cette valeur, un des premiers modes propres peut être excité sur un court intervalle de vitesse ou de distance. Au-dessus, les modes propres excités sont d'ordre élevé, compris par exemple entre le 19^{ème} et 33^{ème} pour $Re=1,18 \cdot 10^4$ (figure 4.13).

Généralement, dans les dispositifs couplant une source aéroacoustique et un résonateur, seuls les premiers modes de ce résonateur sont excités. On peut citer comme exemple : le bruit de cavité (Naudascher et Rockwell, 1978 ; Rowley, 2002), le son d'orgue (Rossing et Fletcher, 1998), le bruit d'une double cavité branchée sur un conduit (Déquand et coauteurs, 2003) ou un bruit de fente couplé à une cavité branchée (Ziada, 2001).

Pour un dispositif composé de deux diaphragmes en tandem dans un conduit cylindrique, Coiret (1999) a mis en évidence l'excitation de modes aussi élevés que le 11^{ème}. Pour la même configuration, Soreefan (1993) avait auparavant montré expérimentalement que les sons auto-entretenus dans cette configuration étaient le résultat de l'excitation des instabilités naturelles de la couche de cisaillement, en calculant la fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement à partir des résultats de Michalke (1965 ; chapitre 2). Ce résultat a été confirmé par Coiret et coauteurs (2001) en utilisant des profils de vitesse issus de simulations numériques. Pour notre configuration, l'excitation de modes propres d'ordres aussi élevés peut être le résultat du couplage entre les résonances acoustiques et la fréquence naturelle de l'instabilité excitée.

Ziada (1995) a émis l'hypothèse que le bruit de fente est le résultat de l'amplification des instabilités de la couche de cisaillement, contrairement au bruit de biseau qui est le résultat de l'amplification du mode de battement du jet, mais cette hypothèse n'a pas été vérifiée. La fréquence f_0 des sons auto-entretenus obtenus dans notre installation expérimentale est comparée avec la fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement f_n et la fréquence du mode de battement du jet f_j , toutes deux calculées au cours du chapitre 3.

La figure 5.1 trace l'évolution de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (f_n), la fréquence du mode de battement du jet (f_j), données reprises de la figure 3.9, et les fréquences maximale (Δ) et minimale (\square) mesurées des sons auto-entretenus (pour Re donné et quelle que soit la distance de la plaque) en fonction du nombre de Reynolds (Billon et coauteurs, 2003b).

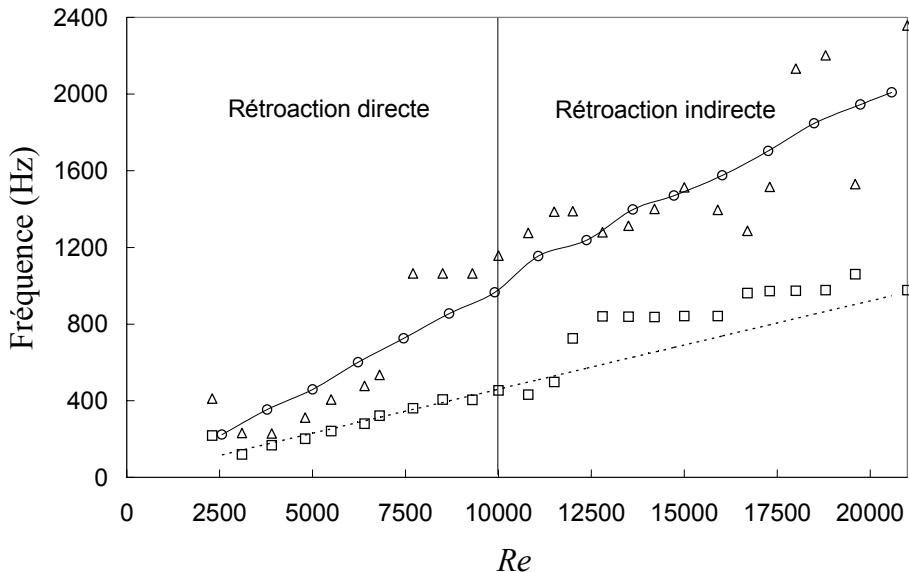


Figure 5.1 : Evolutions de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (\circ), de la fréquence du mode de battement (- -), de la fréquence maximale (Δ) et minimale (\square) des sons auto-entretenus.

Les fréquences des deux instabilités, f_n et f_j , définissent grossièrement le domaine d'existence des fréquences des sons auto-entretenus. Le mode de battement est l'instabilité amplificatrice pour les plus basses fréquences. En effet, la fréquence minimale des sons auto-entretenus est très proche de f_j , notamment en rétroaction directe. En rétroaction indirecte, la fréquence minimale des sons auto-entretenus se cale sur un mode longitudinal du conduit résonnant proche de f_j , expliquant l'évolution en palier de la fréquence minimale pour $Re \geq 1,0 \cdot 10^4$. Des sons auto-entretenus ayant une fréquence inférieure à celle du mode de battement du jet ont rarement été créés. En revanche, la fréquence maximale des sons auto-entretenus semble suivre, du moins en tendance, la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (hypothèse qui sera discutée plus bas).

Par ailleurs, il a été observé que les plus hautes fréquences (de l'ordre de f_n) sont obtenues pour de petites distances de la plaque ($L/H < 2$), alors que les fréquences les plus basses (de l'ordre de f_j) sont obtenues pour de plus grandes distances de l'obstacle ($L/H > 4$). En effet, pour un jet libre, l'instabilité dominante dans la région proche de la naissance du jet est celle de la couche de cisaillement alors qu'en aval du cône potentiel l'instabilité dominante est le mode de battement du jet. Ainsi, si la fente est placée à une distance inférieure à la longueur du cône potentiel du jet, l'instabilité amplificatrice du processus de génération des sons auto-entretenus est celle de la couche de cisaillement alors que si la fente est placée plus en aval, c'est le mode de battement qui devient dominant. Les propriétés connues des instabilités des jets libres permettent ainsi d'expliquer le domaine observé des fréquences des sons auto-entretenus.

La figure 5.2(a) trace l'évolution de la fréquence naturelle la plus instable (—) et de la fréquence maximale des sons auto-entretenus (Δ). La figure 5.2(b) trace l'évolution du niveau de pression respectivement à la fréquence maximale (—) et du niveau de pression maximal (- -) produit au même nombre de Reynolds pour toutes les positions de la plaque.

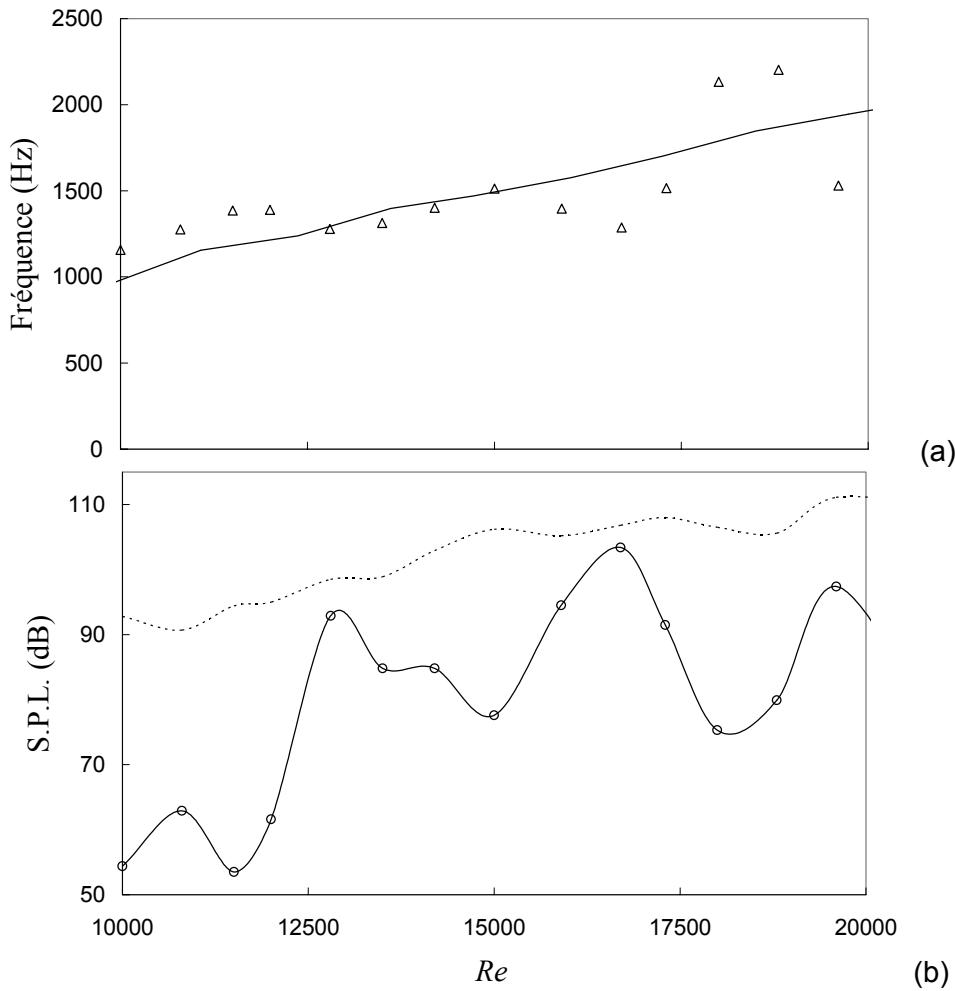


Figure 5.2 : Evolutions de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (—) et de la fréquence maximale (Δ) des sons auto-entretenus (a) et évolution du niveau de pression à la fréquence maximale (—) et du niveau de pression maximal (---) en fonction du nombre de Reynolds (b).

En figure 5.2(a), dans le domaine où la rétroaction indirecte est dominante ($Re \geq 1,0 \cdot 10^4$), la fréquence maximale des sons auto-entretenus est tantôt au dessus de la fréquence naturelle f_n de la couche de cisaillement tantôt en dessous. Lorsqu'elle est inférieure à f_n , le niveau de pression émis est proche (environ 10 dB) du niveau maximal obtenu au même nombre de Reynolds (figure 5.2(b)) ; les conditions de couplage entre le champ acoustique produit et les instabilités du jet sont presque optimales. En revanche, lorsque la fréquence des sons auto-entretenus est supérieure à la fréquence naturelle de la couche de cisaillement, le niveau sonore produit est très inférieur au niveau maximal mesuré pour le même nombre de Reynolds, de l'ordre 25 dB. De façon similaire, Blevins (1985) a montré pour le détachement tourbillonnaire d'un cylindre que le couplage entre la fréquence naturelle de la couche de cisaillement et une excitation acoustique externe est beaucoup plus performant lorsque la fréquence d'excitation est inférieure à la fréquence naturelle de l'instabilité que lorsque qu'elle lui est supérieure. Le même type d'observation est fait ici, le niveau produit chutant dès que le mode excité du résonateur se situe au-dessus de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement.

Une illustration de ce phénomène est donnée sur la figure 5.3, qui montre la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus (a), et le niveau de pression émis (b) en fonction de L/H (données reprises de la figure 4.8(a)) pour $Re=1,18 \cdot 10^4$. La fréquence naturelle de la couche cisaillement pour ce nombre de Reynolds est également indiquée.

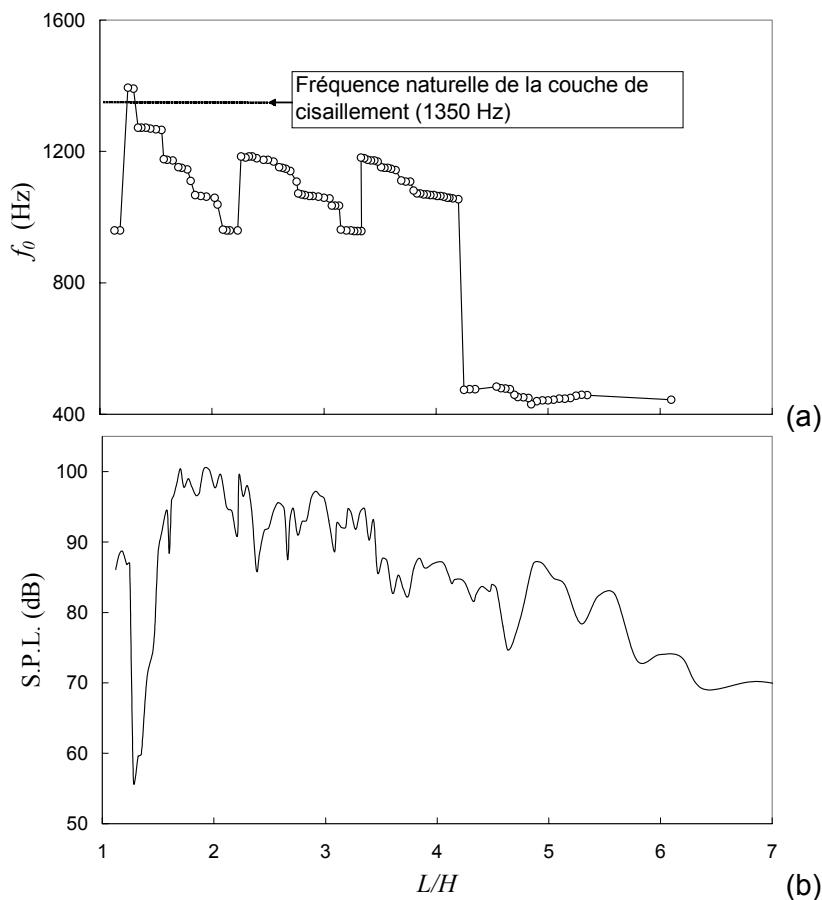


Figure 5.3 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du niveau de pression (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$.

Lorsque la fréquence des sons auto-entretenus est supérieure à la fréquence naturelle de la couche de cisaillement ($L/H=1,28$), le niveau de pression baisse de plus de 35 dB. Le couplage entre les instabilités de la couche de cisaillement et les perturbations acoustiques contrôlées par le résonateur ne peut alors s'effectuer dans de bonnes conditions ; le rendement du système auto-oscillant décroît, entraînant une baisse de la production sonore. Cet exemple confirme le rôle prépondérant de l'instabilité de la couche de cisaillement dans le phénomène du bruit de fente pour les petits L/H .

5.2 Evolution du nombre de tourbillons présents en fonction du palier de nombre de Strouhal

Les sons auto-entretenus que produit l'impact du jet sur la plaque fendue décrivent des paliers du nombre de Strouhal bien définis (section 4.6). Ainsi, sept paliers de fonctionnement ont été mis en évidence ; deux pour le chemin de rétroaction direct et cinq pour le chemin de rétroaction indirect via les résonances du conduit d'où débouche le jet. L'équation de Rossiter (relation 2.18) implique que plus le nombre N de tourbillons présents au même instant est élevé, plus la valeur du nombre de Strouhal l'est aussi. Généralement, ce nombre ne dépasse pas 5 (Hirschberg et Rienstra, 1994).

St_L	0,7	1,1	1,2	1,6	1,8	2,4	3,1
Chemin de rétroaction	indirect	direct	indirect	direct	indirect	indirect	indirect

Tableau 5.1 : Valeur du palier du nombre de Strouhal en fonction du chemin de rétroaction.

Le tableau 5.1 résume la valeur des différents paliers en fonction du chemin de rétroaction. Le nombre de tourbillons va être évalué pour chaque palier, en mesurant l'évolution de la phase de l'instabilité à la fréquence fondamentale le long de la couche de cisaillement (c'est-à-dire selon l'axe x) à l'aide du dispositif présenté en figure 5.4.

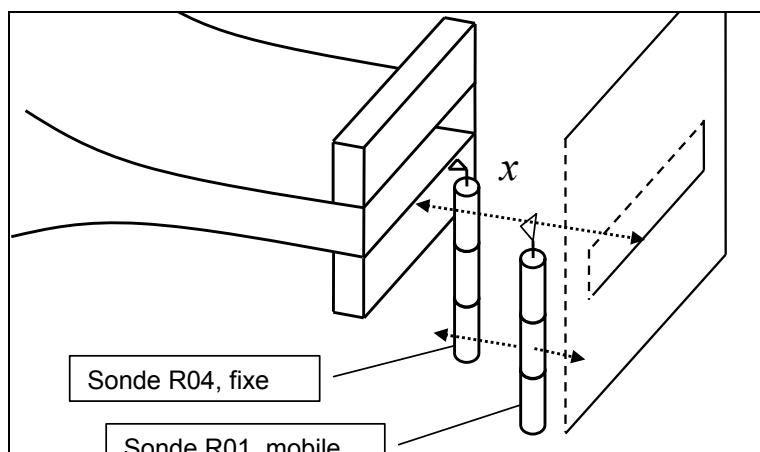


Figure 5.4 : Schéma de la mesure de la phase des instabilités de la couche de cisaillement.

La sonde à film chaud 55R04 placée à l'origine de la couche de cisaillement ($x=0,5$ mm, $y=95$ mm et $z=0,5$ mm) sert de référence. La sonde à film chaud 55R01 est située $x=0,5$ mm, $y=90$ mm et $z=0,5$ mm puis elle est éloignée suivant l'axe x , par pas de 1 mm. La phase de l'interspectre des deux signaux à la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus permet d'obtenir la phase de l'instabilité à cette fréquence. La variation de phase en degrés entre la sortie du jet et la plaque, notée ici $\Delta\Phi_{\text{deg}}$, mesurée pour une instabilité à la fréquence f_0 , est :

$$\Delta\Phi_{deg} = 360 \cdot f_0 \cdot T_c, \quad (5.1)$$

où T_c est le temps mis par l'instabilité pour parcourir la distance entre la sortie du jet et la plaque. Dans cette étude, le nombre N estimé de tourbillons présents entre la sortie du jet et la plaque est défini par la relation (2.18) avec $M_0 \ll 1$. Ainsi, N correspond au nombre entier de cycles de phase le plus proche de la variation de phase totale mesurée $\Delta\Phi_{deg}$. Enfin, en utilisant les relations (5.1) et (2.18) (avec toujours $M_0 \ll 1$), le rapport de la vitesse de convection des instabilités $U_c = L/T_c$ sur la vitesse moyenne du jet U_0 est obtenu. De même, Le nombre N de tourbillons est estimé en fonction du chemin de rétroaction. Dans ce but, la figure 5.5 présente l'évolution de la différence de phase entre les deux sondes de vitesse en fonction de la position de la sonde mobile, pour (○) $Re=5,7 \cdot 10^3$, $L/H=3,0$ et $f_0=327$ Hz, soit à un nombre de Strouhal égal à 1,1, premier palier en rétroaction directe, et (△) $Re=8,9 \cdot 10^3$, $L/H=3,0$ et $f_0=739$ Hz, soit à un nombre de Strouhal égal à 1,6, second palier en rétroaction directe (Billon et coauteurs, 2003c).

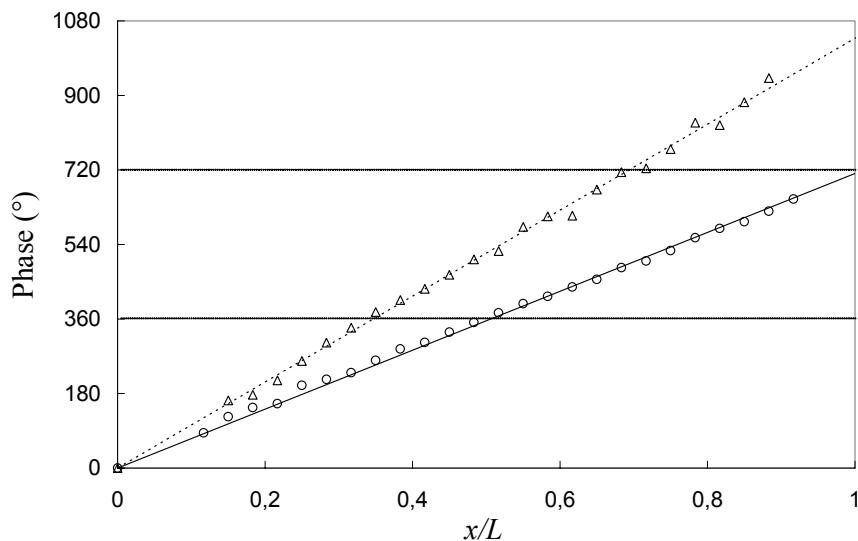


Figure 5.5 : Evolution de la phase de l'interspectre en fonction de la position de la sonde mobile ; (○) $Re=5,7 \cdot 10^3$, $L/H=3,0$, $St_L=1,1$; (△) $Re=8,9 \cdot 10^3$, $L/H=3,0$, $St_L=1,6$.

La phase de l'instabilité varie suivant une droite, ce qui permet de vérifier à posteriori que l'instabilité est convectée à une vitesse quasi constante entre la sortie du jet et la plaque. En utilisant la relation (2.18), on déduit de la figure 5.5 que les premiers et seconds paliers de nombre de Strouhal ($St_L=1,1$ et $1,6$) correspondent respectivement aux second et troisième modes hydrodynamiques, soit à deux et trois tourbillons présents. Les deux droites nous permettent également d'obtenir un rapport U_c/U_0 d'environ 0,57, identique pour les deux configurations. La valeur de ce rapport est compatible avec les valeurs relevées dans la littérature (U_c habituellement comprise entre 0,4 et 0,6 U_0). La relation (2.17) liant le temps de convection des instabilités et la période acoustique s'écrit donc dans cette configuration $\frac{f_0 \cdot L}{0,6 \cdot U_0} \approx N$.

Les différentes configurations où le chemin de rétroaction est indirect via les résonances du conduit d'où débouche le jet sont étudiées dans cette partie. Le nombre de tourbillons des trois premiers paliers, les plus énergétiques et les plus fréquemment observés, est recherché avec le même dispositif que décrit précédemment. Ce nombre sera alors extrapolé pour les deux derniers paliers. La figure 5.6 présente l'évolution de la différence de phase entre les deux sondes de vitesse en fonction de la position de la sonde mobile, pour (O) $Re=1,24 \cdot 10^4$, $L/H=3,0$ ($f_0=1111$ Hz, soit $St_L=1,8$, troisième palier), (Δ) $Re=1,71 \cdot 10^4$, $L/H=3,0$ ($f_0=1085$ Hz, soit $St_L=1,2$, second palier) et enfin (\square) $Re=2,03 \cdot 10^4$, $L/H=2,0$, ($f_0=1086$ Hz, $St_L=0,7$, premier palier).

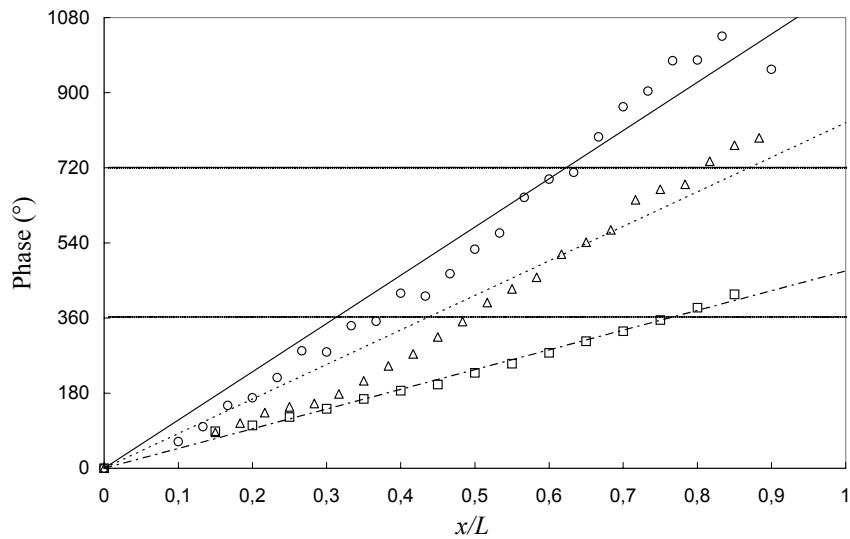


Figure 5.6 : Evolution de la phase de l'interspectre en fonction de la position de la sonde mobile ; (O) $Re=1,24 \cdot 10^4$, $L/H=3,0$, $St_L=1,8$; (Δ) $Re=1,71 \cdot 10^4$, $L/H=3,0$, $St_L=1,2$; (\square) $Re=2,03 \cdot 10^4$, $L/H=2,0$, $St_L=0,7$.

La vitesse de convection des instabilités dans la couche de cisaillement pour $St_L=1,8$ et $1,2$ varie légèrement le long du jet, elle s'accroît un peu lorsque $x/L=0,6$. Ce phénomène n'est pas retrouvé lorsque $St_L=0,7$. Le nombre de tourbillons pour chaque palier est donc, pour $St_L=1,8$, $1,2$ et $0,7$, respectivement de trois, deux et un. La relation (2.18) permet d'obtenir des valeurs de la vitesse de convection des structures tourbillonnaires comprises entre $U_c/U_0 \approx 0,53$ et $0,55$, proches des valeurs obtenues en rétroaction directe.

On peut extrapoler à partir de ces résultats que le nombre de tourbillons pour les paliers suivants (2,4 et 3,1) est respectivement 4 et 5 tourbillons. Le tableau 5.2 récapitule ainsi le nombre de tourbillons présents entre la sortie du jet et la plaque, au même instant, en fonction du nombre de Strouhal des sons auto-entretenus.

St_L	0,7	1,1	1,2	1,6	1,8	2,4	3,1
Nombre de tourbillons	1	2	2	3	3	4	5
Chemin de rétroaction	indirect	direct	indirect	direct	indirect	indirect	indirect

Tableau 5.2 : Nombre de tourbillons en fonction de la valeur du nombre de Strouhal.

Ce tableau peut être mis en parallèle avec la figure 4.10 (répétée ci-dessous en figure 5.7) qui trace l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour une distance fixe ($L/H=3,0$).

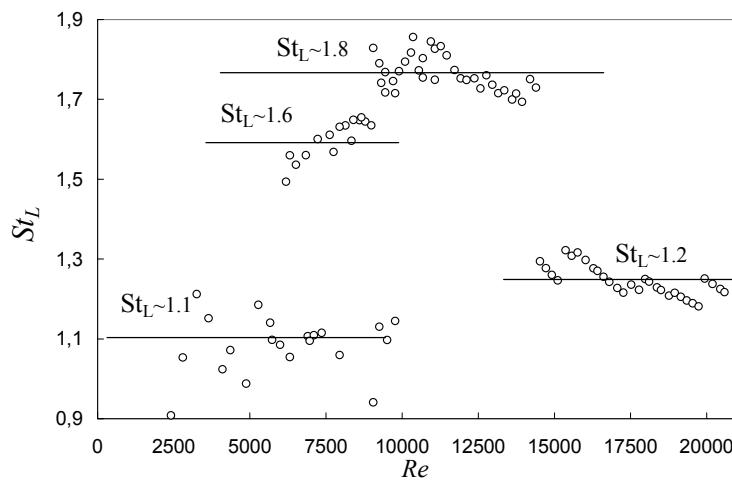


Figure 5.7 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$.

Lorsque le chemin de rétroaction est direct ($St_L=1,1$ et $1,6$), le nombre de tourbillons croît avec la vitesse, de manière similaire au bruit de biseau sans résonateur (Powell, 1963) et au bruit de trou sans résonateur (Chanaud et Powell, 1965). A partir de ce seuil, les résonances du conduit d'où débouche le jet sont excitées et le nombre de tourbillons présents est inversement proportionnel à la vitesse. Ces résultats, obtenus en chemin de rétroaction indirect, sont en accord avec ceux obtenus pour un système comprenant deux diaphragmes en tandem dans un tube (cylindrique ou rectangulaire) par Hourigan et coauteurs (1990), Nomoto et Culick (1992) et Guérin (2001) ou bien pour le bruit de cavité (Rossiter, 1964).

5.3 Tridimensionnalité de l'écoulement

Les modélisations numériques de dispositifs produisant des sons auto-entretenus en rétroaction acoustique mises au point par Hourigan et coauteurs (1990) (pour deux diaphragmes en tandem

dans un tube), Nelson et coauteurs (1983) et Rowley (2002) (pour le bruit de cavité) sont réalisées en géométrie bidimensionnelle, de même que les modélisations analytiques semi-empiriques développées par Peters (1993) puis Déquand et coauteurs (2003) (pour une cavité branchée). Cette simplification de l'espace géométrique permet d'alléger considérablement la programmation ainsi que le temps de calcul. La troisième dimension est ensuite ajoutée à partir des résultats bidimensionnels. Les différents auteurs émettent l'hypothèse que le développement des structures tourbillonnaires longitudinales peut être négligé. Dans cette section, nous vérifions si cette hypothèse est valable.

Pour observer la présence des structures tourbillonnaires en rouleaux longitudinaux (dirigés selon l'axe x), la variation selon l'axe y de la phase à la fréquence fondamentale de la composante principale de la vitesse (c'est-à-dire sa projection sur x) dans la couche de cisaillement est étudiée. L'étude porte sur la région proche du milieu du jet, au voisinage de $y=95$ mm pour minimiser les effets de bords. Les mesures ont été effectuées pour les deux chemins de rétroaction (pour $Re=7,6\cdot10^3$ et $1,46\cdot10^4$, avec $L/H=3,5$), près de la sortie du jet et au voisinage de la plaque. La figure 5.8 présente le schéma du dispositif expérimental utilisé.

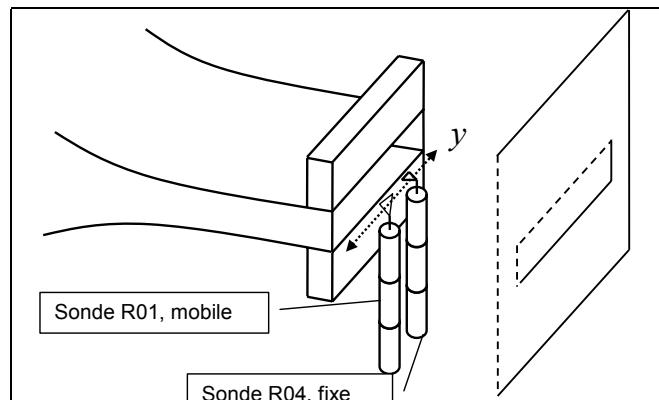


Figure 5.8 : Schéma de la mesure de la phase des instabilités longitudinales de la couche de cisaillement.

La sonde à film chaud 55R04 placée dans la couche de cisaillement ($x=3,0$ mm, $y=95$ mm et $z=0,5$ mm) sert de référence. Pour les mesures à la sortie du jet, la sonde à film chaud 55R01 est située en $x=3,0$ mm, $y=90$ mm et $z=0,5$ mm puis elle est éloignée suivant l'axe y , par pas de 1 mm sur une distance de 10 mm (soit environ 10% de la largeur totale du jet). Ensuite, la même procédure est reproduite en plaçant les sondes à $x=33,0$ mm. La figure 5.9 trace l'évolution de la différence de phase entre les deux sondes en fonction de la position de la sonde mobile à $x=3$ mm (a) et $x=33$ mm (b).

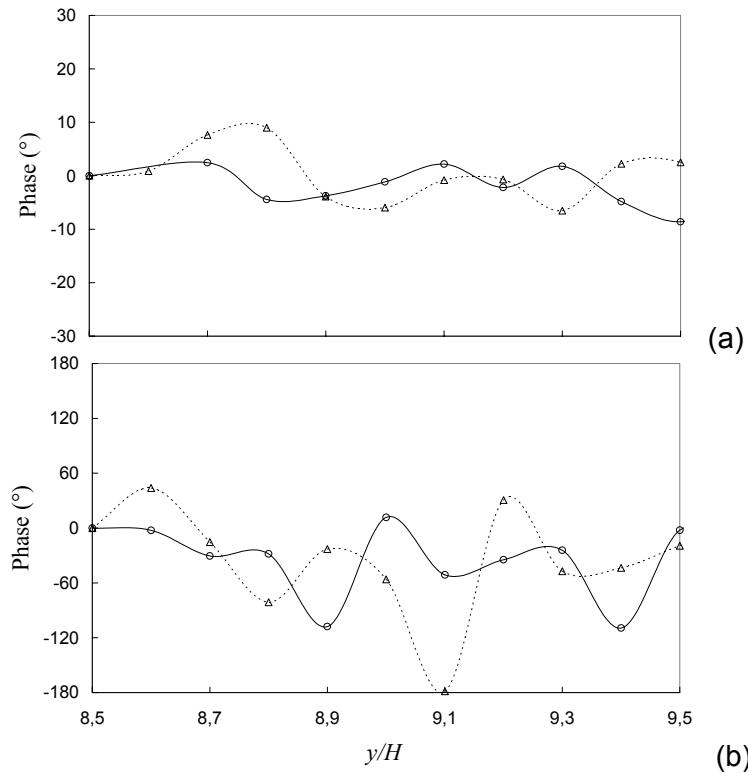


Figure 5.9 : Evolution de la différence de phase entre les signaux de vitesse en fonction de la position de la sonde mobile à $x=3,0$ mm (a) et $x=33,0$ mm (b) ; $L/H=3,5$; (○) $Re=7,6 \cdot 10^3$; (△) $Re=1,46 \cdot 10^4$.

En sortie du jet, à $x=3,0$ mm, de légères variations transversales (entre 10° et $+10^\circ$) de la phase entre les deux signaux de vitesse sont mesurables pour les deux chemins de rétroaction. Cette variation est caractéristique de la présence de structures en rouleaux longitudinaux (Gerrard, 1966). Pour la région proche de la plaque ($x=33,0$ mm), la variation de la phase s'accroît, atteignant parfois -180° , montrant le développement des structures longitudinales lors de leur convection par l'écoulement. L'écoulement est donc bien tridimensionnel, la présence des structures longitudinales est facilement observable. Leur importance dans le calcul de l'énergie de la source aéroacoustique n'a cependant pas été quantifiée, les différents codes de calcul étant en géométrie bidimensionnelle.

Dans la section suivante, l'hypothèse d'appariement tourbillonnaire que nous avons émise dans le chapitre 4 va être mise en évidence en utilisant le même dispositif de mesure.

5.4 Mise en évidence de l'appariement tourbillonnaire

5.4.1 Approche par mesures anémométriques

Lors de l'étude de l'évolution de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus en fonction de la distance entre la sortie du jet et la plaque en section 4.3, un comportement intéressant du nombre de Strouhal a été montré pour le chemin de rétroaction indirect. La figure 5.10 (reprise de la figure 4.8(b)) présente l'évolution du nombre de Strouhal en fonction de L/H pour $Re=1,18 \cdot 10^4$.

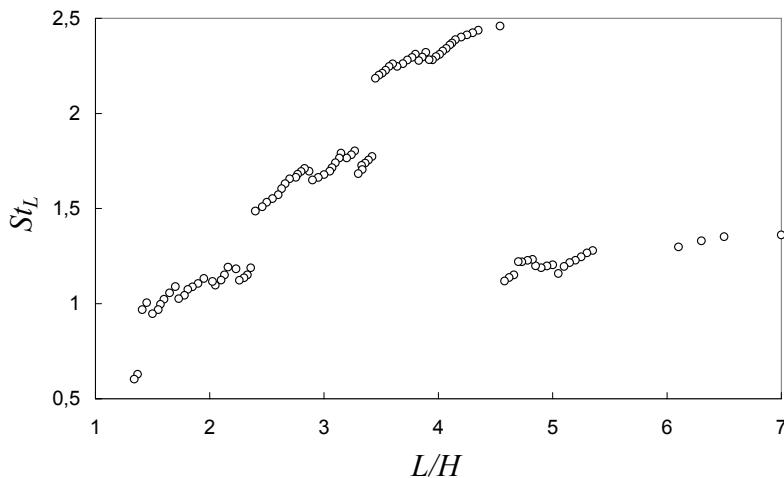


Figure 5.10 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$ (18,2 m/s).

Les résultats de la section précédente permettent de caractériser les différents paliers du nombre de Strouhal en terme de nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et la plaque. Ainsi, le nombre de tourbillons présents lorsque la distance est augmentée croît (1, 2, 3 puis 4) jusqu'à $L/H=4,2$. L'augmentation de la distance pour qu'un nouveau tourbillon puisse se développer dans la couche de cisaillement est similaire pour les deuxième, troisième et quatrième paliers du nombre de Strouhal : 10,3 mm, 9,75 mm et 8,7 mm. Puis, lorsque L/H est supérieur à 4,2, le nombre de Strouhal chute de 2,5 à 1,2, indiquant un changement important dans l'écoulement, le passage de quatre tourbillons à deux tourbillons présents.

L'hypothèse que nous avons émise au chapitre 4 est qu'un appariement tourbillonnaire se produit à ce point. Pour la vérifier, dans un premier temps, le champ acoustique rayonné par le système (sur lequel est basée l'estimation de St_L) et le champ acoustique à l'intérieur du conduit sont comparés, avec des prises de pression similaires à celles de la section 4.4. La figure 5.11 présente les densités spectrales des deux signaux pour $Re=1,18 \cdot 10^4$ et $L/H=4,4$.

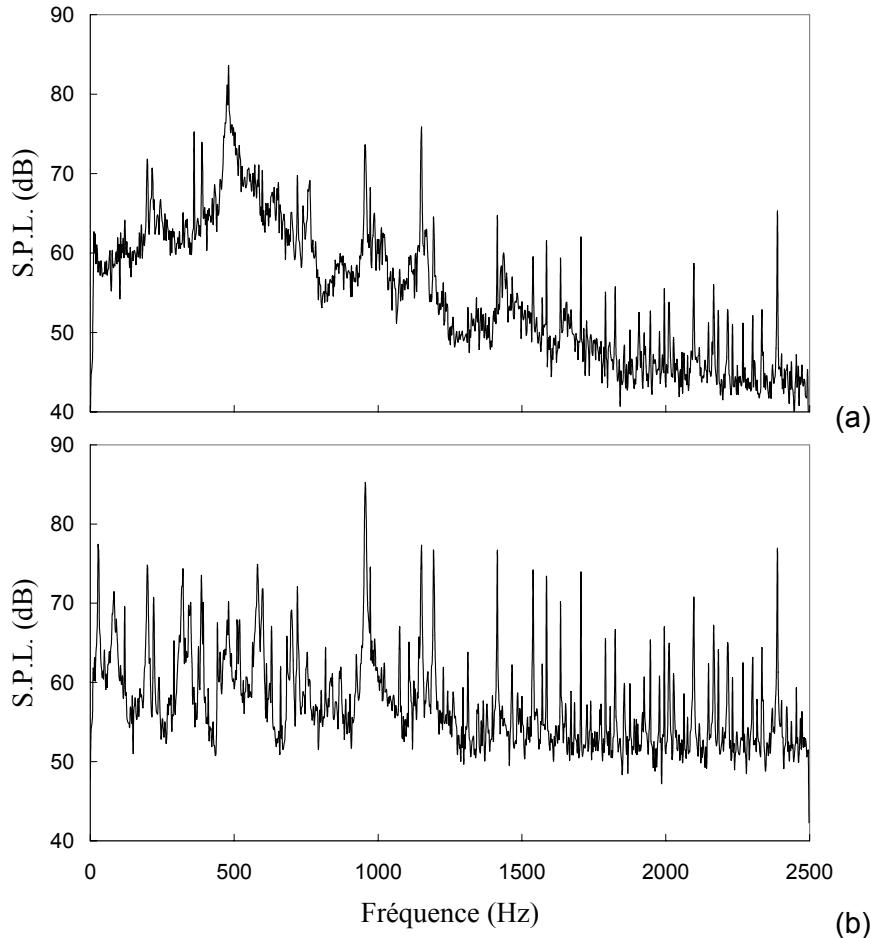


Figure 5.11 : Densités spectrales du signal extérieur (a) et intérieur (b) ; $Re=1,18 \cdot 10^4$; $L/H=4,4$.

Le spectre du signal extérieur présente de nombreux pics, le son émis est multiphonique pour cette position de la plaque. En effet, si le pic à la fréquence fondamentale (480 Hz) est nettement plus énergétique que les autres pics, deux autres pics de fréquence se détachent. Le premier à 956 Hz correspond bien à l'harmonique de la fréquence fondamentale et aussi au 16^{ème} mode propre longitudinal du conduit, mais le second à 1157 Hz est le résultat de l'excitation du 23^{ème} mode propre. Le spectre du signal intérieur possède de nombreux pics mais le plus énergétique est celui du 16^{ème} mode propre à 956 Hz. Comme les instabilités de la couche de cisaillement et le champ acoustique à l'intérieur du conduit sont liés, la fréquence de l'instabilité de la couche de cisaillement doit être de 956 Hz.

Pour mesurer les instabilités de la couche de cisaillement, une sonde de vitesse 55R01 est placée en son sein, puis déplacée suivant l'axe x par pas de 1 mm (voir figure 5.4). La figure 5.12 présente la densité spectrale du signal de vitesse en plusieurs emplacements, pour $Re=1,18 \cdot 10^4$ et $L/H=4,6$.

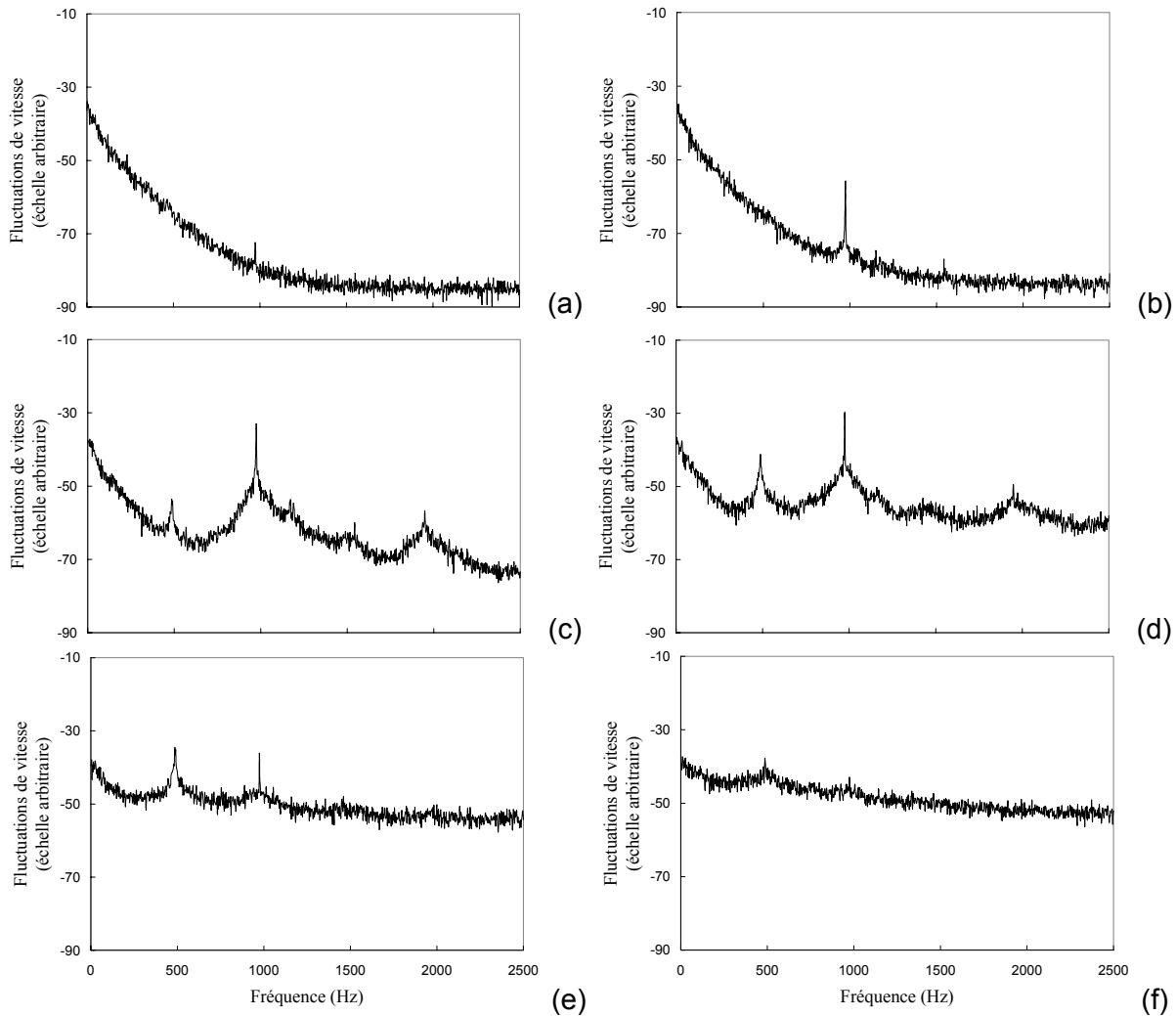


Figure 5.12 : Densité spectrale du signal de vitesse dans la couche de cisaillement pour $Re=1,18 \cdot 10^4$ et $L/H=4,6$; (a) $x=3$ mm ; (b) $x=7$ mm ; (c) $x=16$ mm ; (d) $x=20$ mm ; (e) $x=30$ mm ; (f) $x=36$ mm.

La fréquence fondamentale du champ acoustique rayonné est légèrement différente de celle de la figure 5.11, elle est égale à 488 Hz ($St_L=1,2$) car L/H est légèrement différent. Mais, comme la fréquence de l'excitation acoustique de la couche de cisaillement due à la résonance du conduit est 974 Hz ($St_L=2,4$, 17^{ème} mode propre), cette fréquence est nommée dans ce qui suit *fréquence fondamentale* et l'excitation se produisant à 488 Hz, *sous-harmonique*.

Ainsi, à la sortie du convergent, la fréquence des instabilités dans la couche de cisaillement est égale à 974 Hz et aucune autre excitation n'est visible (Figure 5.12(a)). La fréquence d'excitation de la couche de cisaillement par le champ acoustique rayonnant du conduit est donc bien de 974 Hz. L'amplitude de cette instabilité croît lors de sa convection par le jet. Puis, à partir de la cote $x=16$ mm, un pic apparaît à 488 Hz qui grandit à son tour et atteint la même amplitude à $x=30$ mm. L'intensité des fluctuations à la fréquence fondamentale diminue progressivement et à $x=36$ mm, seule la sous-harmonique est présente. Ce mécanisme est tout à fait en accord avec celui présenté au chapitre 2 où nous avons montré que le point de saturation de la sous-harmonique d'une excitation agissant sur une couche de cisaillement est plus éloigné de l'origine

du jet que le point de saturation de la fréquence d'excitation. La figure 5.13 trace l'évolution de l'amplitude du signal de vitesse à ces deux fréquences en fonction de la position de la sonde.

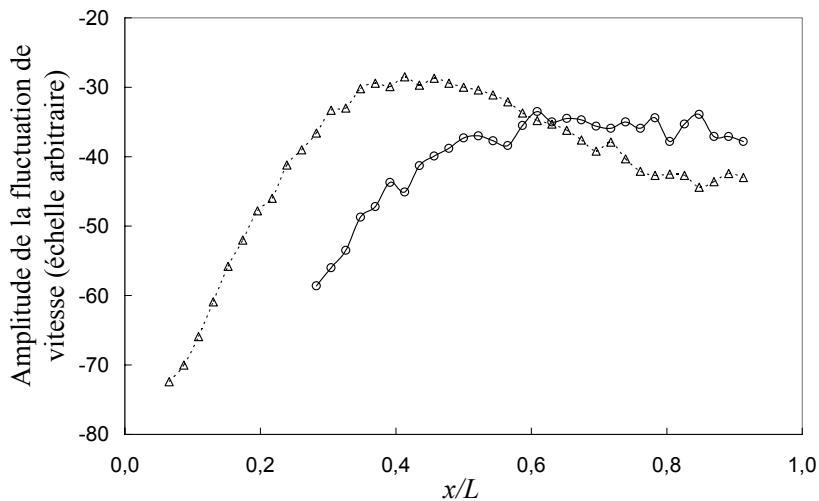


Figure 5.13 : Evolution de l'amplitude du signal de vitesse à la fréquence fondamentale de l'excitation (Δ) et à sa sous-harmonique (\circ) en fonction de la position de la sonde ; $Re=1,18\cdot10^4$; $L/H=4,6$.

L'amplitude de la fluctuation fondamentale de la couche de cisaillement croît jusqu'à $x/L=0,4$, puis elle décroît progressivement. L'amplitude de la sous-harmonique, qui apparaît plus tardivement ($x/L=0,3$), augmente jusqu'à sa saturation plus en aval ($x/L=0,6$). Elle atteint alors la même amplitude que celle de la fréquence fondamentale, similairement à la figure 2.3. La croissance de l'amplitude de la sous-harmonique s'accompagne d'une diminution de celle de la fréquence fondamentale, montrant le transfert de son énergie vers la sous-harmonique. Ensuite, son intensité reste pratiquement constante jusqu'à $x/L=0,9$.

Au voisinage de la plaque où la source aéroacoustique se situe, la fréquence de l'instabilité la plus énergétique est donc de 488 Hz ce qui implique que la fréquence fondamentale du champ acoustique rayonné sera alors de 488 Hz. La figure 5.11(a) montre que cette affirmation est robuste. En revanche, 488 Hz ne correspond à la fréquence d'aucun mode propre (en effet, le 7^{ème} est égal à 454 Hz et le 8^{ème} à 544 Hz), cette composante du champ acoustique rayonné ne peut exciter les résonances du conduit et est détruite par interférence dans le conduit. La deuxième composante, 974 Hz, correspond bien à un mode propre longitudinal de l'ensemble tube/convergent et c'est donc elle qui excite le résonateur.

En utilisant le même dispositif de mesure que celui décrit en figure 5.4, la figure 5.14 présente la différence de phase entre la sonde fixe et la sonde mobile en fonction de la position de la sonde mobile pour les deux fréquences, 488 Hz et 974 Hz, à $Re=1,18\cdot10^4$ et $L/H=4,6$.

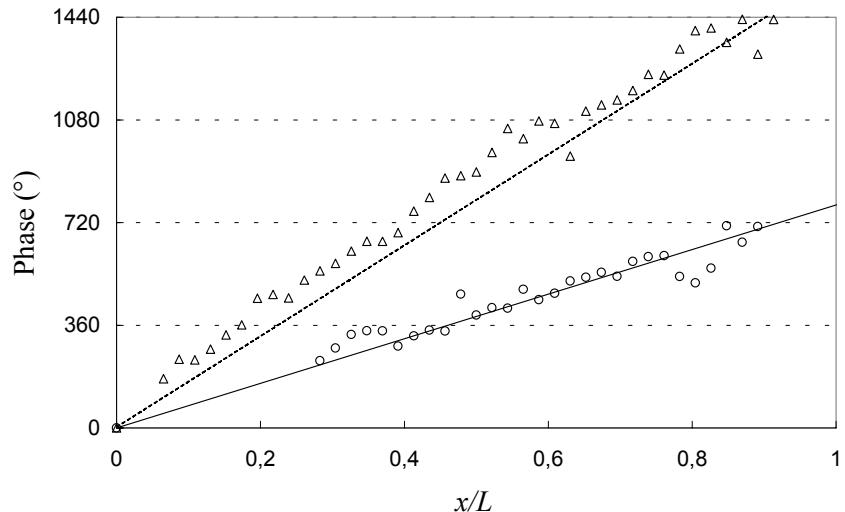


Figure 5.14 : Evolution de la différence de phase entre les deux sondes en fonction de la position de la sonde mobile ; (○) 488 Hz ; (△) 974 Hz ; $Re=1,18 \cdot 10^4$, $L/H=4,6$.

Chaque variation de phase de 360° représente un tourbillon entier présent au même instant entre la sortie du jet et la plaque. Quatre tourbillons sont donc présents pour un nombre de Strouhal égal à 2,4 (soit une fréquence de détachement de 974 Hz) comme cela a été supposé en section précédente. Par contre, seulement deux tourbillons sont présents à la fréquence 488 Hz ($St_L=1,2$). Le nombre de tourbillons présents entre la sortie du jet et la plaque est donc bien divisé par deux, le changement de palier du nombre de Strouhal est bien provoqué par un phénomène d'appariement tourbillonnaire.

5.4.2 Approche par P.I.V.

Des visualisations de ce phénomène d'appariement tourbillonnaire ont été effectuées au moyen d'un dispositif de P.I.V. (vélocimétrie par image de particules), prêté au laboratoire pour une courte période. Une coupe longitudinale de l'écoulement est réalisée en utilisant le dispositif expérimental présenté en figure 5.15. L'écoulement est ensemencé par des particules de paraffine chauffées et éclairé par une nappe laser de 2 mW. Les images sont recueillies au moyen d'une caméra haute sensibilité Kodak Megaplus ES1.0 possédant une définition de $1,0 \cdot 10^6$ pixels et une fréquence d'acquisition de 5 Hz. Les variations de phase transversalement à la direction principale de l'écoulement (selon l'axe y) mises en évidence à la section précédente ont cependant perturbé les mesures. En effet, le dispositif n'acquérant les images qu'à une cadence maximale de 5 Hz, des déclenchements synchronisés à un signal expérimental ont dû être effectués, afin d'obtenir des mesures à des phases fixes du cycle acoustique. Obtenus à une phase fixe de la période acoustique, les champs de vitesse calculés peuvent alors être sommés et moyennés. Cependant en raison du caractère fortement tridimensionnel de l'écoulement, un signal peu bruité et parfaitement synchronisé avec le plan de mesure n'a pu être obtenu. Ainsi, les images acquises au moyen de la technique P.I.V. sont réalisées sans synchronisation par rapport à l'écoulement, et

n'apportent que des informations qualitatives dans la suite de ce mémoire. De plus, les mesures n'ont été effectuées qu'en chemin de rétroaction indirect faute de temps.

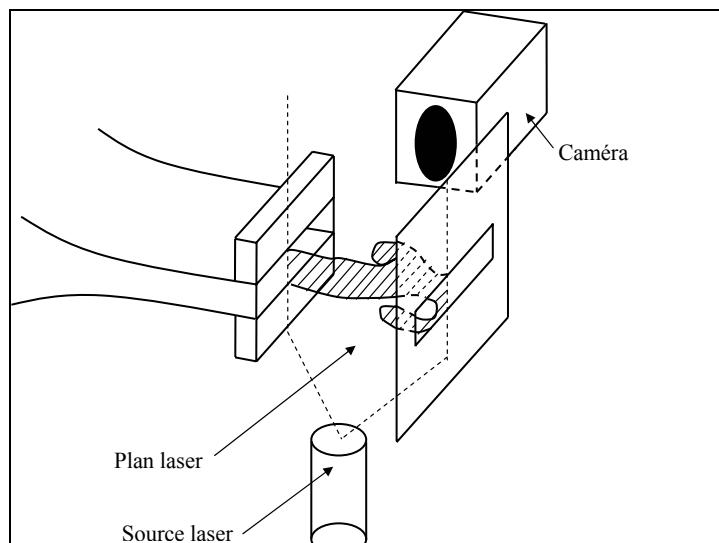


Figure 5.15 : Schéma du dispositif de visualisation.

Les visualisations de l'appariement apportent donc des informations qualitatives fiables et sont présentées pour appuyer le résultat des mesures réalisées au moyen de l'anémométrie à fil chaud. Des images des différentes phases de l'appariement au cours d'un cycle acoustique obtenues pour des cycles acoustiques différents sont présentées en figure 5.16 ($L/H=4,4$ et $Re=1,18 \cdot 10^4$).

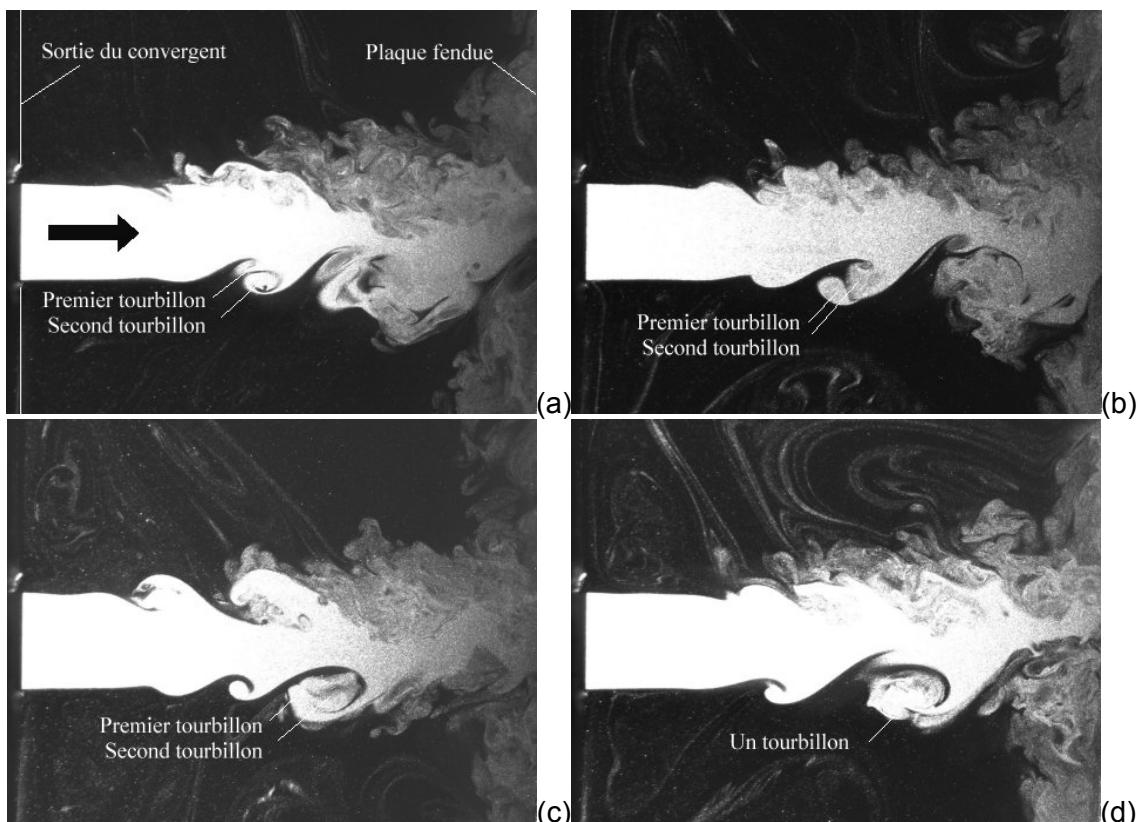


Figure 5.16 : Images de quatre phases de l'appariement tourbillonnaire ; $L/H=4,4$; $Re=1,18 \cdot 10^4$.

La plaque fendue se situe pour les quatre prises de vue à l'extrême droite de l'image. Sur la première image (figure 5.16(a)), les deux tourbillons sont bien distincts. Le second tourbillon commence à englober le premier tourbillon. Ensuite, les deux tourbillons sont au contact l'un de l'autre, et tournent l'un autour de l'autre. En figure 5.16(c), les deux tourbillons sont encore en cours de fusion. Ils sont encore distincts mais leurs étendues commencent à s'interpénétrer. Finalement, ils forment une seule structure tourbillonnaire de taille supérieure qui va heurter la plaque fendue placée plus loin en aval. Ces visualisations confirment bien le phénomène d'appariement observé au moyen de mesures anémométriques.

5.5 Evolution du mode de jet excité en fonction de la vitesse

Ziada (1995, 2001) a observé que les deux modes de jet, symétrique et antisymétrique, peuvent produire des sons auto-entretenus pour le bruit de fente. Dans un premier dispositif (Ziada, 1995) pour lequel le bruit de fente était confiné mais « sans effet de résonance », il observa un mode de jet antisymétrique jusqu'à $Re \approx 4,5 \cdot 10^4$, puis au-dessus de cette valeur, un mode de jet symétrique. Dans le cas où le bruit de fente est couplé à une cavité branchée et pour un nombre de Reynolds maximal de $Re = 4,8 \cdot 10^4$, Ziada (2001) observa un mode symétrique sauf lorsque l'un des modes de résonance de la cavité est excité. Pour cette information relative au mode de jet, Ziada a réalisé soit des visualisations lorsque l'écoulement était confiné (1995), soit une mesure de pression de part et d'autre du jet lorsque le bruit de fente était couplé à une cavité branchée (2001). Il relie alors directement le déphasage des mesures de pression au mode de l'écoulement. Ainsi, une différence de phase proche de 180° ou 0° indique respectivement un mode de jet antisymétrique ou symétrique. Dans le cadre de cette étude, nous avons de même établi une correspondance directe entre la symétrie du champ de pression mesuré et celle de l'écoulement : par exemple, un jet antisymétrique, en heurtant la plaque, doit produire un champ de pression antisymétrique dont la source se situe à proximité de la plaque.

Des mesures de pression de part et d'autre du jet ont ainsi été réalisées au moyen du dispositif schématisé en figure 5.17.

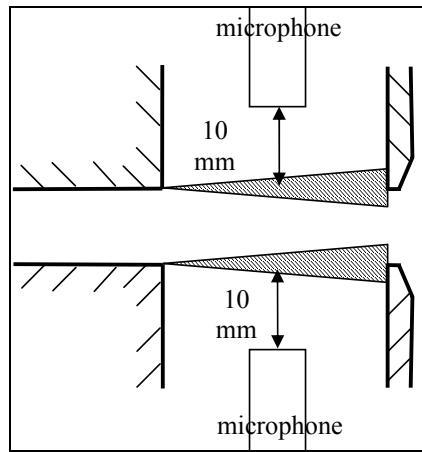


Figure 5.17 : Schéma de mesure la pression de part et d'autre du jet.

La distance de la plaque est fixé à $L/H=3,2$ et le centre des microphones à 16 mm de la sortie du convergent. La figure 5.18 trace la différence de phase à la fréquence fondamentale entre les deux signaux de pression en variant le nombre de Reynolds de 0 à $1,25 \cdot 10^4$ (soit une vitesse maximale de 19,6 m/s).

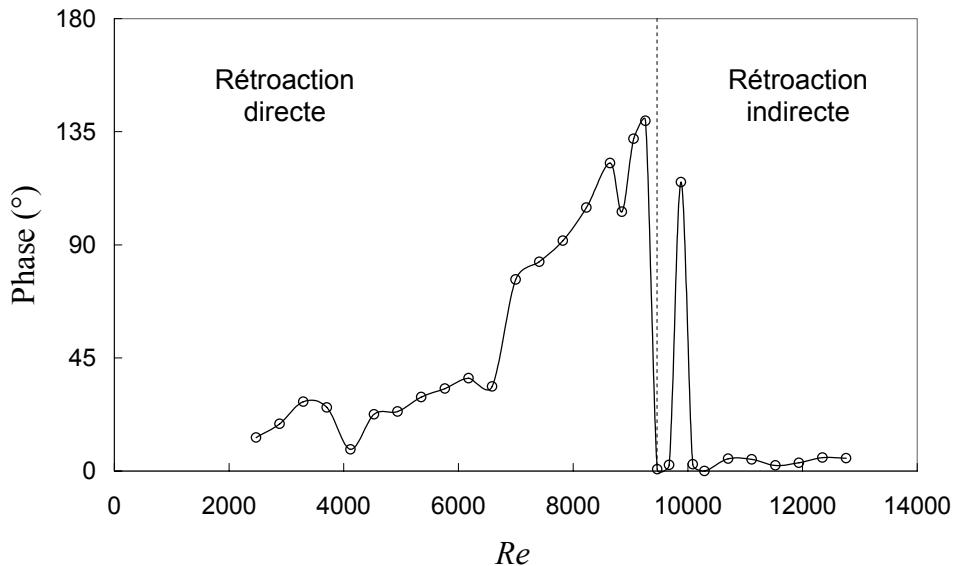


Figure 5.18 : Evolution de la différence de phase entre les signaux à la fréquence fondamentale en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,2$.

Pour le chemin de rétroaction direct (en dessous de $Re \approx 1,0 \cdot 10^4$), la différence de phase entre les signaux de pression est proche de 0° puis, à partir de $Re \approx 7,0 \cdot 10^3$, elle augmente progressivement avec la vitesse. Ensuite, lorsque le chemin de rétroaction qui contrôle la production de sons auto-entretenus change, la différence de phase reste constante proche de 0° : les deux signaux de pression sont en phase. Ainsi, en établissant, comme Ziada (2001), une analogie entre la symétrie du champ de pression et celle de l'écoulement, on conclut que le jet est dans une configuration proche du mode symétrique jusqu'à $Re \approx 7,0 \cdot 10^3$. Ensuite, jusqu'au passage en rétroaction indirecte, le jet se symétrise progressivement pour atteindre une configuration proche du mode antisymétrique. Ce comportement est cependant quelque peu étonnant, puisque le mode de jet dominant à bas nombre de Reynolds est habituellement le mode symétrique (voir section 2.2).

Après la mise en résonance du conduit ($Re \approx 10.10^3$), la phase se stabilise à une valeur très proche de zéro, ce qui laisse penser que le jet repasse en mode symétrique. Le mode symétrique est naturel en rétroaction indirecte parce que le conduit résonne en modes plans.

Afin de compléter les mesures microphoniques effectuées, une série de mesures anémométriques ont été réalisées, au moyen de deux fils chauds placés dans les deux couches de cisaillement et disposés symétriquement par rapport au plan de symétrie du jet. Les résultats ainsi obtenus ne sont pas reproductibles. En effet, un faible déplacement de la sonde de vitesse dans la couche de cisaillement, de l'ordre de 10^{-1} mm peut entraîner un saut de phase conséquent comme le montre la figure 4.4 qui décrit l'évolution de la phase à la fréquence fondamentale au sein du jet. De plus, pour que l'amplitude de la fluctuation de vitesse soit assez forte, les mesures doivent être réalisées assez loin de la sortie du convergent (autour de 10 mm). Or, Rajrataman (1976) montre que lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, les couches de cisaillement s'écartent du centre du jet. Ainsi non seulement les points de mesures doivent être positionnés très minutieusement, mais d'autre part, la position de ces points change d'un nombre de Reynolds à l'autre.

La visualisation par technique laser est alors un moyen plus aisé d'observer le mode de jet. Des visualisations réalisées avec le dispositif présenté en figure 5.15 ont ainsi fourni des informations sur la configuration du jet dans le cas d'une rétroaction indirecte. Par exemple, la figure 5.19 présente une image obtenue pour une configuration possédant un chemin de rétroaction indirecte ayant les caractéristiques suivante : $Re=1,16 \cdot 10^4$ et $L/H=3,0$ ($f_0=1067$ Hz et 17,9 m/s soit $St_L=1,8$).

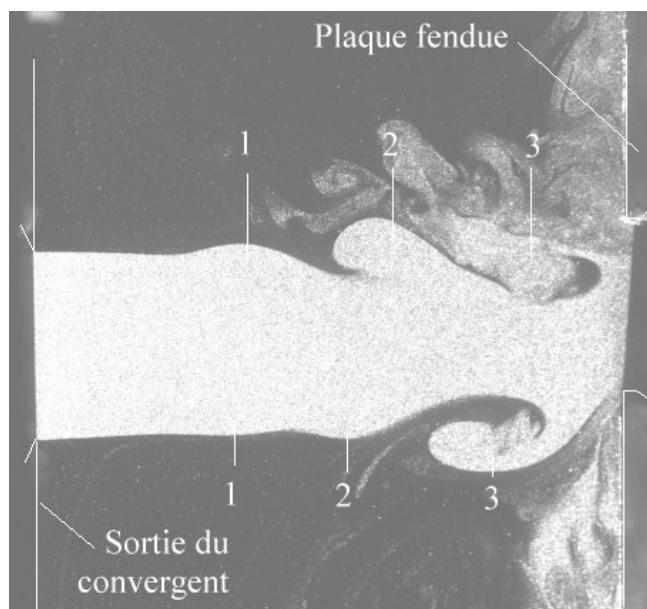


Figure 5.19 : Prises de vue du jet en mode de rétroaction indirect ; $Re=1,16 \cdot 10^4$ et $L/H=3,0$.

Cette image est typique de l'ensemble des visualisations effectuées. Les structures tourbillonnaires du jet sont dans une configuration proche du mode de jet antisymétrique : chaque structure visible d'un côté du jet correspond à un espace entre deux structures sur la partie opposée. Cette configuration doit produire un champ de pression antisymétrique, ce qui est en

apparente contradiction avec le champ de pression, qui est très clairement symétrique quand le conduit est résonnant (voir figure 5.18).

Ceci met en avant que la source acoustique dominante de notre dispositif change en fonction du chemin de rétroaction. Lorsque la rétroaction est directe, la source principale se situe proche de la plaque (Kawazoe et coauteurs, 1999), l'apport acoustique provenant du conduit est négligeable. En revanche le déclenchement d'une résonance du conduit produit un champ de pression rayonné par celui-ci symétrique qui devient la source acoustique principale, et ceci malgré la configuration antisymétrique de l'écoulement.

5.6 Conclusion

Des expériences discutées dans ce chapitre, cinq résultats sont à mettre en valeur.

i) Les instabilités régissant les sons auto-entretenus produits par l'impact d'un jet plan sur une plaque fendue ont été identifiées. La fréquence naturelle de la couche de cisaillement et celle du mode de battement du jet libre sans obstacle ont été comparées aux fréquences maximale et minimale des sons auto-entretenus produits au même nombre de Reynolds par le bruit de fente. Ainsi, les fréquences des deux instabilités définissent le domaine de fréquence des sons auto-entretenus. La fréquence du mode de battement du jet est l'instabilité amplificatrice pour les plus basses fréquences, lorsque l'obstacle est situé en aval du cône potentiel ($L/H > 4$). En revanche, la fréquence maximale des sons auto-entretenus (produite pour $L/H < 2$) est proche de la fréquence naturelle de la couche de cisaillement. De plus, lorsqu'elle lui est supérieure, le niveau acoustique produit est très inférieur au niveau maximal mesuré au même nombre de Reynolds, confirmant le rôle prépondérant de l'instabilité de la couche de cisaillement dans le phénomène de bruit de fente aux plus hautes fréquences. Des sons auto-entretenus ayant une fréquence inférieure à celle du mode de battement du jet ont rarement été observés.

ii) Le nombre de tourbillons présents entre la sortie du jet et la plaque a été identifié pour chaque palier du nombre de Strouhal. Nous retrouvons alors des comportements de l'écoulement typiques en fonction de la vitesse pour chaque chemin de rétroaction, à savoir : un nombre de tourbillons qui augmente avec la vitesse lorsque la rétroaction est directe ; lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à $1,0 \cdot 10^4$, en rétroaction indirecte via l'excitation des résonances du conduit, le nombre de tourbillons décroît avec la vitesse. La vitesse de convection des structures tourbillonnaires par le jet a été estimée à une valeur proche de $U_c \approx 0,55U_0$.

iii) Le caractère tridimensionnel de l'écoulement a été mis en évidence. La variation de la phase transversalement à l'écoulement fait apparaître la présence de structures tourbillonnaires longitudinales en rouleaux. L'importance de ces structures sur la production sonore n'a jamais été quantifiée, les simulations numériques ou semi-empiriques des diverses configurations réalisées jusqu'à présent (bruit de cavité, cavité branchée...) étant bidimensionnelles.

iv) Un phénomène d'appariement tourbillonnaire peut se produire lorsque la distance de la plaque devient supérieure à $L/H=4$ en rétroaction indirecte. La couche de cisaillement est excitée à une fréquence f_0 , fréquence d'un mode propre longitudinal du conduit d'où débouche le jet. Elle donne naissance à des tourbillons à cette même fréquence. Lors de leur convection, ces structures se développent mais une partie de l'énergie est transférée vers la sous-harmonique, $f_0/2$. Passée une certaine distance, les structures à la fréquence $f_0/2$ deviennent les plus énergétiques dans la couche de cisaillement et la fréquence fondamentale du champ sonore produit par l'impact des structures tourbillonnaires sur la plaque est donc $f_0/2$ avec une forte composante harmonique à f_0 . Au sein du résonateur, la composante en $f_0/2$ est détruite par interférence, seule la composante en f_0 qui correspond à un mode propre demeure et excite la naissance du jet.

v) L'évolution du mode de jet de l'écoulement a été observée au moyen de mesures microphoniques et de visualisations. Ziada (1995) a observé pour un bruit de fente confiné mais sans effet acoustique un mode de jet antisymétrique jusqu'à $Re=4,5 \cdot 10^4$ puis un passage brutal au mode de jet symétrique pour les nombres de Reynolds supérieurs. Les résultats que nous avons obtenus sont inattendus. En effet, nous avons observé, en rétroaction directe, un mode de jet symétrique pour les plus bas nombre de Reynolds, évoluant ensuite vers un mode antisymétrique lorsque le nombre de Reynolds augmente. D'autre part un mode de jet antisymétrique est observé en rétroaction indirecte alors que le champ de pression au voisinage de la plaque est symétrique. Ainsi la source sonore dominante est le rayonnement du conduit résonnant, alors qu'elle se situe au voisinage de la plaque en rétroaction directe.

6 INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DU BORD DE LA FENTE SUR LES SONS AUTO-ENTRETIENUS

Dans les chapitres 4 et 5, la configuration étudiée était l'interaction d'un jet avec une plaque munie d'une fente à bords biseautés placée dos à l'écoulement (figure 3.3(b)). Dans ce chapitre, l'influence de la géométrie des bords de la fente sur la production de sons auto-entretenus est étudiée. Par rapport aux deux chapitres précédents, la géométrie de l'obstacle que heurte l'écoulement est modifiée au niveau des bords de la fente de la plaque. Ainsi, les sons auto-entretenus produits par deux nouvelles géométries de l'obstacle sont étudiés. Les deux géométries ont été définies au chapitre 3 (p. 39) et sont la plaque à bords carrés et la plaque à bords biseautés inversés par rapport à la configuration étudiée au cours des chapitres 4 et 5. Ces modifications géométriques permettent de vérifier deux résultats présentés lors de la revue bibliographique. En effet, Rayleigh (1896) rapporta la nécessité que les bords de fente soient affûtés pour que des sons auto-entretenus soient produits par l'impact d'un jet sur une plaque trouée. Le comportement du système muni de la plaque munie d'une fente à bords non biseautés est donc examiné en section 1. En section 2, nous nous intéressons à une hypothèse formulée par Blake et Powell (1986). En analysant des données expérimentales de Von Gierke (1950), ils ont noté un léger changement de la fréquence des sons auto-entretenus suivant le sens du biseau de la fente par rapport à l'écoulement. Ils émirent alors l'hypothèse que ce changement de fréquence serait dû au changement de distance entre la sortie du jet et l'angle de la plaque. Cette expérience est reproduite en section 2.

6.1 Plaque munie d'une fente à bords carrés

6.1.1 Domaine d'existence des sons auto-entretenus

La plaque possède une fente dont les bords ne sont pas biseautés (voir figure 3.3(c)). Les domaines d'existence vélocimétrique et géométrique des sons auto-entretenus sont définis selon la même procédure expérimentale que celle utilisée au cours du chapitre 4 : le microphone est placé derrière la plaque, la vitesse du jet est variée par pas de 0,8 m/s (soit $Re=5,0\cdot10^2$) et la distance de la plaque par pas de 2 mm (soit $L/H=0,2$). La figure 6.1 trace le niveau de pression acoustique en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds.

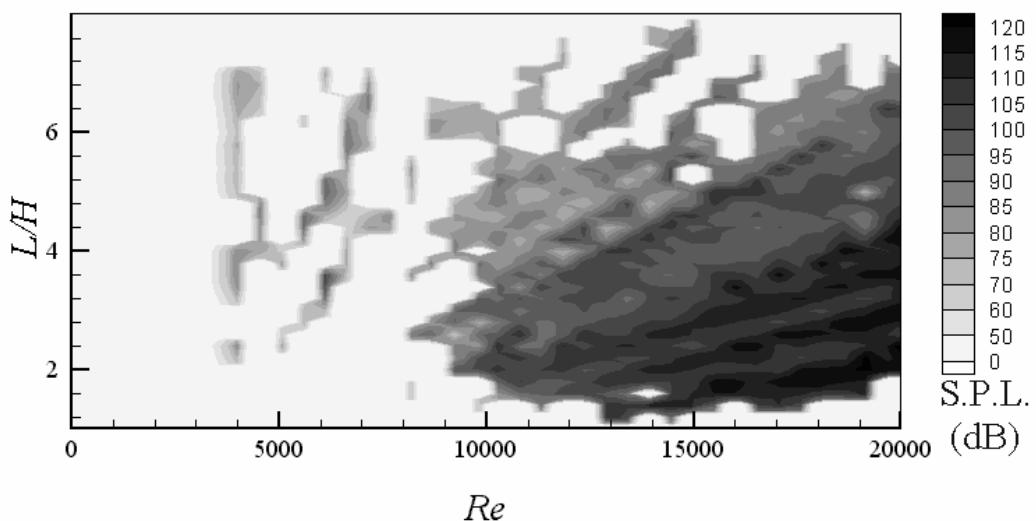


Figure 6.1 Niveau de pression (dB) en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds ; domaine blanc : bruit de type large bande ; domaine grisé : sons auto-entretenus.

La zone de couleur blanche, de faible intensité acoustique (inférieure à 50 dB), correspond au domaine où aucun son auto-entretenu n'est produit. Un bruit de type large bande est alors mesuré. Comparativement au système muni d'une fente biseautée, les sons auto-entretenus se produisent pour des vitesses plus élevées, au-dessus de $Re=4,0\cdot10^3$. Cependant, lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à $1,0\cdot10^4$, les sons auto-entretenus apparaissent de manière localisée sur de petits intervalles de nombre de Reynolds et de distance. Au-dessus de cette vitesse et pour L/H compris entre 1,2 et 5,8, les sons auto-entretenus s'établissent de manière continue jusqu'à la vitesse maximale. A partir de $L/H>5,8$, les sons auto-entretenus n'existent que pour des couples distance et nombre de Reynolds bien définis jusqu'à $L/H=7,6$. Le niveau de pression acoustique s'accroît régulièrement avec la vitesse, jusqu'à atteindre 125 dB, soit un niveau supérieur à celui mesuré pour la plaque à fente biseautée d'environ 10dB. Lorsque L/H devient supérieur à 7,6, les sons auto-entretenus cessent et le niveau de pression acoustique chute de 30 dB.

La figure 6.2 présente un spectre de pression typique lorsque les sons auto-entretenus se produisent.

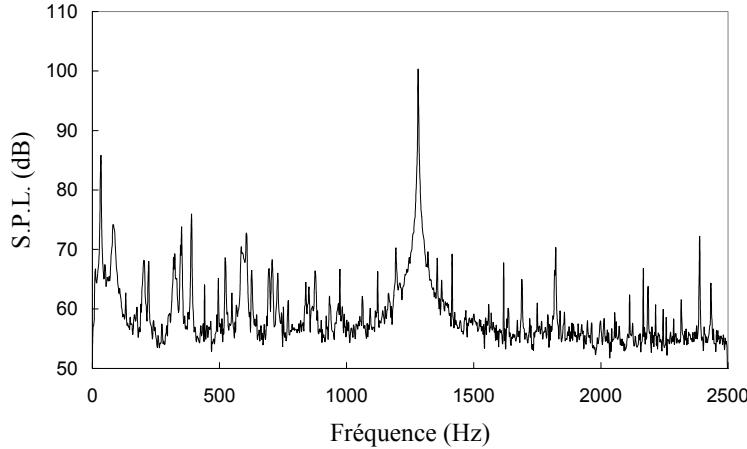


Figure 6.2 : Spectre de pression typique ; $L/H=2,6$; $Re=1,97 \cdot 10^4$.

Le spectre du signal de pression présente une fréquence fondamentale f_0 égale à 1281 Hz et de nombreux pics de faible intensité, absents dans le cas où la plaque est biseautée (figure 4.2(b)). Dans les sections suivantes, le comportement du système sera étudié dans le domaine où des sons auto-entretenus se produisent.

6.1.2 Evolution de la fréquence des sons en fonction de L/H pour les faibles nombres de Reynolds

L'évolution de la fréquence fondamentale f_0 en fonction de la distance de la plaque est étudiée pour le domaine des nombres de Reynolds inférieurs $1,0 \cdot 10^4$, domaine pour lequel les sons auto-entretenus se produisent sur des courts intervalles de distance ou de nombre de Reynolds correspondant aux bas nombres de Reynolds. Dans ce but, le protocole expérimental de cette expérience est le suivant : le nombre de Reynolds est fixé et la distance entre la sortie du convergent et la plaque est variée progressivement. Les figures produites présentent les mesures obtenues en déplaçant la plaque vers l'aval.

La figure 6.3 présente l'évolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque pour $Re=4,0 \cdot 10^3$ ($U_0=6,2$ m/s), pour les valeurs de L/H pour lesquelles des sons auto-entretenus sont obtenus.

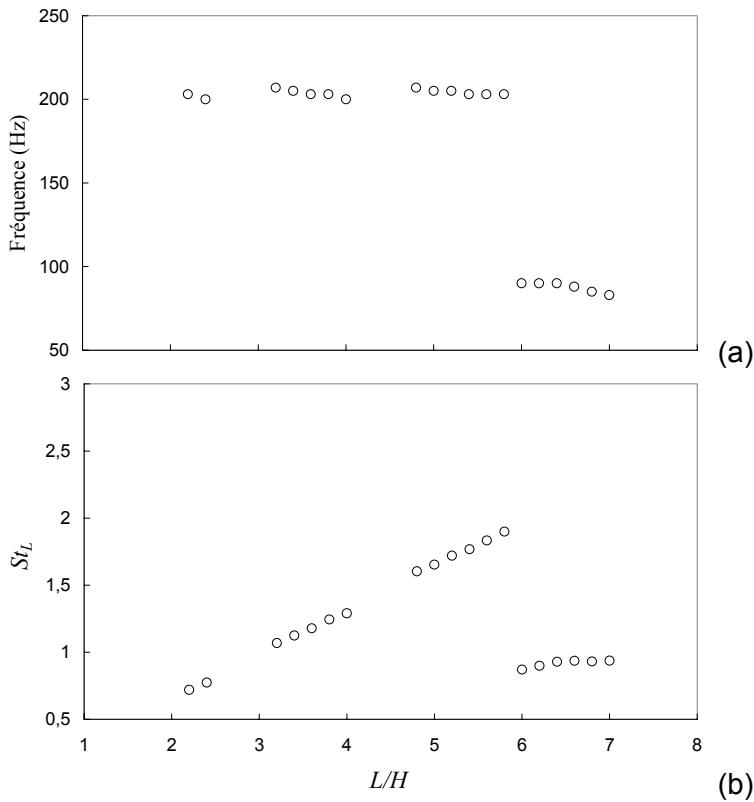


Figure 6.3 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=4,0\cdot10^3$.

La fréquence fondamentale des sons auto-entretenus est égale à 203 Hz (± 2 Hz) pour $2,0 < L/H < 6,0$, puis à 86 Hz (± 3 Hz) jusqu'à $L/H=7,0$. Ce comportement est totalement différent de celui observé à un nombre de Reynolds proche pour la plaque à fente biseautée, où la fréquence variait inversement proportionnellement à la distance (figure 4.6(a)). Ces fréquences relevées correspondent, respectivement, aux fréquences de la 3^{ème} et de la 1^{ère} résonance acoustique du système tube/convergent. Le champ acoustique rayonné et celui situé à l'intérieur du conduit sont cohérents à la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus. La fréquence des sons auto-entretenus se cale donc sur les modes propres longitudinaux du résonateur impliquant un chemin de rétroaction indirect dominant. Aucun son auto-entretenu sans excitation du conduit d'où débouche le jet n'a été observé au cours des expériences.

D'autre part, l'évolution du nombre de Strouhal est inhabituelle. En effet, celle-ci forme à peu près une droite interrompue sur certaines zones, au lieu des paliers à des valeurs pratiquement constantes observés jusqu'ici (une explication des interruptions est donnée dans la suite). L'inclinaison des paliers, qui sont centrés autour de 0,8, 1,2, 1,8¹³, puis de nouveau de 0,8¹⁴ est produite par l'excitation sur un grand intervalle de distance du même mode de résonance. La

¹³ Ces valeurs sont proches de celle relevées pour la plaque biseautée en rétroaction indirecte (0,7, 1,2 et 1,8)

¹⁴ Cette division par deux du nombre de Strouhal pour de grandes valeurs de L/H est à nouveau le fait du phénomène d'appariement tourbillonnaire.

fréquence restant constante et la distance variant, le nombre de Strouhal varie lui aussi et forme un segment incliné. Ce phénomène, à plus petite échelle, est visible en figure 4.8. Il est à l'origine des petits crans des paliers du nombre de Strouhal. Mais ici, il se produit sur un intervalle de distance beaucoup plus grand. De plus, à la fin de chaque intervalle, les sons auto-entretenus n'excitent pas un mode de résonance d'ordre inférieur, afin de rester sur le même palier de nombre de Strouhal (comme observé en figure 4.8(a)). Ils cessent alors pour reprendre lorsque la distance de la plaque est supérieure à une fréquence les plaçant sur un palier du nombre de Strouhal différent. Ainsi, pour les intervalles $2,4 < L/H < 3,2$ et $4 < L/H < 4,8$, aucun son auto-entretenu n'est produit. Ces zones mortes entre l'excitation de deux résonances ont déjà été observées pour des configurations contrôlées par un chemin de rétroaction indirecte, comme par exemple le bruit de cavité (Naudascher et Rockwell, 1978) ou deux diaphragmes en tandem dans un conduit (Nomoto et Culick, 1982).

Pour expliciter ces zones mortes, la figure 6.4 trace l'évolution de la quantité $\gamma \times 360$, γ étant défini à la relation (2.18). Cette quantité représente l'écart (ramené en terme de phase) entre le temps de convection des instabilités par le jet T_c (avec une vitesse de convection égale à $U_c = 0,55U_0$, comme calculée en section 5.2) et le nombre entier de périodes acoustiques T_0 le plus proche, en fonction de la distance de la plaque. Cette quantité peut être interprétée comme la différence entre le changement de phase le long de la boucle de rétroaction et un nombre entier de cycles acoustiques.

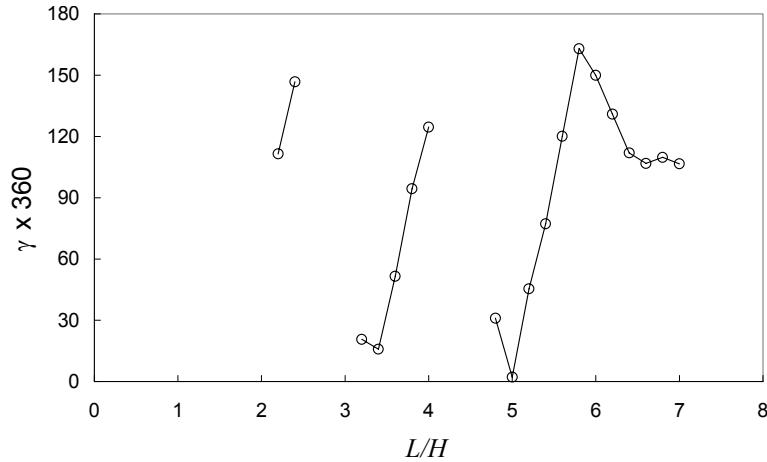


Figure 6.4 : Différence entre le changement de phase le long de la boucle de rétroaction et un nombre entier de cycles acoustiques.

Pour que des sons auto-entretenus s'établissent, le temps de convection des instabilités doit être suffisamment proche d'un multiple de la période acoustique (Rienstra et Hirschberg, 2002). Pour les deux premiers intervalles, les sons auto-entretenus cessent lorsque le changement de phase le long de la boucle de rétroaction augmente pour atteindre près de 180° . Pour le troisième palier, lorsque le changement de phase le long de la boucle de rétroaction devient trop proche de 180° , le mode excité du résonateur change et la production de sons auto-entretenus n'est pas interrompue.

En effet, pour compenser une différence trop élevée entre un multiple de la période acoustique T_0 , imposée par les fréquences de résonance du conduit d'où débouche le jet, et le temps de convection T_c des instabilités par le jet, la réponse naturelle du système est de changer de période acoustique donc de mode de résonance excitée. Mais, dans notre cas, à bas nombre de Reynolds, seuls les premiers modes propres sont excités et leurs fréquences sont trop éloignées pour le permettre. Par exemple, si la fréquence des sons auto-entretenus passe du 3^{ème} mode (202 Hz) au 2^{ème} mode (177 Hz), la période acoustique varie de 14%. Si la figure 4.8 est prise pour exemple (cas de la plaque munie d'une fente à bords biseautés en chemin de rétroaction indirect), le passage du 20^{ème} mode (1067 Hz) au 19^{ème} mode (1038 Hz) représente une variation de la période acoustique de 3%, cinq fois inférieure. D'autre part, on remarque (figure 3.5) que l'écart entre les fréquences des modes de résonances successifs du conduit est plus grand aux basses fréquences qu'aux hautes fréquences, ce qui induit une « densité » de modes acoustiques du conduit inférieure aux basses fréquences. Ainsi, dans le cas de la plaque munie d'une fente à bords carrés, la discontinuité de la production de sons auto-entretenus à bas nombres de Reynolds provient de l'impossibilité du système de respecter une condition de phase favorable à la production de sons auto-entretenus pour toutes les valeurs de L/H .

Pour que la production de sons auto-entretenus lorsque les bords de la fente ne sont pas biseautés soit possible, deux conditions doivent donc être satisfaites : l'excitation d'une résonance acoustique du conduit d'où débouche le jet, et le respect d'une condition de phase le long de la boucle de rétroaction. En revanche, dans le cas de la plaque munie d'une fente à bords biseautés, le chemin de rétroaction dominant, lorsque $Re < 1,0 \cdot 10^4$, est le chemin de rétroaction direct. La fréquence des sons auto-entretenus n'est donc pas contrôlée par les résonances du conduit et varie de façon continue avec la distance. Les sons auto-entretenus existent alors sur tout le domaine compris entre $L/H=1,3$ et 7,5.

6.1.3 Evolution de la fréquence des sons en fonction de L/H pour les grands nombres de Reynolds

L'évolution de la fréquence des sons auto-entretenus est étudiée dans le domaine où ils se produisent sans interruption entre $L/H=1,2$ et 7,2. Le protocole expérimental est le même que précédemment avec une vitesse de l'écoulement augmentée à 18,2 m/s ($Re=1,18 \cdot 10^4$). Les évolutions de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) sont tracées en fonction la distance de la plaque en figure 6.5. Si les deux sens de déplacement étaient tracés, des effets d'hystérésis apparaîtraient, comme dans le cas où les bords de la fente sont biseautés (voir, par exemple la figure 4.6 du chapitre 4).

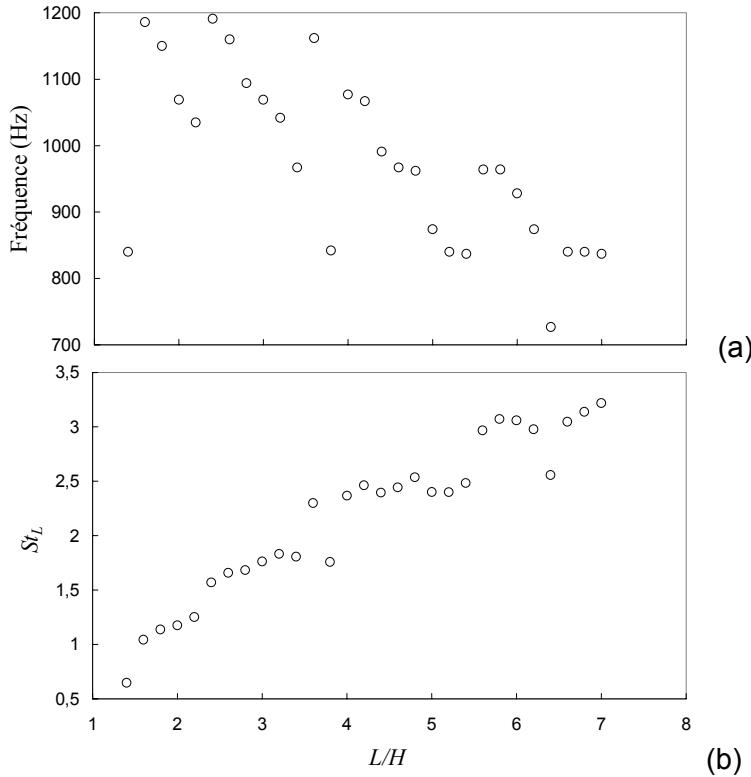


Figure 6.5 : Evolutions de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18\cdot10^4$.

A ce nombre de Reynolds, la fréquence des sons auto-entretenus produits est beaucoup plus haute, entre 725 Hz et 1186 Hz, résultant de l'excitation de modes de résonance du conduit d'où débouche le jet compris entre le 12^{ème} et le 23^{ème}. A ces fréquences, la densité de modes de résonance du conduit est beaucoup plus élevée que dans le cas précédents (figure 3.5). Lorsque le temps de convection des oscillations par le jet varie, le système change de mode excité comme précédemment. La différence relative de fréquence entre chaque mode étant moins élevée (typiquement l'écart entre la fréquence des différents modes est 40 Hz à 60 Hz, ce qui représente pour une fréquence de résonance de l'ordre de 1 kHz une variation de quelques %), la production de sons auto-entretenus est continue sur tout leur intervalle d'existence (entre $L/H=1,2$ et $7,2$).

Les paliers du nombre de Strouhal ont le même aspect que ceux obtenus avec la plaque à fente biseautée, contrairement à la figure 6.3. Les valeurs de ces paliers sont très proches de celles obtenues avec la plaque à fente biseautée en rétroaction indirecte, avec : $St_L=0,8, 1,2, 1,8, 2,4$ et $3,1$. Ces paliers correspondent respectivement à des configurations où 1, 2, 3, 4 et 5 tourbillons sont présents au même instant entre la sortie du convergent et la plaque (tableau 5.2).

6.1.4 Evolution de la fréquence des sons en fonction de Re

L'influence du nombre de Reynolds sur la fréquence des sons auto-entretenus est étudiée. L'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds est tracée en figure 6.6 avec $L/H=3,0$.

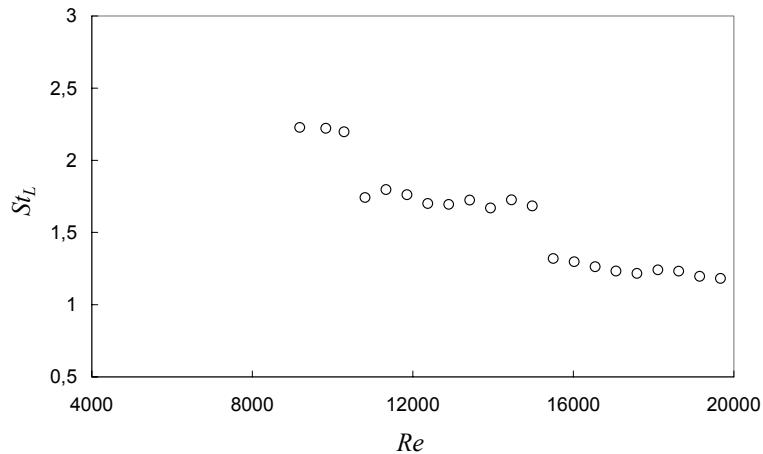


Figure 6.6 : Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds.

L'évolution du nombre de Strouhal forme trois paliers, décroissants, aux valeurs suivantes : 2,3, 1,7 et 1,2. Ces paliers résultent de l'excitation des mêmes modes de résonance (entre le 16^{ème} et le 27^{ème} mode) par un nombre de tourbillons décroissant avec la vitesse. Ce résultat est typique d'un dispositif produisant des sons auto-entretenus en utilisant un chemin de rétroaction indirect.

6.1.5 Répartition de l'énergie acoustique en fonction du nombre de Strouhal

A partir des résultats expérimentaux représentés en figure 6.1 et de la fréquence fondamentale des oscillations, la figure 6.7 représente la pression adimensionnelle (définie par la relation 3.3) en fonction du nombre de Strouhal.

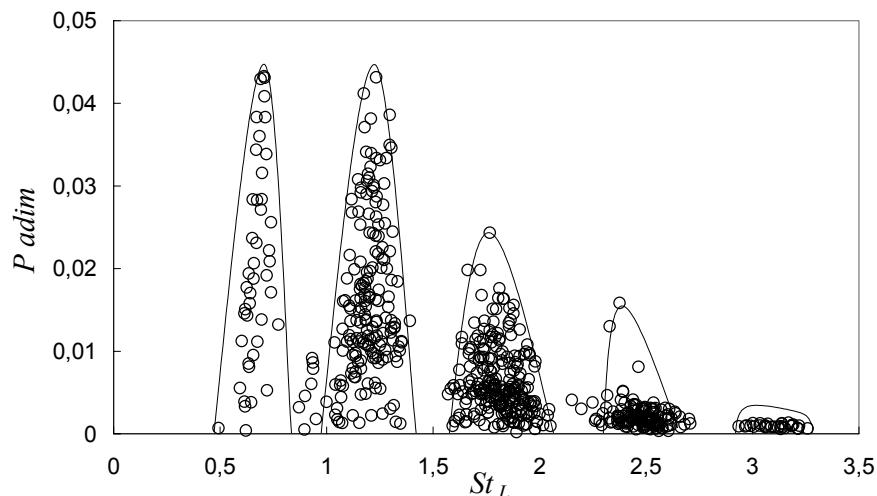


Figure 6.7 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal.

L'ensemble des données expérimentales recueillies pour cette configuration fait apparaître cinq plages de fonctionnement des sons auto-entretenus. Une faible dispersion des points entre ses plages peut être remarquée, montrant la rigueur de la condition d'asservissement au nombre de Strouhal. Chaque enveloppe correspond à un mode hydrodynamique du jet. Ainsi, d'après les mesures anémométriques réalisées au cours du chapitre 5, le nombre de tourbillons varie de 1 à 5, pour respectivement $St_L=0,7, 1,2, 1,8, 2,4$ et $3,1$ (valeurs très proches de celles mesurées avec la plaque biseautée en rétroaction indirecte présentée en tableau 5.2). Le premier et le second mode sont les plus énergétiques. Ils correspondent ainsi aux conditions favorables suivantes : une distance entre la sortie du jet et la plaque faible et un nombre de Reynolds élevé.

6.2 Plaque munie de fente à bords biseautés inversés

6.2.1 Domaine d'existence

Le protocole expérimental est le même que pour la section précédente, mais les bords de la fente possèdent des bords biseautés et ce biseau est placé dos à l'écoulement principal, formant un court convergent (configuration inverse de la figure 3.3(b)). Le niveau de pression acoustique obtenu en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds est présenté en figure 6.8.

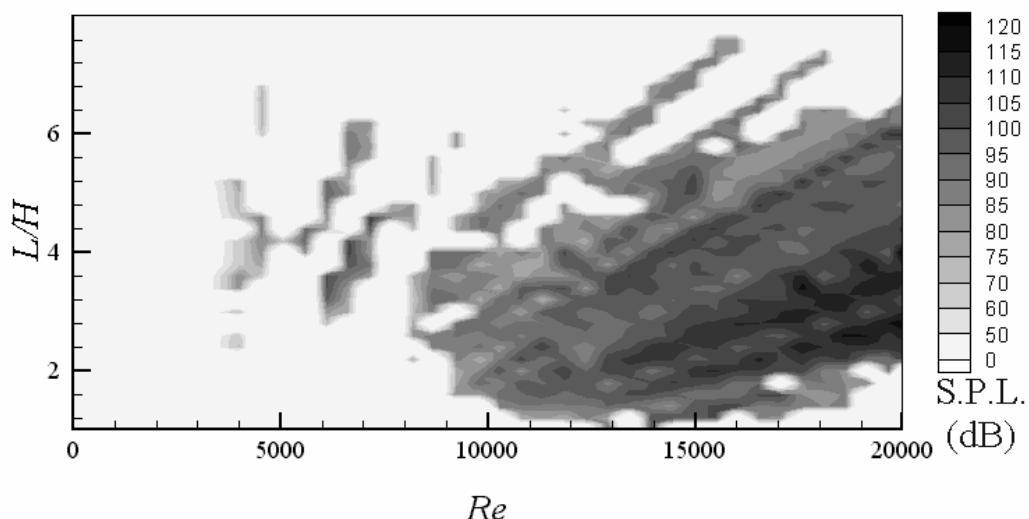


Figure 6.8 : Niveau de pression (dB) en fonction de la distance de la plaque et du nombre de Reynolds ; domaine blanc : bruit de type large bande ; domaine grisé : sons auto-entretenus.

Les résultats sont très similaires à ceux présentés en figure 6.1. La zone blanche correspond à une zone de bruit de type large bande et la zone grisée à la production de sons auto-entretenus.

Ils apparaissent de nouveau au-dessus de $Re=4,0 \cdot 10^3$. Entre ce nombre de Reynolds et $1,0 \cdot 10^4$, ils sont produits sur des zones d'étendue limitée. Pour des nombres de Reynolds supérieurs et pour L/H compris entre 1,2 et 6,2, des sons auto-entretenus sont produits jusqu'à la vitesse maximale atteinte par l'installation expérimentale. Le niveau de pression acoustique s'accroît significativement avec la vitesse, atteignant 120 dB. Néanmoins, il reste légèrement inférieur au niveau obtenu avec une plaque munie d'une fente à bords carrés, surtout pour les faibles L/H (inférieurs à 2,5). A partir de $L/H > 6,2$, les sons auto-entretenus n'existent que pour des couples distance et nombre de Reynolds bien définis jusqu'à $L/H = 7,8$. Le niveau de pression acoustique décroît alors d'environ 30 dB. Le domaine d'existence géométrique pour lequel des sons auto-entretenus sont produits est moins étendu que dans le cas de la plaque munie d'une fente à bords carrés.

La figure 6.9 présente un spectre de pression typique lorsque des sons auto-entretenus se produisent, obtenu pour $L/H = 3,4$ et $Re = 1,24 \cdot 10^4$ ($U_0 = 19,0$ m/s).

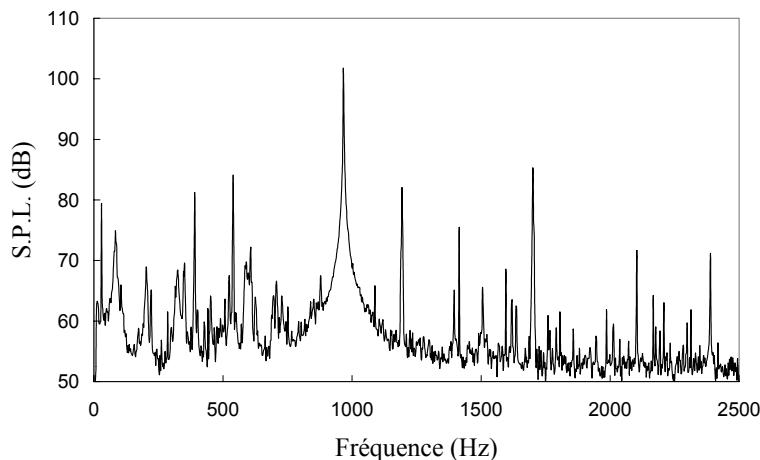


Figure 6.9 : Spectre de pression typique ; $L/H = 3,4$; $Re = 1,24 \cdot 10^4$.

Le spectre du signal de pression présente une fréquence fondamentale égale à 967 Hz et de nombreux pics de faibles intensités. Ces différents pics sont dus à l'excitation de nombreux modes de résonance du conduit d'où débouche le jet contrairement aux sons produits lorsque le système équipé de la plaque munie d'une fente à bords biseautés placée face à l'écoulement (figure 4.2(b)) ou carrée (figure 6.2). Dans les sections suivantes, le comportement du système sera étudié dans le domaine où des sons auto-entretenus sont produits.

6.2.2 Evolution de la fréquence en fonction des paramètres de contrôle (L/H et Re)

L'évolution de la fréquence fondamentale en fonction du paramètre de distance de la plaque est étudiée. La vitesse est fixée, puis la distance L est variée progressivement. Un phénomène d'hystéresis est de nouveau retrouvé entre les sauts de fréquence lors des variations de distance ou de vitesse. Comme dans la section précédente, deux cas décrivant des comportements

différents sont présentés en figure 6.10 et en figure 6.12, respectivement pour le domaine sur lequel les sons auto-entretenus se produisent sur de petites zones, et pour le domaine au sein duquel ils sont présents partout (pour $Re > 1,0 \cdot 10^4$).

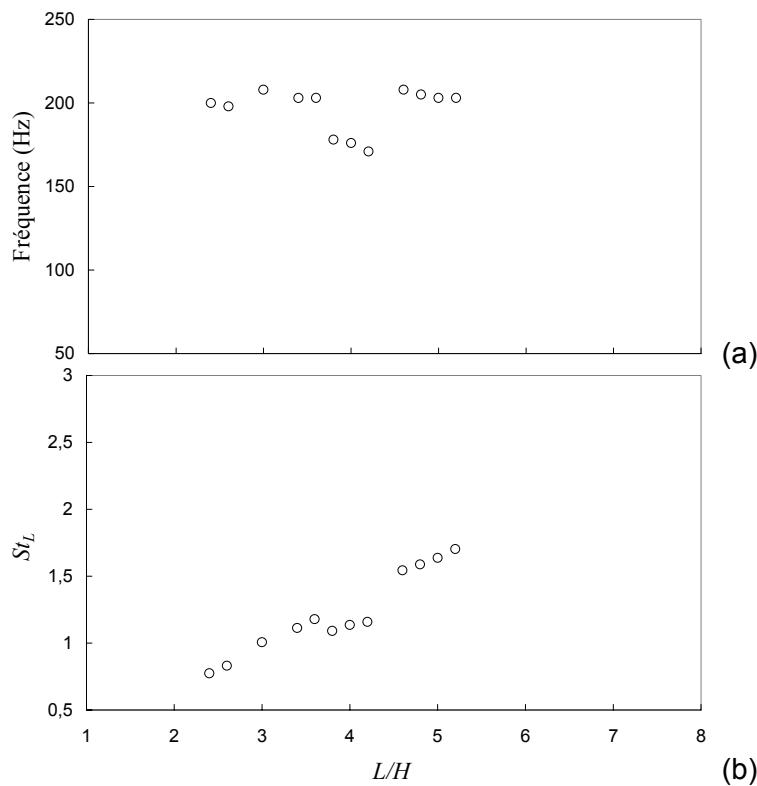


Figure 6.10 : Evolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=4,0 \cdot 10^3$.

L'évolution de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus décrit deux paliers. Le premier correspond à l'excitation du 3^{ème} mode propre ($203 \text{ Hz} \pm 2 \text{ Hz}$) du conduit d'où débouche le jet, et le second au 2^{ème} mode ($176 \text{ Hz} \pm 2 \text{ Hz}$). Le champ acoustique rayonné et celui situé à l'intérieur du conduit sont cohérents à la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus. Les résonances du conduit contrôlent la fréquence des sons auto-entretenus, mettant en évidence un chemin de rétroaction indirect dominant. Aucun son auto-entretenu sans excitation du conduit d'où débouche le jet n'a été observé au cours de ces expériences.

L'évolution du nombre de Strouhal étant similaire à celle de la figure 6.3(b), les mêmes commentaires peuvent être effectués. Les paliers du nombre de Strouhal se situent à des valeurs identiques 0,8, 1,2 et 1,8. Entre ces paliers, des zones mortes, sans sons auto-entretenus, sont retrouvées (ici pour $3,0 < L/H < 3,4$ et $4,2 < L/H < 4,6$). Par contre, un phénomène d'appariement tourbillonnaire n'est pas retrouvé dans cet exemple.

Pour mettre en évidence que ces zones sans sons auto-entretenus sont dues de nouveau à la faible densité de modes de résonance du conduit d'où débouche le jet aux basses fréquences, la figure 6.11 trace l'évolution de la quantité $\gamma x 360$ similairement à la figure 6.4.

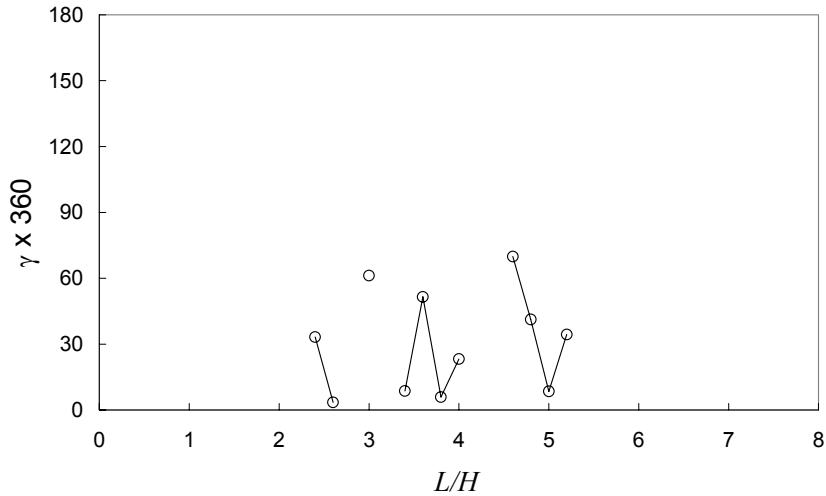


Figure 6.11 : Différence entre le changement de phase le long de la boucle de rétroaction et un nombre entier de cycles acoustiques.

La figure 6.11 montre de nouveau que le temps de convection des instabilités doit être suffisamment proche d'un multiple de la période acoustique pour que des sons auto-entretenus s'établissent. Les zones mortes proviennent de l'impossibilité du système de respecter une condition de phase favorable à la production de sons auto-entretenus pour toutes les valeurs de L/H , similairement à la figure 6.4. La figure 6.12 trace l'évolution de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de L/H , pour un nombre de Reynolds supérieur ($Re=1,18 \cdot 10^4$ et $U_0=18,2$ m/s). Dans ce domaine de nombre de Reynolds, la production de sons auto-entretenus est continue.

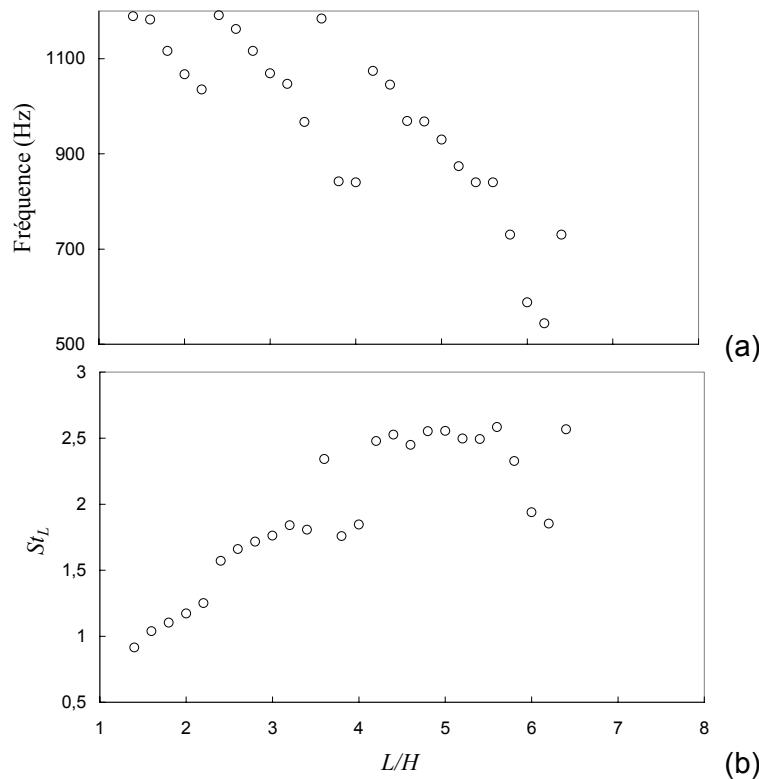


Figure 6.12 : Evolutions de la fréquence fondamentale (a) et du nombre de Strouhal (b) en fonction de la distance de la plaque ; $Re=1,18 \cdot 10^4$.

Les fréquences des sons auto-entretenus produits sont beaucoup plus hautes, entre 544 Hz et 1186 Hz, elles résultent de l'excitation des modes du conduit résonant, compris entre le 8^{ème} et le 23^{ème}. A ces fréquences, la densité de modes de résonance du conduit d'où débouche le jet est plus élevée (figure 3.5) et la différence de fréquences relatives entre chaque mode de résonance est donc moins élevée. Comme dans le cas de la plaque munie d'une fente à bords carrés au même nombre de Reynolds, la production des sons auto-entretenus devient alors continue entre $L/H=1,2$ et $6,6$.

Les valeurs des paliers du nombre de Strouhal sont de nouveau très proches de celles obtenus avec la plaque à fente biseautée en rétroaction indirecte ($St_L=0,8$, $1,2$, $1,8$ et $2,4$). Elles correspondent respectivement à des configurations où 1, 2, 3, et 4 tourbillons sont présents au même instant (tableau 5.2).

L'influence de la vitesse du jet sur la fréquence des sons auto-entretenus est étudiée. Pour cela, la distance de la plaque est fixée à 3,0 et le nombre de Reynolds est augmenté progressivement. La figure 6.13 trace le nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds.

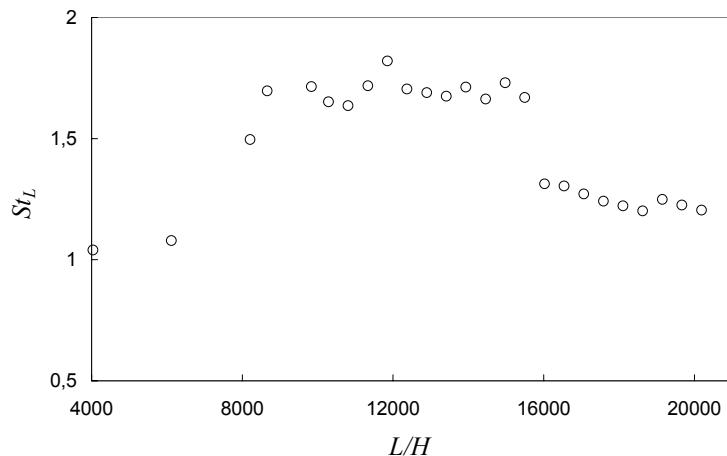


Figure 6.13 : Evolution du nombre de Strouhal (a) en fonction du nombre de Reynolds ; $L/H=3,0$.

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à $1,0 \cdot 10^4$, le nombre de Strouhal forme deux paliers, décroissant avec la vitesse, aux valeurs suivantes : 1,7 et 1,2. Ces paliers résultent de l'excitation des mêmes résonances (entre le 13^{ème} et le 23^{ème} mode de résonance de l'ensemble tube/convergent) par un nombre de tourbillons décroissant avec la vitesse. Ce résultat est typique d'un dispositif produisant des sons auto-entretenus en utilisant un chemin de rétroaction indirect. D'autre part, un premier palier ($St_L=1,1$), composé de deux points correspond à l'excitation des 3^{ème} et 5^{ème} modes de résonance du conduit.

6.2.3 Répartition de l'énergie acoustique en fonction du nombre de Strouhal

Von Gierke (1950) a réalisé des mesures avec un dispositif de bruit de fente sans résonateur dont les bords de la fente étaient biseautés. Il a étudié l'évolution de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus obtenus avec le biseau placé face puis dos à l'écoulement. Blake et Powell (1986) en analysant ces résultats ont remarqué une variation de la fréquence donc de la valeur des paliers du nombre de Strouhal St_L du système, construit sur la distance L entre la sortie du jet et la plaque, selon le sens du biseau. Ils ont alors émis l'hypothèse que lorsque le biseau était placé face à l'écoulement, comme dans cette section, le nombre de Strouhal ne devait pas être calculé en utilisant la distance L mais avec une distance $L'=L+b$ (avec b la longueur du biseau selon l'axe x , $b=3$ mm dans notre configuration) prenant en compte la distance réelle entre la sortie du jet et l'angle sur lequel se heurte le jet. Ainsi, les paliers du nombre de Strouhal se situeraient en fait aux mêmes valeurs. Pour vérifier cette hypothèse, la figure 6.14 trace la pression adimensionnelle (définie en relation 3.3) en fonction du nombre de Strouhal calculé avec la distance L . Ces points sont obtenus à partir des résultats expérimentaux représentés dans la figure 6.8 et de la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus,

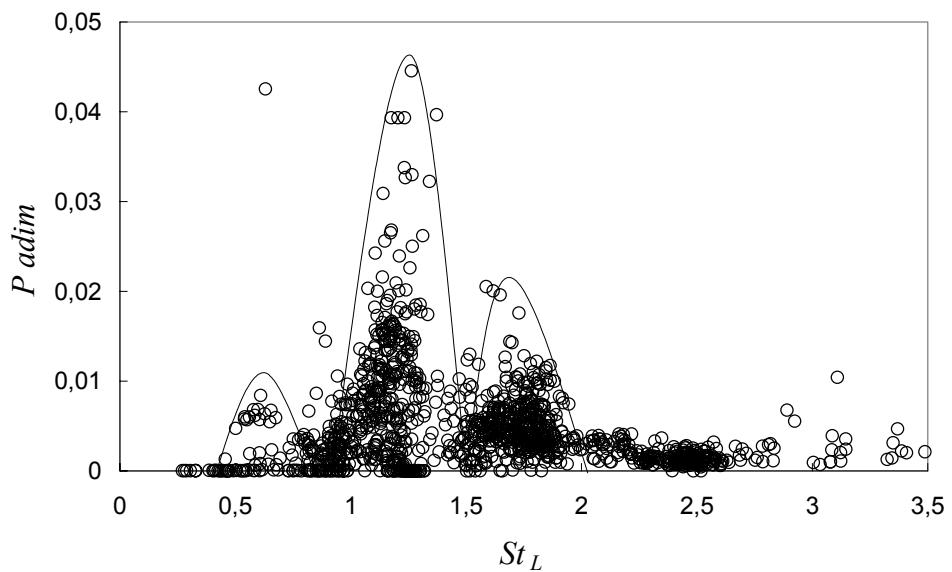


Figure 6.14 : Pression adimensionnelle en fonction du nombre de Strouhal.

Si la figure 6.14 est comparée à la figure 6.7, les points sont plus dispersés. Néanmoins, trois paliers du nombre de Strouhal peuvent être mis en évidence (aux valeurs suivantes : 0,7, 1,2 et 1,8) ainsi qu'une forte concentration de points autour de $St_L=2,5$. L'hypothèse émise par Blake et Powell (1986) supposerait que les paliers du nombre de Strouhal calculés avec la distance L se situent à des valeurs sensiblement inférieures par rapport à la configuration où le biseau est placé dos à l'écoulement (L étant inférieur L' de l'ordre de 5 à 20%). Cette hypothèse n'est pas vérifiée pour la configuration étudiée. Les valeurs des paliers repérés sont très proches à celles des paliers mesurés pour les deux géométries précédentes. Il convient de remarquer que notre configuration est différente de celle évoquée par Blake et Powell, du fait de la présence du résonateur. Enfin, le

système présente une nette préférence à osciller selon le second palier comme lorsque le biseau est placé dos à l'écoulement (figure 4.18).

6.3 Conclusion

Si la géométrie du bord de fente de la plaque est modifiée, les sons auto-entretenus ne sont pas supprimés, mais leur production nécessite la résonance d'un mode acoustique du conduit. Pour des nombres de Reynolds faibles, les sons auto-entretenus sont le fruit de l'excitation des premiers modes résonnants du conduit. Ils n'apparaissent en outre que de manière sporadique, car des conditions de phase favorables à la production des sons ne sont possibles que pour quelques valeurs du nombre de Reynolds et de la distance L . La rétroaction directe n'a été observée pour aucune de ces configurations, montrant la sensibilité du phénomène de sons auto-entretenus à de petites modifications géométriques.

Lorsque la vitesse augmente ($Re > 1,0 \cdot 10^4$), les oscillations s'établissent sur tout le domaine spatial ($1,2 < L/H < 5,8$ pour le bord carré et $1,2 < L/H < 6,2$ pour le biseau inversé). Les résultats obtenus sont relativement similaires au cas de la plaque biseautée placée face à l'écoulement (chapitres 4 et 5), avec des paliers du nombre de Strouhal se situant aux mêmes valeurs. Cependant les niveaux émis maximaux sont sensiblement plus élevés, d'environ 10 dB.

La configuration avec la plaque non biseautée favorise l'apparition du premier mode hydrodynamique du jet, alors que celle avec le biseau placé dos à l'écoulement favorise plutôt le second mode. Pour cette dernière configuration, un glissement du nombre de Strouhal (qui serait dû à la différence de localisation du chanfrein de la fente par rapport à la configuration où le biseau est placé face à l'écoulement), suggéré par Blake et Powell (1986), n'a pas été observé.

7 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La production de sons auto-entretenus par l'impact d'un jet à grand rapport d'aspect sur une plaque munie d'une fente alignée sur la sortie du convergent, configuration dénommée bruit de fente, a été étudiée expérimentalement au moyen de mesures microphoniques et anémométriques. Les paramètres de contrôle de cette étude sont la vitesse du jet (caractérisée par le nombre de Reynolds Re) et la distance L entre la plaque et la naissance du jet (caractérisée par le rapport L/H , H étant la hauteur du jet). La production de sons auto-entretenus a été mise en évidence pour un régime turbulent du jet (pour un nombre de Reynolds supérieur à $2,4 \cdot 10^3$) et pour un large domaine géométrique (pour une distance comprise entre 1,2 et 7,2 L/H). Le niveau de pression est relativement élevé, jusqu'à 125 dB au maximum et cette énergie est répartie sur quelques fréquences.

Pour les différentes géométries testées du bord de la fente, le système respecte certaines valeurs du nombre de Strouhal. Ces valeurs représentent le nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du convergent et la plaque. Ce nombre varie entre 1 et 5 suivant la distance de la plaque et la vitesse du jet. Les modes hydrodynamiques du jet les plus simples, lorsqu'un ou deux tourbillons sont présents, sont aussi les plus énergétiques. Ces configurations correspondent à des distances faibles et à des nombres de Reynolds élevés. Lorsque la distance est grande, (L/H supérieure à 4), un phénomène d'appariement tourbillonnaire peut se produire entraînant une chute du nombre de Strouhal, dont la valeur est divisée de moitié.

Le domaine d'existence de la fréquence des sons auto-entretenus est défini par les fréquences des deux modes d'instabilité de l'écoulement. La fréquence du mode de battement du jet, dominante en aval du cône potentiel pour le jet libre, détermine la fréquence minimale des sons auto-entretenus, obtenue lorsque la plaque est suffisamment éloignée de la naissance du jet ($L/H > 4$). Des sons auto-entretenus ayant une fréquence fondamentale inférieure à cette fréquence

de battement ont rarement été mesurés. La fréquence naturelle la plus instable de la couche de cisaillement définit grossièrement la fréquence maximale des sons auto-entretenus, obtenue lorsque la plaque est proche de la naissance du jet ($L/H < 2$). Lorsque cette fréquence maximale est supérieure à la fréquence naturelle de la couche de cisaillement, le niveau de pression est faible. Le couplage entre le champ acoustique et l'écoulement n'est pas optimal. En revanche, lorsque la fréquence des sons auto-entretenus lui est inférieure, alors le niveau de pression émis est proche du niveau maximal produit au même nombre de Reynolds pour toutes positions de la plaque. Ce qui confirme le rôle prépondérant de l'instabilité de la couche de cisaillement dans le phénomène de bruit de fente aux plus hautes fréquences.

Lorsque les bords de la fente sont biseautés et que ces biseaux sont placés dos à l'écoulement, la rétroaction régissant la production de ces auto-oscillations peut prendre deux chemins. Le premier est le chemin direct, dominant pour des nombres de Reynolds compris entre $2,4 \cdot 10^3$ et $9,0 \cdot 10^3$. Pour ce domaine de vitesse, la fréquence des sons auto-entretenus augmente de façon continue avec la vitesse, et le niveau sonore émis est faible. Lorsque ce nombre de Reynolds est supérieur à $1,1 \cdot 10^4$, un des modes propres longitudinaux du conduit d'où débouche le jet est excité. Cette excitation est mise en évidence par la présence d'ondes stationnaires dans le conduit. Cette résonance contrôle alors la fréquence fondamentale des sons auto-entretenus et renforce le niveau de pression émis. La fréquence des sons passe d'un mode de résonance à l'autre du conduit quand les paramètres de contrôle sont variés. Entre $Re = 9,0 \cdot 10^3$ et $1,1 \cdot 10^4$, les sons auto-entretenus peuvent résulter de l'un ou l'autre chemin de rétroaction. Le changement de chemin de rétroaction induit un changement dans l'emplacement de la source acoustique dominante entre la sortie du convergent et la plaque. En rétroaction directe, celle-ci se situe au voisinage de la plaque, alors qu'en rétroaction indirecte, le champ acoustique rayonnant du conduit devient dominant.

Lorsque les bords de la fente sont carrés ou lorsque le biseau de la fente est placé face à l'écoulement, des sons auto-entretenus ne sont produits qu'en chemin de rétroaction indirect via l'excitation des résonances longitudinales du conduit d'où débouche le jet. Aux faibles nombres de Reynolds (entre $4,0 \cdot 10^3$ et $1,0 \cdot 10^4$), ils apparaissent ponctuellement, en raison de la faible densité des modes de résonance aux basses fréquences, et lorsque la condition de phase le long de la boucle de rétroaction est optimale. Pour des nombres de Reynolds supérieurs, la fréquence des sons auto-entretenus augmente et à ces fréquences, le respect d'une condition de phase favorable permet l'existence des sons sur presque tout le domaine géométrique et vélocimétrique. Il en résulte que la création de sons auto-entretenus est continue sur tout leur domaine spatial d'existence. La configuration où les bords de la plaque sont carrés favorise l'apparition du premier mode hydrodynamique du jet et l'obtention d'un niveau de pression sensiblement supérieur, jusqu'à 125 dB. Ainsi, cette étude met en évidence que des sons auto-entretenus peuvent être produits par un obstacle non affûté si un résonateur acoustique est situé proche de la source aéroacoustique, même situé en amont de la naissance de l'écoulement.

Ce travail est actuellement poursuivi par l'étude d'une configuration plus proche d'un circuit de climatisation réel. Ainsi, l'influence de la température de l'écoulement sur la production de sons auto-entretenus sera évaluée. D'autre part, la géométrie de l'obstacle sera aussi modifiée ; l'impact du rapport entre la hauteur du jet et celle de la fente ainsi que de la dimension de la plaque entourant la fente seront étudiés. En plus de ces approches expérimentales, une modélisation analytique semi empirique du mécanisme de production des sons auto-entretenus sera développée en utilisant le dispositif de P.I.V. pour mesurer le champ de vorticité de l'écoulement. L'énergie acoustique produite par le système sera ainsi calculée à l'aide de l'analogie aéroacoustique de Howe.

BIBLIOGRAPHIE

Antonia R.A., Browne L.W.B., Rajagopalan S. & Chambers A.J., 1983. « *On the organized motion of a turbulent plane jet* », Journal of Fluid Mechanics, 134, pp.49-66.

Batchelor G., 1976. « *An introduction to fluid dynamics* », Cambridge University Press.

Bechert H.A., 1980. « Sound absorption caused by vorticity shedding, demonstrated by a jet flow », Journal of Sound and Vibration, 70, pp.389-405.

Billon A., Sakout A. et Valeau V., 2002a. « Etude expérimentale des sons auto-entretenus d'un jet plan impactant sur une fente en milieu non confiné »; 6^{ème} Congrès Français d'Acoustique, Lille, France.

Billon A., Valeau V. et Sakout A., 2002b. « *Interaction of a slot-tone with a pipe* »; Journal of the Acoustical Society of America. 112, pp 2373, 1st Pan-American/Iberian meeting on acoustics 144th meeting of the American Society of America, Cancun, Mexique

Billon A., Valeau V. et Sakout A., 2003a. « *Two feedback paths for a slot-tone* », soumis au Journal of Fluids and Structures.

Billon A., Valeau V. et Sakout A., 2003b. « *Instabilités de l'écoulement produisant un bruit de fente* », 3^{ème} journée de l'acoustique de Galbrun, La Rochelle, France.

Billon A., Valeau V. et Sakout A., 2003c. « *Modes de rétroaction d'un bruit de fente en présence d'un résonateur* », 6^{ème} Congrès Marocain de Mécanique, Tanger, Maroc.

Blake W.K., 1986. « Mechanics of flow-induced sound and vibration, general concept and elementary sources », Vol. 1, Academic Press.

Blake W.K. et Powell A., 1986. « *The development of contemporary views of flow-tone generation* », dans "Int. Symp. on recent advances in Aeroacoustics", Springer Verlag.

Blevins R.D., 1985. « *The effect of sound on vortex shedding from cylinders* », Journal of Sound and Vibration, 161, pp.217-237.

Brown G.B., 1937. « *The vortex motion causing edge tones* », Proceeding of the Royal Philosophical Society London, 49, pp.493-520.

Brown G.L. & Roskho A., 1974. « *On the density effects and large structures in turbulent mixing layers* », Journal of Fluid Mechanics, 64, pp.755-816.

- Browne L.W.B, Antonia R.A. & Chambers A.J., 1984. « *The interaction region of a turbulent plane jet* », Journal of Fluid Mechanics, 149, pp.355-373.
- Chanaud R.C., 1970. « *Aerodynamic whistle* », Scientific american, 222(1), pp.40-57.
- Chanaud R.C. & Powell A., 1965. « *Some experiments concerning the hole and ring tone* », Journal of the Acoustical Society of America, 37(5), pp.902-911.
- Coiret A., 1999. « Mise en évidence et étude expérimentale d'une bifurcation turbulente réductrice des bruits auto-entretenus dans les écoulements », Thèse de doctorat, Université de La Rochelle.
- Coiret A., Guérin S., Sakout A. & Henry R., 2001. « *A numerical approach of self-sustained tone generation and reduction in ducts* », Journal of Low Frequency Noise, Vibration and Control, 20(1), pp.21-31.
- Crow S.C. & Champagne F.H., 1971. « *Ordely structure in jet turbulence* », Journal of Fluid Mechanics, 48(3), pp.547-591.
- Curle N., 1953. « *The mechanics of edge tones* », Proceeding of the Royal Society of London, A216, pp.412-424.
- Curle N., 1955. « *The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound* », Proceeding of the Royal Society of London, A231, pp.505-514.
- Déquand S., Hulshoff J. and Hirschberg A., 2003. « *Self-sustained oscillations in a closed side branch system* », Journal of Sound and Vibration, 265(2), pp.359-386.
- Doak P.E., 1989. « Momentum potential theory of energy flux carried by momentum fluctuations », Journal of Sound and Vibration, 131, pp.67-90.
- Doston K.W., Kosigoe S. & Pace K.K., 1997. « *Vortex shedding in a solid rocket motor without inhibitors at the segment interfaces* », Journal of Propulsion and Power, 13(2), pp.27-32.
- Elder S.A., Farabe, T.M. & DeMetz, F.C., 1982. « *Mechanisms of flow excited cavity tones at low Mach number* », Journal of the Acoustical Society of America ; 72(2), pp.532-549.
- Everitt K.W & Robbins A.G., 1978. « *The development and structure of turbulent plane jets* », Journal of Fluid Mechanics, 88, pp.563-583.

Faghani D., 1996. « Etude des structures tourbillonnaires de la zone proche d'un jet plan : approche non stationnaire multidimensionnelle », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.

Fiedler H.E., Dziomba B. & Mensing P. & Rösgen T., 1981. « *Initiation, evolution and global consequences of coherent structures in turbulent shear flows* », Lecture Notes in Physics 136 (ed. J. Jimenez), Springer, Berlin.

Fiedler H.E. & Mensing P, 1985. « *The turbulent shear layer with periodic excitation* », Journal of Fluid Mechanics, 150, pp. 281-309.

Ffowcs Williams J.E. & Hawkings D.L., 1969. « *Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion* », Philosophical Transcription Of the Royal Society, A264, pp.321-349.

Freymuth P., 1966. « *On the transition in a separated laminar boundary layer* », Journal of Fluid Mechanics, 25(4), pp.683-704.

Gerrard J.H., 1966. « The three-dimensionnal structure of the wake of a circular cylinder », Journal of Fluid Mechanics, 25, pp.143-164.

Gibert R.J., 1988. « *Vibration des structures* », Collection de la direction des études et recherches d'électricité de France, Editions Feyrolles.

Goldstein M.E., 1976. « *Aeroacoustics* », McGraw-Hill.

Guérin S., 2001. « Réduction des sons auto-entretenus par effet Coanda sur des jets auxilliaires », Thèse de doctorat, Université de La Rochelle.

Hill W.G. Jr. & Greene P.R., 1977. « *Increased turbulent jet mixing rates obtained by self-excited acoustic oscillations* », Transtriptions ASME, Journal of Fluids Engineering, pp.520-525.

Hirschberg A., 1995. « *Aero-acoustics of wind instruments* », In Mechanics of musical instruments, pp.291-369. Springer-Verlag, Udine.

Hirschberg A., Bruggeman J.C., Wijnands A.P.J. & Smits, N., 1989. « *The « whistler nozzle » and horn as aero-acoustic sound sources in pipe system* », Acustica 68, pp.157-160.

Hirschberg A. & Rienstra S.W., 1994. « *Elements of aeroacoustics* », Von Karman Institute Lecture Notes.

- Ho C.M. & Huang J.M., 1982. « *Subharmonics and vortex merging in mixing layers* », *Journal of Fluid Mechanics*, 119, pp.443-473.
- Ho C.M. & Huerre P., 1984. « *Perturbed free shear layers* », *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16, pp.365-424.
- Ho C.M. & Nossier N.S., 1981. « *Dynamics of an impinging jet, part 1: the feedback phenomenon* », *Journal of Fluid Mechanics*, 105, pp.119-142.
- Hook H & Mongeau L., 2002. « *Analysis of the periodic pressure fluctuations induced by flow over a cavity* », *Journal of Sound and Vibration*, 251(5), pp.823-846.
- Hourigan K., Welsh M.C., Thompson M.C. & Stokes A.N., 1990. « *Aerodynamic sources of acoustic resonance in duct with baffles* », *Journal of Fluids and Structures*, 4, pp.345-370.
- Howard, L.N., 1964. « The number of unstable modes in hydrodynamic stability problems », *Journal of Mechanics*, 3(4), pp.433-443.
- Howe M.S., 1975. « Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and theory of the flute », *Journal of Fluid Mechanics*, 71(4), pp.625-673.
- Howe M.S., 1980. « *The dissipation of sound at an edge* », *Journal of Sound and Vibration*, 70, pp.407-411.
- Howe M.S., 1996. « Emendation of the Brown & Michel equation, with application to sound generation by vortex motion near a half-plane », *Journal of Fluid Mechanics*, 329, pp.89-101.
- Howe M.S., 1998. « *Acoustics of fluid-structure interactions* », Cambridge University Press.
- Huang X.Y. & Weaver D.S., 1991. « On the active control of shear layer oscillations across a cavity in the presence of pipeline acoustic resonance », *Journal of Fluids and Structures*, 5, pp.207-219.
- Huerre P. & Monkewitz P.A., 1985. « *Absolute and convective instabilities in free shear layers* », *Journal of Fluid Mechanics*, 159, pp.151-168.
- Huerre P. & Monkewitz P.A., 1990. « *Local and global instability in spatially developing flows* », *Annual Review Fluid Mechanics*, 22, pp.473-537.
- Hussain A.K.M.F., 1983. « *Coherent structures-reality and myth* », *Physics of Fluids*, 26(10), pp.2816-2850.

- Hussain A.K.M.F, 1986. « *Coherent structures and turbulence* », Journal of Fluid Mechanics, 173, pp.303-356.
- Hussain A.K.M.F. & Hasan M.A., 1983. « *The « whistler nozzle » phenomenon* », Journal of Fluid Mechanics, 134, pp.431-458.
- Jenvey P.L, 1989. « The sound power from turbulence: a theory of the exchange of energy between the acoustic and non-acoustic fields », Journal of Sound and Vibration, 131, pp.37-66.
- Karamchetti K., Bauer A.B., Shields W.L., Stegen G.R. & Wooley J.P., 1969. « *Some features of an edge tone flow field* », NASA basic Aerodynamic Noise Research Conference, NASA SP, pp.275-304.
- Kawazoe H, Nakamura Y. & Ikeda Y., 1999. « *Prediction of the sound generation from flow field of axisymmetric jet with circular plate edge inserted in the shear flow* », Proceeding of the 3rd ASME/JASME Fluid engineering conference, San Francisco, Etats-Unis.
- Kriesels P.C., Peters M.C.A.M., Hirschberg A., Wijnands A.P.J., Iafrati A., Riccardi G., Piva R. & Bruggeman J.C., 1995. « *High amplitude vortex-induced pulsations in gas transport system* », Journal of Sound and Vibration, 184, pp. 343-368.
- Laufer J. & Monkewitz P., 1980. « *On turbulent flow: a new perspective* », AIAA Paper 80:092, 1-6.
- Leboeuf R.L. & Metha R.D., 1996. « *Topology of the near-field vortical structures in a three-dimensionnal wake* », Experimental Thermal and Fluid Science, 13, pp.223-238.
- Lewy S., 2001. « *Acoustique industrielle et aéroacoustique* », Collection d'acoustique, Hermès.
- Lighthill M.J., 1952. « *On sound generated aerodynamically I: general theory* », Proceeding of the Royal Society of London, A211, pp.564-587.
- Lighthill M.J., 1954. « *On sound generated aerodynamically I: turbulence as a source of sound* », Proceeding of the Royal Society of London, A222, pp.1-32.
- Lilley G.M., 1972. « The generation and radiation of supersonic jet noise, Vol. IV. Theory of turbulence generated noise. Part II: generation of sound in a mixing region », AFAPL TR-72-53.

- Matta R.K., 1973. « *The fluid mechanics of the hole tone* », Ph.D. Dissertation, University of Minnesota, Minnesota, U.S.A.
- Maurel A., 1994. « *Instabilité d'un jet confiné* », thèse de doctorat, Université Paris VI.
- Michalke A., 1964. « *On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile* », *Journal of Fluid Mechanics*, 16, pp.543-556.
- Michalke A., 1965. « *On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer* », *Journal of Fluid Mechanics*, 23, pp.521-544.
- Miksad R.W., 1972. « *Experiments on the nonlinear stage of free-shear-layer transition* », *Journal of Fluid Mechanics*, 56, pp.695-719.
- Naudascher E. & Rockwell D., 1978. « *Review - self-sustaining oscillations of flow past cavities* », *Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 100, pp.152-165.
- Nelson P.A., Halliwell N.A. & Doak P.E., 1981. « *Fluid dynamics of a flow excited resonance, part I: experiment* », *Journal of Sound and Vibration*, 78, pp.15-38.
- Nelson P.A., Halliwell N.A. & Doak P.E., 1983. « *Fluid dynamics of a flow excited resonance, part II: flow acoustic interaction* », *Journal of Sound and Vibration*, 91(3), pp.375-402.
- Nomoto H. & Culick F.E.C., 1982. « *An experimental investigation of pure tone generation by vortex shedding in a duct* », *Journal of Sound and Vibration*, 84(2), pp.247-252.
- Parker R., 1966. « *Resonant effects in wake shedding from parallel plates: some experimental observations* », *Journal of Sound and Vibration*, 4(1), pp.67-72.
- Peters M.C.A.M., 1993. « *Aeroacoustic sources in internal flows* », PhD Thesis, Technische Universiteit Eindhoven, Holland.
- Peters M.C.A.M. & Hirschberg A., 1993. « *Acoustically induced periodic vortex shedding at sharp edge open channel ends: simple vortex models* », *Journal of sound and vibration*, 161(2), pp.281-299.
- Phillips O.M., 1960. « *On generation of sound by supersonic shear-layer* », *Journal of Fluid Mechanics*, 9(1), pp.1-28.
- Pierce A.D., 1981. « *Acoustics: an introduction to its physical problems and applications* », McGraw-Hill.

- Powell A., 1953. « *On edge tones and associated phenomena* », *Acustica*, 3, pp.233-243.
- Powell A., 1961. « *On the edge tone* », *Journal of the Acoustical Society of America*, 33(4), pp.395-409.
- Powell A., 1963. « *Mechanism of aerodynamic sound production* », *AGARD Report 466*.
- Powell A., 1964. « *Theory of vortex sound* », *Journal of Acoustical Society of America*, 36(1), pp.177-195.
- Powell A., 1965. « *Aspects of edge tone experiment and theory* », *Journal of Acoustical Society of America*, 37, pp.535-536.
- Powell A., 1990. « *Some aspects of aeroacoustics : from Rayleigh until today* », *Journal of Sound and Vibration*, 112, pp.145-159.
- Rajrataman N, 1976. « *Turbulent jets* », Elsevier Scientific publishing company, Amsterdam.
- Rayleigh J.W. Strutt Lord, 1896. « *The theory of sound* », reprinted by Dover, 1945.
- Rienstra S.W. & Hirschberg A., 2002. « *An introduction to acoustics* », Technical Report, Eindhoven University of technology, Eindhoven, Holland.
- Rockwell D., 1983. « *Oscillations of impinging shear layers* », *AIAA Journal*, 21(5), pp.645-664.
- Rockwell D. & Naudasher E., 1979. « *Self-sustained oscillations of impinging free shear layers* », *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11, pp.67-94.
- Rosenhead L., 1931. « *The formation of vortices from a surface of discontinuity* », *Proceeding of the Royal Society, A*, 134, pp.170-192.
- Rossing T.D. & Fletcher N.H., 1998. « *Physics of Musical Instruments* », Springer-Verlag, New York.
- Rossiter J.E., 1964. « *Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds* », Aeraunautic Research Council, Report and Memorandum n°3438.
- Rowley C.W., 2002. « *Modeling, simulation and control of cavity flow oscillations* », Ph.D. Dissertation, California Institute of Technologie (Caltech), California, United States.
- Sato H., 1960. « *The stability and transition of two-dimensional jet* », *Journal of Fluid Mechanics*, 7, pp.53-80

- Sato H. & Sakao F., 1964. « An experimental investigation of the instability of a two dimensionnal jet at low Reynolds number », *Journal of Fluid Mechanics*, 20, pp.337-352.
- Schram C.F., 2003. « *Prediction of the sound produced by vortex pairing based on particle image velocimetry* », PhD. Dissertation, Eindhoven University of technology, Eindhoven, Holland.
- Sondhauss C., 1854. « Ueber die beim Ausstromen der Luft entstehenden Tone », *Annual Physics*, 91, pp.26-147.
- Soreefan S., 1993. « Contribution à l'étude des bruits auto-entretenus créés par un jet confiné rencontrant un obstacle », Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Strouhal V., 1878. « *Über eine besondere Art der Tonerregung* », *Annalen der Physik und Chemie*, 5(10), pp.216-251.
- Talotte C., 2000. « *Aerodynamic noise: a critical survey* », *Journal of Sound and Vibration*, 231(3), pp.549-562.
- Tam C.K.W, 1978. « Excitation of instability waves in a two-dimensional shear layer by sound », *Journal of Fluid Mechanics*, 89(2), pp.357-371.
- Thomas F.O & Goldsmith V.W., 1986. « *Structural characteristics of a developing turbulent planar jet* », *Journal of Fluid Mechanics*, 163, pp. 227-256.
- Thomas F.O. & Prakah M.K., 1991. « An experimental investigation of the natural transition of an untuned planar jet », *Physics of Fluids*, A3(1), pp.90-105.
- Verge M.P., 1995. « *Aeroacoustics of confined jets: with applications to the physical modelling of recorder-like instruments* », Thèse de l'Université d'Eindhoven, Holland.
- Von Gierke H., 1950. « Über Scheidentöne an kreisrunden Gasstrahlen und ebenen Lamellen. *Zeitschrift für angewandte Physik* 2, pp.97-706.
- Vuillot F., 1995. « *Vortex-shedding phenomena in solid rocket motors* », *Journal of Propulsion and Power*, 11, pp.626-639.
- Weir A.E., Wood D.H. & Bradshaw P., 1981. « *Interacting turbulent shear layers in a plane jet* », *Journal of Fluid Mechanics*, 107, pp.237-260.
- Wilson T.A., Beavers G.S. De Coster M.A., Holger & D.K., Regenfuss M.D., 1971. « *Experiments on the fluid mechanics of whistling* », *Journal of the Acoustical Society of America*, 50, pp.366-372.

Winant C.D. & Browand F.K., 1974. « Vortex pairing : mechanism of turbulent mixing growth at moderate Reynolds number », *Journal of Fluid Mechanics*, 63, pp.237-255.

Yang Z. & Karlsson S.K.F, 1991. « *Evolution of plane coherent structures in plane shear layer* », *Physics of Fluids*, A3(9), pp.2207-2219.

Ziada S., 1995. « *Feedback control of globally unstable flows: impinging shear flows* », *Journal of Fluids and Structures*, 9, pp.907-923.

Ziada S., 2001. « *Interaction of a jet-slot oscillator with a deep cavity and its control* », *Journal of Fluids and Structures*, 15, pp.831-843.

**ETUDE EXPERIMENTALE DES SONS AUTO-ENTRETIENUS PRODUITS PAR UN JET
ISSU D'UN CONDUIT ET HEURTANT UNE PLAQUE FENDUE**

RESUME

Les sons auto-entretenus produits (jusqu'à 125 dB) par l'impact sur une plaque fendue d'un jet libre à bas nombre de Mach et à grand rapport d'aspect, dénommée bruit de fente, est étudiée expérimentalement. Pour toutes les géométries du bord de la fente testées, ils sont engendrés à partir d'une vitesse de 6 m/s et lorsqu'une des résonances du conduit d'où débouche le jet est excitée. Le nombre de Strouhal associé à leur fréquence fondamentale décrit alors des paliers liés au nombre de tourbillons mis en évidence par des mesures anémométriques, avec des possibilités d'appariement tourbillonnaire. D'autre part, le domaine d'existence de cette fréquence fondamentale est défini par les fréquences des deux modes d'instabilité du jet. Si le bord de la fente est biseauté et si celui-ci est placé dos à l'écoulement, les sons auto-entretenus apparaissent à une vitesse inférieure (3,5 m/s), dès que le jet devient turbulent, et l'excitation d'un résonateur acoustique n'est alors plus nécessaire.

Mots clés : aéroacoustique, sons auto-entretenus, bruit de fente, boucle de rétroaction, résonances acoustiques, instabilité de jet, structure tourbillonnaire, turbulence.

**EXPERIMENTAL STUDY OF THE SELF-SUSTAINED TONES PRODUCED BY A JET
FLOWING OUT OF A DUCT AND IMPINGING ON A SLOTTED PLATE**

ABSTRACT

The production of self-sustained tones (up to 125 dB) by a low Mach number free plane jet impinging on a slotted plate, known as slot-tone, is experimentally studied. For all geometries of the slot's edge tested, the tones are generated from 6 m/s and when a resonant mode of the duct from which the jet flows out is excited. The Strouhal number associated with the tones fundamental frequency describes stages. These one are linked to the number of vortices present, with vortex pairing possibilities. On the other hand, the frequency domain of the fundamental is defined by the two instability modes of the jet. If the edge of the slot is beveled and if this one is placed backwards to the flow, the tones occurs at a lower speed (3.5 m/s) as soon as the jet becomes turbulent, and the excitation of an acoustic resonator is then not necessary.

Key words : aeroacoustics, self-sustained tones, slot-tone, feedback loop, acoustic resonance, jet instability, vortex, turbulent flow.