



HAL
open science

Sons auto-entretenus produits par l'interaction d'un jet plan avec une plaque fendue : étude expérimentale et modélisation du couplage avec un résonateur

Martin Glessier

► **To cite this version:**

Martin Glessier. Sons auto-entretenus produits par l'interaction d'un jet plan avec une plaque fendue : étude expérimentale et modélisation du couplage avec un résonateur. Acoustique [physics.class-ph]. Université de La Rochelle, 2006. Français. NNT : . tel-00260176

HAL Id: tel-00260176

<https://theses.hal.science/tel-00260176>

Submitted on 3 Mar 2008

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

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

UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE
UFR Sciences et Technologie

DOCTORAT
Spécialité GÉNIE CIVIL

MARTIN GLESSER

**SONS AUTO-ENTRETENUS PRODUITS PAR L'INTERACTION
D'UN JET PLAN AVEC UNE PLAQUE FENDUE : ÉTUDE
EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU COUPLAGE AVEC
UN RÉSONATEUR**

soutenu le 30 Novembre 2006 devant le jury composé de

F. ALLARD	Professeur, Université de La Rochelle	Examineur
J-P. DALMONT	Professeur, Université du Maine	Examineur
A. HIRSCHBERG	Professeur, Technische Universiteit Eindhoven	Rapporteur
M. ROGER	Professeur, École Centrale de Lyon	Rapporteur
A. SAKOUT	Professeur, Université de La Rochelle	Directeur
V. VALEAU	Maître de conférences, Université de Poitiers	Co-directeur

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire n'aurait pu se faire sans l'aide d'un certain nombre de personnes.

Abraham (Mico) Hirschberg et Michel Roger, comme rapporteurs, ainsi que Francis Allard et Jean-Pierre Dalmont, comme examinateurs, ont accepté de porter un regard expert sur ce travail.

Francis Allard, directeur du Laboratoire d'Étude des Phénomènes de Transfert Appliqué au Bâtiment, m'a accueilli dans un environnement propice à la recherche.

Anas Sakout, directeur de thèse, a toujours fait en sorte que je puisse effectuer mes recherches dans de bonnes conditions.

Vincent Valeau, co-directeur de thèse, a suivi avec attention ce travail. Malgré la distance (jusqu'à 8033 km nous ont séparés), il a toujours été investi et de bon conseil tant scientifiquement que moralement (même sa famille a été mise à contribution).

Alexis Billon, mon prédécesseur, m'a guidé dans les méandres d'une vaste bibliographie et a conservé un œil attentif et critique sur le déroulement de mes travaux.

Un certain nombre de chercheurs (Mico Hirschberg, Jean-Pierre Dalmont, Alexandre Garcia, Manuel Melon, ...) ont eu la générosité de partager leur savoir et le fruit de leurs recherches, contribuant ainsi à mes travaux.

Christian Tanguy de la société Dantec Dynamics et Vincent Benoit de la société ACB-Engineering ont mis à ma disposition du matériel de pointe et ont participé à la réalisation de certaines mesures délicates.

Les collègues du laboratoire, doctorants ou jeunes docteurs m'ont accompagné dans mes réflexions scientifiques ou extra-scientifiques et ont rendu les moments de relâche

fort agréables. Un grand nombre de personnes rencontrées pendant ces trois années à l’Université de La Rochelle ont également contribué au bon déroulement de ce doctorat en me permettant parfois de ne plus y penser.

Ma famille m’a apporté un soutien sur lequel je peux compter depuis toujours. Enfin Emmanuelle a acquis le statut peu enviable de “compagne de doctorant”. Je pense que seuls les autres membres de ce club peuvent se rendre compte de ce que cela implique vraiment...

Je tiens à remercier chacun très chaleureusement pour le rôle qu’il a joué durant ces trois années et les précédentes.

J’ai utilisé le système d’exploitation *Linux* et plus spécifiquement la distribution *Ubuntu Linux* au cours de cette étude. Ce mémoire a été rédigé en \LaTeX à l’aide de l’éditeur *Kile*, les schémas réalisés avec l’éditeur *Xfig*, la bibliographie gérée avec le gestionnaire *JabRef*. Citer ces logiciels libres ici est le moyen pour moi de remercier les personnes qui ont participé à leur développement.

Table des matières

Introduction	1
1 Bibliographie	5
1.1 Oscillations auto-entretenuës d’un écoulement	6
1.1.1 La boucle d’auto-entretien	6
1.1.2 La boucle d’auto-entretien pas à pas	8
1.1.3 Critère d’auto-entretien	11
1.1.4 Effets tridimensionnels	12
1.1.5 Développements récents	12
1.2 Le son de fente	13
1.3 Modélisation des sons auto-entretenuës	14
1.3.1 Point de vue numérique	15
1.3.2 Point de vue analytique	16
1.3.3 Théorie tourbillonnaire du bruit d’écoulement (“vortex-sound”)	17
1.3.4 Modélisation du champ de vortacité	21
1.3.5 Modélisation du champ de vitesse	24
1.3.6 Modélisation du champ acoustique	24
2 Matériel et méthodes	27
2.1 Description générale	28
2.1.1 Dispositif expérimental	28
2.1.2 Métrologie	31
2.2 Protocoles particuliers	32
2.2.1 Mesure de la vitesse acoustique	32
2.2.2 Mesures dans la couche de cisaillement	34
2.2.3 Mesure de la morphologie transverse des tourbillons	34
2.2.4 Visualisations	35
2.3 Qualification	35
2.3.1 Amplitude relative des fluctuations de vitesse acoustique	35
2.3.2 Cartographie des niveaux émis	37
2.3.3 Evolution de la fréquence des sifflements	38
2.3.4 Compacité du domaine	41
2.3.5 Nature des modes propagés dans le résonateur	41
3 Étude expérimentale : dynamique des tourbillons et couplage	43

3.1	Dynamique des structures tourbillonnaires	44
3.1.1	Mode d'oscillation du jet	44
3.1.2	Vitesse de convection des structures	49
3.1.3	Rétroaction indirecte : synchronisation du détachement et de l'impact des tourbillons avec le champ acoustique	50
3.2	Couplage avec le résonateur	56
3.2.1	Choix du chemin de rétroaction	56
3.2.2	Couplage avec le résonateur et effets tridimensionnels	58
4	Vortex sound en écoulement non confiné : application au son de fente couplé au conduit de soufflage	65
4.1	Modélisation de la source aéroacoustique	66
4.1.1	Modélisation des champs de vortacité et de vitesse	67
4.1.2	Modélisation du champ acoustique	68
4.1.3	Modèle complet	75
4.2	Étude de sensibilité aux paramètres de modélisation	76
4.2.1	Maillage	76
4.2.2	Répartition des débits acoustiques	76
4.2.3	Vitesse de convection des tourbillons	77
4.3	Exploitation du modèle	79
4.3.1	Contribution d'un tourbillon au cours de la convection	79
4.3.2	Interprétation du scénario du détachement tourbillonnaire	82
4.3.3	Fréquences d'émission optimales au sens du corollaire énergétique de Howe	85
4.3.4	Choix des fréquences d'émission	87
	Conclusion	91
A	Correction de longueur	95
A.1	Généralités	95
A.2	Conduit de soufflage	96
A.3	Canal bidimensionnel	96
B	Calcul d'impédance	99
B.1	Les lignes de transmission	99
B.2	Analogie entre la ligne de transmission et le guide d'onde	100
B.3	Calcul de l'impédance d'entrée d'un conduit cylindrique à perce quelconque . .	102
C	Transformation de Schwarz-Christoffel	103
C.1	Définition	103
C.2	Polygones ouverts	104
C.3	Problème des paramètres de Schwarz-Christoffel	105
C.3.1	Définition du problème	105
C.3.2	Un exemple de résolution analytique	107

C.4	Transformée inverse	109
C.5	Boîte à outils MATLAB pour Schwarz- Christoffel	110

Table des figures

1.1	Principales configurations géométriques produisant des sons auto-entretenus . . .	7
1.2	Boucle de rétroaction (d'après [57, 7]).	8
1.3	Configurations dérivées du son de fente : (a) son de fente confiné sans effet de résonance, (b) son de fente confiné (résonance des cavités latérales), (c) son de fente non confiné (résonance du conduit de soufflage).	13
1.4	Boucle de rétroaction modélisant une résonance acoustique entretenue par un écoulement auto-oscillant.	16
1.5	Décomposition du champ de vitesse.	19
1.6	Circulation le long d'un contour C enfermant une portion de couche de cisaillement (d'après [15]).	23
1.7	Valeur absolue de la circulation (d'après [15]).	23
2.1	Vue d'ensemble de l'installation expérimentale (les dimensions sont en mm). . .	29
2.2	Géométrie de l'obstacle, vue en coupe (les dimensions sont en mm).	30
2.3	Vue de haut de la sortie du jet et de l'obstacle, (a) configuration standard, (b) configuration désalignée.	30
2.4	Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression pariétales dans le conduit (a) dans une configuration en rétroaction indirecte ($Re = 11800$ et $L/H = 3, 3$), (b) dans une configuration en rétroaction directe ($Re = 7730$ et $L/H = 3, 3$). Fonction de cohérence entre les fluctuations de pression dans le conduit et les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel du jet (c) rétroaction indirecte (d) rétroaction indirecte.	33
2.5	Modèle tourbillonnaire simple (d'après Nelson et al. [51]).	34
2.6	Évolution de la morphologie transverse des structures tourbillonnaires.	35
2.7	Dispositif de visualisation de l'écoulement.	36
2.8	Amplitude (a) des sons auto-entretenus et (b) des fluctuations de vitesse acoustique u_a par rapport à la vitesse du jet U en pourcentage en fonction du nombre de Reynolds, pour $L/H = 3$. La droite en pointillés indique la limite $u_a/U = 0,1\%$	37
2.9	Niveau de pression acoustique en fonction de l'éloignement de l'obstacle L/H et du nombre de Reynolds Re . Le contour blanc correspondant à la limite $u'_{ac}/U = 10^{-2}$ délimite les domaines des rétroactions directe et indirecte	38

2.10	Contenu spectral (a) des sons rayonnés (b) des fluctuations de vitesse acoustique en sortie de conduit pour $Re = 7000$ (rétroaction directe dominante), (c) des sons rayonnés (les marqueurs (●) indiquent la fréquence f_0 de la composante la plus énergétique du spectre émis), (d) des fluctuations de vitesse acoustique en sortie de conduit pour $Re = 16000$ (rétroaction indirecte dominante) en fonction de l'éloignement de l'obstacle L/H	39
2.11	Contenu spectral (a) des sons rayonnés (les marqueurs (●) indiquent la fréquence f_0 de la composante la plus énergétique du spectre émis), (b) des fluctuations de vitesse acoustique en fonction du nombre de Reynolds Re , pour $L/H = 3$	41
2.12	Profil de phase acoustique à la sortie du conduit; (○) $Re = 16000$, $L/H = 3$, $f_0 = 975$ Hz; (+) $Re = 18000$, $L/H = 2,5$, $f_0 = 1215$ Hz; (□) $Re = 12000$, $L/H = 3$, $f_0 = 975$ Hz. Les profils sont respectivement décalés de -30° , 0° et 30° pour faciliter la lecture.	42
3.1	Visualisations de l'écoulement, son de fente en rétroaction directe.	46
3.2	Visualisations de l'écoulement, son de fente en rétroaction indirecte.	47
3.3	Position des sondes pour la mesure du mode d'oscillation du jet (dimensions en mm).	48
3.4	Déphasage entre les tourbillons présents dans les couches de cisaillement haute et basse en fonction de la distance sur l'axe du jet.	48
3.5	Position des sondes pour la mesure de vitesse de convection des tourbillons (dimensions en mm)	49
3.6	Temps de convection des structures tourbillonnaires entre deux sondes vélocimétriques en fonction de la distance entre les sondes. L'éloignement de la plaque L/H est de 3,2, (○) $Re=5350$; (+) $Re=7250$; (□) $Re=9100$; (*) $Re=10950$; (<) $Re=12750$; (◇) $Re=14550$; (×) $Re= 16350$	50
3.7	Vitesse de convection moyenne des structures tourbillonnaires (d'après les données de la figure 3.6).	51
3.8	Position des sondes vélocimétriques pour la mesure de la synchronisation de la convection des tourbillons avec le champ acoustique (dimensions en mm).	52
3.9	Phase acoustique au passage des tourbillons en fonction de la position de la sonde mobile, les droites en traits pleins correspondent à des régressions linéaires des données expérimentales, les zones grisées correspondent aux phases vérifiant la relation 3.2 avec $-1/4 < a_0 < 1/4$	53
3.10	Paramètre a_0 évalué expérimentalement en fonction de l'ordre du mode hydrodynamique pour $2000 < Re < 18000$ et $1 < L/H < 8$	55
3.11	Coupe longitudinale du conduit de soufflage, (a) géométrie originale, (b) schéma de principe de la géométrie approchée utilisée pour le calcul d'admittance d'entrée (la partie incurvée du convergent a effectivement été modélisée avec 10 cylindres successifs), (c) géométrie utilisée pour le calcul de l'influence du convergent.	57

3.12	Comparaison de la répartition fréquentielle (a) de l'admittance d'entrée du conduit de soufflage - (en trait plein) admittance d'entrée du conduit de soufflage, (en pointillés) admittance du convergent seul - et (b) des fréquences de jeu choisies par le système. Les lignes verticales correspondent aux maxima de l'admittance calculée.	59
3.13	Cartographie de phase mesurée pour un son de fente standard, $Re = 18000$ et $L/H = 2,5$ (la géométrie est celle de la figure 2.3a).	60
3.14	Fréquence d'émission (a) et niveau sonore émis (b) en fonction de l'angle d'inclinaison α de l'obstacle par rapport à la dimension horizontale transverse à l'écoulement, $Re = 18000$ and $L/H = 2,5$	61
3.15	Profil de phase acoustique, dans la dimension transverse à l'écoulement, à la sortie du résonateur, (+) $\alpha = -5,1^\circ$, (o) $\alpha = -3,6^\circ$, (\square) $\alpha = 3,3^\circ$, (*) $\alpha = 5,1^\circ$, $Re = 18000$ and $L/H = 2,5$	62
3.16	Cartographie de phase mesurée pour un son de fente désaligné, $\alpha = 3.3^\circ$, $Re = 18000$ et $L/H = 2.5$. (a) (niveaux de gris) Cartographie de phase (- -) morphologie du tourbillon dans la dimension transverse évaluée d'après le profil de phase acoustique de la figure 3.15. (b) Schéma des tourbillons.	63
4.1	La géométrie étudiée et son image par transformée de Schwarz-Christoffel.	69
4.2	Schéma de la géométrie du domaine : (a) vue générale (b) points d'application de l'équation de Bernoulli.	70
4.3	Ordre de grandeur de la répartition des débits acoustiques pour $L/H = 3$, $Re = 15000$. $\alpha_M = Lu_{aM}/Hu_{aB}$ et $\alpha_I = Hu_{aI}/Hu_{aB}$ représentent respectivement la proportion du débit entrant s'échappant du domaine latéralement et à travers l'obstacle.	73
4.4	Lignes de champ acoustique calculées pour $L/H = 3,3$, $Re = 16000$ et $f_0 = 965$ Hz.	73
4.5	Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence d'émission ($Re = 15000$, $L/H = 3$), influence de la taille du maillage, (-) 64×32 points (- -) 32×16 points (\cdots) 16×8 points (\dashv) 8×4 points.	77
4.6	Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence d'émission ($Re = 15000$, $L/H = 3$), influence de la répartition des débits acoustiques, (-) répartition calculée en section 4.1.2 (-) -10% à travers l'obstacle (\cdots) +10% à travers l'obstacle (- -) -20% à travers l'obstacle (\dashv) +20% à travers l'obstacle.	78
4.7	Lignes de champ acoustique ($L/H = 3$, $Re = 15000$) (a) débits acoustiques à travers l'obstacle augmenté de 20% par rapport à la répartition calculée en section 4.1.2 (b) débits acoustiques à travers l'obstacle diminué de 20%.	78
4.8	Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence d'émission ($Re = 15000$, $L/H = 3$), influence de la vitesse de convection des tourbillons, (-) $U_c = 0,6U$ (\cdots) $U_c = (1 + 0,03)0,6U$ (- -) $U_c = (1 - 0,03)0,6U$	79

4.9	Contribution $\mathcal{P}_t(t)$ d'un tourbillon à la puissance \mathcal{P} durant sa convection pour $Re = 15000$, $L/H = 2$ et $f_0 = 1300$ Hz. (a) vitesse acoustique en fonction du temps (haut) et puissance $\mathcal{P}_t(t)$ générée par l'interaction du tourbillon et du champ acoustique (bas) ;(b-e) illustration des interactions entre les champs à $t = T_0/8$, $t = 3T_0/4$, $t = 11T_0/8$ et $t = 7T_0/4$	81
4.10	Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire pour $Re = 15000$, $L/H = 2$ et $f_0 = 1300$ Hz.	83
4.11	Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence et de la phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire pour $Re = 15000$ et $L/H = 3$ et avec les répartitions de débits acoustique suivantes : (a) répartition du son de fente, (c) débits latéraux nuls, (e) débit nul à travers la plaque. La puissance $\mathcal{P}_t(t)$ produite par un tourbillon au cours de sa convection pour $f_0 = 1300$ Hz et une phase du cycle acoustique à l'impact de $\pi/2$ est représentée pour chaque configuration en (b-d-f). Pour indication, les lignes de champ acoustique sont représentées en médaillon pour chaque répartition de débit.	84
4.12	Puissance \mathcal{P} générée par l'interaction entre le champ acoustique et les tourbillons calculée pour $Re = 11800$, différents éloignements de l'obstacle et différentes fréquences d'émission du système, (-) fréquences prévues par la relation 4.25 avec $a_0 = -1/8$, (- -) fréquences prévues par la relation 4.25 avec $a_0 = \pm 1/4$	86
4.13	Puissance \mathcal{P} générée par l'interaction entre le champ acoustique et les tourbillons calculée pour différents éloignements de l'obstacle et différentes fréquences d'émission du système ; (a) $Re = 11800$, (b) $Re = 16000$ et (c) $Re = 18000$. Les fréquences de jeu mesurées pour chaque valeur de L/H sont représentées par les symboles (<i>o</i>). Les fréquence de résonance du conduit de soufflage sont représentées par les lignes pointillées.	88
4.14	Illustration des scénarios de choix de chemin de rétroaction, (<i>o</i>) fréquences de jeu mesurées pour $L/H = 3$, (- -) fréquences des modes longitudinaux simulés du conduit, (-) fréquences de jeu optimale au sens du corollaire de Howe.	89
A.1	Ordre de grandeur de la correction de longueur.	97
B.1	Portion de ligne de transmission électrique, u est la tension et i est l'intensité sur la ligne.	100
B.2	Guide d'onde, p est la pression acoustique, $u = v.S$ est le débit volumique, v est la vitesse particulaire et S la section du tuyau	101
B.3	Guide d'onde de perce quelconque (a) forme réelle, (b) forme utilisée pour le calcul d'impédance.	102
C.1	Transformée de Schwarz-Christoffel, à gauche : le plan physique ($z = x + iy$), à droite : le plan de calcul ($\zeta = \xi + i\eta$).	104
C.2	Domaines ouverts de l'espace délimités par des polygones ouverts.	104
C.3	Illustration de la transformée de Schwarz-Christoffel d'un domaine ouvert de l'espace - (a) détail, (b) résultat.	106
C.4	Angles associés au différentes arrêtes infinies.	106

C.5	Configuration simplifiée.	108
C.6	Intégration autour du point B.	108
C.7	Maillage calculé dans le plan physique à l'aide de la transformée de Schwarz-Christoffel (la position des arêtes dans le plan de calcul est arbitraire et calculé par la boîte à outils Matlab).	109
C.8	Démarche de résolution d'un problème à l'aide des transformées de Schwarz-Christoffel (la géométrie est identique à celle de la figure C.7). La solution du problème (ici l'obtention d'un champ potentiel) est représentée sur cette figure par ses lignes de champ.	110

Introduction

Contexte

L'aéroacoustique est une discipline qui s'intéresse aux interactions entre ondes acoustiques et écoulements. Dans un certain nombre de cas, la dynamique de l'écoulement peut être source de bruit, il y a alors transfert d'énergie du champ aérodynamique vers le champ acoustique et création d'une source dite aéroacoustique. Cette source peut avoir un spectre de type large-bande lorsque le rayonnement est dû à la turbulence qui se développe au sein de l'écoulement. La source peut au contraire être caractérisée par un spectre de raies lorsqu'elle est produite par un écoulement organisé, ce qui peut être le cas lorsqu'un écoulement interagit avec un obstacle. Les sifflements ainsi générés, appelés sons auto-entretenus, peuvent être désirables, dans le cas de la flûte ou des tuyaux d'orgues par exemple. Mais dans la majorité des situations ils sont une nuisance, par exemple lorsqu'ils apparaissent au niveau de l'écoulement affleurant une baie de train d'atterrissage d'avion ou à l'embranchement de conduites de gaz.

Le mécanisme de production de ces sons peut se résumer de la façon suivante. L'interaction d'une couche de cisaillement de l'écoulement avec un obstacle donne naissance (i) à un rayonnement acoustique, par transfert d'énergie du champ de vorticité vers le champ acoustique, et (ii) à une perturbation au niveau du décollement de la couche de cisaillement, constituant un chemin de rétroaction dit "direct". Si un résonateur acoustique est présent   proximité du jet, la source acoustique secondaire constituée par l'excitation du résonateur peut également donner naissance   une perturbation au niveau du décollement, constituant le chemin de rétroaction dit "indirect". La perturbation produite par la rétroaction dominante (directe ou indirecte suivant la configuration) est amplifiée et convectée dans les couches de cisaillement du jet de façon   interagir   nouveau avec l'obstacle. Dans ce cas, une boucle d'auto-entretien s'établit.

La configuration qui fait l'objet de cette étude est le son de fente ("slot-tone" ou "jet-slot oscillator" dans la littérature anglo-saxonne). Celui-ci est produit par un jet plan   faible nombre de Mach (rapport de la vitesse de l'écoulement sur la vitesse

du son) heurtant une plaque fendue située en aval de la sortie du jet. Les oscillations auto-entretenues de l'écoulement peuvent se coupler avec une résonance du conduit de soufflage et engendrer des sifflements de forte intensité (jusqu'à 115 dB SPL ref $2 \cdot 10^{-5}$ Pa). Cette configuration modélise schématiquement un conduit de ventilation muni d'une bouche de soufflage.

Objectif de la thèse

L'objectif général d'une telle étude est l'amélioration du confort acoustique dans les milieux habitables. Une connaissance approfondie des mécanismes de fonctionnement de la source à l'origine des nuisances est nécessaire pour l'atteindre. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette étude du son de fente. Elle s'articule autour de deux problématiques principales. La première a pour objectif, à travers la compréhension de la dynamique des structures tourbillonnaires impliquées dans la production du son de fente et en particulier de leur synchronisation avec le champ acoustique, de mieux cerner les conditions optimales de production de la source aéroacoustique. La seconde problématique est liée au couplage pouvant se produire entre cette source et les résonances du conduit de soufflage. L'objectif est la compréhension des critères d'occurrence de ce couplage, de la nature des modes excités et de l'influence du couplage sur le mécanisme de production du son de fente. Un dispositif expérimental, basé essentiellement sur des mesures microphoniques et vélocimétriques est utilisé. Il est associé à un modèle basé sur la théorie tourbillonnaire du bruit d'écoulement ("vortex-sound").

En outre, la géométrie produisant le son de fente n'est pas confinée. La source aéroacoustique générée par l'interaction des tourbillons avec le champ acoustique rayonne dans l'espace infini. Cette particularité géométrique pose des problèmes de modélisation, ce qui donne à cette configuration un intérêt fondamental supplémentaire.

Organisation du mémoire

Les résultats antérieurs sur lesquels se basent cette étude sont présentés dans un premier chapitre. Quelques généralités relatives aux oscillations auto-entretenues d'un écoulement sont d'abord énoncées. Dans un second temps, les résultats d'études concernant la configuration du son de fente sont résumés. Les différents modèles pouvant décrire les auto-oscillations sont décrits dans une troisième partie. Un intérêt particulier est porté au modèle basé sur la formulation énergétique de la théorie du "vortex-sound", modèle utilisé pour décrire plusieurs configurations géométriques proches du

son de fente.

Le second chapitre est consacré au dispositif expérimental. L'installation, dans un premier temps, et les protocoles expérimentaux, dans un second temps, sont décrits. Quelques résultats généraux permettent ensuite d'illustrer la revue bibliographique.

La source acoustique à l'origine du son de fente est étudiée expérimentalement dans le troisième chapitre en mettant l'accent sur les deux problématiques évoquées plus haut. La dynamique des tourbillons, et en particulier le mode de jet, la vitesse de convection des structures et leur synchronisation avec le champ acoustique, sont examinés. Dans une seconde partie, les conditions d'occurrence du couplage avec les résonances du conduit de soufflage sont d'abord recherchées. L'influence d'un mauvais alignement de l'obstacle par rapport à la sortie du jet sur la nature des modes du conduit excités par la source aéroacoustique est ensuite étudiée.

Un modèle, basé sur la formulation énergétique de la théorie du "vortex-sound" est utilisé dans le dernier chapitre. Son implementation est discutée dans une première partie. Sa sensibilité à différentes hypothèses de modélisation est quantifiée dans une seconde partie. Enfin les observations expérimentales concernant la dynamique des tourbillons, le comportement fréquentiel du dispositif et le couplage de la source aéroacoustique avec les résonances du conduit de soufflage sont discutés au regard de résultats de simulation.

Chapitre 1

Bibliographie

*Tu te dis un grand éléphant mais la
brousse est beaucoup plus grande
que toi. (Tradition orale
mandingue)*

Sommaire

1.1	Oscillations auto-entretenu	6
1.1.1	La boucle d'auto-entretien	6
1.1.2	La boucle d'auto-entretien pas à pas	8
1.1.3	Critère d'auto-entretien	11
1.1.4	Effets tridimensionnels	12
1.1.5	Développements récents	12
1.2	Le son de fente	13
1.3	Modélisation des sons auto-entretenus	14
1.3.1	Point de vue numérique	15
1.3.2	Point de vue analytique	16
1.3.3	Théorie tourbillonnaire du bruit d'écoulement ("vortex-sound")	17
1.3.4	Modélisation du champ de vortacité	21
1.3.5	Modélisation du champ de vitesse	24
1.3.6	Modélisation du champ acoustique	24

L'objectif de ce chapitre est de présenter les notions et les résultats antérieurs utiles à cette étude. Une présentation générale des oscillations auto-entretenues d'un écoulement est proposée dans un premier temps. Un état des lieux des connaissances relatives à la configuration du son de fente étudiée dans ce mémoire est ensuite établi. Enfin, une troisième partie traite de la modélisation des oscillations auto-entretenues d'un écoulement. Un bref panorama permet de motiver le choix du modèle retenu dont l'application à différentes configurations est ensuite présentée.

1.1 Oscillations auto-entretenues d'un écoulement

1.1.1 La boucle d'auto-entretien

Des sifflements, résultats d'une boucle d'auto-entretien, peuvent être générés lorsqu'un écoulement cisailé, à faible nombre de Mach, heurte un obstacle situé en aval et possédant des arêtes vives. Ils sont appelés sons auto-entretenus et sont produits par une grande variété de géométries. Celles-ci peuvent être différenciées suivant le type d'écoulement cisailé qu'elles impliquent : un jet axisymétrique (ou circulaire), un jet bidimensionnel (ou jet plan¹) ou une couche de mélange, et suivant qu'elles impliquent ou non une résonance acoustique (voir figure 1.1).

Ce type de source aéroacoustique a fait l'objet de nombreuses études et leur mécanisme de production est, à ce jour, globalement bien connu comme en témoignent plusieurs revues bibliographiques [32, 63, 7, 62]. Indépendamment de la géométrie considérée, ce mécanisme peut se décomposer en une série de phénomènes physiques (voir figure 1.2). L'interaction de l'écoulement et de l'obstacle produit, avec une efficacité η_s , une "contrainte" sur le fluide à proximité de l'obstacle. Cette "contrainte" donne naissance (i) à un rayonnement acoustique et (ii) à une perturbation pouvant interagir avec la couche de cisaillement à sa naissance où elle est la plus sensible. Cette rétroaction, dite "directe", a une efficacité η_t . La perturbation ainsi créée interagit avec le jet avec une efficacité η_d . Si un réflecteur ou un résonateur acoustique est présent à proximité du jet, la source acoustique secondaire constituée par la réflexion ou l'excitation du résonateur peut également donner naissance, avec une efficacité η_r , à une perturbation au niveau de la sortie du jet. Cette perturbation est capable d'interagir avec le jet avec une efficacité η'_d . Ce second chemin de rétroaction est dit "indirect". La perturbation

¹Un jet plan est un jet dont la section de sortie est rectangulaire de rapport d'aspect supérieur à 20.

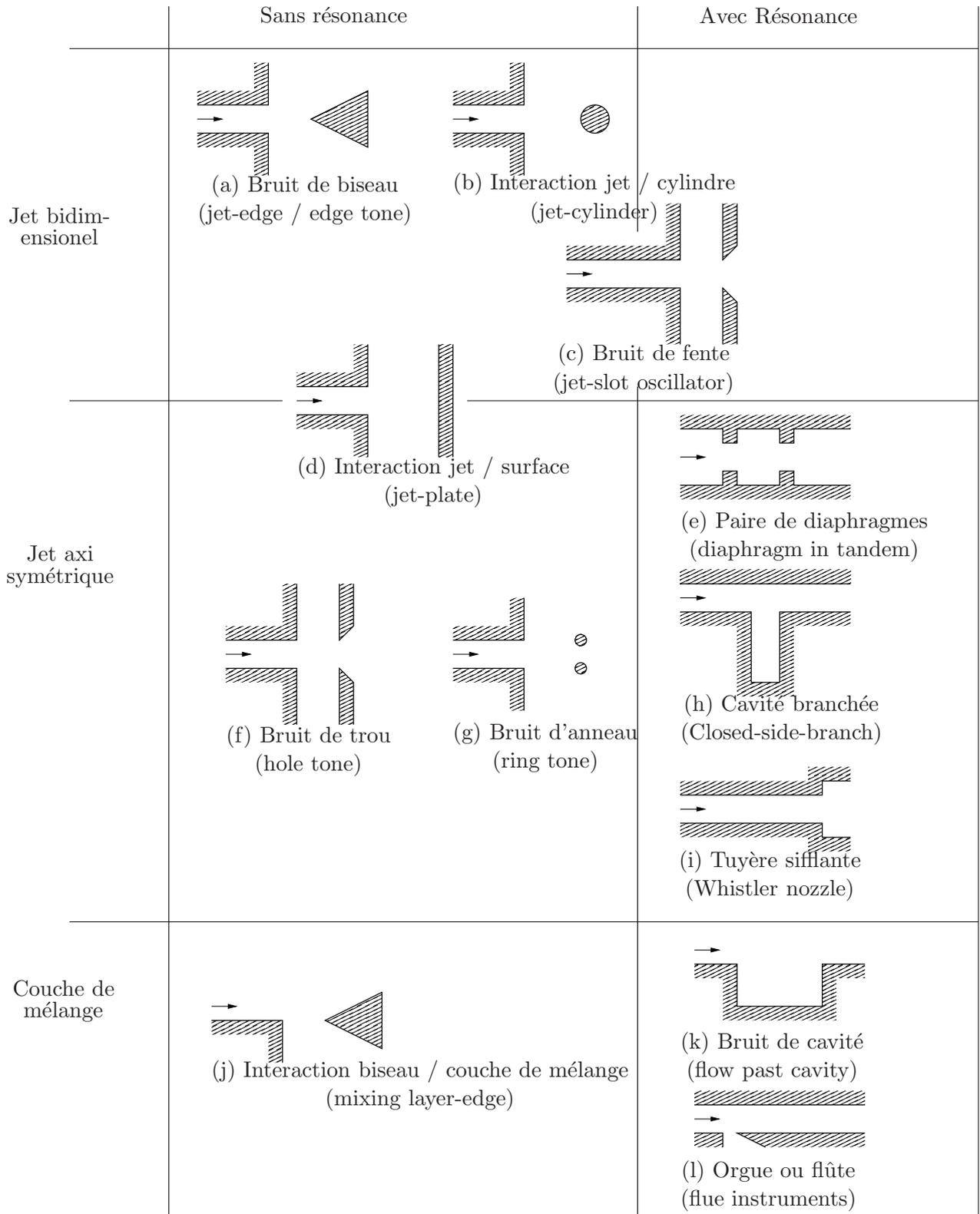


FIG. 1.1: Principales configurations géométriques produisant des sons auto-entretenus

produite par la rétroaction dominante est amplifiée, avec une efficacité η_c , par les instabilités du jet de façon à interagir à nouveau avec l'obstacle. Dans ce cas, une boucle d'auto-entretien s'établit où l'effet de l'oscillation de l'écoulement est lui même la cause de l'oscillation. Le paramètre d'efficacité :

$$\eta = |\eta|e^{i\theta} \quad (1.1)$$

utilisé pour décrire chaque phénomène de la boucle d'auto-entretien relie les deux variables physiques les plus adaptées pour décrire sa cause et son effet. Ce cadre d'étude a été introduit par Powell dès 1961 [57].

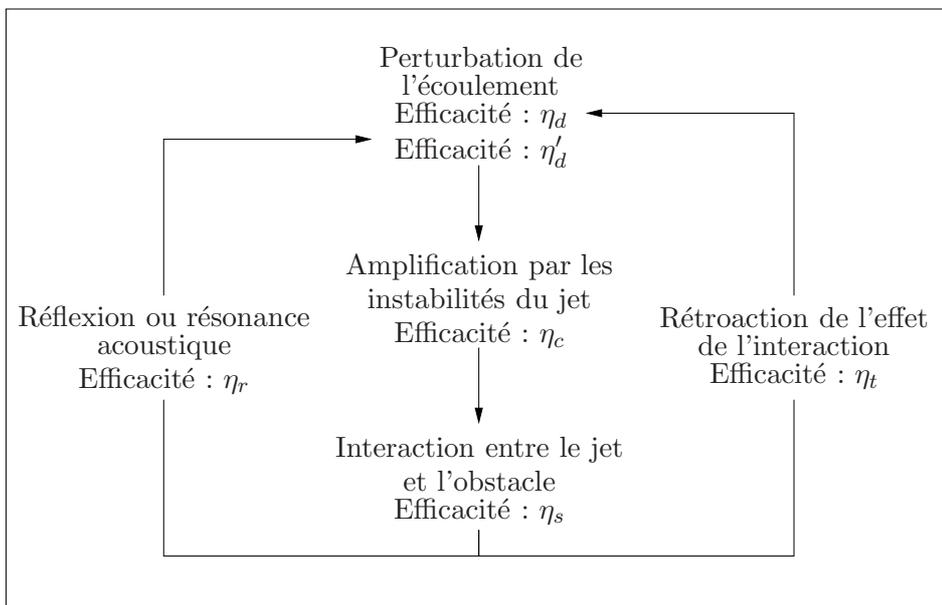


FIG. 1.2: Boucle de rétroaction (d'après [57, 7]).

1.1.2 La boucle d'auto-entretien pas à pas

Interaction couche de cisaillement/obstacle

L'interaction de l'écoulement perturbé sur l'obstacle produit une "contrainte" sur le fluide à proximité de l'obstacle. Cette contrainte peut-être vue comme le résultat d'une interaction fluide/solide ou comme le résultat de la déformation des structures tourbillonnaires dans le cas de couches de cisaillement plus développées [63].

Rétroaction

La “contrainte” sur le fluide imposée à proximité de l'obstacle donne naissance à une perturbation de ce fluide pouvant interagir avec la couche de cisaillement au niveau du décollement. La perturbation est également à l'origine du rayonnement acoustique. La zone du décollement peut-être située en champ proche ($L < \lambda_0$) ou en champ lointain ($L > \lambda_0$) de la source créée au niveau de l'obstacle, L étant la distance séparant la zone du décollement de la zone d'impact et λ_0 la longueur d'onde des perturbations. Il est parfois fait mention, respectivement, de rétroaction hydrodynamique (la rétroaction est instantanée et n'est pas liée à un quelconque rayonnement acoustique de la source) et de rétroaction acoustique (le temps de propagation de l'onde créée au niveau de l'obstacle intervient dans la boucle de rétroaction). Dans la majorité des études, la nature de la source acoustique créée est obtenue expérimentalement en identifiant sa directivité à l'aide de distributions de multipôles [57, 13]. La nature de la source dépend de la “contrainte” imposée sur le fluide, et donc conjointement de la configuration de l'écoulement et de la géométrie de l'obstacle.

Réfecteurs et résonateurs acoustiques

Si un réflecteur ou un résonateur acoustique est présent à proximité, la source acoustique secondaire constituée par la réflexion ou l'excitation du résonateur peut également donner naissance, avec une efficacité η_r , à une perturbation au niveau du détachement de la couche de cisaillement. Ce second chemin de rétroaction peut améliorer ou contrôler l'oscillation de l'écoulement (si $|\eta_r \eta'_d| \gg |\eta_t \eta_d|$ ce qui est possible dans le cas d'un résonateur) [63].

Transmission de la perturbation au jet

Nature des perturbations. La perturbation du fluide ainsi produite peut se transmettre au jet au niveau de la sortie. Un jet plan ou bidimensionnel est plus sensible aux perturbations de vitesse à angle droit par rapport à son axe alors qu'un jet rond ou axisymétrique est plus sensible aux perturbations de pression [13].

Fréquences des perturbations. Un jet possède deux grandeurs caractéristiques : celle des couches de cisaillement et celle du jet lui même. A chaque grandeur est associée une instabilité capable d'amplifier des perturbations. Les perturbations sont d'autant

plus susceptibles de se transmettre au jet que leur fréquence est proche de la fréquence d'une de ces instabilités [29].

La théorie de la stabilité linéaire a été utilisée par Michalke pour décrire la sensibilité d'une couche de cisaillement à profil de vitesse en tangente hyperbolique [49]. Il a montré que ce type de couche de cisaillement est sensible à des perturbations dont la fréquence est proche de sa fréquence naturelle f_n telle que :

$$St_{\theta_0} = \frac{f_n \theta_0}{U} = 0,016, \quad (1.2)$$

où St est une grandeur adimensionnelle appelée "nombre de Strouhal", θ_0 est l'épaisseur de quantité de mouvement et U est la vitesse au centre de l'écoulement. Ce résultat a été confirmé et généralisé à d'autres profils de couche de cisaillement par Ho et Huerre [29].

L'instabilité globale du jet détermine une seconde fréquence sensible f_j liée à l'oscillation globale du jet. Plusieurs études expérimentales ont montré que cette fréquence est telle que :

$$St_j = \frac{f_j H}{U} \approx 0,25, \quad (1.3)$$

dans le cas d'un jet bidimensionnel (H étant sa hauteur)

$$St_j = \frac{f_j H}{U} \approx 0,45, \quad (1.4)$$

dans le cas d'un jet axisymétrique (H étant son diamètre) [37, 29, 7].

Amplification des perturbations

A proximité de la sortie du jet, les perturbations sont amplifiées lors de leur convection par le mécanisme de stabilité linéaire décrit plus haut. Le développement aval de la couche de cisaillement dépend du taux d'amplification des perturbations. Dans le cas d'une couche de cisaillement faiblement perturbée (amplification insuffisante pour provoquer l'enroulement), il est décrit de façon très satisfaisante par la théorie de la stabilité linéaire [29]. Lorsque l'amplification est importante, un enroulement de la couche de cisaillement produit des structures tourbillonnaires de taille importante. Le comportement de la couche de cisaillement devient dans ce cas fortement non-linéaire et la relation 1.2 n'est plus valable.

Les perturbations du jet peuvent être symétriques (lorsqu'elles évoluent en phase)

ou antisymétriques (lorsqu'elles évoluent en opposition de phase) par rapport à l'axe du jet. Un jet libre bidimensionnel amplifie de façon préférentielle les perturbations antisymétriques [7]. A l'inverse, un jet circulaire est plutôt sensible aux perturbations symétriques [1, 13].

1.1.3 Critère d'auto-entretien

Le critère d'auto-entretien de la boucle de rétroaction peut s'écrire de la façon suivante :

$$\eta_s(\eta_t\eta_d + \eta_r\eta_d')\eta_c = 1. \quad (1.5)$$

Cette relation prend en compte les conditions d'auto-entretien en amplitude et en phase. Le critère de phase impose la fréquence d'émission du système, le critère d'amplitude permet de déterminer la rétroaction dominante et de prévoir le niveau produit par la source. Un certain nombre de configurations ont fait l'objet d'une description par ce type d'approche [57, 66, 20, 56, 36].

La fréquence d'émission optimale peut être prédite pour plusieurs sources de sons auto-entretenus. D'une manière générale, Rockwell remarque que cette fréquence peut s'écrire [62] :

$$f = \frac{U_c}{L} (N + a_0), \quad (1.6)$$

où U_c est la vitesse de convection des perturbations dans la couche de cisaillement et N est l'ordre du mode hydrodynamique du jet ; c'est-à-dire le nombre de longueurs d'ondes des perturbations ou encore, le cas échéant, le nombre de tourbillons présents au même instant, dans une couche de cisaillement entre son décollement et son impact sur l'obstacle. Différentes valeurs de la constante a_0 ont été obtenues suivant la configuration géométrique : $a_0 = 1/4$ dans le cas du son de biseau [57] et du son de biseau couplé à une cavité résonante [66], $a_0 = -1/4$ dans le cas d'un écoulement affleurant une cavité [20, 56] et $a_0 = -3/4$ dans le cas du son de trou [36]. Une formule du type de l'équation 1.6 est parfois appelée "formule de Rossiter", en référence à l'auteur qui a, le premier, introduit ce type de formule, mais en l'établissant de façon empirique [65].

S'il est souvent possible d'exprimer ou d'identifier la phase des termes d'efficacité à partir des connaissances théoriques ou de mesures, l'accès au module de ces termes est plus délicat. Cela est d'autant plus vrai que l'amplification des perturbations est importante, entraînant un enroulement de la couche de cisaillement et un comportement fortement non-linéaire du système.

1.1.4 Effets tridimensionnels

Une étude sur l'effet du désalignement de l'obstacle par rapport à la sortie d'un jet plan sur la production du son de biseau a été proposée par Kiya et al. [38]. Les auteurs montrent que le niveau des sons produit chute au delà d'un angle critique du biseau d'environ 4° par rapport à l'axe du jet. Des modifications tridimensionnelles de la géométrie sont également parfois utilisées pour éviter la production des sons auto-entretenus. Ainsi, une buse de soufflage munie de chevrons peut empêcher la production du son d'anneau [64] et les sifflements produits par deux diaphragmes en tandem dans une conduite peuvent être neutralisés par l'ajout de fentes biseautées sur le diaphragme amont [27]. En revanche, l'influence de telles modifications géométriques tridimensionnelles sur le couplage avec un résonateur ne semble pas avoir fait l'objet d'étude.

1.1.5 Développements récents

L'objectif de cette section est de présenter un panorama rapide et non-exhaustif de l'étude des sons auto-entretenus engendrés par des écoulements subsoniques dans les années 2000. Cette restriction sur la vitesse de l'écoulement excluant les applications aéronautiques, les sons auto-entretenus sont principalement étudiés dans deux domaines avec des objectifs différents. D'une part, les études visant à la compréhension des mécanismes de production de sifflements dans les réseaux de conduites dans l'objectif de réduire ces nuisances sont nombreuses [30, 31, 67, 16, 21, 39]. D'autre part, les sons auto-entretenus étant à la base de la production sonore d'instruments de musique, ils sont souvent étudiés dans un objectif d'amélioration de la facture ou de modélisation [17]. Par ailleurs un certain nombre d'évolutions techniques récentes ont permis de "redécouvrir" certaines configurations. C'est le cas de la modélisation numérique [59, 42, 41] et de la vélocimétrie par images de particules (PIV, pour Particle Image Visualisation) [22, 53]. Enfin, l'augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs a permis de mettre en place de nouvelles stratégies de contrôle des sons auto-entretenus [73, 71].

Cette étude s'inscrit dans ce contexte d'approfondissement des connaissances relatives aux sources aéroacoustiques auto-entretenues. La configuration produisant le son de fente, peu décrite dans la littérature, y est étudiée à l'aide d'expérimentations et de modèles théoriques.

1.2 Le son de fente

Le son de fente semble être mentionné pour la première fois par Von Gierke, en 1950, dans un article malheureusement uniquement accessible aux germanophones. Dans une étude sur le son de trou, en 1965, Chanaud et Powell [13] font référence au son de fente comme la version plane de leur géométrie d'étude. En 1995, dans une étude sur le contrôle des écoulements impactants, Ziada remarque que des sifflements sont produits lorsqu'un écoulement plan heurte une plaque fendue et que la présence de réflecteurs au-dessus et au-dessous de l'écoulement améliore la production [72] (voir figure 1.3a). Dans un objectif de contrôle à nouveau, Ziada met en évidence, en 2001, l'interaction du son de fente avec la résonance de cavités profondes branchées à la sortie du jet [73] (voir figure 1.3b). Dans une étude récente, Billon et al. mettent en évidence deux chemins de rétroaction pour le son de fente non confiné : un chemin de rétroaction direct (dominant pour $Re < 10000$) lorsqu'aucune résonance acoustique n'est excitée et un chemin de rétroaction indirecte (dominant pour $Re = 10000$) lorsqu'une résonance du conduit de soufflage est excitée [4, 6] (voir figure 1.3c). Dans ce dernier cas, le couplage peut se faire avec un nombre important de modes du conduit résonant (jusqu'à l'ordre 15) [23]. La vitesse acoustique en sortie de conduit contrôle alors le détachement tourbillonnaire et renforce la production sonore.

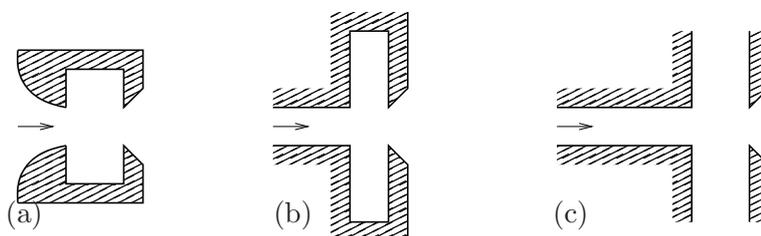


FIG. 1.3: Configurations dérivées du son de fente : (a) son de fente confiné sans effet de résonance, (b) son de fente confiné (résonance des cavités latérales), (c) son de fente non confiné (résonance du conduit de soufflage).

Ziada observe que la fréquence émise par le son de fente est supérieure à la fréquence émise par le son de biseau pour une vitesse de l'écoulement et une distance entre la sortie et l'obstacle identique. Il émet donc l'hypothèse que le son de fente serait dû à l'excitation des instabilités de la couche de cisaillement contrairement au son de biseau qui serait le résultat de l'excitation du mode global du jet [72]. Billon et al. mettent en évidence la limitation de la gamme des fréquences de jeu du son de fente non confiné : par la fréquence naturelle des couches de cisaillement en hautes fréquences et par la fréquence du mode de battement du jet en basses fréquences. Les perturbations sont donc amplifiées par les deux mécanismes d'instabilité. Pour les plus basses fréquences, obtenues pour des grandes distances entre la sortie du jet et l'obstacle, l'instabilité du

mode de jet est dominante. Pour les plus hautes fréquences, obtenues pour de faibles éloignements de l'obstacle ne laissant pas l'espace suffisant au jet pour se développer, l'instabilité de la couche de cisaillement est dominante [4, 5].

Quelle que soit la configuration du son de fente concernée, des structures tourbillonnaires sont observées sur les visualisations de l'écoulement [72, 73, 6]. Par ailleurs, dans le cas du son de fente confiné sans effet de résonance, Ziada observe deux modes d'oscillation du jet : un mode symétrique pour des nombres de Reynolds (basé sur la hauteur du jet) inférieurs à $4,5 \cdot 10^4$ et un mode antisymétrique pour les nombres de Reynolds supérieurs. Des sons auto-entretenus par une rétroaction directe sont générés dans les deux cas [72]. Quand le son de fente est couplé à une cavité branchée latéralement et si la fréquence d'émission est proche d'une fréquence de résonance de la cavité, le détachement tourbillonnaire est contrôlé par le déplacement acoustique, perpendiculaire à l'écoulement, induit par la résonance de la cavité. Le mode du jet est imposé par le mode de la cavité excitée. En revanche, lorsque la fréquence d'émission n'est pas proche d'une fréquence de résonance, la rétroaction directe est dominante et le mode de jet est symétrique [73].

Si la littérature traitant des sons auto-entretenus est relativement abondante, les études dédiées au son de fente sont peu nombreuses. Un certain nombre de questions restent donc ouvertes notamment dans le cas du son de fente couplé aux résonances du conduit de soufflage. Le couplage peut se faire avec un nombre important de modes (d'ordre souvent élevé) du résonateur, mais le comportement fréquentiel complexe qui en découle n'est pas expliqué. L'influence de ce couplage sur la dynamique des structures tourbillonnaires n'est pas explicitée. Enfin aucun modèle de la production du son de fente n'est disponible dans la littérature.

1.3 Modélisation des sons auto-entretenus

La modélisation des configurations géométriques présentées dans les sections précédentes est un enjeu important. Cela permet de prédire l'amplitude et la fréquence des sons émis par une configuration donnée et d'évaluer par le calcul l'influence d'un changement de géométrie. La modélisation peut donc intervenir dans le cadre de l'amélioration d'une source désirable (en général un instrument de musique) ou dans le cadre de la réduction du bruit produit par une source indésirable. L'objectif de cette section est, après une description des différentes possibilités de modélisation, de présenter la méthode utilisée dans la suite de ce mémoire pour modéliser le son de fente.

1.3.1 Point de vue numérique

Les outils de simulation numérique permettant l'étude des sources aéroacoustiques se divisent en deux grandes familles² : les méthodes hybrides et les méthodes de calcul direct du rayonnement acoustique. Partant du constat de la différence d'échelle importante entre l'amplitude moyenne et les fluctuations du champ de vitesse aérodynamique d'une part et des fluctuations acoustiques d'autre part, les méthodes hybrides proposent de découpler la détermination de ces deux champs. Ceci permet d'utiliser des outils numériques adaptés à chaque problème et de rendre la simulation moins gourmande en temps de calcul. Mais cela disqualifie également ces méthodes pour l'étude des phénomènes auto-entretenus puisque la rétroaction du champ acoustique sur le champ aérodynamique n'est pas prise en compte dans la simulation de ce dernier.

Les méthodes directes consistent en la résolution des équations complètes de la mécanique des fluides sur l'intégralité du domaine considéré. Le calcul simultané du champ aérodynamique et du champ acoustique garantit la prise en compte des couplages entre ces champs mais impose l'utilisation d'algorithmes numériques particulièrement robustes. Les équations de Navier-Stokes sont résolues dans un maillage dont la taille des mailles est de l'ordre de la plus petite échelle de la turbulence dans le cadre de la simulation numérique directe (DNS, pour "Direct Numerical Simulation"). Afin de conserver un nombre de noeuds compatible avec un calcul réaliste, la DNS est limitée à des nombres de Reynolds inférieurs à 10^4 . La DNS a été récemment utilisée pour étudier le son de cavité [45] et les silencieux résonants (résonant liners) [69]. La limite en nombre de Reynolds est partiellement repoussée par la simulation des grandes échelles (LES, pour "Large Eddy Simulation"), les équations de Navier-Stokes sont résolues pour les plus grosses structures uniquement, permettant de relâcher le maillage. Lorsque la LES est appliquée à l'aéroacoustique le problème de l'influence de la coupure spatiale sur le rayonnement et celui des rayonnements parasites dus au modèle de sous-maille peuvent se poser. Cependant le développement de codes LES adaptés à l'aéroacoustique a permis d'obtenir de bons résultats pour la prédiction du son de cavité notamment [26, 59].

L'aéroacoustique numérique est en pleine expansion depuis deux décennies et permet d'obtenir des résultats en adéquation avec les expériences. Cependant, le coût en temps de calcul et l'expertise nécessaire au développement de codes adaptés ne permettent pas, pour l'instant, son utilisation comme outil d'analyse de phénomènes complexes. Une approche analytique sera donc préférée dans la suite de cette étude.

²La revue bibliographique de cette section est réalisée autour les configurations géométriques impliquant les oscillations auto-entretenues d'un écoulement. Pour une revue plus générale, le lecteur peut se reporter au premier chapitre de la référence [8].

1.3.2 Point de vue analytique

Les équations exactes de la mécanique des fluides ne peuvent être résolues analytiquement dans la majorité des cas. L'enjeu des modèles analytiques des sources aéroacoustiques est donc de mettre en place des théories simplificatrices menant à un problème pouvant être résolu mais néanmoins suffisamment réaliste.

Rayleigh, à la fin du XIX^{ème} siècle, a été le premier à proposer une équation de mouvement linéarisée pour prédire la croissance temporelle des instabilités de la couche de cisaillement d'un écoulement [60]. Mais ce sont les travaux de Michalke (voir section 1.1.1), dans les années 60, qui ont permis le développement de nombreux modèles d'écoulements auto-oscillants en fournissant une description plus conforme aux résultats expérimentaux. La théorie de la stabilité linéaire est utilisée dans ces travaux pour décrire la croissance spatiale des instabilités dans les couches de cisaillement [49]. Les premiers modèles analytiques de résonance acoustique entretenue par un écoulement représentent la source aéroacoustique sous forme d'une boucle de rétroaction. La chaîne directe est la réponse de la couche de cisaillement à une perturbation sinusoïdale obtenue grâce à la théorie de la stabilité linéaire, et la chaîne de retour est un modèle acoustique de la réponse de la cavité à une excitation sinusoïdale (voir figure 1.4). L'écoulement affleurant une cavité (ou son de cavité) et le tuyaux d'orgue ont notamment été modélisés ainsi [20, 46, 47]. Cependant si, comme indiqué en section 1.1.1, la théorie de la stabilité linéaire décrit fidèlement la croissance des instabilités lorsque l'amplification est relativement faible, les prévisions deviennent irréalistes dès que cette dernière s'enroule pour former des tourbillons discrets. Cette théorie est donc mise en défaut dès lors que la configuration implique une amplification importante des perturbations, ce qui est le cas du son de fente (voir section 1.2).

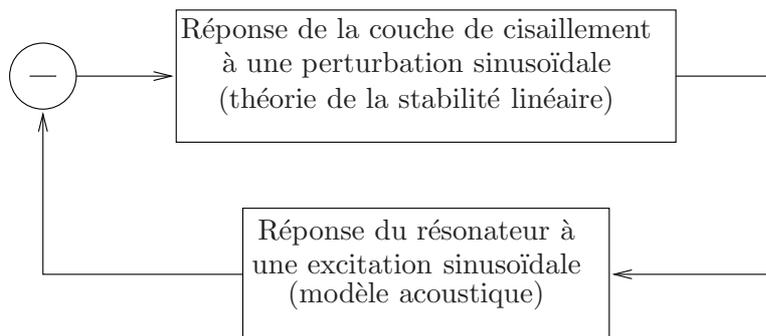


FIG. 1.4: Boucle de rétroaction modélisant une résonance acoustique entretenue par un écoulement auto-oscillant.

Dans le courant des années 60, une réécriture des termes sources de l'équation de Lighthill en utilisant la vorticité est proposée par Powell [58]. Cette théorie dite du "son

tourbillonnaire” ou “vortex-sound”, montre que les bruits aérodynamiques sont générés par le mouvement de tourbillons dans un écoulement instable. Elle est généralisée par Howe à la fin des années 1970 et formalisée par l’introduction d’un corollaire énergétique (le corollaire énergétique dit “de Howe” dans ce mémoire) régissant les échanges entre le champ de vorticité et le champ acoustique à proximité d’une frontière rigide saillante [35]. Dans le cadre de cette théorie, la couche de cisaillement peut être décrite comme le résultat du détachement (contrôlé par les fluctuations de vitesse acoustique) de tourbillons discrets concentrant toute la vorticité. Une nouvelle voie de modélisation est alors ouverte. Les interactions entre le champ de vorticité et le champ acoustique de plusieurs configurations géométriques ont été ainsi modélisées (voir figure 1.1) : la flûte [34, 15], l’écoulement affleurant une cavité [52, 48], la section de conduit avec cavité branchée [9, 10, 15]. La théorie du “vortex-sound” sera utilisée dans ce mémoire pour modéliser le son de fente. Pour prédire la fréquence et l’amplitude d’oscillation, une équation d’onde acoustique, munie d’un terme source représentant la production due aux tourbillons, est résolue analytiquement en utilisant une fonction de Green adaptée à la géométrie du problème [15].

1.3.3 Théorie tourbillonnaire du bruit d’écoulement (“vortex-sound”)

Établissement

Le choix du modèle étant fait, il convient de le replacer dans son contexte et d’introduire les outils qui seront utilisés plus loin. Des calculs plus détaillés peuvent être trouvés dans certains manuels de mécanique des fluides ou d’acoustique [40, 61, 11].

Domaine d’étude. En mécanique des fluides, les gaz et les liquides sont considérés comme des milieux continus. Il est donc possible de définir une “particule de fluide” de grande dimension à l’échelle moléculaire et de dimension infinitésimale au regard de la géométrie du problème. Le domaine d’étude est un volume V quelconque de surface S contenant plusieurs particules. L’état du fluide est complètement caractérisé, dans le domaine d’étude, par la distribution de ses vitesses $\vec{v} = \vec{v}(x,y,z,t)$ et deux de ses caractéristiques thermodynamiques telles que la pression $p(x,y,z,t)$ et la densité $\rho(x,y,z,t)$ par exemple.

Équation du mouvement du fluide. En combinant les équations issues de l'application des principes de la mécanique au domaine V (équilibre des moments, loi de comportement et conservation de la masse), il est possible d'obtenir l'équation du mouvement pour un fluide visqueux incompressible :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \nu \Delta \vec{v} + \frac{\vec{f}}{\rho}, \quad (1.7)$$

où $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient de viscosité cinématique du fluide et \vec{f} une force extérieure éventuelle agissant sur le système. C'est l'équation de Navier-Stokes. Dans le cas d'un fluide non visqueux (ou supposé comme tel), cette équation se réduit à l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \frac{\vec{f}}{\rho}. \quad (1.8)$$

Décomposition du champ de vitesse. Le champ de vitesse total \vec{v} peut être décomposé en une partie irrotationnelle et une partie purement rotationnelle :

$$\vec{v} = \text{grad} \varphi + \text{rot} \vec{\psi}, \quad (1.9)$$

où :

- φ est le potentiel scalaire des vitesses,
- $\vec{\psi}$ est le potentiel vectoriel des vitesses.

Le vecteur $\text{rot} \vec{\psi}$ est la partie du champ de vitesse induite par une distribution donnée de vorticité. Le vecteur vorticité est défini de la manière suivante :

$$\vec{\omega} = \text{rot} \vec{v} = \text{rot} \text{rot} \vec{\psi} \quad (1.10)$$

D'autre part, la relation :

$$\text{div} \text{rot} \vec{\psi} = 0 \quad (1.11)$$

implique que la compressibilité du fluide est décrite par le potentiel scalaire φ . Ce dernier peut être décomposé en une partie stationnaire φ_0 et une partie fluctuante φ' . Le champ de vitesse acoustique \vec{u}_a est le gradient de cette partie instationnaire du potentiel scalaire. La figure 1.5 résume les différentes composantes du champ de vitesse.

 quation de Crocco. En utilisant la définition de l'enthalpie totale B :

$$B = \int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2} v^2, \quad (1.12)$$

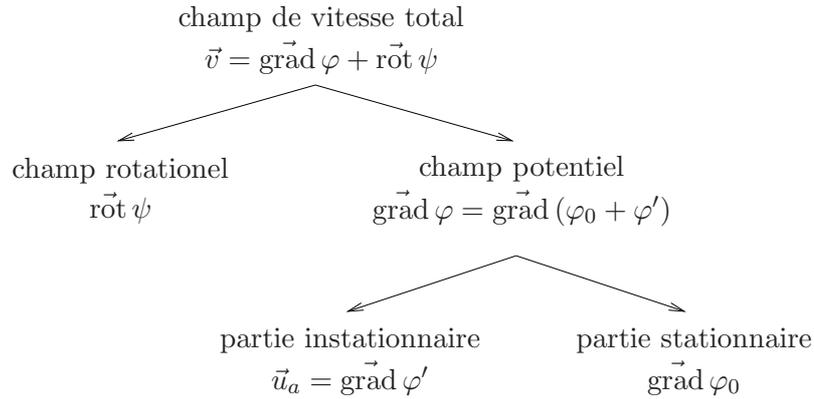


FIG. 1.5: Décomposition du champ de vitesse.

et la relation thermodynamique isentropique :

$$Tds = de + pd(\rho^{-1}) = 0, \quad (1.13)$$

où s est l'entropie et e est l'énergie interne par unité de masse³ et T est la température, il est possible de réécrire l'équation du mouvement du fluide (1.8) sous la forme de Crocco :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad } B - \vec{\omega} \wedge \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{f}. \quad (1.14)$$

Cette écriture strictement équivalente permet de faire apparaître la vorticité dans les équations.

Reformulation de l'analogie de Lighthill. Lighthill a proposé une récriture des équations de la mécanique des fluides permettant d'obtenir une équation des ondes équivalente exacte dont les termes sources sont importants seulement dans les régions turbulentes du fluide [44]. Il est alors possible d'étendre la zone de fluide au repos, présent au niveau du récepteur,   la zone de source en considérant les perturbations aérodynamiques comme des termes sources. La théorie du "vortex-sound" est une récriture de cette analogie. En combinant l'équation de Crocco (eq. 1.14), la définition de l'enthalpie totale (eq. 1.12) et l'équation de continuité ($\text{div} \vec{v} = -1/\rho D\rho/Dt$), il est possible d'obtenir l'équation suivante :

$$\left[\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \right) - \frac{1}{\rho} \text{grad} \left(\rho \cdot \text{grad} \right) \right] B = \frac{1}{\rho} \text{div} (\rho \vec{\omega} \wedge \vec{v}). \quad (1.15)$$

où D/Dt est la dérivée convective. Elle permet d'étendre une zone de fluide irrotationnel (vorticité nulle) décrit par le membre de gauche   une région où la vorticité est non

³Peut également être appelé énergie interne spécifique.

nulle. Dans cette configuration, le terme $\vec{\omega} \wedge \vec{v}$ du membre de droite peut être considéré comme une force :

$$\vec{f} = -\rho_0 (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \quad (1.16)$$

agissant sur l'écoulement irrotationnel⁴. Rienstra et Hirschberg interprètent ce terme comme "la densité de force de Coriolis agissant sur la particule de fluide due à la rotation du fluide" [61].

Interprétation énergétique

Loi de conservation de l'énergie acoustique. Les solutions des équations 1.7 et 1.8 décrivent le comportement global du fluide. L'acoustique s'intéresse aux vibrations dans ce fluide c'est à dire à la composante $\vec{u}_a = \text{grad } \varphi'$. Cette vitesse \vec{u}_a , ainsi que les variations relatives de pression et de masse volumique, sont considérées comme petites. Cela permet d'écrire les variables p et ρ sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \end{aligned} \quad (1.17)$$

où p_0 et ρ_0 sont les valeurs moyennes constantes de la pression et de la masse volumique et p' et ρ' leurs variations dues à l'onde acoustique ($p' \ll p_0$, $\rho' \ll \rho_0$).

Dans ces conditions, la combinaison des équations issues de l'application des principes de la mécanique donne, en l'absence d'écoulement moyen, la loi de conservation de l'énergie acoustique de Kirchhoff :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \text{div } \vec{I} = -\mathcal{D}, \quad (1.18)$$

où :

- $E = \frac{p'^2}{2\rho_0 c_0^2} + \frac{\rho_0 u_a^2}{2}$ est la densité d'énergie acoustique,
- $\vec{I} = p' \vec{u}_a$ est l'intensité acoustique,
- $\mathcal{D} = -\frac{p' m'}{\rho_0} - \vec{u}_a \cdot \vec{f}'$ est la dissipation acoustique, où m' est une source de masse et f' une densité de force extérieure agissant sur le fluide (le fluide est supposé uniforme et au repos ce qui implique : $m_0 = 0$ et $f_0 = 0$).

Dans le cas d'un champ acoustique périodique de période T_0 , l'équation 1.18 peut

⁴Si la zone de source est compacte, les variations de densité peuvent être négligées et $\rho = \rho_0$, ρ_0 étant la masse volumique du fluide.

s'écrire sous forme intégrale et en moyenne sur une période acoustique :

$$\mathcal{P} = \iint_S \langle \vec{I} \cdot \vec{n} \rangle_{T_0} dS = - \iiint_V \langle \mathcal{D} \rangle_{T_0} dV, \quad (1.19)$$

où \mathcal{P} est le flux de puissance acoustique à travers S la surface entourant le domaine d'étude V et \vec{n} est la normale à cette surface.

Corollaire énergétique “de Howe”. La loi de conservation de l'énergie acoustique (équation 1.19) peut être utilisée en présence d'écoulement à faible nombre de Mach. Dans ces conditions et en l'absence de source de masse, la prise en compte du terme de force 1.16 donne :

$$\mathcal{P} = \iiint_V \langle \vec{f} \cdot \vec{u}_a \rangle_{T_0} dV,$$

soit :

$$\mathcal{P} = - \left\langle \rho_0 \iiint_V (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_a dV \right\rangle_{T_0}. \quad (1.20)$$

C'est le corollaire énergétique de Howe.

La résolution de ce corollaire énergétique appliqué à un écoulement, dans une configuration géométrique donnée, permet d'évaluer la puissance acoustique générée ou absorbée par les interactions entre le champ acoustique et l'écoulement. Le calcul nécessite de modéliser chacun des trois termes $\vec{\omega}$, \vec{v} et \vec{u}_a en utilisant un modèle analytique lorsque c'est possible et des données expérimentales ou numériques sinon.

Dans la suite de ce chapitre, la modélisation bidimensionnelle, dans le plan vertical parallèle à l'axe de l'écoulement, de chacun de ces champs est discutée. Le système de coordonnées suivant est utilisé. L'axe \vec{x} désigne l'axe du jet, l'axe \vec{z} la dimension verticale transverse à l'axe du jet et l'axe \vec{y} la dimension horizontale transverse à l'axe du jet. Le plan complexe $\tilde{z} = x + iz$ est également utilisé.

1.3.4 Modélisation du champ de vorticité

Comportement d'une structure tourbillonnaire au sein d'une couche de cisaillement. Le modèle de vorticité utilisé dans cette étude a été proposé par Nelson [52, 51] et Bruggeman [9], il est appelé modèle de “tourbillon ponctuel” (“vortex-point” dans la littérature anglo-saxonne). Il permet de répondre   la question : “comment se développe une structure tourbillonnaire dans une couche de cisaillement ?” Il suppose qu'en l'absence de perturbations acoustiques, la couche de cisaillement est rectiligne

et que la vorticit   due    la structure tourbillonnaire est concentr  e dans un ‘‘point de vorticit  ’’ discret, convect      une vitesse U_c constante, sur une ligne droite de l’amont vers l’aval. La vitesse acoustique   tant, par hypoth  se, faible au regard des variations de vitesse du fluide, le mod  le ci-dessus est suppos   valide dans le cas de la couche de cisaillement soumise au champ acoustique. Dans ce cas le vecteur vorticit   associ      cette structure tourbillonnaire (indic  e m) peut s’  crire, dans la couche de cisaillement (dans l’hypoth  se o   celle ci est confondue avec la droite $z = 0$) :

$$\vec{\omega}_m = \text{rot } \vec{v} = (0, \omega_y^m, 0). \quad (1.21)$$

La circulation de la vitesse le long d’un contour entourant, au temps t , le tourbillon $\Gamma_m(t)$ est   gale au flux total de vorticit      travers la surface d  limit  e par le contour. En vertu des hypoth  ses   nonc  es ci-dessus, cette relation se r  duit    :

$$\omega_y^m = \Gamma_m(t) \delta(x - x_m(t)) \cdot \delta(z), \quad (1.22)$$

o   $x_m(t)$ est la position du tourbillon ponctuel m au temps t . La circulation $\Gamma_m(t)$ peut   tre obtenue en calculant la circulation $d\Gamma$ d’une longueur   l  mentaire dx de la couche de cisaillement (voir figure 1.6) :

$$d\Gamma = \oint_{\mathcal{C}} \vec{v} \cdot d\vec{S} = U dx \quad (1.23)$$

Le taux de vorticit   produit dans la couche de cisaillement est alors donn   par

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d\Gamma}{dx} \frac{dx}{dt} = U \cdot U_c. \quad (1.24)$$

La circulation de chaque tourbillon augmente donc lin  airement au cours du temps :

$$\Gamma_m(t) = U \cdot U_c t. \quad (1.25)$$

La vitesse de convection des tourbillons U_c est g  n  ralement comprise entre $0,55U$ et $0,9U$ [7].

Cependant, Bruggeman a montr   que cette th  orie lin  aire n’  tait correcte que pour la partie amont de la couche de cisaillement, l’extension    la partie aval conduit    des estimations fortement surestim  es des perturbations [9]. Il propose donc un mod  le o   la circulation cro  t lin  airement jusqu’   atteindre une valeur correspondant    la circulation produite pendant un cycle acoustique :

$$\Gamma_{max} = \frac{U \cdot U_c}{f_0}, \quad (1.26)$$

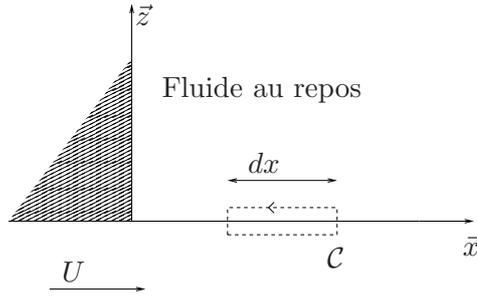


FIG. 1.6: Circulation le long d'un contour C enfermant une portion de couche de cisaillement (d'après [15]).

où $f_0 = 1/T_0$ est la fréquence des perturbations acoustiques. Cette saturation est due à des effets non-linéaires. Finalement la circulation du tourbillon m peut s'écrire :

$$\Gamma_m(t) = UU_c g_m(t), \quad (1.27)$$

où :

$$\begin{cases} g_m(t) = (t - t_m)[h(t - t_m) - h(t - T_c - t_m)] & \text{si } T_c \leq T_0 \\ g_m(t) = (t - t_m)[h(t - t_m) - h(t - t_{m+1})] \\ \quad + T[h(t - t_{m+1}) - h(t - T_c - t_m)] & \text{si } T_c > T_0 \end{cases} \quad (1.28)$$

où $T_c = L/U_c$ est le temps mis par un tourbillon pour parcourir l'espace entre la sortie du jet et l'obstacle et h est la fonction de Heaviside. La valeur absolue de la circulation est tracée en figure 1.7.

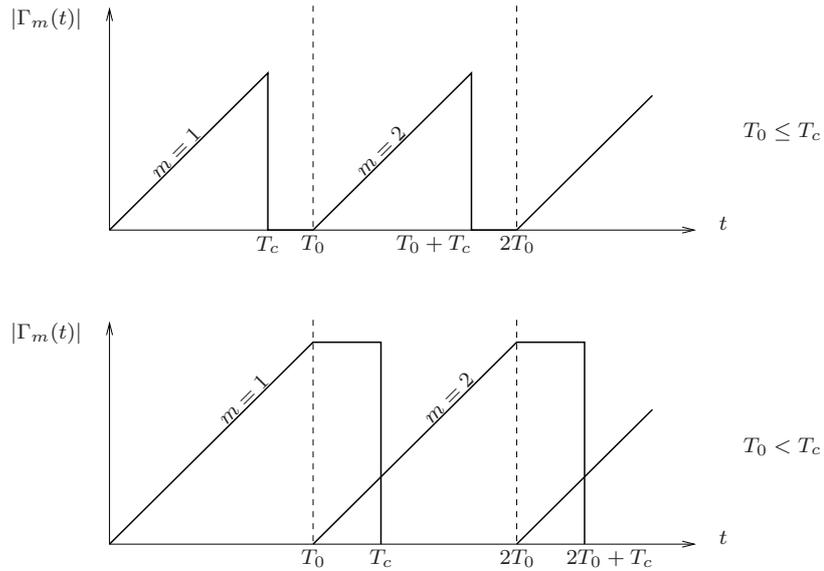


FIG. 1.7: Valeur absolue de la circulation (d'après [15]).

Champ de vorticité. La configuration du son de fente implique les deux couches de cisaillement du jet plan. La modélisation du champ de vorticité suppose donc de connaître l'évolution relative des tourbillons dans les deux couches de cisaillement, c'est- -dire le caractère symétrique ou antisymétrique du jet. Il est de plus nécessaire de connaître les conditions de synchronisation entre le champ de vorticité et le champ acoustique, qui ont une influence cruciale sur leurs interactions mutuelles.

1.3.5 Modélisation du champ de vitesse

La vorticité étant non nulle seulement dans la couche de cisaillement, une définition du champ de vitesse local de cette dernière est suffisante. La relation $dx/dt = U_c$, utilisée dans l'équation 1.24 permet donc de définir le terme \vec{v} du corollaire énergétique de Howe.

1.3.6 Modélisation du champ acoustique

Des modèles bidimensionnels simplifiés du champ acoustique, basés sur l'hypothèse de compacité de la source, permettent de modéliser celui-ci sans avoir recours   une résolution numérique complète lourde   mettre en oeuvre. Ces modèles décrivant le champ acoustique comme un champ potentiel [9, 54], dans la zone de source, sont présentés ici.

Hypothèse sur le champ de vitesse acoustique. Le champ de vitesse acoustique est le gradient de la partie fluctuante du potentiel des vitesses :

$$\vec{u}_a = \vec{\text{grad}} \varphi'(\tilde{z}, t).$$

Si le domaine d'étude est compact (dimensions petites devant la longueur d'onde acoustique), le champ de vitesse acoustique peut approximativement s'exprimer, en régime harmonique, comme la variation temporelle cosinusoidale d'amplitude d'un champ potentiel incompressible :

$$\vec{u}_a = \vec{\text{grad}} (\varphi_{pot}(\tilde{z}) \cdot f(t)) = f(t) \vec{\text{grad}} (\varphi_{pot}(\tilde{z})) \quad (1.29)$$

où le terme :

$$f(t) = \cos(2\pi f_0 t + \theta)$$

définit la variation d'amplitude des vecteurs du champ au cours du temps et le terme $\varphi_{pot}(\tilde{z})$ définit leur orientation locale et leur amplitude relative. Le champ stationnaire $\varphi_{pot}(\tilde{z})$ sera appelé "support" du champ potentiel acoustique dans ce qui suit. Le déphasage θ est le déphasage observé entre le temps initial du cycle (correspondant arbitrairement à la naissance d'un tourbillon à la sortie du jet dans la couche de cisaillement basse) et le champ de vitesse acoustique. Dès lors, le champ de vitesse acoustique peut être obtenu en résolvant un problème potentiel puis en faisant varier la solution cosinusoidalement.

Support potentiel du champ acoustique. Déterminer le support stationnaire du champ potentiel acoustique revient à résoudre l'équation régissant le fluide en le supposant irrotationnel et incompressible, c'est à dire en posant :

$$\begin{cases} \vec{v} = \vec{\text{grad}} \varphi \\ \text{div } \vec{v} = m. \end{cases} \quad (1.30)$$

Le support du champ potentiel acoustique est donc obtenu en résolvant l'équation de Poisson :

$$\Delta\varphi = m, \quad (1.31)$$

où m est une fonction source. La résolution analytique de cette équation est possible dans un certain nombre de configurations géométriques très simples. La transformation conforme est un outil mathématique permettant de transformer un domaine d'un plan complexe en un autre domaine d'un autre plan complexe [2]. Dans le cas où le domaine à transformer est un polygone, la transformée de Schwarz-Christoffel est utilisée (voir annexe C.1). Cet outil est utilisé pour obtenir un domaine image simple du domaine d'étude lors du calcul de la capacité des condensateurs en électromagnétisme par exemple et a été utilisé par plusieurs auteurs en aéroacoustique [68, 9, 33].

Bilan

Un formalisme commun à toutes les configurations produisant des sons auto-entretenus a été proposé, dans un premier temps. La boucle d'auto-entretien constituée peut être décomposée en un ensemble de phénomènes physiques distincts. Si le critère d'auto-entretien de la boucle ainsi établie a permis, pour certaines configurations, de prévoir la fréquence d'émission et l'amplitude des sons émis, ce n'est pas le cas du son de fente. Un certain nombre de résultats expérimentaux relatifs à cette configuration géométrique sont disponibles dans la littérature, ils ont été présentés dans un second temps. Enfin, un

bref aperçu des modèles existants pour les oscillations auto-entretenues d'un écoulement a mis en évidence la pertinence de l'utilisation de la théorie du "vortex-sound" pour entreprendre un modèle des interactions entre le champ de vorticité et le champ acoustique conduisant   la production du son de fente. Plusieurs configurations ont été modélisées ainsi, elles ont toutes en commun, contrairement au son de fente, le caractère confiné du rayonnement acoustique.

Chapitre 2

Matériel et méthodes

Tous les hommes ont la qualité de témoins vis-à-vis des données empiriques de la science et les vérités de la science sont en principe vraies, quel que soit celui qui les énonce. (W.V.O. Quine)

Sommaire

2.1	Description générale	28
2.1.1	Dispositif expérimental	28
2.1.2	Métrologie	31
2.2	Protocoles particuliers	32
2.2.1	Mesure de la vitesse acoustique	32
2.2.2	Mesures dans la couche de cisaillement	34
2.2.3	Mesure de la morphologie transverse des tourbillons	34
2.2.4	Visualisations	35
2.3	Qualification	35
2.3.1	Amplitude relative des fluctuations de vitesse acoustique	35
2.3.2	Cartographie des niveaux émis	37
2.3.3	Evolution de la fréquence des sifflements	38
2.3.4	Compacité du domaine	41
2.3.5	Nature des modes propagés dans le résonateur	41

L'objectif de ce chapitre est de présenter le dispositif expérimental utilisé pour l'étude du son de fente. Il a été développé spécifiquement pour l'étude du son de fente dans le cadre d'une thèse de doctorat antérieure [4] et a été automatisé au cours de cette étude. Une description générale du dispositif et de son instrumentation sera effectuée dans une première partie ; des protocoles de mesure spécifiques seront ensuite présentés et validés. Enfin, quelques résultats généraux permettront d'illustrer la revue bibliographique de la section 1.1.

2.1 Description générale

2.1.1 Dispositif expérimental

Une vue d'ensemble du dispositif est donnée en figure 2.1. Un flux d'air, créé par une soufflante, traverse un volume d'amortissement puis un tube de 1250 mm de longueur et de section rectangulaire (190 mm \times 90 mm) suivi d'un convergent créant un jet libre de hauteur $H = 10$ mm, de largeur 190 mm. Le jet heurte une plaque en aluminium de 4 mm d'épaisseur, munie d'une fente biseautée à 45° (voir figure 2.2) de mêmes dimensions que la sortie du convergent et alignée avec celui-ci. La partie biseautée est dirigée vers l'aval. L'appellation "conduit" désigne l'ensemble "tube et convergent". Les sons auto-entretenus peuvent se coupler avec les résonances du conduit pour des vitesses de l'écoulement importantes [4]. La dimension du conduit dans la direction horizontale transverse à l'écoulement étant constante (190 mm), la fréquence de coupure du premier mode dans cette dimension peut être aisément évaluée à 900 Hz. La distance entre la sortie du jet et l'obstacle, mesurée entre le centre de la bouche de soufflage et le centre de la fente, est notée L et la vitesse maximale au centre du jet, U . Le jet est considéré bidimensionnel en raison du rapport d'aspect de 19 de la bouche de soufflage. Sauf mentionné explicitement, l'obstacle est parallèle à la sortie du jet dans la dimension horizontale transverse à l'écoulement (figure 2.3a). En revanche dans le cas de la configuration désalignée, l'obstacle est incliné avec un angle α par rapport à la direction horizontale transverse à l'écoulement (figure 2.3b).

Le système de coordonnées utilisé a son origine dans le coin inférieur gauche de la bouche de soufflage (voir figure 2.1). L'axe \vec{x} indique la direction de l'écoulement, l'axe \vec{y} la direction horizontale transverse à l'écoulement et l'axe \vec{z} la direction verticale transverse à l'écoulement. Les paramètres adimensionnels suivants seront utilisés pour décrire les conditions de jeu de la source aéroacoustique : l'éloignement de l'obstacle

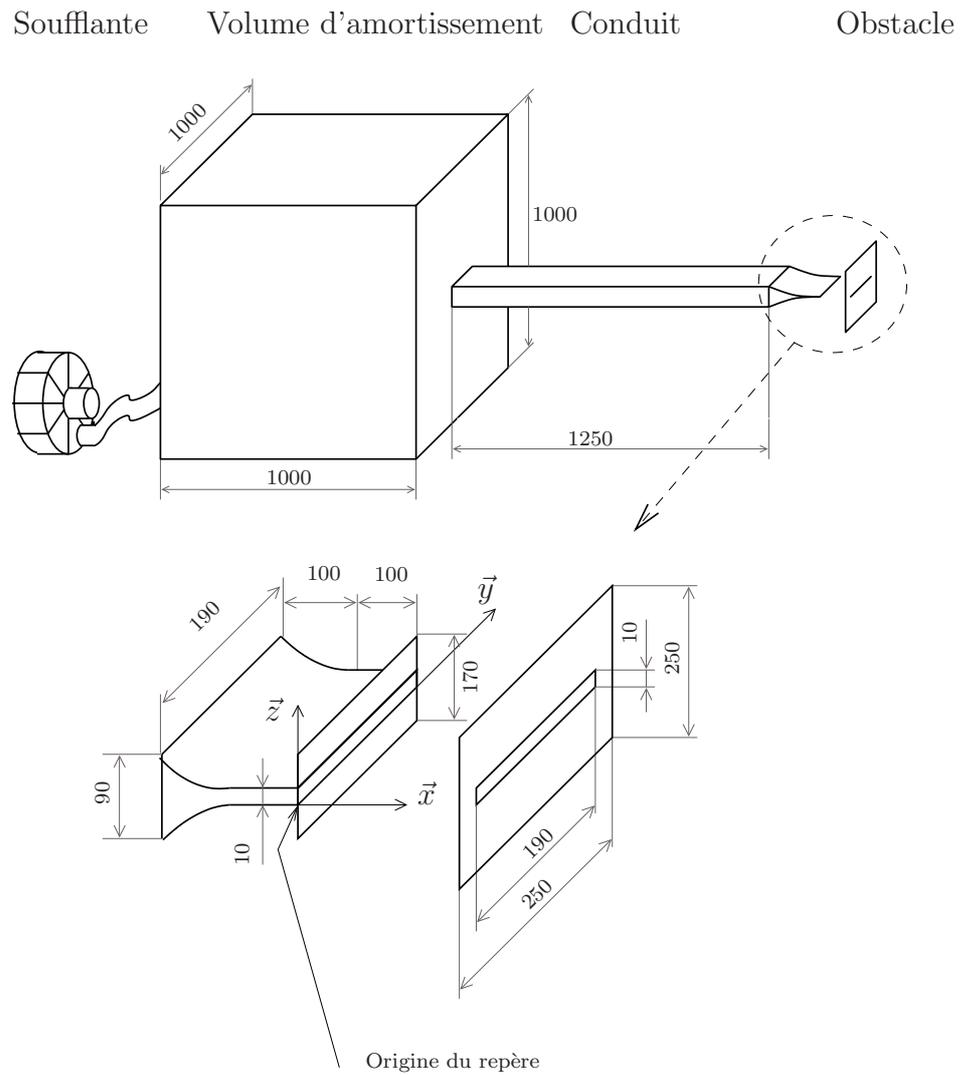


FIG. 2.1: Vue d'ensemble de l'installation expérimentale (les dimensions sont en mm).

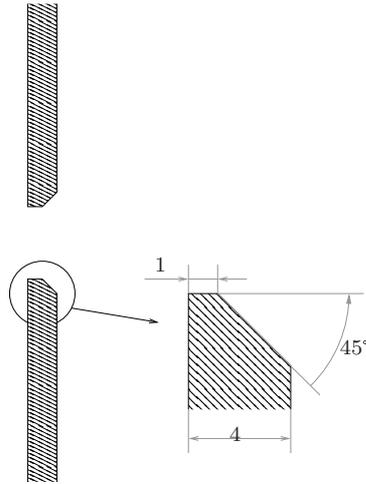


FIG. 2.2: Géométrie de l'obstacle, vue en coupe (les dimensions sont en mm).

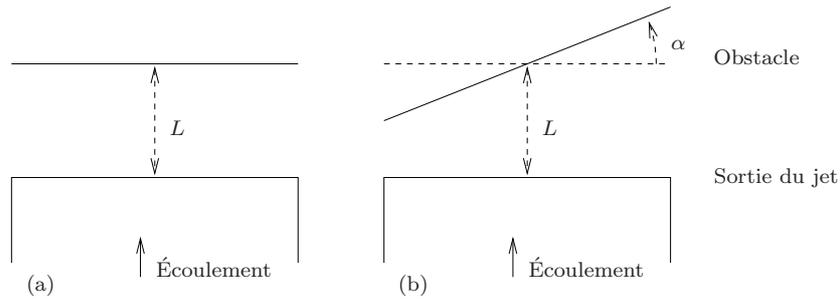


FIG. 2.3: Vue de haut de la sortie du jet et de l'obstacle, (a) configuration standard, (b) configuration désalignée.

L/H , le nombre de Reynolds

$$Re = \frac{U \cdot H}{\nu}, \quad (2.1)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air ($\nu \approx 1,54 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$) et le nombre de Strouhal

$$St_L = \frac{f_0 \cdot L}{U}, \quad (2.2)$$

où f_0 est la fréquence la plus énergétique de la densité spectrale des sons auto-entretenus rayonnés appelée fréquence d'émission.

Le dispositif expérimental permet de varier l'éloignement de l'obstacle entre 0 et 10 et le nombre de Reynolds peut atteindre 18000 soit une vitesse de l'écoulement de 28 m/s.

2.1.2 Métrologie

Mesures microphoniques. La fréquence et l'amplitude des sons auto-entretenus produits sont mesurés, en champ proche, à l'aide d'un microphone B&K 4944-A placé derrière la plaque, à l'abri des perturbations aérodynamiques. Les niveaux obtenus sont, la plupart du temps donnés en dB SPL (référencés par rapport à la pression $2 \cdot 10^{-5}$ Pa). Un microphone B&K 4189-A-021 est monté en paroi du conduit de soufflage à 50 cm de la sortie du jet, mesurant les fluctuations de pression à l'intérieur de celui-ci. Un microphone 1/8" et un ensemble Préampli 1/2" + adaptateur flexible coudé + capsule 1/4" munis d'ogives sont utilisés pour réaliser des mesures de pression dans l'écoulement. Les signaux microphoniques sont traités avec un amplificateur/conditionneur B&K Nexus.

Mesures vélocimétriques. Les mesures vélocimétriques sont réalisées à l'aide d'un système d'anémométrie à température constante Dantec (CTA, pour Constant Temperature Anemometry). Ce système est constitué d'un contrôleur (DANTEC 90N10), piloté par ordinateur, muni de modules CTA (DANTEC 90C10) sur lesquels viennent se brancher des sondes film chaud. Les sondes utilisées sont de type DANTEC 55R01 et 55R04.

Acquisition des signaux. L'acquisition des signaux issus des capteurs se fait à l'aide d'une carte d'acquisition National Instrument PCI-6014. Sauf mention contraire, les signaux temporels sont échantillonnés à 5 kHz et les signaux fréquentiels (spectres et interspectres) sont calculés en moyennant 20 segments de 2048 points échantillonnés à 5 kHz.

Contrôle. La carte d'acquisition, le dispositif CTA, le hacheur de fréquence permettant de régler la vitesse de rotation de la soufflante et donc la vitesse du jet ainsi qu'un système de déplacement 3 axes sont pilotés par un ordinateur à l'aide du logiciel Labview. L'utilisation de Labview a permis de développer des programmes de contrôle du dispositif spécifiques à chaque protocole expérimental.

2.2 Protocoles particuliers

2.2.1 Mesure de la vitesse acoustique

Principe. L'écoulement provient d'un conduit susceptible d'entrer en résonance (voir section 1.2). Une sonde film chaud est placée dans le cône potentiel du jet (en $x = 0$). Cette zone du jet est laminaire, les fluctuations de vitesse éventuelles enregistrées à la fréquence d'émission (f_0) sont donc dues principalement au rayonnement du conduit quand celui-ci est résonant.

Validation. Les fluctuations de pression dans le conduit et les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel sont mesurées simultanément dans deux configurations. La première, $Re = 11800$ et $L/H = 3,3$, émet des sons auto-entretenus de fréquence $f_0 = 960$ Hz en rétroaction indirecte (résonance du conduit, voir section 2.1). La seconde, $Re = 7730$ et $L/H = 3,3$, émet des sons auto-entretenus de fréquence $f_0 = 590$ Hz en rétroaction directe (pas de résonance du conduit). La figure 2.4 présente (i) la densité spectrale de puissance des fluctuations de pression dans le conduit (ii) la fonction de cohérence entre les deux signaux pour chaque configuration. En figure 2.4a, un pic très énergétique de la densité spectrale de puissance de la pression pariétale du conduit est observable à la fréquence 960 Hz, et est caractéristique d'un conduit résonant (rétroaction indirecte). En revanche, en figure 2.4b, la densité spectrale de puissance de la pression pariétale du conduit reste relativement faible, et sans pic remarquable ; le conduit n'est pas résonant, la rétroaction est bien directe. Par ailleurs, un pic de cohérence (proche de 1) à la fréquence d'émission est observé pour la configuration en rétroaction indirecte tandis que la cohérence reste inférieure à 0,3 pour la configuration en rétroaction directe.

La figure 2.4c met en évidence une relation linéaire forte, à la fréquence d'émission, entre le champ de pression acoustique résonant dans le conduit (figure 2.4b) et les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel. Au contraire, lorsqu'aucune résonance du conduit n'est excitée (figures 2.4b et figure 2.4d), aucune relation entre les signaux ne peut être observée, et ce bien que des sons auto-entretenus soient générés. Cela confirme que si un mode du conduit est excité, les fluctuations de vitesse enregistrées dans le cône potentiel à la fréquence d'émission des sons, sont principalement dues à la résonance acoustique du conduit.

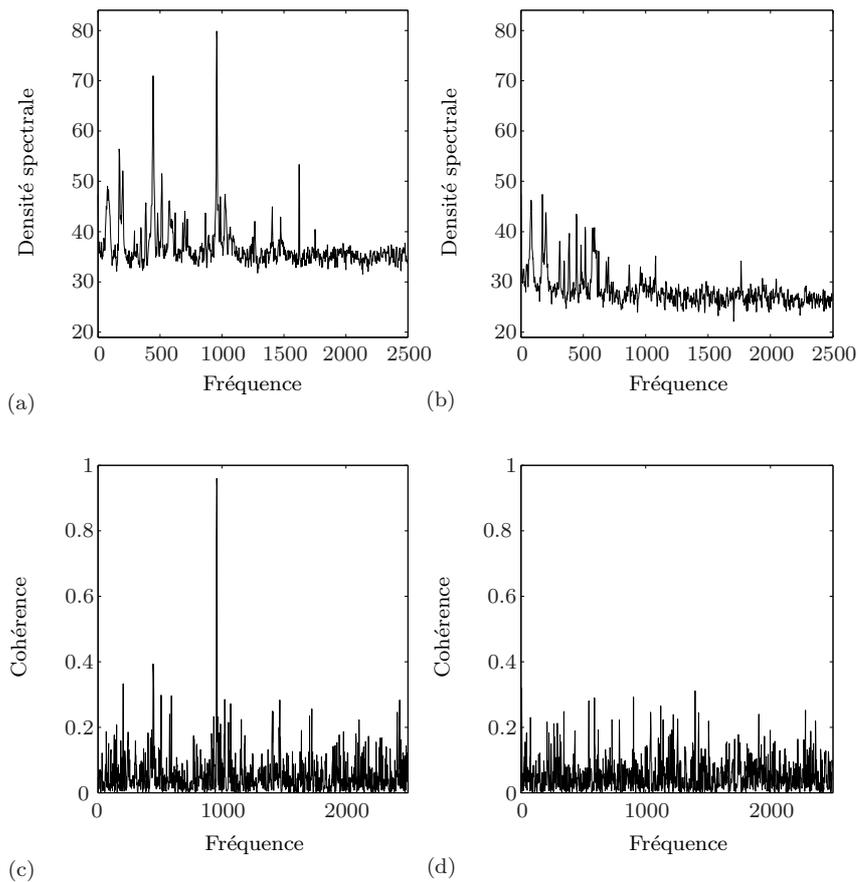


FIG. 2.4: Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression pariétales dans le conduit (a) dans une configuration en rétroaction indirecte ($Re = 11800$ et $L/H = 3,3$), (b) dans une configuration en rétroaction directe ($Re = 7730$ et $L/H = 3,3$). Fonction de cohérence entre les fluctuations de pression dans le conduit et les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel du jet (c) rétroaction indirecte (d) rétroaction indirecte.

2.2.2 Mesures dans la couche de cisaillement

Une sonde film chaud placée dans une couche de cisaillement du jet plan permet d'y enregistrer les fluctuations de vitesse. Par hypothèse, la fluctuation de vitesse mesurée est essentiellement due au passage des tourbillons. Si cette sonde est placée dans la partie interne de la couche de cisaillement (soit à des hauteurs $z = 2$ mm et $z = 8$ mm, voir figure 2.1), étant donnée la rotation des tourbillons (dans le sens horaire dans la couche de cisaillement basse et dans le sens anti-horaire dans la couche haute), le passage d'un tourbillon au niveau d'une sonde implique une augmentation locale de la vitesse u mesurée (voir la figure 2.5 et la référence [51]). Lorsque des sons auto-entretenus sont produits, le passage successif des différents tourbillons génère ainsi une fluctuation quasi-sinusoïdale à la fréquence de détachement, observable à l'aide de la sonde placée dans la couche de cisaillement. Il est possible de tirer des informations sur la convection des structures de cette oscillation par des mesures de phase.

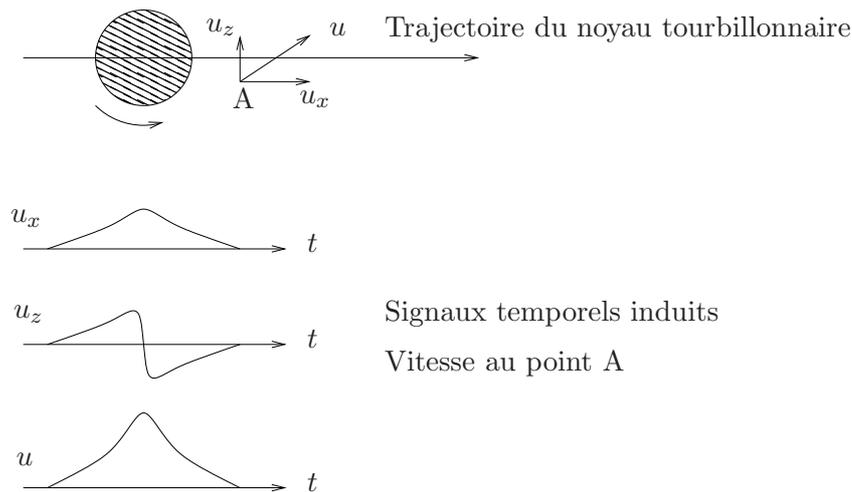


FIG. 2.5: *Modèle tourbillonnaire simple (d'après Nelson et al. [51]).*

2.2.3 Mesure de la morphologie transverse des tourbillons

Une sonde vélocimétrique mobile est placée dans la partie interne de la couche de cisaillement haute ($z = 9$ mm, voir figure 2.1) mesurant les fluctuations de vitesse dues au passage des tourbillons. Une sonde statique est positionnée dans le cône potentiel du jet, enregistrant un signal de vitesse acoustique utilisé comme référence de phase. La sonde mobile est déplacée suivant un maillage du plan $(x, y, z = 9$ mm) avec des pas de 20 mm dans la direction y et 2,5 mm dans la direction x . La différence de phase entre les deux signaux à la fréquence de détachement tourbillonnaire est mesurée

(en estimant l'interspectre des signaux), pour chaque position de la sonde mobile. Une cartographie de phase est ainsi obtenue. La morphologie des "tubes tourbillonnaires" dans la direction transverse peut être identifiée sur cette cartographie grâce aux lignes iso-phase. Les tourbillons successifs sont séparés par une différence de phase de 2π (voir figure 2.6 pour un exemple de tubes rectilignes).

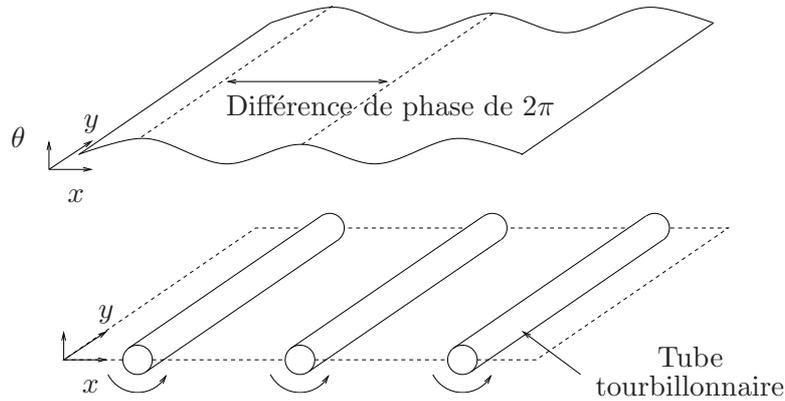


FIG. 2.6: Évolution de la morphologie transverse des structures tourbillonnaires.

2.2.4 Visualisations

Des visualisations de l'écoulement sont réalisées : l'écoulement estensemencé avec des gouttelettes d'huile de paraffine chauffée et illuminé à l'aide d'un plan laser disposé parallèlement à la direction principale du jet (voir figure 2.7). Un laser Nanopower 4W/795 nm émettant dans l'infrarouge est utilisé. Les images sont enregistrées avec une caméra rapide Nanosense MKII 5 KHz. La fréquence d'échantillonnage est réglable et peut atteindre 5kHz pour une résolution de 512×512 pixels. Elle fait l'objet d'un compromis entre la rapidité de prise de vue nécessaire pour enregistrer plusieurs images par cycle acoustique et le temps d'exposition nécessaire à garantir une luminosité suffisante de chaque image.

2.3 Qualification

2.3.1 Amplitude relative des fluctuations de vitesse acoustique

Une sonde vélocimétrique placée dans le cône potentiel du jet, à la sortie du conduit de soufflage, permet de mesurer les fluctuations de vitesse acoustique dues à une réso-

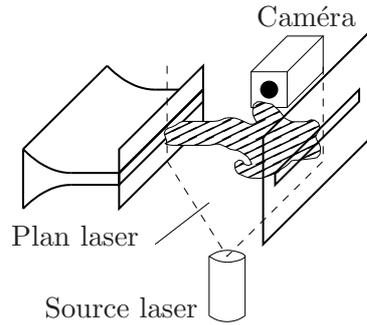


FIG. 2.7: *Dispositif de visualisation de l'écoulement.*

nance de celui-ci. L'amplitude relative de ces fluctuations (rapport entre l'amplitude de la composante fréquentielle à la fréquence d'émission et celle de la composante en $f = 0$, soit la vitesse moyenne du jet) ainsi que l'amplitude des sons rayonnés sont mesurées pour un éloignement de l'obstacle $L/H = 3$ et des nombres de Reynolds compris entre 500 et 18000, soit des vitesses de l'écoulement allant de 0,8 m/s à 28 m/s (voir figure 2.8).

L'évolution de l'amplitude des sons auto-entretenus (figure 2.8a) en fonction du nombre de Reynolds est conforme aux observations de Billon et al. (voir la référence [6] et la section 1.2). Pour $Re < 9000$, le niveau est inférieur à 90 dB SPL, en revanche à partir de $Re = 9000$, le niveau augmente de façon importante pour atteindre 110 dB SPL. Cela suggère que la rétroaction indirecte est dominante pour $Re > 9000$, le résonateur est alors excité et renforce la production sonore.

Ce résultat peut être appuyé par les mesures des fluctuations de vitesse acoustique en sortie du conduit (figure 2.8b). Ces fluctuations, induites par la résonance du conduit (voir section 2.2.1), sont en effet importantes à partir de $Re = 9000$. Pour des nombres de Reynolds inférieurs, les fluctuations de vitesse sont en général très faibles, indiquant que le résonateur n'est pas excité (rétroaction directe). Pour certains bas Reynolds ($Re = 3500$, $Re = 5500$ et $Re = 7000$) des fluctuations de vitesse acoustique sont cependant mesurables en sortie du conduit. Les niveaux importants mesurés à ces vitesses confirment une excitation ponctuelle du résonateur. Une limite du taux de fluctuations acoustique peut donc être définie à 0,1%¹. Cette limite sera systématiquement utilisée par la suite pour déterminer le caractère résonant ou non du conduit, dans le cadre de mesures automatisées.

¹Des mesures complémentaires réalisées pour des éloignements de l'obstacle compris entre 1 et 8 ont montré que l'amplitude relative des fluctuations de vitesse acoustique était comprise entre 0,1% et 4% en rétroaction indirecte.

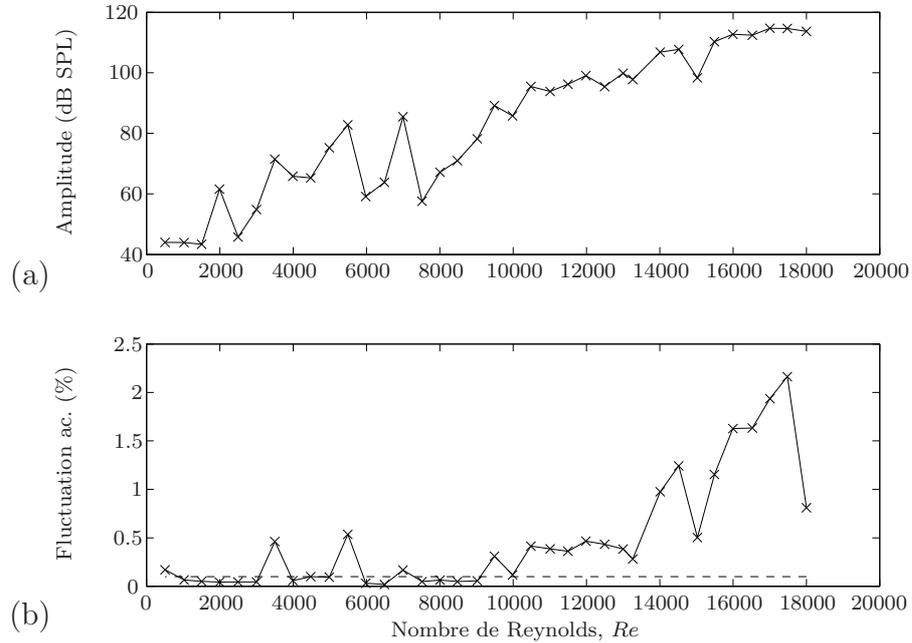


FIG. 2.8: Amplitude (a) des sons auto-entretenus et (b) des fluctuations de vitesse acoustique u_a par rapport à la vitesse du jet U en pourcentage en fonction du nombre de Reynolds, pour $L/H = 3$. La droite en pointillés indique la limite $u_a/U = 0,1\%$.

2.3.2 Cartographie des niveaux émis

L'amplitude des sons auto-entretenus ainsi que l'amplitude relative des fluctuations de vitesse acoustique sont maintenant mesurées pour des nombres de Reynolds compris entre 500 et 18000 et des éloignements de l'obstacle L/H entre 1 et 8. Le seuil d'amplitude des fluctuations acoustiques définies dans la section précédente est utilisé pour estimer la zone correspondant à une rétroaction indirecte (zone sombres délimitées par un contour blanc en figure 2.9). Les résultats confirment que dans la configuration géométrique étudiée, la rétroaction indirecte est dominante pour des nombres de Reynolds supérieurs à 10000 [6]. Comme indiqué précédemment des résonances du conduit sont également excités plus ponctuellement pour des plus basses vitesses à $Re \approx 4000$ et $Re \approx 6000$ notamment.

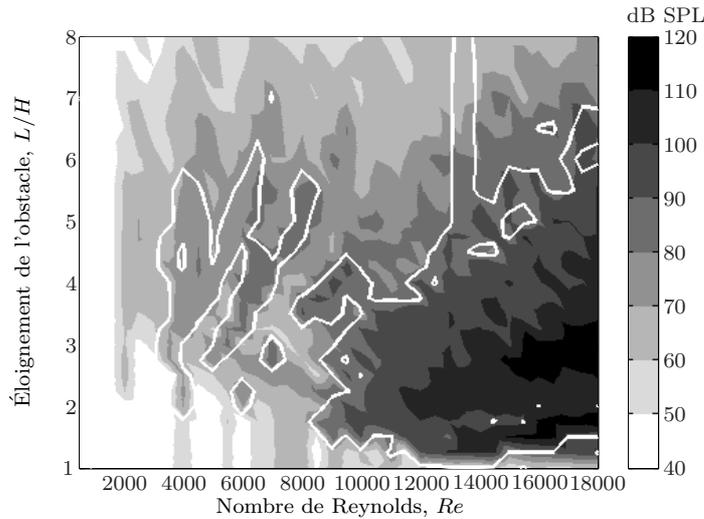


FIG. 2.9: Niveau de pression acoustique en fonction de l'éloignement de l'obstacle L/H et du nombre de Reynolds Re . Le contour blanc correspondant à la limite $u'_{ac}/U = 10^{-2}$ délimite les domaines des rétroactions directe et indirecte

2.3.3 Evolution de la fréquence des sifflements

En fonction de l'éloignement de l'obstacle

Les densités spectrales de puissance des sons auto-entretenus émis et des fluctuations de vitesse à la sortie du conduit sont mesurées, à la fréquence des sifflements, en fonction de l'éloignement de l'obstacle :

- pour un nombre de Reynolds de 7000 garantissant une rétroaction directe dominante (voir figures 2.10a et 2.10b),
- pour un nombre de Reynolds de 16000 garantissant une rétroaction indirecte dominante (voir figures 2.10c et 2.10d).

Pour plus de lisibilité, les fréquences d'émission (fréquences les plus énergétiques du spectre) sont également relevées par des marqueurs.

$Re = 7000$. Le comportement du système pour $L/H < 4$ et $L/H > 5$ est typique de la rétroaction directe : la fréquence diminue de façon continue lorsque la distance L augmente [4]. Un saut de fréquence caractéristique du changement de mode hydrodynamique (changement du nombre de tourbillons entre la sortie du jet et la plaque) est observé à $L/H \approx 2,75$ (figure 2.10a). D'autre part, aucune fluctuation de vitesse n'est mesurée en sortie du conduit (figure 2.10b). En revanche, pour $4 < L/H < 5$, le conduit d'où débouche le jet entre ponctuellement en résonance, la fréquence d'émission décrit

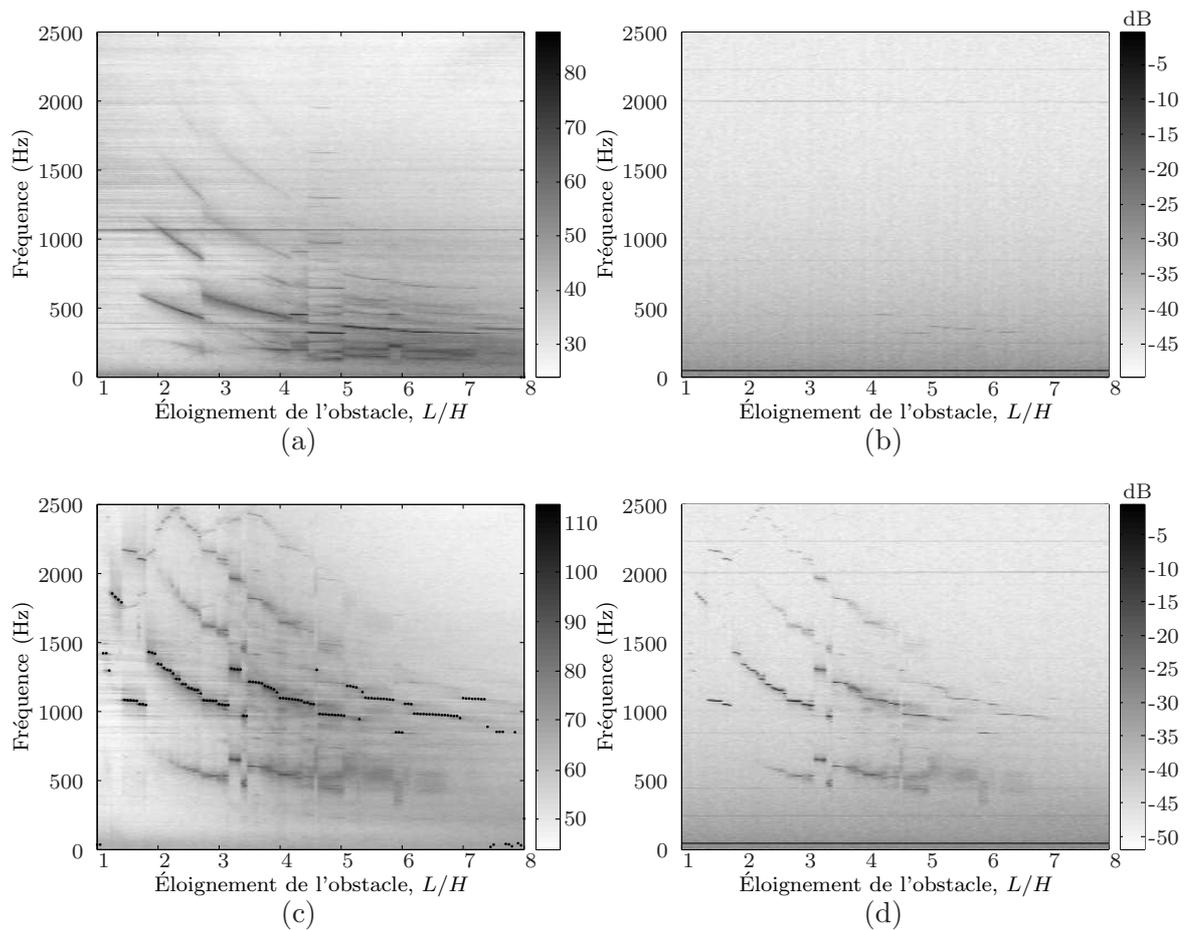


FIG. 2.10: Contenu spectral (a) des sons rayonnés (b) des fluctuations de vitesse acoustique en sortie de conduit pour $Re = 7000$ (rétroaction directe dominante), (c) des sons rayonnés (les marqueurs (•) indiquent la fréquence f_0 de la composante la plus énergétique du spectre émis), (d) des fluctuations de vitesse acoustique en sortie de conduit pour $Re = 16000$ (rétroaction indirecte dominante) en fonction de l'éloignement de l'obstacle L/H .

alors suivant un palier de fréquence constante (figure 2.10a).

$Re = 16000$. A cette vitesse de l'écoulement, la rétroaction indirecte est dominante. L'évolution de la fréquence d'émission, bien que globalement similaire au cas précédent, se fait par paliers de fréquence discontinus (figure 2.10c). Chaque palier correspond à une fréquence de résonance du conduit. Des fluctuations de vitesse acoustique sont enregistrées en sortie du conduit résonant à ces fréquences (figure 2.10d).

D'une manière générale, le contenu spectral des sons produits est caractérisé par un grand nombre d'harmoniques excités en particulier en rétroaction indirecte. Ce transfert d'énergie vers les harmoniques d'ordre supérieur traduit le caractère non-linéaire de la source aéroacoustique.

La raie spectrale à environ 1100 Hz observée, pour $Re = 7000$, sur la figure 2.10a est due à la rotation de la soufflante produisant l'écoulement. Cette raie disparaît pour $Re = 16000$ en raison de la vitesse de rotation plus importante imposant une fréquence plus élevée.

En fonction du nombre de Reynolds

La densité spectrale de puissance des sons auto-entretenus émis et celle des fluctuations de vitesse à la sortie du conduit sont mesurées en fonction du nombre de Reynolds pour un éloignement de la plaque $L/H = 3$. La fréquence f_0 de la composante la plus énergétique du spectre émis est également relevée (voir figure 2.11). Jusqu'à $Re = 12000$, la fréquence croît linéairement et de façon continue lorsqu'aucune résonance du conduit n'est excitée et par paliers dans le cas contraire. Des résonances sont excitées ponctuellement à basses vitesses, pour $Re = 6000$ et $Re = 8000$. Un changement de mode hydrodynamique traduit par une augmentation brutale de la fréquence est observable autour de $Re = 9000$. A partir de $Re = 12000$, la rétroaction indirecte est dominante. L'évolution de la fréquence se fait alors par paliers discontinus. Les changements de modes hydrodynamiques ($Re \approx 12000$ et $Re \approx 17000$) se traduisent par une diminution brutale de la fréquence d'émission [4].

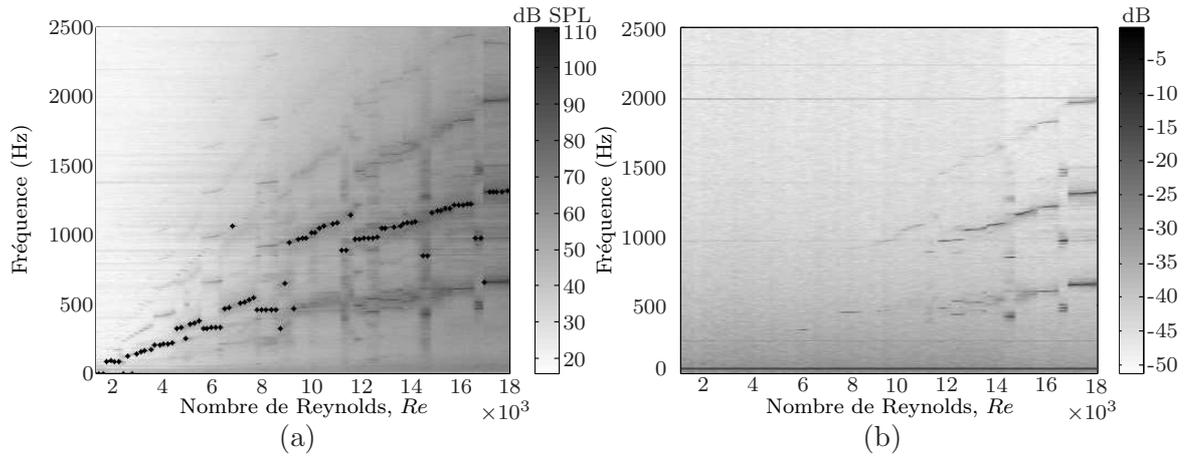


FIG. 2.11: Contenu spectral (a) des sons rayonnés (les marqueurs (●) indiquent la fréquence f_0 de la composante la plus énergétique du spectre émis), (b) des fluctuations de vitesse acoustique en fonction du nombre de Reynolds Re , pour $L/H = 3$.

2.3.4 Compacité du domaine

L'objet de cette section est de vérifier que le domaine d'interaction entre le champ acoustique et le champ de vorticité est compact (c'est   dire que ses dimensions sont petites devant la longueur d'onde acoustique).

Le domaine source est délimité   droite par l'obstacle et   gauche par le baffle de la bouche de soufflage. Il inclut verticalement les deux couches de cisaillement du jet. La plus grande dimension caractérisant ce domaine est la distance L séparant l'obstacle de la sortie du jet. Cette distance est au maximum de 8 cm (au delà, aucun son auto-entretenu n'est perçu, voir figure 2.9). Par ailleurs, d'après les figures 2.10 et 2.11, la fréquence d'émission f_0 est au maximum de 1500 Hz ce qui correspond   une longueur d'onde de 22 cm environ. En première approximation, le domaine source peut donc être considéré comme compact. Cette hypothèse se r v lera d'une importance particulière aussi bien d'un point de vue expérimental (chapitre 3) que théorique (chapitre 4).

2.3.5 Nature des modes propagés dans le résonateur

Lorsque le jet atteint un nombre de Reynolds supérieur   10000, la source aéro-acoustique est quasi systématiquement couplée avec une résonance du conduit. De plus, d'après les figures 2.10c et 2.11a, la fréquence d'émission f_0 est comprise,   ces nombres de Reynolds, entre 1000 Hz et 1500 Hz. Cette fréquence étant supérieure   la fréquence

de coupure du premier mode transverse du conduit ($f_c = 900$ Hz), ce dernier peut être propagé dans le conduit. Le protocole de mesure de la vitesse acoustique (voir section 2.2.1) est donc utilisé pour mesurer la différence de phase dans la direction transverse y , à la sortie du jet. Pour cela une sonde film chaud fixe et une sonde mobile sont placées dans le cône potentiel du jet, la sonde mobile se déplaçant parallèlement à l'axe \vec{y} . La phase de l'interspectre des deux signaux est relevée en fonction de la position de la sonde mobile pour plusieurs conditions (Re , L/H) impliquant une rétroaction indirecte (voir figure 2.12).

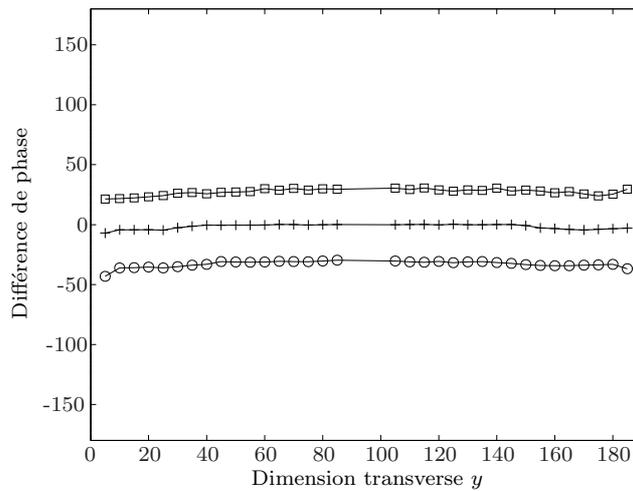


FIG. 2.12: Profil de phase acoustique à la sortie du conduit ; (○) $Re = 16000$, $L/H = 3$, $f_0 = 975$ Hz ; (+) $Re = 18000$, $L/H = 2,5$, $f_0 = 1215$ Hz ; (□) $Re = 12000$, $L/H = 3$, $f_0 = 975$ Hz. Les profils sont respectivement décalés de -30° , 0° et 30° pour faciliter la lecture.

Quelles que soient les conditions, le profil de phase est plat puisque les différences de phases observées sont de l'ordre de quelques degrés. Ce résultat indique que le mode transverse n'est pas propagé dans le conduit. Ce résultat sera discuté dans le chapitre suivant. Il permet de considérer le problème comme bidimensionnel puisque ni les profils de phase en sortie du conduit ni les profils de vitesse dans l'écoulement ne présentent de variations dans la direction \vec{y} .

Chapitre 3

Étude expérimentale : dynamique des tourbillons et couplage

Now don't forget! It's all about tones. (Jimi Hendrix cité par Sharon Lawrence)

Sommaire

3.1	Dynamique des structures tourbillonnaires	44
3.1.1	Mode d'oscillation du jet	44
3.1.2	Vitesse de convection des structures	49
3.1.3	Rétroaction indirecte : synchronisation du détachement et de l'impact des tourbillons avec le champ acoustique	50
3.2	Couplage avec le résonateur	56
3.2.1	Choix du chemin de rétroaction	56
3.2.2	Couplage avec le résonateur et effets tridimensionnels	58

Le son de fente présenté au chapitre précédent fait partie de la famille des sons auto-entretenus décrits dans le premier chapitre. Si le principe de fonctionnement global de ce type de son est maintenant bien connu, plusieurs questions restent ouvertes dans le cas de certaines géométries, c'est le cas du son de fente. Notamment, le premier chapitre a mis en évidence un manque d'information quant à la dynamique des tourbillons. Ces informations sont nécessaires au développement d'un modèle du champ de vorticité par exemple. Le mécanisme de couplage des sons auto-entretenus avec les résonances du conduit de soufflage n'a également été que peu décrit dans la littérature. Ce chapitre s'intéressera donc   ces aspects par une étude expérimentale. Il se divise ainsi en deux parties. La première traite de la dynamique des structures tourbillonnaires [25]. La seconde traite du couplage de la source aéroacoustique auto-entret ne avec le conduit de soufflage.

3.1 Dynamique des structures tourbillonnaires

3.1.1 Mode d'oscillation du jet

Visualisations de l'écoulement

Le protocole expérimental décrit en section 2.2.4 est utilisé pour visualiser l'écoulement lié   la production du son de fente. Pour chaque couple $(Re, L/H)$, 1000 images sont acquises   une fréquence d'échantillonnage comprise entre 3 et 5 kHz. Pour un couple donné $(Re, L/H)$, des changements de mode d'oscillation du jet sont observables, les séquences couvrant une période présentées ci-après sont donc choisies de façon   représenter la tendance dominante de l'écoulement pour chaque configuration.

Sur la figure 3.1, l'écoulement est visualisé dans deux configurations où la rétroaction directe est dominante. Dans les deux cas, le mode d'oscillation du jet est antisymétrique. Dans les configurations de la figure 3.2, la rétroaction indirecte est dominante, le mode d'oscillation du jet est alors symétrique.

D'autre part, sur les figures 3.1a et 3.2a, un tourbillon par couche de cisaillement peut être observé   un instant donné. Un second tourbillon est présent proche de la sortie du jet dans chaque couche de cisaillement mais n'est pas suffisamment développé pour être observable. Ces configurations correspondent donc   un mode hydrodynamique d'ordre deux. En revanche, dans le cas des figures 3.1.b et 3.2.b, le mode hydrodynamique

mique est d'ordre trois.

Mesures moyennées

L'objectif de cette section est de confirmer la nature du mode d'oscillation du jet identifié à l'aide des visualisations. Elles ont permis d'observer qualitativement un comportement global. Les mesures vélocimétriques permettent de mesurer un comportement moyen par des techniques fréquentielles.

Protocole. Deux sondes vélocimétriques sont placées dans la partie interne des couches de cisaillement sur un même axe vertical. La double sonde ainsi formée est déplacée suivant l'axe du jet (cf. figure 3.3) entre la sortie du jet et l'obstacle situé pour cette mesure à 32 mm.

Résultat. La phase θ de l'interspectre des signaux vélocimétriques est calculée en fonction de la position x/L de la double sonde sur l'axe du jet pour différentes vitesses du jet mettant en jeu la rétroaction indirecte ou non (voir figure 3.4). La valeur du déphasage mesuré dépend du chemin de rétroaction dominant, en rétroaction directe le déphasage est en moyenne de π , alors qu'en rétroaction indirecte il est de 0. Un écart plus important par rapport à la moyenne est observé lorsque la sonde s'approche de l'obstacle ($x/L > 0,55$). Ceci s'explique par la déstructuration des tourbillons due à l'impact (voir les figures 3.1 et 3.2) qui rend l'estimation des temps de passage délicate.

Discussion. Le déphasage de π mesuré en rétroaction directe indique que les tourbillons évoluent de façon antisymétrique dans les deux couches de cisaillement. Le mode d'oscillation du jet est donc antisymétrique, ce qui correspond au mode d'oscillation le plus instable du jet plan (voir section 1.1.2). Ce résultat correspond aux observations de Ziada pour le son de fente sans effet de résonance à des nombres de Reynolds supérieurs à $4,5 \cdot 10^4$ (voir la référence [72] et la section 1.2). En revanche, le déphasage proche de 0 mesuré en rétroaction indirecte implique un mode d'oscillation du jet symétrique. La géométrie du conduit de soufflage est telle que seuls des modes plans dans la direction verticale z sont excités. Le mode d'oscillation symétrique du jet peut donc s'expliquer par le contrôle du détachement tourbillonnaire par la vitesse acoustique due à la résonance du conduit, impliquant un détachement tourbillonnaire symétrique dans les couches de cisaillement haute et basse. Ce comportement est également observé par

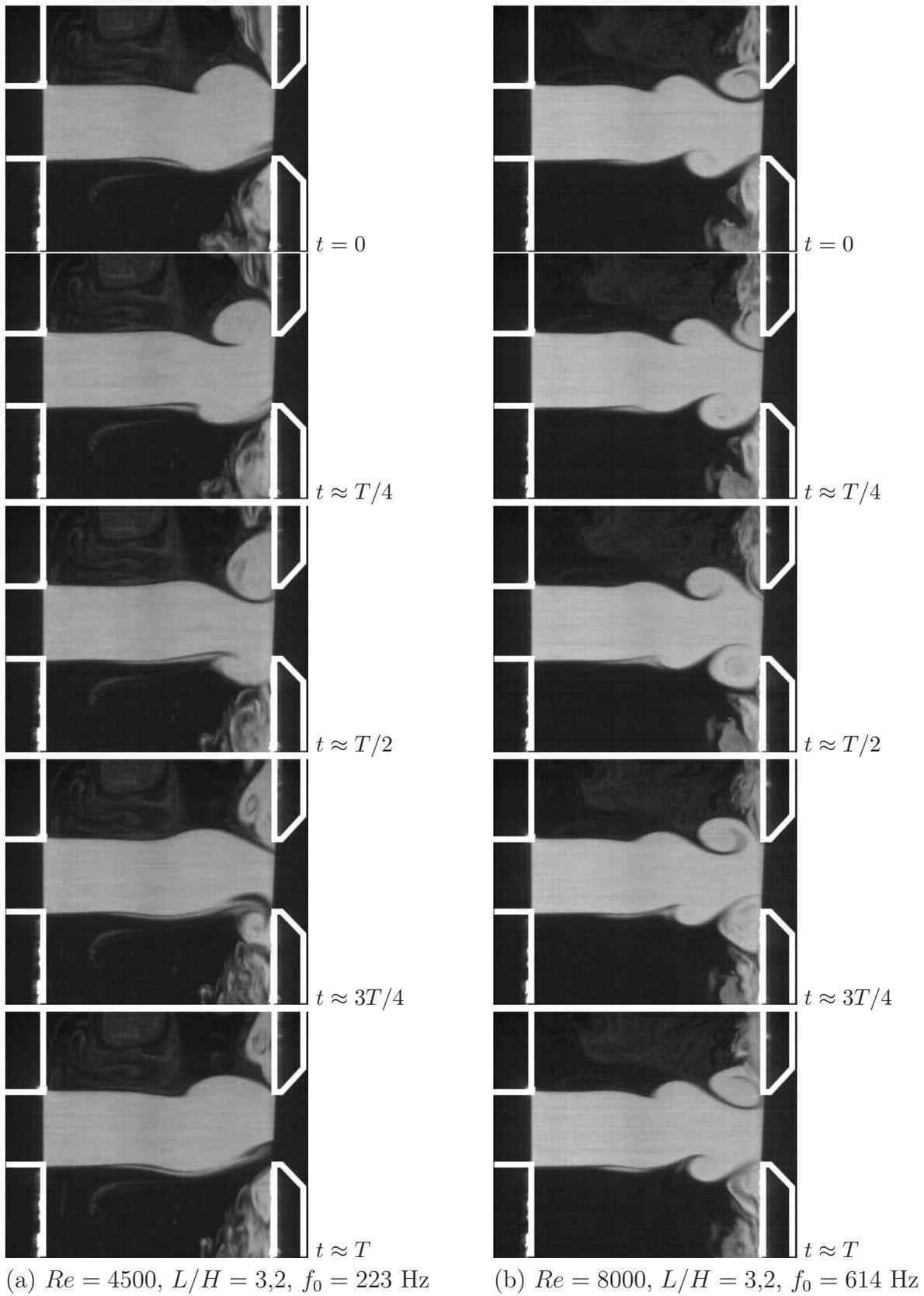


FIG. 3.1: Visualisations de l'écoulement, son de fente en rétroaction directe.

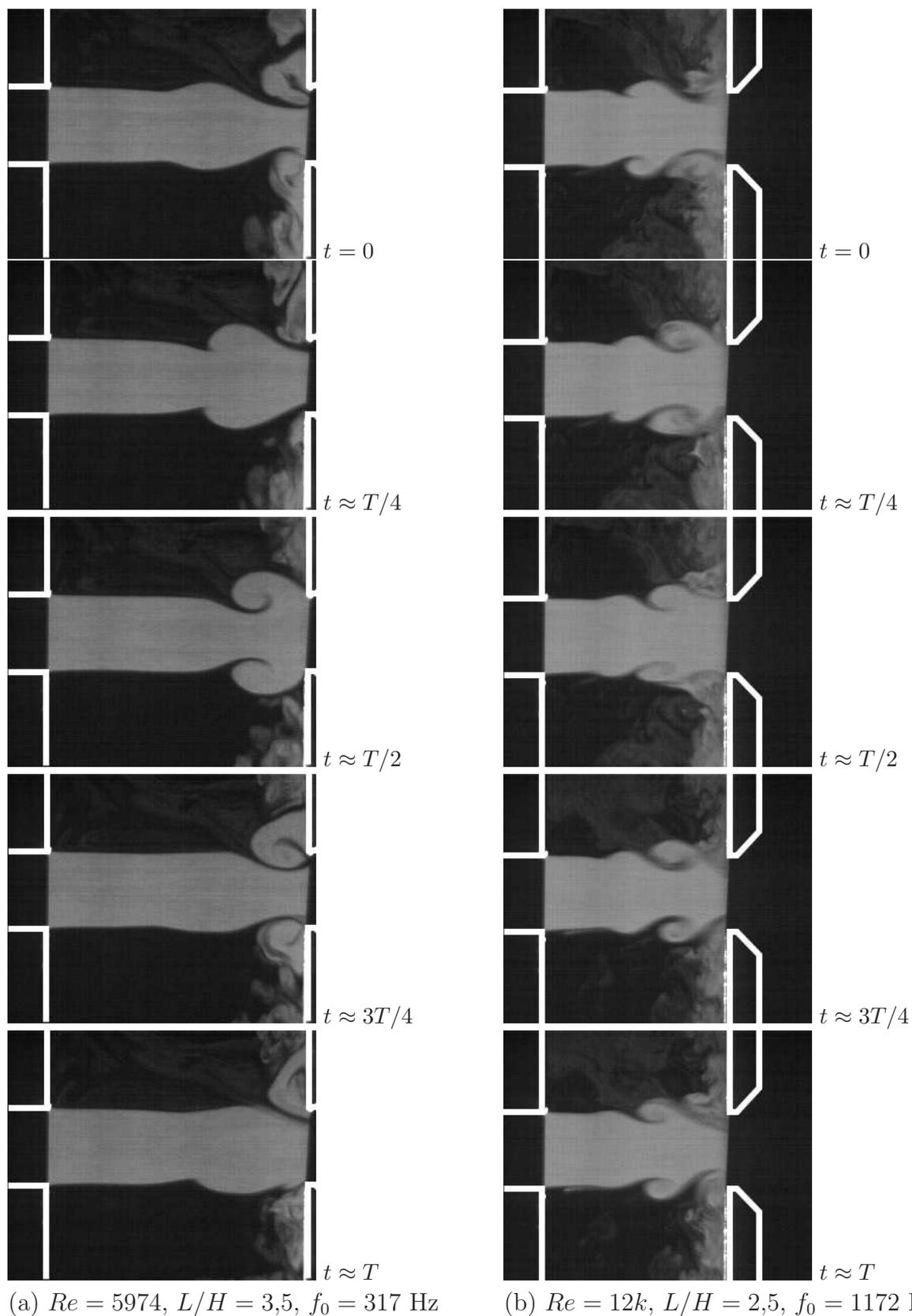


FIG. 3.2: Visualisations de l'écoulement, son de fente en rétroaction indirecte.

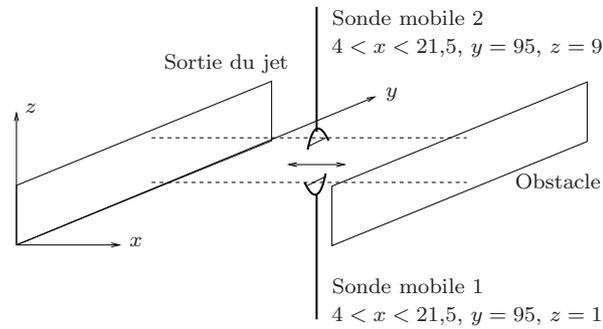


FIG. 3.3: Position des sondes pour la mesure du mode d'oscillation du jet (dimensions en mm).

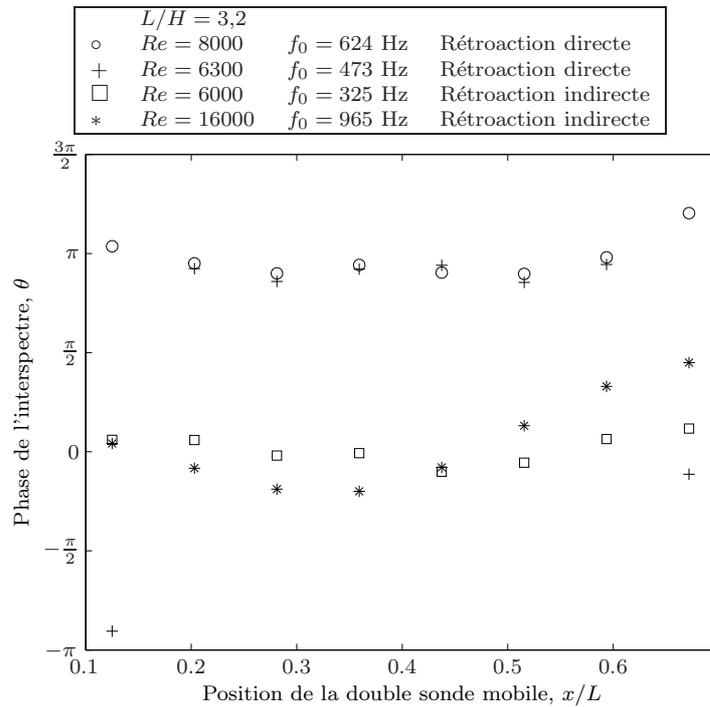


FIG. 3.4: Déphasage entre les tourbillons présents dans les couches de cisaillement haute et basse en fonction de la distance sur l'axe du jet.

Ziada pour un son de fente avec résonateurs latéraux (voir la référence [73] et la section 1.2).

3.1.2 Vitesse de convection des structures

Des mesures vélocimétriques sont maintenant utilisées pour estimer la vitesse de convection des structures tourbillonnaires.

Protocole. Deux sondes vélocimétriques sont placées dans la partie intérieure de la couche de cisaillement ($z = 9$ mm). Une sonde est maintenue fixe au niveau de la sortie du jet et sert de référence. La seconde est déplacée suivant l'axe du jet (voir figure 3.5) entre la sortie du jet et l'obstacle situé à 32 mm. Afin d'éviter que des perturbations soient enregistrées par la sonde mobile dans le sillage de la sonde fixe, elles sont décalées de 30 mm dans la direction transverse \vec{y} . Cela n'a pas d'influence sur les mesures de phase en raison du caractère bidimensionnel de la source (cf section 2.3.5).

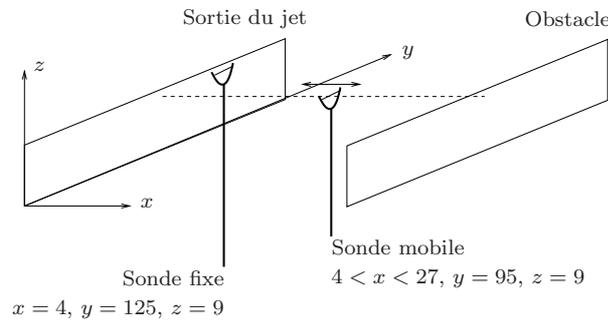


FIG. 3.5: Position des sondes pour la mesure de vitesse de convection des tourbillons (dimensions en mm)

Résultats. La phase de l'interspectre des signaux issus de ces deux sondes, notée $\Delta\theta_x$, est liée au temps T_x mis par le tourbillon pour parcourir la distance Δx séparant les deux sondes :

$$T_x = \frac{\Delta\theta_x}{2\pi f_0}, \quad (3.1)$$

où f_0 est la fréquence d'émission (cf. section 2.2.2). Le temps de convection des structures tourbillonnaires est ainsi déterminé pour différentes distances Δx et différentes vitesses du jet (voir figure 3.6). Logiquement, cette figure indique que plus la vitesse de l'écoulement est importante, plus le temps nécessaire pour parcourir une distance

donnée est faible, donc plus la vitesse de convection des structures tourbillonnaires est importante.

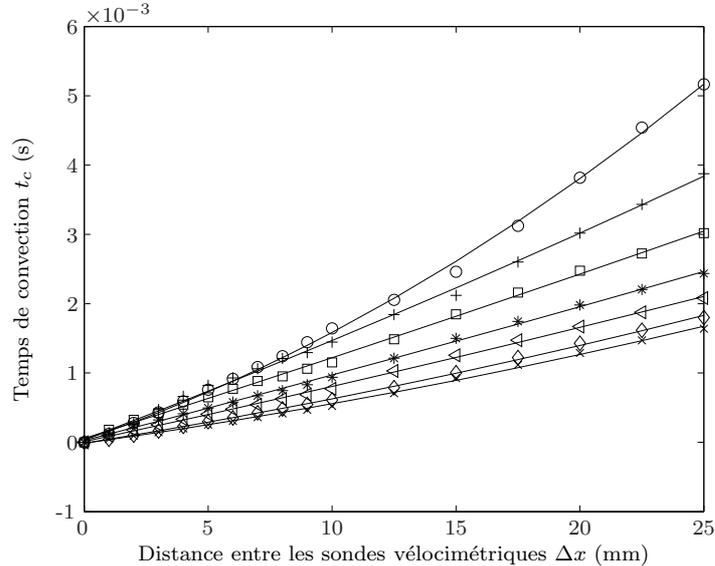


FIG. 3.6: Temps de convection des structures tourbillonnaires entre deux sondes vélocimétriques en fonction de la distance entre les sondes. L'éloignement de la plaque L/H est de 3,2, (\circ) $Re=5350$; (+) $Re=7250$; (\square) $Re=9100$; (*) $Re=10950$; (\triangleleft) $Re=12750$; (\diamond) $Re=14550$; (\times) $Re=16350$.

Discussion. La relation entre la distance et le temps de convection est quasiment linéaire, à l'exception des plus basses vitesses ($Re \leq 8000$). La vitesse de convection des structures peut donc être supposée constante sur la distance séparant la sortie du jet de l'obstacle pour $Re \geq 10^4$. Il est alors possible de calculer une vitesse de convection moyenne $U_c = \frac{\Delta x}{t_c}$ sur la plus grande distance de convection et pour les différentes vitesses de l'écoulement (voir figure 3.7). Le calcul est également effectué, pour les faibles vitesses, par approximation linéaire sur la distance Δx . La vitesse de convection ainsi obtenue ne dépend pas du nombre de Reynolds et est, en moyenne, égale à $0,6U$ avec une précision de 3%. Cette vitesse moyenne est en accord avec les résultats de la littérature [7].

3.1.3 Rétroaction indirecte : synchronisation du détachement et de l'impact des tourbillons avec le champ acoustique

Lorsque la rétroaction directe est dominante, la mesure de la vitesse acoustique ne peut être réalisée à l'aide de sondes vélocimétriques car le niveau des fluctuations acous-

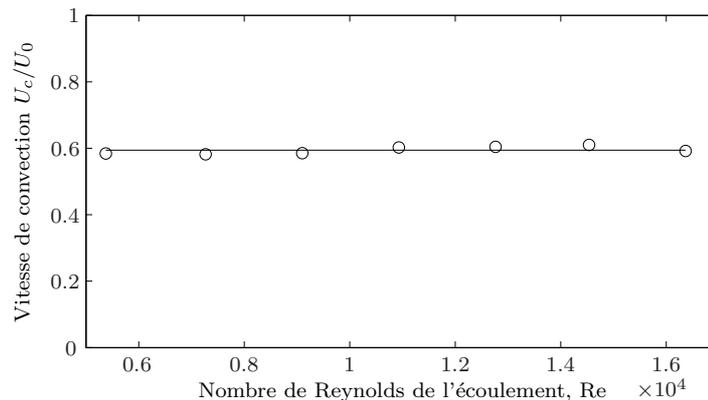


FIG. 3.7: *Vitesse de convection moyenne des structures tourbillonnaires (d'après les données de la figure 3.6).*

tiques est très faible dans le cône potentiel du jet. En revanche lorsque la rétroaction indirecte est dominante, les fluctuations acoustiques sont principalement dues à la résonance du conduit et sont donc suffisamment importantes pour être mesurées (voir section 2.2.1). Il est alors possible d'étudier la synchronisation entre le champ acoustique résonant en sortie du conduit et la convection des structures tourbillonnaires. L'objectif est d'estimer en particulier la phase du cycle acoustique à laquelle les tourbillons sont lâchés en sortie de conduit. Cette information est primordiale pour le développement d'un modèle simplifié du champ de vorticité de type "tourbillons ponctuels" (voir section 1.3.4).

Protocole

Des mesures sont réalisées   l'aide de deux sondes vélocimétriques. Une sonde fixe est placée dans le cône potentiel du jet, enregistrant les fluctuations de vitesse dues   la résonance du conduit (voir section 2.2.1). La seconde sonde est déplacée dans la partie interne de la couche de cisaillement haute (voir figure 3.8), enregistrant les fluctuations de vitesse dues au passage des tourbillons (voir section 2.2.2).

Pour un nombre de Reynolds Re et une distance L données, des mesures de vitesse par les deux sondes sont réalisées simultanément pour différentes positions de la sonde mobile. La différence de phase entre ces deux signaux   la fréquence d'émission est estimée. Comme le domaine entre la sortie du jet et l'obstacle est compact (voir section 2.3.4), la fluctuation acoustique peut y être considérée comme invariante en phase dans l'espace. La phase mesurée est donc égale   la phase du cycle acoustique (supposé cosino dal) quand un tourbillon atteint la sonde mobile (appelé dans la suite "phase

acoustique au passage des tourbillons”)

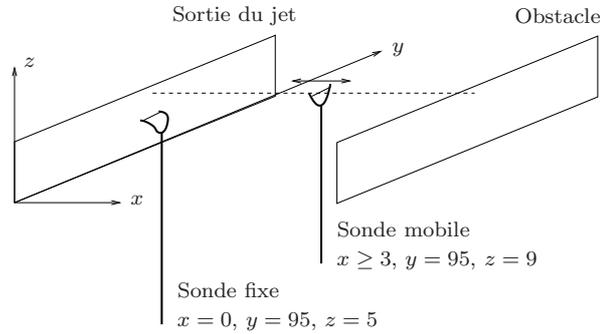


FIG. 3.8: Position des sondes vélocimétriques pour la mesure de la synchronisation de la convection des tourbillons avec le champ acoustique (dimensions en mm).

Résultats

La phase acoustique au passage des tourbillons est tracée en fonction de la position de la sonde mobile dans la couche de cisaillement haute pour différents couples (Re , L/H) correspondant à des fréquences émises, en rétroaction indirecte, comprises entre 322 Hz et 1285 Hz (voir figure 3.9).

En supposant que la vitesse de convection reste constante près de la sortie du jet (pour $x < 3$ mm où les mesures sont impossibles), il est possible d'estimer, par régression linéaire, la phase acoustique θ_0 au détachement tourbillonnaire ($x/L = 0$), ces phases sont regroupées dans le tableau 3.1. Pour toutes les configurations, cette phase est proche de $\pi/2$.

De plus, trois intervalles de valeurs préférentiellement prises par la phase acoustique θ_L au passage des tourbillons au niveau de l'impact ($x/L = 1$) peuvent être observés. Ils correspondent à trois valeurs du nombre de Strouhal qualifiant la source : $St_L \approx 2,8$, $St_L \approx 1,7$ et $St_L \approx 1,2$. Les intervalles sont repérés par les zones grisées (dont le tracé sera expliqué plus bas dans cette section).

Discussion

Synchronisation entre le champ acoustique et le détachement tourbillonnaire. Une phase proche de $\pi/2$ (avec un écart maximal d'environ $\pm 0,3\pi$) est obtenue par régression linéaire au moment du détachement tourbillonnaire (phase en $x/L = 0$)

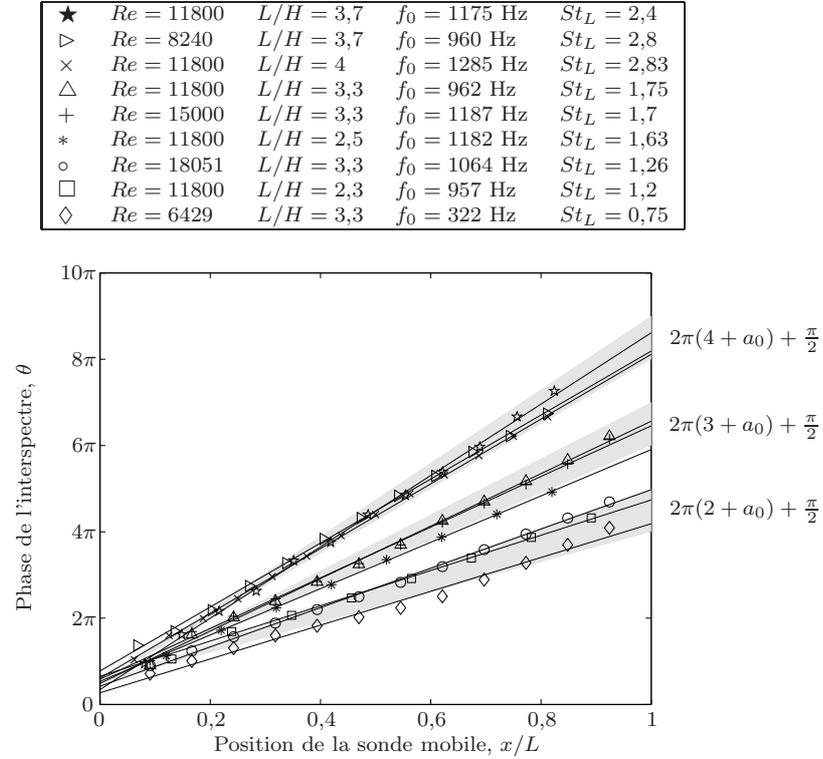


FIG. 3.9: Phase acoustique au passage des tourbillons en fonction de la position de la sonde mobile, les droites en traits pleins correspondent à des régressions linéaires des données expérimentales, les zones grisées correspondent aux phases vérifiant la relation 3.2 avec $-1/4 < a_0 < 1/4$.

Symbole	Valeur relevée	Symbole	Valeur relevée
□	$0,65\pi$	+	$0,59\pi$
△	$0,49\pi$	○	$0,42\pi$
*	$0,53\pi$	×	$0,61\pi$
★	$0,34\pi$	▷	$0,78\pi$
◇	$0,27\pi$	Moyenne	$0,52\pi$

TAB. 3.1: Phase acoustique au détachement tourbillonnaire, obtenue par régression linéaire des données de la figure 3.9.

pour toutes les configurations de la figure 3.9. Cela suggère que quel que soit le nombre de Reynolds et la configuration géométrique, les tourbillons sont lâchés à une phase du cycle acoustique qui est approximativement constante. En d'autres termes, les fluctuations de vitesse dues à la résonance du conduit contrôlent le détachement tourbillonnaire. Un nouveau tourbillon détaché à la sortie du jet correspond à un maximum local des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement. Pour être déphasée et en avance de $\pi/2$, la vitesse acoustique (arbitrairement définie comme cosinoïdale) doit être nulle et tournant vers l'amont à cet instant. Physiquement cela signifie qu'un tourbillon se détache chaque fois que les particules situées à l'extrémité du convergent sont stoppées au bout de leur déplacement acoustique vers l'aval, et commencent à retourner vers l'amont en s'opposant à l'écoulement. Ce résultat est différent de ce qui est observé dans plusieurs configurations (en bout de tuyère sifflante [28] et au niveau du bord amont d'une cavité branchée par exemple [59]) où le détachement tourbillonnaire se fait lorsque la vitesse acoustique est nulle et tournant vers l'aval.

Hypothèse sur la synchronisation entre le champ acoustique et l'impact des tourbillons sur l'obstacle. Les trois intervalles de phase acoustique à l'impact des tourbillons suggèrent que la source aéroacoustique tente d'imposer une valeur préférentielle de cette phase à l'impact quelque soit le mode hydrodynamique. En d'autres termes, le comportement du système suggère qu'il existe une phase du cycle acoustique à l'impact optimale au sens de la source aéroacoustique.

Conséquence sur la fréquence d'émission. L'hypothèse de deux conditions de synchronisation au détachement ($\theta|_{x=0} = \theta_0$) et à l'impact ($\theta|_{x=L} = \theta_L$) des tourbillons est admise. La différence de phase $\Delta\theta_L$ mesurée entre l'impact et le détachement s'exprime alors de la façon suivante, en fonction de l'ordre du mode hydrodynamique N :

$$\Delta\theta_L = 2\pi N + (\theta_L - \theta_0). \quad (3.2)$$

Le temps de convection du tourbillon (entre $x = 0$ et $x = L$) peut être exprimé en fonction de ce déphasage :

$$T_c = T_0 \frac{\Delta\theta_L}{2\pi} = T_0 \left(N + \frac{\theta_L - \theta_0}{2\pi} \right). \quad (3.3)$$

Une expression de la fréquence d'émission f_0 imposée par la double condition de phase peut être déduite de l'expression ci-dessus :

$$f_0 = \frac{U_c}{L} \left(N + \frac{\theta_L - \theta_0}{2\pi} \right). \quad (3.4)$$

Par identification avec l'équation de Rossiter (équation 1.6), le paramètre a_0 peut être identifié :

$$a_0 = \frac{\theta_L - \theta_0}{2\pi}. \quad (3.5)$$

Il est possible de proposer un intervalle de valeurs de a_0 correspondant aux résultats expérimentaux de la figure 3.9. Les zones grisées sont ainsi établies à partir de l'équation 3.2 pour des valeurs de a_0 telle que : $-1/4 < a_0 < 1/4$.

La vitesse de convection des tourbillons étant connue, dans une configuration (Re , L/H) donnée, la fréquence d'émission "choisie" par le système détermine le paramètre a_0 (voir équation 3.4). Ce paramètre est ainsi maintenant systématiquement calculé pour toutes les configurations correspondant à une rétroaction indirecte dominante lorsque $2000 < Re < 18000$ et $1 < L/H < 8$. Le résultat, présenté en fonction de l'ordre du mode hydrodynamique en figure 3.10, montre que statistiquement, la valeur du paramètre a_0 appartient à l'intervalle $[-1/4; 1/4]$. La valeur moyenne du paramètre a_0 ainsi obtenue est de 0,03.

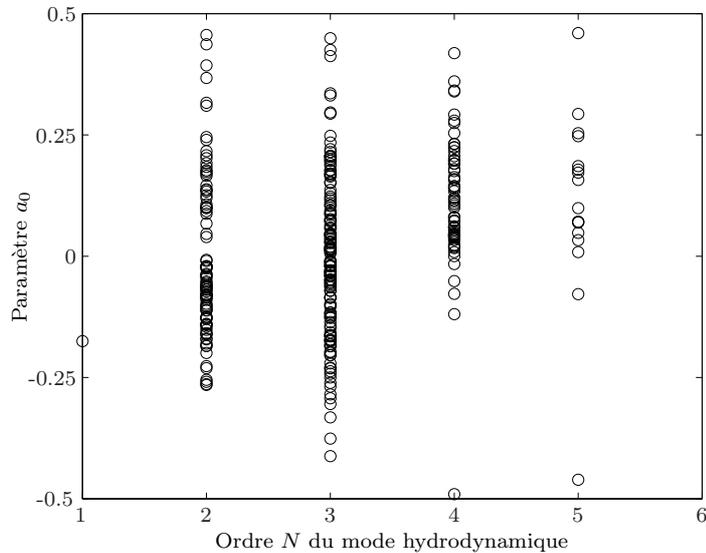


FIG. 3.10: Paramètre a_0 évalué expérimentalement en fonction de l'ordre du mode hydrodynamique pour $2000 < Re < 18000$ et $1 < L/H < 8$.

Une loi de type "Rossiter", obtenue en étudiant expérimentalement la dynamique des tourbillons, permet de prévoir l'évolution de la fréquence d'émission dans le cas du son de fente, avec cependant une dispersion significative du paramètre a_0 . Cette dispersion sera discutée au chapitre 4.

3.2 Couplage avec le résonateur

3.2.1 Choix du chemin de rétroaction

Problématique

Dans le cadre théorique proposé dans le chapitre 1 (voir la figure 1.2 et la référence [57]) pour décrire la boucle d’auto-entretien, la rétroaction indirecte est dominante lorsque :

$$|\eta_t \cdot \eta_d| < |\eta_r \cdot \eta'_d|, \quad (3.6)$$

où η_t est l’efficacité de la rétroaction directe, η_d et η'_d l’efficacité avec laquelle les perturbations respectivement propagées depuis l’aval et dues à la résonance interagissent avec le jet et η_r est l’efficacité de la rétroaction indirecte. Le conduit de soufflage résonant est excité par la source aéroacoustique au niveau de l’extrémité du convergent ; la condition aux limites y est de type “tube ouvert”. L’efficacité η_r de la rétroaction indirecte, qui peut être considérée comme l’efficacité avec laquelle le conduit répond à une sollicitation, est donc directement proportionnelle à son admittance d’entrée (au niveau de la sortie du jet).

Dès lors, le “critère de choix” de la rétroaction indirecte (relation 3.6) devrait être lié à une valeur limite de l’admittance d’entrée du conduit de soufflage.

Calcul de l’admittance du conduit

Malgré des fréquences d’émission relativement élevées, le premier mode transverse n’est pas propagé dans le conduit de soufflage (voir section 2.3.5). Le calcul de l’admittance des modes longitudinaux plans est donc suffisant pour caractériser la résonance du conduit. Il est réalisé, sur un conduit équivalent de même coupe longitudinale mais supposé cylindrique, à l’aide de programmes Matlab développées par J.P. Dalmont au Laboratoire d’Acoustique de l’Université du Maine. Leur principe est de décomposer le conduit en cylindres élémentaires caractérisés chacun par une matrice de transfert prenant en compte la propagation d’ondes planes avec pertes viscothermiques aux parois. Le conduit de soufflage est ainsi décomposé en 3 éléments : un cylindre représentant le tube, une série de dix cylindres dont les rayons successifs modélisent la partie incurvée du convergent, et enfin un dernier cylindre représentant la partie rectiligne du convergent (voir figure 3.11). Une correction de longueur prenant en compte les ef-

fets d'inertie du fluide est appliquée à l'extrémité du résonateur, correspondant à la sortie du jet (voir annexe A.2). Le guide d'onde ainsi obtenu est fermé, coté volume d'amortissement, par l'impédance de rayonnement d'un conduit bafflé. L'effet du volume d'amortissement dont la section est beaucoup plus importante que le conduit est ainsi assimilé à celui d'une ouverture du conduit sur l'espace extérieur. Le calcul de l'admittance d'entrée réduite (rapport de l'admittance au niveau de la sortie du jet et de l'admittance caractéristique de l'air : $Y_c = 1/\rho c$) du guide d'onde est effectué en multipliant les matrices de transfert des différents cylindres¹. Afin de vérifier son influence, l'admittance d'entrée du convergent seul (figure 3.11.c) est également calculée. L'ensemble des résultats est présenté en figure 3.12a. Les fréquences de résonance du conduit (correspondant aux maxima d'admittance) peuvent y être relevées, elle sont consignées dans le tableau 3.2.

Mode plan	Fréquence	Mode plan	Fréquence
1	85 Hz	9	1081 Hz
2	207 Hz	10	1179 Hz
3	336 Hz	11	1288 Hz
4	467 Hz	12	1407 Hz
5	597 Hz	13	1529 Hz
6	726 Hz	14	1648 Hz
7	853 Hz	15	1765 Hz
8	974 Hz	16	1880 Hz

TAB. 3.2: Fréquences de résonance du mode plan longitudinal.

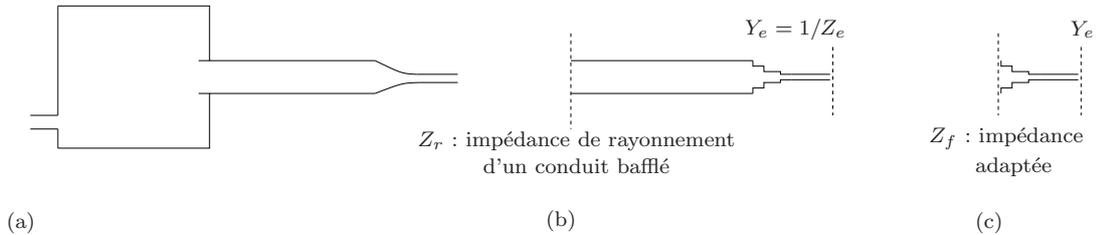


FIG. 3.11: Coupe longitudinale du conduit de soufflage, (a) géométrie originale, (b) schéma de principe de la géométrie approchée utilisée pour le calcul d'admittance d'entrée (la partie incurvée du convergent a effectivement été modélisée avec 10 cylindres successifs), (c) géométrie utilisée pour le calcul de l'influence du convergent.

Comparaison avec les résultats expérimentaux

L'amplitude et la fréquence des sons auto-entretenus sont mesurées pour des nombres de Reynolds compris entre 500 et 18000 et des éloignements de l'obstacle L/H entre

¹Pour plus de précision sur le calcul des impédances d'entrée, se reporter à l'annexe B.

1 et 8. L'amplitude des sifflements impliquant une rétroaction indirecte dominante est tracée en fonction de la fréquence d'émission sur la figure 3.12b. La source fonctionne à un nombre limité de fréquences d'émission discrètes jusqu'à 1000 Hz avec une absence notable entre 500 Hz et 800 Hz. Au delà de 1000 Hz, les fréquences de jeu choisies par la source sont plus dispersées.

La source se cale sur des fréquences qui correspondent à une valeur maximale de l'admittance. L'effet du convergent sur l'admittance globale du conduit explique l'absence de sons auto-entretenus entre 500 Hz et 800 Hz. En effet, l'admittance du convergent présente un minimum à environ 600 Hz. Cela a pour effet de diminuer l'amplitude des maxima d'admittance du conduit autour de cette fréquence. La valeur de l'admittance n'est alors plus suffisante pour que la rétroaction soit dominante. D'autre part, l'admittance du convergent présente un maximum autour de 1100 Hz. Cela entraîne un évasement des pics d'admittance du conduit ainsi qu'une augmentation de leur amplitude. La rétroaction indirecte peut donc être maintenue pour des fréquences qui s'écartent de la fréquence de résonance, ce qui pourrait expliquer la dispersion des fréquences de jeu au delà de 1000 Hz.

Discussion, scénario de choix de rétroaction

Tant que la fréquence d'émission est telle que la valeur de l'admittance est faible, la relation 3.6 $|\eta_t \cdot \eta_d| > |\eta_r \cdot \eta'_d|$ est vérifiée et la rétroaction directe est dominante. En revanche, lorsque la variation d'un des paramètres L ou U impose (de par la relation 3.4) une fréquence d'émission telle que la valeur de l'admittance est importante, $|\eta_t \cdot \eta_d|$ devient inférieur à $|\eta_r \cdot \eta'_d|$ et la rétroaction indirecte devient dominante. La résonance du conduit de soufflage contrôle alors le détachement tourbillonnaire.

3.2.2 Couplage avec le résonateur et effets tridimensionnels

La modification de géométrie tridimensionnelle introduite par l'inclinaison de l'obstacle par rapport à la dimension horizontale transverse à l'écoulement peut contribuer à l'excitation du premier mode transverse du conduit de soufflage. C'est ce qui sera démontré dans le paragraphe suivant. Le couplage entre un son de fente désaligné et des modes non plans du conduit de soufflage est donc étudié expérimentalement.

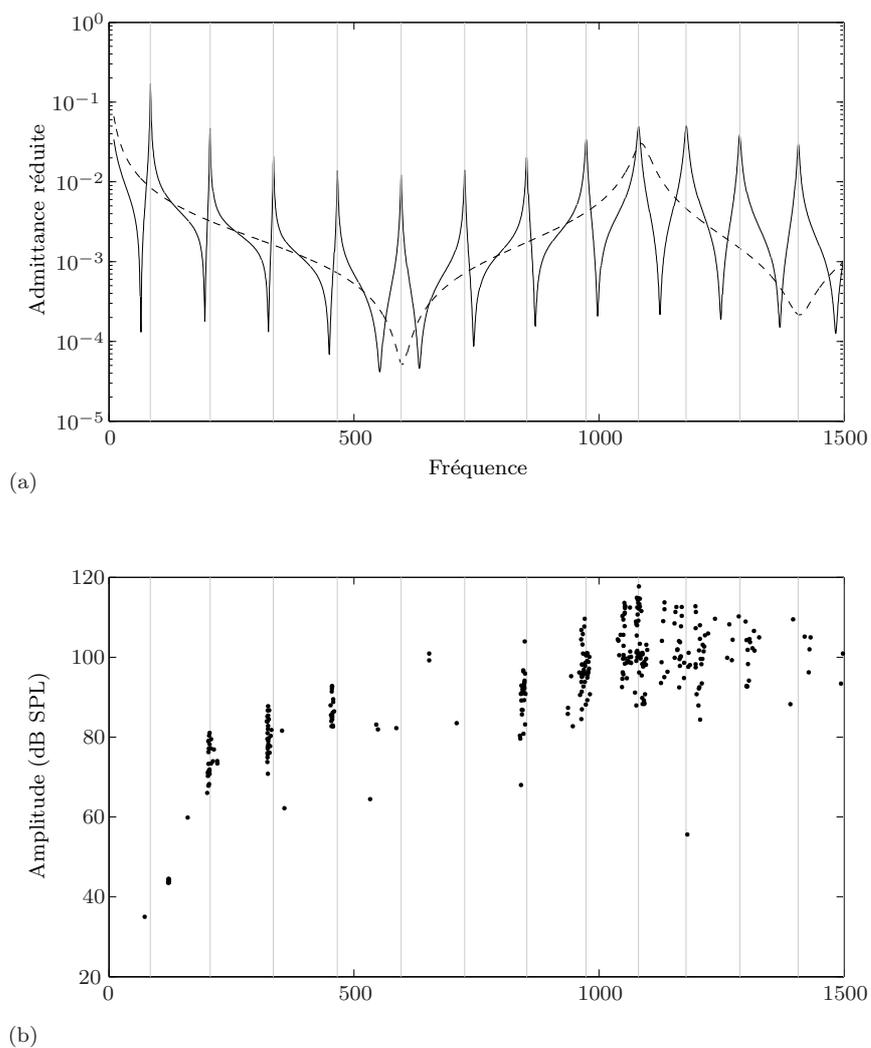


FIG. 3.12: Comparaison de la répartition fréquentielle (a) de l'admittance d'entrée du conduit de soufflage - (en trait plein) admittance d'entrée du conduit de soufflage, (en pointillés) admittance du convergent seul - et (b) des fréquences de jeu choisies par le système. Les lignes verticales correspondent aux maxima de l'admittance calculée.

Son de fente standard

Résultats. Une cartographie de phase est mesurée dans la partie interne de la couche de cisaillement haute (voir section 2.2.3) pour $Re = 18000$ et $L/H = 2,5$ et une fréquence d'émission mesurée de 1250 Hz. Sur la figure 3.13, la phase a été interpolée et l'échelle de niveaux de gris a été choisie de façon à faciliter l'interprétation. Les lignes iso-phases (correspondant aux iso-couleurs de la cartographie) indiquent la morphologie transverse des tourbillons. Les tourbillons ont une forme rectiligne dans la dimension transverse et sont convectés parallèlement à la sortie du jet.

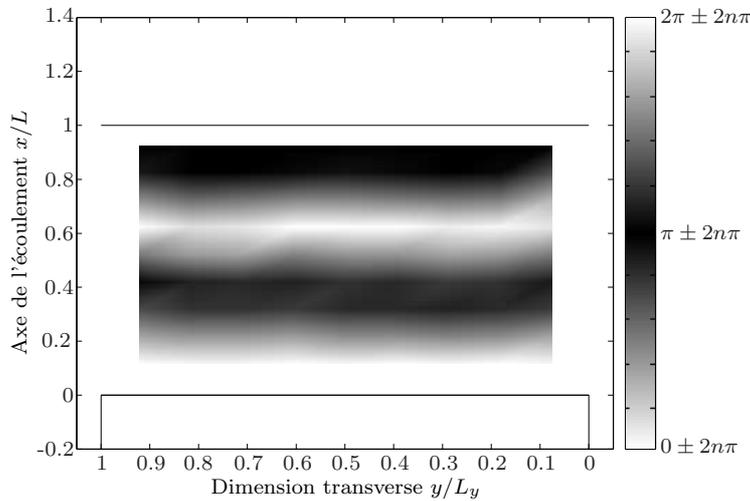


FIG. 3.13: Cartographie de phase mesurée pour un son de fente standard, $Re = 18000$ et $L/H = 2,5$ (la géométrie est celle de la figure 2.3a).

Discussion. Les mesures de la section 2.3.5 ont montré que, même lorsque la fréquence d'émission est supérieure à la fréquence de coupure du premier mode transverse (900 Hz) dans la direction y , ce mode n'est pas excité par la source aéroacoustique. Les tourbillons dont le détachement est contrôlé par la vitesse acoustique due à la résonance, ont donc une forme de tubes rectilignes perpendiculaires à l'axe du jet. Ceci est confirmé par les lignes iso-phases rectilignes de la figure 3.13. Le tourbillon heurte donc la plaque de façon simultanée sur toute la dimension transverse. En terme de phase, le critère d'auto-entretien ne varie donc pas le long de cette dimension. L'excitation du mode transverse aurait pour effet d'introduire une différence de phase dans la direction transverse incompatible avec la géométrie du système.

Son de fente désaligné

Résultats. La fréquence d'émission et l'amplitude des sons produits sont mesurées en fonction de l'angle d'inclinaison α de l'obstacle par rapport à la dimension horizontale transverse à l'écoulement (voir figure 2.3). Le résultat est tracé en figure 3.14. Globalement, le niveau sonore diminue lorsque l'angle α augmente, jusqu'à ce que les sifflements disparaissent, pour environ $|\alpha| = 6^\circ$, laissant place à un bruit large bande². Le comportement fréquentiel et en amplitude est quasiment symétrique autour de $\alpha = 0^\circ$. Pour $|\alpha| < 3^\circ$, la fréquence d'émission est égale à environ 1250 Hz alors que pour $|\alpha| > 3^\circ$, la fréquence d'émission est d'environ 1600 Hz. Ce saut de fréquence s'accompagne d'une légère augmentation du niveau sonore émis.

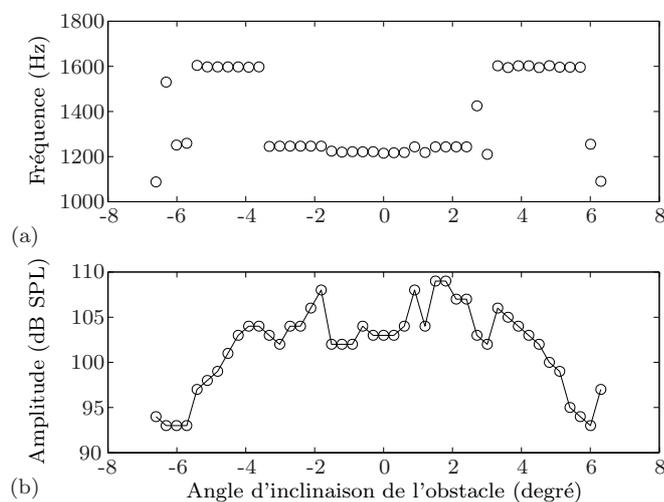


FIG. 3.14: Fréquence d'émission (a) et niveau sonore émis (b) en fonction de l'angle d'inclinaison α de l'obstacle par rapport à la dimension horizontale transverse à l'écoulement, $Re = 18000$ and $L/H = 2,5$.

La différence de phase dans la direction transverse est mesurée à la fréquence d'émission (voir section 2.3.5) pour différents angles α correspondant à une fréquence d'émission de 1600 Hz. Le résultat est tracé en figure 3.15. Les profils de phase montrent une variation de phase, dans la dimension transverse, d'environ 180° ce qui indique l'excitation du premier mode transverse du conduit. Le signe de cette différence de phase dépend de l'orientation de l'obstacle.

La morphologie des tourbillons dans la dimension transverse est évaluée pour un angle d'inclinaison de l'obstacle de $3,3^\circ$ à l'aide du protocole expérimental décrit en

²Il est à noter qu'un angle de 6° correspond à une variation de la distance L dans le sens transverse de 2,2 cm, alors que sa valeur au centre du jet est de 2,5 cm.

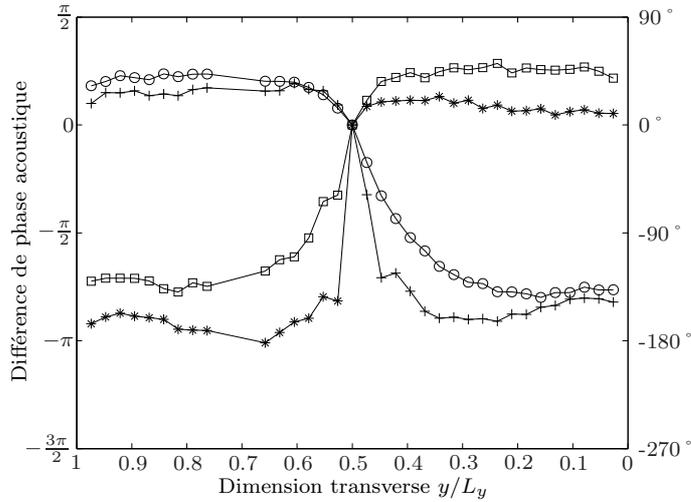


FIG. 3.15: Profil de phase acoustique, dans la dimension transverse à l'écoulement, à la sortie du résonateur, (+) $\alpha = -5,1^\circ$, (o) $\alpha = -3,6^\circ$, (□) $\alpha = 3,3^\circ$, (*) $\alpha = 5,1^\circ$, $Re = 18000$ and $L/H = 2,5$.

section 2.2.3. La cartographie de phase de la figure 3.16a est ainsi obtenue. La forme des tourbillons n'est plus rectiligne mais courbée dans la dimension transverse (voir figure 3.16b).

Il est également possible d'évaluer la forme des tourbillons dans la dimension transverse en utilisant le profil de phase acoustique à la sortie du résonateur tracé en figure 3.15 et en supposant que la vitesse acoustique due à la résonance contrôle le détachement tourbillonnaire (voir section 3.1.3). Si la différence de phase $d\theta$ entre une position y_1 sur la dimension transverse et le centre du jet y_0 est positive, cela signifie que le signal acoustique en y_1 est en avance par rapport au signal en y_0 . Cela signifie également que le tourbillon est détaché en y_1 plus tôt qu'en y_0 et que la portion de tourbillon en y_1 a déjà parcouru la distance dx quand la portion en y_0 est détachée. Cette distance dx peut être exprimée de la manière suivante :

$$dx(y) = \frac{d\theta(y)}{2\pi f_0} U_c \quad (3.7)$$

La morphologie du tourbillon ainsi évaluée est tracée en ligne pointillée sur la figure 3.16a. La morphologie obtenue par cartographie de phase et à partir des mesures acoustique présentent une grande similarité. Cela confirme l'hypothèse de départ stipulant que le mode transverse contrôle le détachement. Il est également observé que l'orientation des tourbillons tend à être parallèle à l'obstacle. Ceci est d'ailleurs confirmé par le fait qu'un changement de signe de l'angle α induit un profil de phase acoustique transverse symétrique par rapport au centre du conduit ($y/L_y = 0,5$, L_y étant la dimension

transverse du conduit).

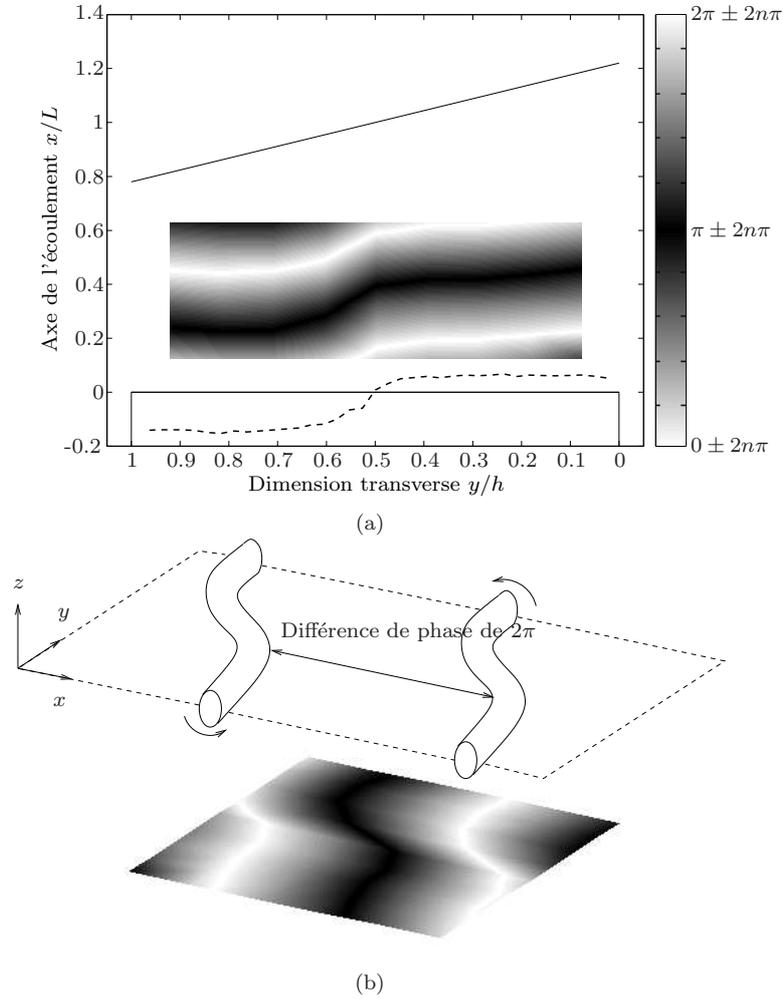


FIG. 3.16: Cartographie de phase mesurée pour un son de fente désaligné, $\alpha = 3.3^\circ$, $Re = 18000$ et $L/H = 2.5$. (a) (niveaux de gris) Cartographie de phase (---) morphologie du tourbillon dans la dimension transverse évaluée d'après le profil de phase acoustique de la figure 3.15. (b) Schéma des tourbillons.

Discussion. Les résultats précédents montrent que des sons auto-entretenus couplés avec les résonances du conduit de soufflage peuvent être produits jusqu'à une inclinaison de l'obstacle $|\alpha|$ de 6° (figure 3.14). Cependant, un saut de fréquence est enregistré pour $|\alpha| < 3^\circ$. Lorsque $|\alpha| \approx 3^\circ$, la fréquence d'émission de la configuration du son de fente standard est conservée. Cela confirme que la source aéroacoustique est toujours couplée, à la fréquence d'émission, avec un mode plan du conduit de soufflage.

Pour $|\alpha| > 3^\circ$, en revanche, la fréquence d'émission est de 1600 Hz, et le premier

mode transverse du conduit de soufflage est excité par la source aéroacoustique. Étant donné que la vitesse acoustique due à la résonance contrôle le détachement tourbillonnaire et comme l'excitation du mode transverse entraîne une variation de la phase dans la dimension transverse, les tourbillons sont détachés de façon oblique par rapport à l'axe y (figure 3.16b). Le coeur du tourbillon devient alors aussi parallèle à l'obstacle que la différence de phase de 180° dans la dimension transverse le permet. Le changement de signe de la variation transverse de la phase acoustique, pour un changement de signe de α corrobore d'ailleurs cette hypothèse (voir figure 3.15). De cette manière, le tourbillon heurte l'obstacle quasi-instantanément quelque soit la position transverse y . Il semble ainsi que la variation de phase transverse de ce tourbillon oblique compense l'inclinaison de l'obstacle pour aboutir à une relation de phase optimale sur toute la largeur du jet.

Bilan

Dans la première partie de ce chapitre, un certain nombre de résultats connus pour d'autres configurations produisant des sons auto-entretenus ont été précisés de façon expérimentale pour le cas du son de fente :

- les structures tourbillonnaires ont une vitesse de convection constante et égale à 0,6 fois la vitesse du jet ;
- le mode d'oscillation du jet est antisymétrique lorsque la rétroaction directe est dominante et symétrique lorsque la rétroaction indirecte est dominante ;
- en rétroaction indirecte, un tourbillon est détaché à la sortie du jet lorsque la vitesse acoustique est nulle et tournant vers l'amont ;
- enfin, à l'instar d'autres configurations, la fréquence des sifflements produits par le son de fente f_0 , vérifie une relation du type $f_0 = \frac{U_c}{L}(N + a_0)$.

Dans la seconde partie, le couplage de la source aéroacoustique avec les résonances du conduit de soufflage a été examiné. L'admittance d'entrée du conduit a d'abord été simulée. Il apparaît que la rétroaction indirecte ne peut être dominante qu'aux fréquences pour lesquelles cette admittance est maximale. L'influence du convergent, qui induit un creux d'admittance aux moyennes fréquences (500 Hz ; 800 Hz), a permis d'expliquer l'absence de fréquences d'émissions dans cette gamme du spectre. La production de sons auto-entretenus pour des angles d'inclinaison de l'obstacle importants, par le biais de l'excitation du premier mode transverse du conduit, a enfin été mise en évidence.

Chapitre 4

Vortex sound en écoulement non confiné : application au son de fente couplé au conduit de soufflage

Alors que pour le peintre ou le sculpteur le modèle est ce qui sera représenté ou interprété, dans les sciences, le modèle est au contraire l'image qui représente, le schéma, le cas d'école, qui est une simplification de l'inaccessible réel.
(N. Bouleau)

Sommaire

4.1	Modélisation de la source aéroacoustique	66
4.1.1	Modélisation des champs de vorticité et de vitesse	67
4.1.2	Modélisation du champ acoustique	68
4.1.3	Modèle complet	75
4.2	Étude de sensibilité aux paramètres de modélisation . . .	76
4.2.1	Maillage	76
4.2.2	Répartition des débits acoustiques	76
4.2.3	Vitesse de convection des tourbillons	77
4.3	Exploitation du modèle	79
4.3.1	Contribution d'un tourbillon au cours de la convection	79
4.3.2	Interprétation du scénario du détachement tourbillonnaire . .	82
4.3.3	Fréquences d'émission optimales au sens du corollaire énergétique de Howe	85
4.3.4	Choix des fréquences d'émission	87

Des échanges d'énergie se produisent entre le champ acoustique et le champ tourbillonnaire. Le transfert peut se faire du champ de vorticité vers le champ acoustique, une source aéroacoustique est alors crée. Dans le cas contraire, l'énergie du champ acoustique contribue   la production de vorticité (cas du détachement des tourbillons en sortie d'un instrument   vent par exemple [3]). Ces échanges d'énergie peuvent être modélisés par le corollaire énergétique de Howe présenté au premier chapitre de ce mémoire. Ce formalisme énergétique permet de décrire le fonctionnement de certaines sources de sons auto-entretenus mais a rarement été appliqué au cas de sources aéroacoustiques non-confinées. Dans ce chapitre, il est appliqué   la configuration du son de fente en rétroaction indirecte, c'est   dire dans la situation où il est couplé   une résonance acoustique du conduit de soufflage [24]. Le modèle proposé contient un certain nombre de données obtenues expérimentalement (vitesse de convection des tourbillons, mode du jet). D'autres sont obtenues par des modèles théoriques simplifiés (champ de vorticité, champ acoustique). L'objectif est d'étudier les conditions maximisant les échanges d'énergie afin de comprendre le comportement fréquentiel complexe du son de fente et de déterminer les conditions optimales de sifflement, afin d'obtenir une comparaison avec les données expérimentales. L'amplitude des sons produits n'est en revanche pas recherch e.

L'implémentation du modèle basé sur ce formalisme appliqué au son de fente est détaillé dans une première section. Cette implémentation faisant parfois appel   des hypothèses simplificatrices, la sensibilité des résultats   ces dernières est évaluée dans une seconde section. Une interprétation du choix des fréquences d'émission par le système   la lumière des résultats du modèle est proposée dans une troisième section.

4.1 Modélisation de la source aéroacoustique

La résolution du corollaire énergétique de Howe :

$$\mathcal{P} = - \left\langle \rho_0 \iiint_V (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_a dV \right\rangle_{T_0}, \quad (4.1)$$

nécessite de modéliser les champs de vorticité $\vec{\omega}$, de vitesse \vec{v} et de vitesse acoustique \vec{u}_a . Les modèles disponibles dans la littérature ont été présentés en section 1.3. Ils sont appliqués, dans cette section,   la configuration bidimensionnelle du son de fente couplé   un résonateur dans le plan (\vec{x}, \vec{z}) .

4.1.1 Modélisation des champs de vorticité et de vitesse

Rappel des résultats expérimentaux. Les résultats expérimentaux de la section 3.1 ont permis de clarifier la dynamique des tourbillons dans le cas du son de fente, notamment en rétroaction indirecte. Deux tourbillons sont détachés simultanément chaque fois que la phase du champ acoustique (supposé cosinusoidal) est égale   $\pi/2$. Les tourbillons évoluent ensuite symétriquement dans les deux couches   une vitesse quasi-constante $U_c = 0,6U$.

Modélisation du champ de vitesse. Le champ de vitesse peut être défini, dans la couche de cisaillement, par la relation suivante (voir section 1.3.5) :

$$\vec{v} = U_c \vec{x} = 0,6U \vec{x}. \quad (4.2)$$

Modélisation du champ de vorticité. Le modèle proposé dans la section 1.3.4 permet de calculer la vorticité due au développement d'une structure tourbillonnaire dans une couche de cisaillement. Ce résultat, ainsi que les résultats expérimentaux rappelés plus haut permettent de proposer une expression du champ total de vorticité dans le cas de la géométrie du son de fente :

$$\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v} = (0, \omega_y, 0), \quad (4.3)$$

avec :

$$\omega_y = \sum_{m=1}^N \Gamma_m(t) \delta(x - x_m(t)) \cdot \delta(z) - \Gamma_m(t) \delta(x - x_m(t)) \cdot \delta(z - H), \quad (4.4)$$

où $\Gamma_m(t)$ est la circulation du tourbillon (voir équation 1.27) et $N = \text{sup}(T_c/T_0)$ est le nombre de tourbillons pouvant être présents au même instant dans une couche de cisaillement (T_c étant le temps de convection d'un tourbillon du détachement   l'impact sur l'obstacle et T_0 la période acoustique), et $x_m(t)$ est la position du tourbillon m au temps t , définie par :

$$x_m(t) = U_c(t - t_m). \quad (4.5)$$

Le temps de naissance des tourbillons dans chaque couche de cisaillement t_m peut être défini de la façon suivante en prenant comme origine de temps la naissance d'un tourbillon dans la couche de cisaillement basse :

$$t_m = (m - 1)T_0. \quad (4.6)$$

4.1.2 Modélisation du champ acoustique

Un modèle simplifié bidimensionnel du champ acoustique dans la géométrie non confinée produisant le son de fente doit être mis en oeuvre. La zone de calcul, dans laquelle il interagit avec le champ de vorticité, est supposée compacte (hypoth ese discut ee en section 2.3.4). Ainsi, comme indiquée en section 1.3.6, ce champ est ici exprimée comme la variation temporelle harmonique d’un support potentiel.

D’autre part, en r etroaction indirecte, la source a eroacoustique g en er ee par l’interaction entre le champ de vorticité et le champ acoustique est suppos ee n egligeable par rapport   la source due au rayonnement du conduit. Sur les mesure de la figure 2.9, une augmentation du niveau émis d’environ 20 dB est observable lorsque la r etroaction indirecte devient dominante. La source a eroacoustique qui rayonne seule en r etroaction directe est donc bien masqu ee par le rayonnement du conduit responsable de cette augmentation de 20 dB lors du changement de r etroaction. D’apr es cette hypoth ese simplificatrice, le support potentiel du champ acoustique φ_{pot} est donc induit par le rayonnement du r esonateur. Il peut être consid er e comme l’écoulement produit par une source plac ee   l’infini en amont dans le conduit de soufflage. Le mod ele ainsi posée n’a pas de r ealit e physique mais il aboutit   une bonne approximation du champ acoustique dans la zone o u celui-ci interagit avec le champ de vorticité. De plus, il permet le recours   la transform ee de Schwarz-Christoffel pour le calcul du champ potentiel, mais exclut la r etroaction directe du domaine de validité du mod ele.

Calcul du support potentiel

Le domaine physique consid er e est un polygone dont certains sommets se trouvent   l’infini. La transform ee de Schwarz-Christoffel¹ permet de le transformer en un demi plan dit “plan de calcul” (voir figure 4.1). La transform ee est effectu ee   l’aide d’une bo ite   outils pour le logiciel Matlab d evelopp ee par T.A. Driscoll² [18, 19]. Comme indiquée plus haut, dans le plan physique, l’écoulement provenant du point $B\infty$ peut-être consid er e comme une source introduisant le d ebit $Q = u_{aB}H$ de fluide dans le domaine par unit e de temps. Dans le plan de calcul, il existe donc une source ponctuelle plac ee en B qui introduit le m eme d ebit de fluide sur un angle de π . Ce d ebit de fluide s’échappe du domaine en $M\infty$, $I\infty$ et $D\infty$. Un puits de masse d’amplitude $\beta_I Q/\pi$ est donc placée en I dans le plan de calcul. De m eme un puits de masse d’amplitude $\beta_M Q/\pi$

¹Voir annexe C.1.

²Le choix d’un calcul num erique de la transform ee de Schwarz-Christoffel a  t e fait apr es un travail analytique r esum e en annexes C.2   C.5.

est placé en M . La masse de fluide restante, s'échappant en D_∞ , se dissipe à l'infini dans le plan de calcul. L'équation à résoudre dans le domaine de calcul s'écrit donc :

$$\Delta\varphi_{pot}(\zeta) = \frac{Q}{\pi}\delta(\zeta - \xi_B) - \frac{\beta_I Q}{\pi}\delta(\zeta - \xi_I) - \frac{\beta_M Q}{\pi}\delta(\zeta - \xi_M). \quad (4.7)$$

La solution de cette équation sur le demi-espace supérieur s'écrit :

$$\varphi_{pot}(\zeta) = \frac{Q}{\pi}\ln(\zeta - \xi_B) - \frac{\beta_I Q}{\pi}\ln(\zeta - \xi_I) - \frac{\beta_M Q}{\pi}\ln(\zeta - \xi_M). \quad (4.8)$$

La transformation de Schwarz-Christoffel inverse est ensuite utilisée pour tracer le champ solution dans le plan physique.

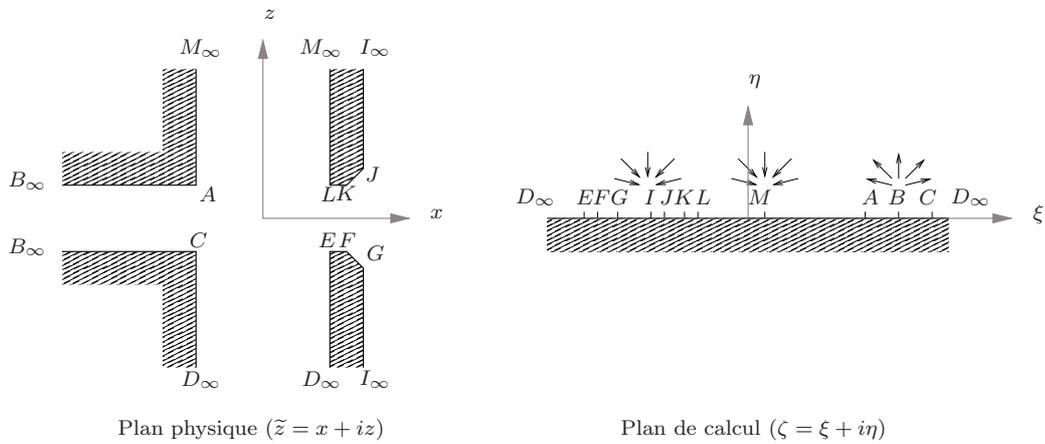


FIG. 4.1: La géométrie étudiée et son image par transformée de Schwarz-Christoffel.

Répartition des débits acoustiques

Avertissement. Le problème de la répartition des débits est un problème tridimensionnel complexe. Un problème simplifié équivalent dans une géométrie bidimensionnelle est recherché ici³.

Problématique. Comme indiqué précédemment, l'écoulement provenant du point B (voir figure 4.2) introduit un débit de fluide $Q = u_{aB}H$ dans le domaine (u_{aB} est la vitesse acoustique au point B). Il est nécessaire de connaître la répartition de ce débit en sortie du domaine aux points M_∞ et I_∞ afin de connaître l'amplitude des puits situés aux points M et I dans le plan de calcul. La partie irrotationnelle du champ

³Le modèle acoustique présenté ici est le fruit de nombreux échanges de mails et de discussions avec A. Hirschberg.

de vitesse est solution de l'équation de Bernoulli instationnaire. Un modèle simplifié basé sur cette équation est donc recherché pour obtenir un ordre de grandeur de la répartition des débits. Elle stipule que [61] :

$$\rho \frac{\partial \varphi'}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho_0 \vec{u}^2 + p = cste, \quad (4.9)$$

le long d'une ligne de courant. Dans cette équation,

- $p = p_0 + p'$ est la pression avec p_0 la pression statique et p' la pression acoustique,
- $\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}_a$ est la partie potentielle du champ de vitesse avec \vec{u}_0 la vitesse potentielle moyenne et \vec{u}_a la vitesse acoustique,
- $\varphi' = \int \vec{u}_a \cdot d\vec{S}$ est le potentiel de vitesse instationnaire.

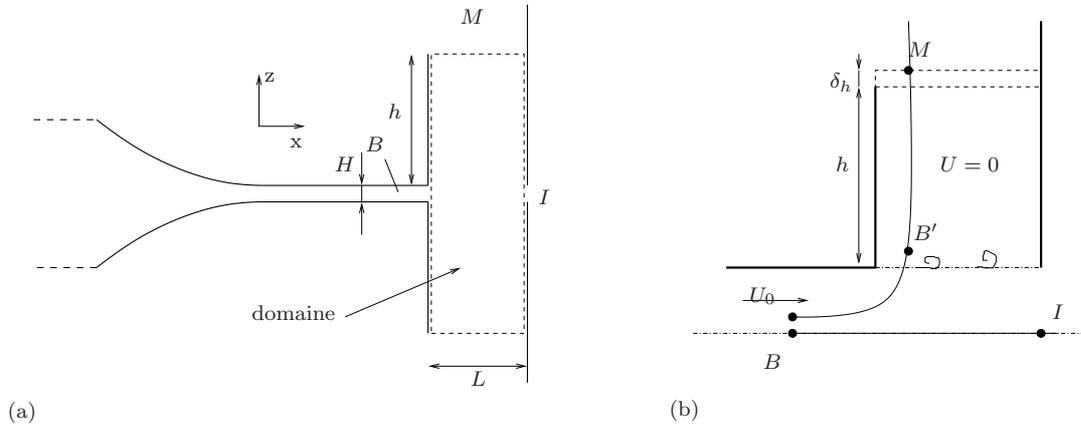


FIG. 4.2: Schéma de la géométrie du domaine : (a) vue générale (b) points d'application de l'équation de Bernoulli.

Principe. Les mesures de la section 2.3.1 ont confirmé que les fluctuations de vitesse acoustique au niveau du point 1 ne dépassaient pas quelques pourcents de la vitesse de l'écoulement ($u'/u_0 \ll 1$), il est donc possible de négliger les termes non linéaires :

$$u^2 = u_0^2 + 2u_0u' + u'^2 \approx u_0^2 + 2u_0u'. \quad (4.10)$$

L'équation 4.9 peut alors s'écrire entre deux points quelconques b et c d'une même ligne de courant :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_b^c \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \right) + \frac{1}{2} \rho_0 (u_{0c}^2 + 2u_{0b}u_{ac}) + p_{0c} + p'_c = \frac{1}{2} \rho_0 (u_{0b}^2 + 2u_{0b}u_{ab}) + p_{0b} + p'_b. \quad (4.11)$$

Les termes stationnaires et instationnaires de l'équation 4.11 s'équilibrent respectivement, soit :

$$\frac{1}{2}\rho_0 u_{0c}^2 + p_{0c} = \frac{1}{2}\rho_0 u_{0b}^2 + p_{0b} \quad (4.12)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_b^c \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \right) + \rho_0 u_{0c} u_{ac} + p'_c = \rho_0 u_{0b} u_{ab} + p'_b. \quad (4.13)$$

Application entre les points B et M . Entre les points B' et M , le fluide est supposé au repos (voir figure 4.2b). L'équation de Bernoulli (4.13) sur les grandeurs fluctuantes peut donc s'écrire, sur la ligne de courant passant par ces deux points :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{B'}^M \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \right) + p'_M = p'_{B'}. \quad (4.14)$$

Les grandeurs acoustiques sont supposées se conserver au passage de la couche de cisaillement. Il est alors possible de prolonger l'application de l'équation 4.14 au point 1 :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_B^M \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \right) + p'_M = p'_B. \quad (4.15)$$

Le domaine délimité à gauche par le baffle et à droite par l'obstacle constitue un guide d'onde. Dans ces conditions, le point M situé à une hauteur $h + \delta_h$ (où δ_h est une correction de longueur due au rayonnement en bout de guide, calculée en annexe A) est en condition de type "tube ouvert", d'où $p'_M = 0$. Enfin, en négligeant les effets d'inertie à la sortie du convergent, il est possible de poser : $\int_B^M \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \approx (z_M - z_B) \int_B^M \vec{u}_a \cdot d\vec{z}$ sur la ligne de courant. D'autre part, pour simplifier le calcul, la composante de la vitesse acoustique verticale, supposée établie à partir d'une hauteur de la sortie du conduit, est supposée constante : $\vec{u}_a \cdot d\vec{z} = cste = u_{aM}$. Ces hypothèses induisent l'égalité suivante : $\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_B^M \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \right) = \rho \frac{\partial u_{aM}}{\partial t} (h + \delta_h)$. L'équation 4.15 s'écrit alors :

$$\rho \frac{\partial u_{aM}}{\partial t} (h + \delta_h) = p'_B. \quad (4.16)$$

Application entre les points B et I . L'équation de Bernoulli (4.13) est maintenant appliquée à l'intérieur du jet, entre les deux points B et I :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_B^I \vec{u}_a \cdot d\vec{S} \right) + \rho_0 U u_{aI} + p'_I = \rho_0 U u_{aB} + p'_B. \quad (4.17)$$

De même que précédemment, le point I est supposé en condition de tube ouvert, d'où $p'_I = 0$. Enfin la composante de la vitesse acoustique horizontale établie à partir d'une hauteur de la sortie du conduit est supposée constante : $\vec{u}_a \cdot d\vec{x} = cste = u_{aI}$. L'équation

4.17 s'écrit alors :

$$\rho \frac{\partial u'_I}{\partial t} L + \rho_0 U u_{aI} = \rho_0 U u_{aB} + p'_B. \quad (4.18)$$

Conservation des débits acoustiques. Les débits acoustiques entrant et sortant doivent être conservés :

$$H u_{aB} = 2L u_{aM} + H u_{aI}. \quad (4.19)$$

Répartition des débits. L'objectif est d'exprimer les débits $L u_{aM}$ et $H u_{aI}$ sortant du domaine en fonction du débit entrant $H u_{aB}$. En régime harmonique, le système constitué des équations 4.16, 4.18 et 4.19 s'écrit :

$$\begin{cases} j\omega\rho(h + \delta_h)u_{aM} = p'_B \\ j\omega\rho L u_{aI} + \rho_0 U u_{aI} = \rho_0 U u_{aB} + p'_B \\ H u_{aB} = 2L u_{aM} + H u_{aI} \end{cases} \quad (4.20)$$

La résolution du système ci-dessus donne :

$$u_{aM} = u_{aB} \frac{\omega H L (\omega L^2 + \omega (hH + \delta_h H)) + j\omega H L^2 U}{L^2 U^2 + (\omega L^2 + \omega (hH + \delta_h H))^2} \quad (4.21)$$

$$u_{aI} = u_{aB} \frac{L^2 U^2 - \omega (hH + \delta_h H) (-\omega L^2 - \omega (hH + \delta_h H)) - j\omega L^3 U}{L^2 U^2 + (\omega L^2 + \omega (hH + \delta_h H))^2} \quad (4.22)$$

Analyse des solutions. Il est possible de simuler, en fonction de la fréquence, les termes $\alpha_M = L u_{aM} / H u_{aB}$ et $\alpha_I = H u_{aI} / H u_{aB}$ représentant respectivement la proportion du débit s'échappant du domaine latéralement et à travers l'obstacle (voir figure 4.3). La dépendance en fréquence de la répartition de ces débits acoustiques, due au terme d'inertie de l'équation de Bernoulli, est surtout observable en basses fréquences ($f < 500$ Hz). Le déphasage introduit entre la source u_{aB} et les puits u_{aM} et u_{aI} ne dépasse pas 0,4 radians aux fréquences de jeu du système. Ce déphasage sera donc négligé, et les paramètres β_I et β_M de l'équation 4.8 seront considérés respectivement égaux à $|\alpha_I|$ et $|\alpha_M|$.

Une fois ces paramètres connus, les lignes de courant, lignes dont les tangentes indiquent la direction du vecteur de vitesse acoustique en un point donné, sont utilisées sur la figure 4.4 pour représenter le support potentiel $\varphi(\tilde{z})$ du champ acoustique, dans une configuration donnée ($Re = 16000$, $L/H = 3.3$).

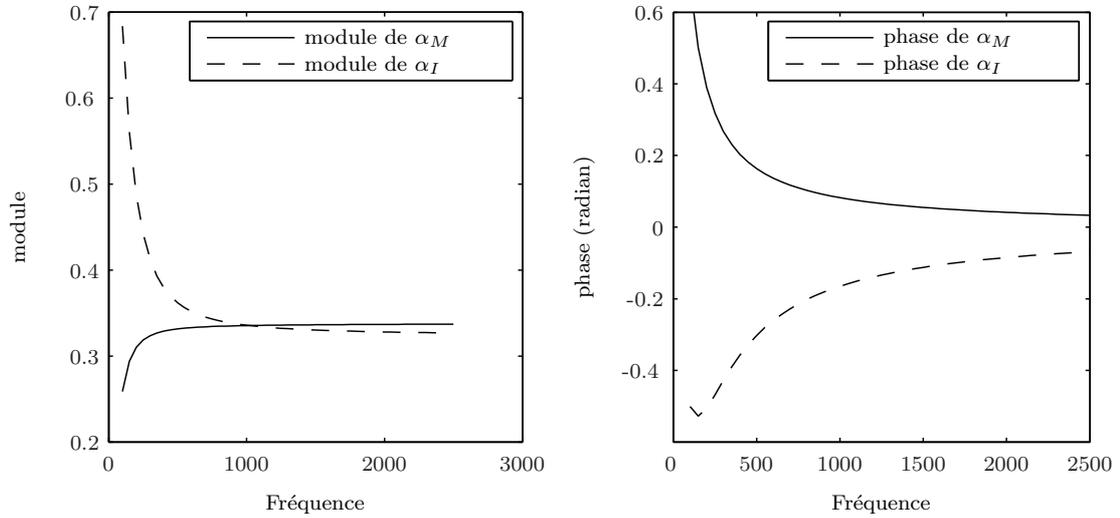


FIG. 4.3: Ordre de grandeur de la répartition des débits acoustiques pour $L/H = 3$, $Re = 15000$. $\alpha_M = Lu_{aM}/Hu_{aB}$ et $\alpha_I = Hu_{aI}/Hu_{aB}$ représentent respectivement la proportion du débit entrant s'échappant du domaine latéralement et à travers l'obstacle.

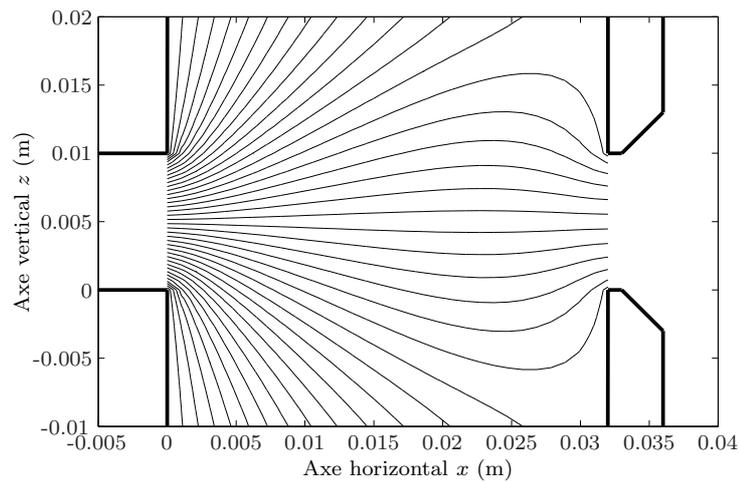


FIG. 4.4: Lignes de champ acoustique calculées pour $L/H = 3,3$, $Re = 16000$ et $f_0 = 965$ Hz.

Expression du champ acoustique. Finalement le champ acoustique est estimé en faisant varier le support potentiel calculé cosinusoidalement (voir section 1.3.6) :

$$\vec{u}_a = \cos(2\pi f_0 t + \theta) \vec{\text{grad}}(\varphi_{pot}(\tilde{z})), \quad (4.23)$$

où θ est la phase du cycle acoustique correspondant au détachement des tourbillons. En vertu des résultats expérimentaux de la section 3.1.3, θ sera pris égal à $\pi/2$.

4.1.3 Modèle complet

Le modèle des interactions entre le champ de vorticité et le champ acoustique appliqué au son de fente admet comme données d'entrée :

- une vitesse de l'écoulement U (soit un nombre de Reynolds Re),
- une distance entre la sortie du jet et l'obstacle L ,
- une fréquence d'émission f_0 ($f_0 = 1/T_0$),
- une vitesse acoustique en sortie du résonateur (amplitude et phase).

Par ailleurs, un certain nombre de données obtenues expérimentalement sont utilisées pour l'estimation des différents champs :

- la vitesse de convection des tourbillons,
- la phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire,
- le mode d'oscillation du jet.

Le modèle ainsi implémenté permet d'évaluer la puissance \mathcal{P} générée par les transferts d'énergie entre le champ de vorticité et le champ acoustique. Lorsque la puissance \mathcal{P} obtenue est positive, le champ de vorticité fournit de l'énergie au champ acoustique et inversement.

Les paramètres géométriques sont dans un premier temps utilisés pour définir le domaine. Le support potentiel du champ de vitesse acoustique et le champ de vitesse \vec{v} sont ensuite simulés en utilisant respectivement les équations 4.8 et 4.2. Les étapes suivantes sont effectuées dans une boucle sur 100 pas de temps couvrant une période du cycle acoustique $T_0 = 1/f_0$. Le champ de vorticité est d'abord évalué au pas de temps courant en utilisant les équations 4.3 et 4.8. Le champ acoustique est ensuite simulé au même pas de temps en faisant varier harmoniquement dans le temps le support potentiel évalué précedemment (voir équation 1.29). La puissance instantanée, calculée par intégration sur le volume d'étude pour chaque pas de temps, est finalement moyenn e en sortie de la boucle temporelle (voir équation 4.1).

La puissance \mathcal{P} est le résultat de l'interaction de m tourbillons avec le champ acoustique (N tourbillons par couche de cisaillement, où N est l'ordre du mode hydrodynamique) :

$$\mathcal{P} = \Sigma_m \langle \mathcal{P}_t(t) \rangle_{T_0} \quad (4.24)$$

Le modèle offre donc également la possibilité d'évaluer la puissance instantanée $\mathcal{P}_t(t)$ générée par un unique tourbillon lors de sa convection entre la sortie du jet et son impact sur l'obstacle.

4.2 Étude de sensibilité aux paramètres de modélisation

4.2.1 Maillage

Les différents champs sont calculés dans un domaine délimité à gauche par la sortie du jet, à droite par l'obstacle et qui s'étend verticalement sur une hauteur de jet au dessus et au dessous des couches de cisaillement (voir figure 4.4 par exemple). Il est donc nécessaire de définir un maillage de ce domaine. Le maillage choisi est uniforme et est défini en fonction du nombre de noeuds présents horizontalement entre la sortie du jet et l'obstacle et verticalement sur la hauteur du jet ($nbX \times nbZ$ où nbX est le nombre de noeuds présent entre la sortie du jet et l'obstacle et nbZ le nombre de noeuds présents sur une hauteur de jet). L'étape de calcul numérique de la transformée de Schwarz-Christoffel est particulièrement gourmande en temps de calcul lorsque le maillage est de taille importante. L'objectif de cette section est d'évaluer le maillage minimal acceptable.

La puissance \mathcal{P} est donc simulée en fonction de la fréquence d'émission pour un couple $(Re, L/H)$ donné et pour plusieurs tailles de maillage afin d'en vérifier l'influence (voir figure 4.5). Quelque soit la taille du maillage, l'ordre de grandeur ainsi que la position des maxima de la puissance sont conservés. La différence entre les résultats obtenus avec les maillages (64×32) et (32×16) est très faible (variation inférieure à 5%). Un maillage de (32×16) points sera donc utilisé dans la suite de ce mémoire.

4.2.2 Répartition des débits acoustiques

Un ordre de grandeur de la répartition des débits acoustiques a été obtenu en section 4.1.2 au prix de nombreuses hypothèses simplificatrices. Les conséquences d'une erreur éventuelle sur la répartition de ces débits est évaluée dans cette section. Pour cela, la puissance \mathcal{P} est simulée en fonction de la fréquence d'émission pour un couple $(Re, L/H)$ donné et pour différentes répartitions des débits acoustiques (voir figure 4.6). Les différentes répartitions sont obtenues en faisant varier le débit acoustique passant à travers l'obstacle (des exemples de lignes de champ acoustique obtenues pour une variation de +20% et -20% sont donnés en figure 4.7). Ce résultat suggère que la répartition des débits acoustiques n'a pas d'influence sur la valeur des fréquences correspondant aux maxima et minima de puissance produite. En revanche, l'amplitude de la puissance

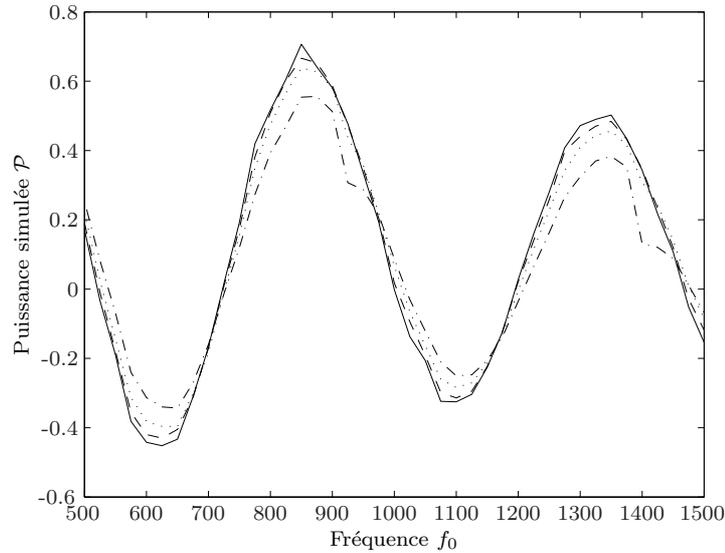


FIG. 4.5: Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence d'émission ($Re = 15000$, $L/H = 3$), influence de la taille du maillage, (-) 64×32 points (- -) 32×16 points (\cdots) 16×8 points (-.-) 8×4 points.

\mathcal{P} produite à une fréquence donnée est d'autant plus élevée que le débit acoustique à travers l'obstacle est important.

4.2.3 Vitesse de convection des tourbillons

L'estimation de la vitesse de convection des tourbillons effectuée en section 3.1.2 est entachée d'une incertitude de 3%. Cette vitesse de convection "empirique" est utilisée par le modèle. Il convient donc d'évaluer l'influence d'une variation de cette vitesse sur la puissance \mathcal{P} . Cette dernière est simulée en fonction de la fréquence d'émission pour un couple $(Re, L/H)$ donné et pour des vitesses de convection des tourbillons variant de plus et moins 3% par rapport à la valeur mesurée (voir figure 4.8). La variation de la vitesse de convection des structures a à la fois une influence sur l'amplitude de la puissance simulée et sur les fréquences maximisant et minimisant cette puissance. En particulier, une erreur de 3% sur la vitesse de convection peut induire des variations sensibles de ces fréquences (environ 3%).

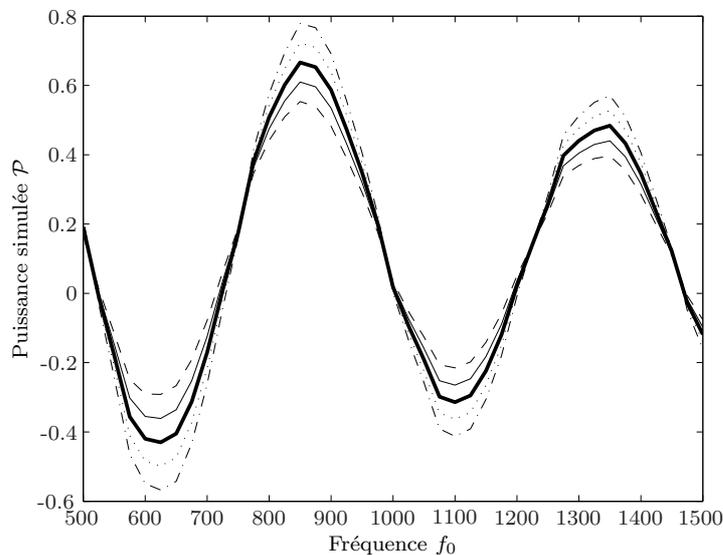


FIG. 4.6: Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence d'émission ($Re = 15000$, $L/H = 3$), influence de la répartition des débits acoustiques, (—) répartition calculée en section 4.1.2 (---) -10% à travers l'obstacle (···) +10% à travers l'obstacle (- · -) -20% à travers l'obstacle (- · - ·) +20% à travers l'obstacle.

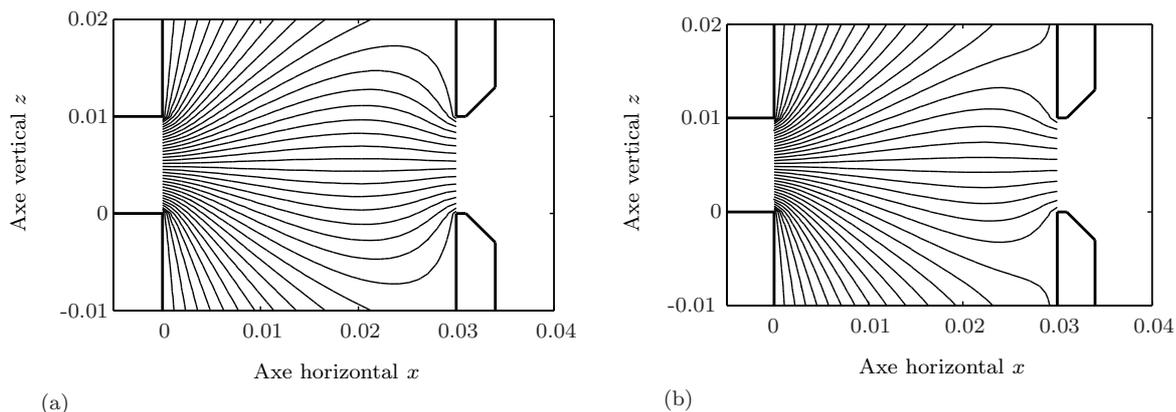


FIG. 4.7: Lignes de champ acoustique ($L/H = 3$, $Re = 15000$) (a) débits acoustiques à travers l'obstacle augmenté de 20% par rapport à la répartition calculée en section 4.1.2 (b) débits acoustiques à travers l'obstacle diminué de 20%.

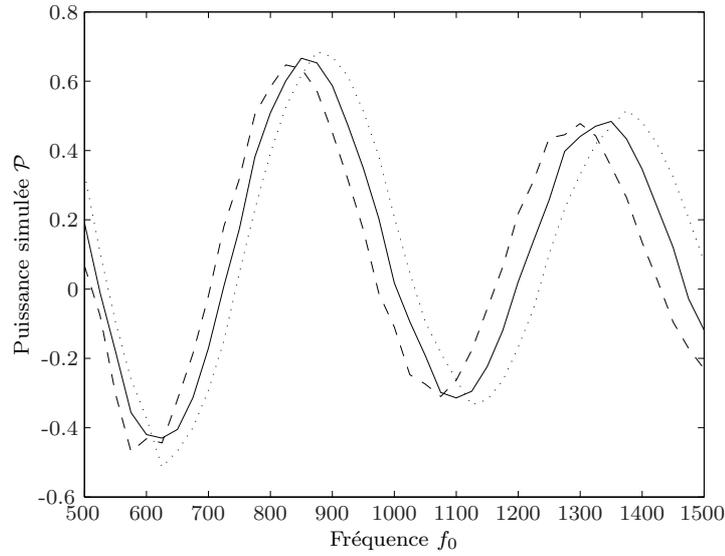


FIG. 4.8: Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence d'émission ($Re = 15000$, $L/H = 3$), influence de la vitesse de convection des tourbillons, (-) $U_c = 0,6U$ (\cdots) $U_c = (1 + 0,03)0,6U$ (- -) $U_c = (1 - 0,03)0,6U$.

4.3 Exploitation du modèle

Dans le cas où un couplage entre les oscillations auto-entretenues et les résonances du conduit de soufflage intervient, il est raisonnable de supposer que, pour une configuration donnée (Re , L/H), la fréquence d'émission f_0 est "choisie" de telle manière que le transfert d'énergie du champ de vorticité vers le champ acoustique soit optimal au sens du corollaire énergétique de Howe (\mathcal{P} positive et maximale). Les conditions maximisant la puissance \mathcal{P} sont donc étudiées afin d'expliquer le comportement fréquentiel du son de fente. Comme précisé au début de ce chapitre, la prédiction des niveaux émis dépasse le cadre de cette étude, l'amplitude absolue de la puissance n'est pas recherch e. En conséquence dans ce qui suit, la vitesse acoustique en sortie du résonateur est toujours supposée unitaire.

4.3.1 Contribution d'un tourbillon au cours de la convection

La contribution $\mathcal{P}_t(t)$ d'un unique tourbillon   la puissance générée durant sa convection est évaluée dans la configuration suivante : $Re = 15000$ et $L/H = 2$, configuration pour laquelle une fréquence d'émission $f_0 = 1300$ Hz a été mesurée. Cette fréquence d'émission est utilisée comme donnée d'entrée du modèle. Dans cette configuration, le

temps de convection du tourbillon correspond à environ 1,75 période du cycle acoustique. Deux tourbillons sont donc présents au même instant dans une couche de cisaillement. Le mode hydrodynamique est d'ordre deux. D'après l'équation 4.1, l'amplitude et le signe de \mathcal{P} dépendent du produit mixte $-(\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_a$, c'est à dire conjointement du développement de la circulation du tourbillon (voir section 1.3.4), de l'amplitude du champ acoustique et de l'angle entre les vecteurs \vec{u}_a et $\vec{\omega} \wedge \vec{v}$. L'interaction entre ces différents champs vectoriels est représentée en figure 4.9 à différentes étapes de la convection du tourbillon.

La phase du cycle acoustique correspondant au détachement est une donnée obtenue expérimentalement et "imposée" au modèle (section 4.1.2). La figure 4.9b permet d'observer le champ acoustique dirigé vers l'amont peu de temps après le détachement tourbillonnaire. L'interaction des champs entraîne une puissance $\mathcal{P}_t(t)$ positive à ce moment et donc un transfert d'énergie du champ de vorticit e vers le champ acoustique. Il y a donc production d'énergie acoustique au détachement du tourbillon. Aux alentours de $t = 11T_0/8$ (figure 4.9d), la puissance $\mathcal{P}_t(t)$ est tr es faible en raison de l'orientation des vecteurs du champ acoustique (quasiment orientées selon l'axe \vec{x} et donc orthogonales   $\vec{\omega} \wedge \vec{v}$). Enfin, dans le cas de la configuration consid er ee, le champ acoustique est dirigée vers l'aval et sa valeur est maximale et positive au moment de l'impact du tourbillon sur l'obstacle (figure 4.9e), garantissant une puissance $\mathcal{P}_t(t)$ positive et de valeur importante. En moyenne sur le temps, une puissance $\langle P_t \rangle$ positive est produite lors de la convection du tourbillon.

En conclusion, deux aspects importants de l'interaction entre tourbillons et champ acoustique doivent être soulignées. D'une part, la phase acoustique au d etachement tourbillonnaire mesur ee dans la section 3.1.3 conduit   une production d'énergie acoustique. D'autre part, la phase acoustique obtenue   l'impact sur l'obstacle pour la configuration  tudi ee conduit   une production d'énergie acoustique   ce moment. Ce dernier r esultat est   nuancer en rappelant qu'une dispersion des valeurs de la phase   l'impact est observ ee en section 3.1.3 pour diverse configuration (Re , L/H). Ces diff erents sc enarios d'impact ont une influence sur la contribution d'un tourbillon durant sa convection.

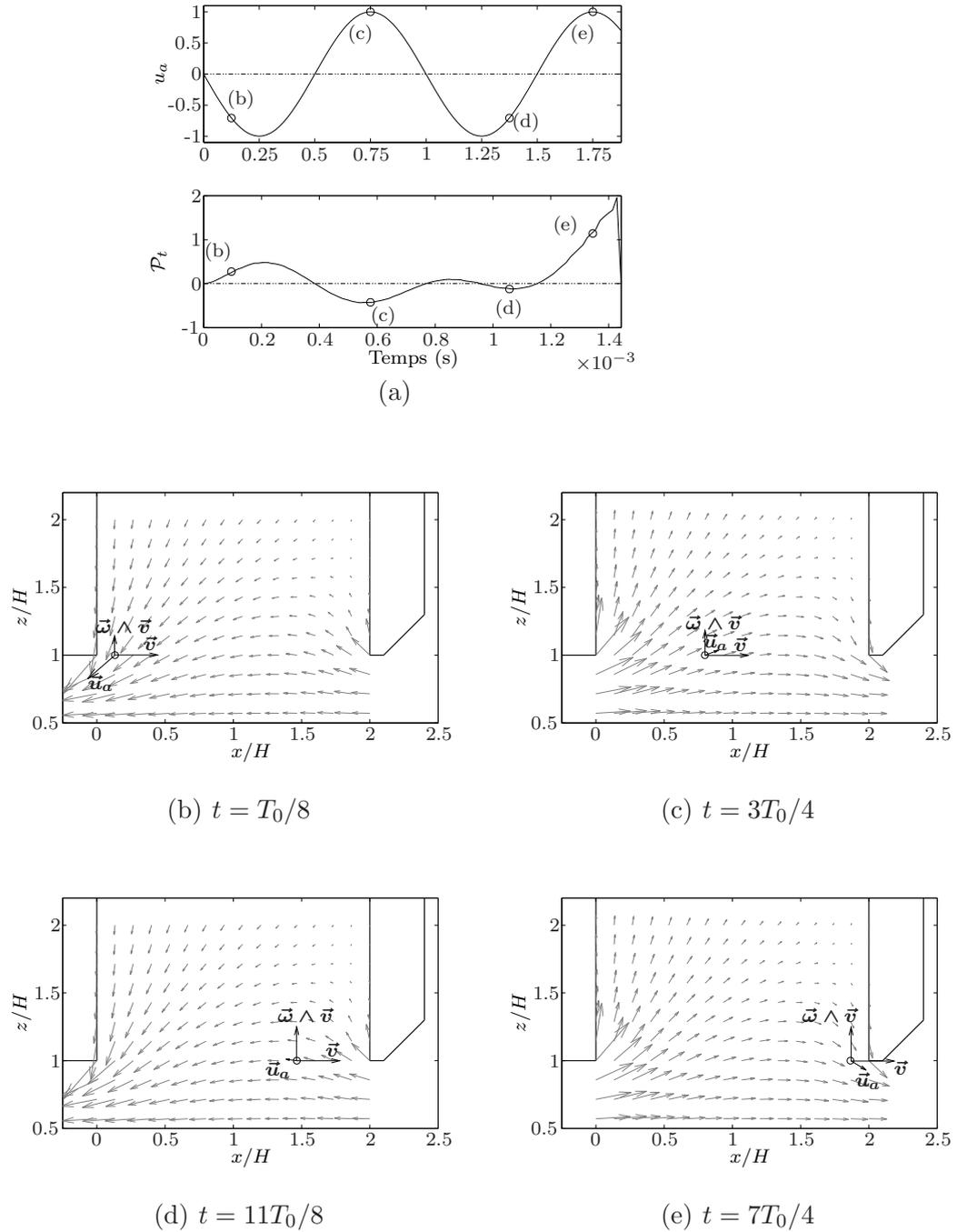


FIG. 4.9: Contribution $\mathcal{P}_t(t)$ d'un tourbillon à la puissance \mathcal{P} durant sa convection pour $Re = 15000$, $L/H = 2$ et $f_0 = 1300$ Hz. (a) vitesse acoustique en fonction du temps (haut) et puissance $\mathcal{P}_t(t)$ générée par l'interaction du tourbillon et du champ acoustique (bas); (b-e) illustration des interactions entre les champs à $t = T_0/8$, $t = 3T_0/4$, $t = 11T_0/8$ et $t = 7T_0/4$.

4.3.2 Interprétation du scénario du détachement tourbillonnaire

Problématique. Une phase du cycle acoustique (supposé cosinusoidal) de $\pi/2$ au détachement tourbillonnaire est imposée quelle que soit la configuration (donnée déterminée expérimentalement en section 3.1.3). Le champ acoustique est alors tel que le détachement tourbillonnaire correspond à une production de puissance acoustique (voir section 4.3.1). Comme cela a déjà été souligné au chapitre précédent, ce résultat est en désaccord avec ceux obtenus dans la littérature pour plusieurs configurations telles que la tuyère sifflante [28] où la cavité affleurant un écoulement [59]. Dans ces configurations, le tourbillon est détaché lorsque la vitesse acoustique due à la résonance est nulle et tournant vers l’amont. La puissance $\mathcal{P}_t(t)$ produite par le tourbillon est alors négative. En d’autres termes, le champ acoustique “participe” au détachement tourbillonnaire en “cédant” de l’énergie au champ de vorticit   à la diff  rence du cas pr  sent.

Cons  quences sur la puissance globale. Le mod  le est utilis  , dans un premier temps, pour v  rifier si le sc  nario de d  tachement mesur   correspond    une maximisation des   changes d’  nergie du champ de vorticit   vers le champ acoustique. Pour cela, la puissance \mathcal{P} est simul  e avec comme param  tres d’entr  e la configuration ($Re = 15000$, $L/H = 2$) et la fr  quence mesur  e correspondante, $f_0 = 1300$ Hz, en faisant varier la valeur de la phase du cycle acoustique au moment du d  tachement tourbillonnaire (voir figure 4.10). La phase du cycle acoustique au moment du d  tachement tourbillonnaire maximisant la puissance est bien proche de $\pi/2$. Il est notable que dans le cas du sc  nario observ   dans la litt  rature pour d’autres configurations [28, 59] (phase du cycle acoustique de $-\pi/2$ au d  tachement tourbillonnaire) le mod  le pr  dit un minimum de \mathcal{P}    la fr  quence d’  mission.

Le mod  le permet   galement de v  rifier si, dans une configuration (Re , L/H), le sc  nario de d  tachement tourbillonnaire mesur   maximise la puissance \mathcal{P} quelle que soit la fr  quence d’  mission impos  e. Pour cela, la puissance est calcul  e pour ($Re = 15000$, $L/H = 3$) en faisant varier la fr  quence ($700 < f_0 < 2000$ Hz) et la valeur de la phase du cycle acoustique au moment du d  tachement tourbillonnaire (voir figure 4.11a). Les zones obliques maximisant \mathcal{P} correspondent chacune    un mode hydrodynamique de l’  coulement. Trois maxima locaux de puissance sont observables    $f \approx 900$ Hz,    $f \approx 1300$ Hz (fr  quence de jeu mesur  e) et    $f \approx 1900$ Hz. La phase du cycle acoustique pour chacun de ces trois maxima est proche de $\pi/2$. Il apparait donc qu’au sens du corollaire   nerg  tique de Howe, le syst  me fonctionne de fa  on optimale, pour un mode hydrodynamique donn  , avec une phase du cycle acoustique au d  tachement de $\pi/2$.

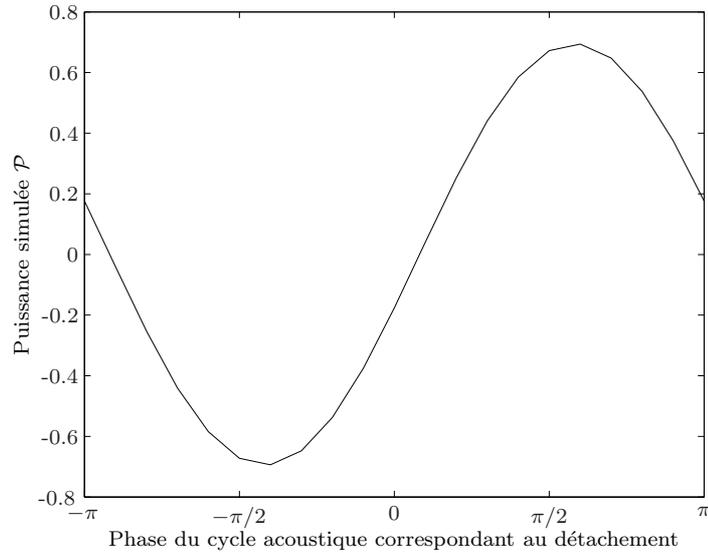


FIG. 4.10: Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire pour $Re = 15000$, $L/H = 2$ et $f_0 = 1300$ Hz.

Interprétation. Le scénario de détachement tourbillonnaire pourrait s'expliquer par le caractère non confiné de la géométrie. Cette hypothèse peut être vérifiée en reproduisant la simulation de la figure 4.11a en jouant sur la répartition des débits acoustiques. La figure 4.11c est obtenue en simulant la puissance avec un débit acoustique latéral (aux extrémités du canal compris entre la sortie du jet et l'obstacle) nul ($\beta_M = 0$, voir section 4.1.2). Dans ces conditions, la vitesse acoustique rayonne dans une cavité verticale fermée infiniment longue, la géométrie est donc confinée. La figure 4.11e est obtenue avec un débit acoustique à travers l'obstacle nul ($\beta_I = 0$, voir section 4.1.2). Cette configuration correspond aux lignes de champ acoustiques qui se produiraient si la plaque n'était pas munie de fente. Le modèle simule donc une situation irréaliste puisque le jet passe à travers la fente. Cependant les résultats en terme de puissance \mathcal{P} présentent un certain intérêt. La puissance $\mathcal{P}_t(t)$ produite par un tourbillon au cours de sa convection pour $f_0 = 1300$ Hz et une phase du cycle acoustique à l'impact de $\pi/2$ est calculée dans chaque configuration afin de vérifier l'influence de la modification de la répartition des débits acoustique (figures 4.11b-c-d).

Dans le cas où l'espace entre la sortie du jet et l'obstacle est confiné (figure 4.11c), des maxima de puissance nettement moins localisés autour de $\pi/2$ en comparaison avec la figure 4.11a sont observés. Ceci peut s'expliquer par le fait que le débit acoustique imposé au niveau du détachement se retrouve intégralement au niveau de l'obstacle. Ainsi, en valeur absolue, la puissance due à l'interaction des tourbillons et du champ acoustique est plus importante au niveau de l'obstacle qu'au niveau du décollement (voir figure 4.11d). Dans ces conditions, la valeur de la phase du champ acoustique

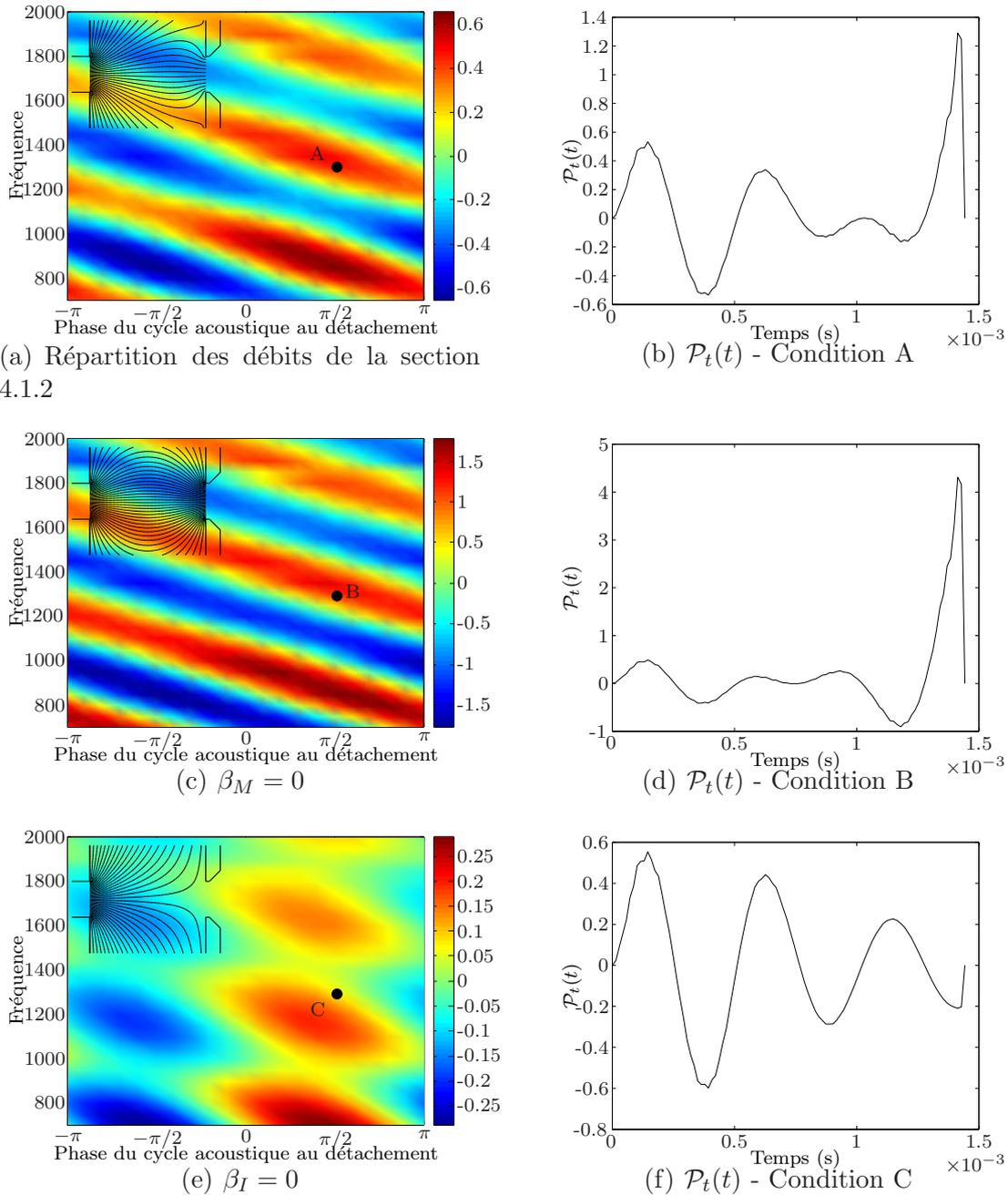


FIG. 4.11: Puissance \mathcal{P} simulée en fonction de la fréquence et de la phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire pour $Re = 15000$ et $L/H = 3$ et avec les répartitions de débits acoustique suivantes : (a) répartition du son de fente, (c) débits latéraux nuls, (e) débit nul à travers la plaque. La puissance $\mathcal{P}_t(t)$ produite par un tourbillon au cours de sa convection pour $f_0 = 1300$ Hz et une phase du cycle acoustique à l'impact de $\pi/2$ est représentée pour chaque configuration en (b-d-f). Pour indication, les lignes de champ acoustique sont représentées en médaillon pour chaque répartition de débit.

au moment du détachement tourbillonnaire a moins d'influence sur la puissance $\mathcal{P}_t(t)$ produite sur une période (voir figure 4.11c). Dès lors, le champ acoustique peut "céder" la puissance produite au niveau du décollement ($\mathcal{P}_t(t) < 0$) pour contribuer au processus de détachement tout en garantissant une puissance globale positive.

Quand le débit acoustique entrant dans le domaine se répartit entre le débit à travers l'obstacle et les débits latéraux (4.11b), la puissance produite au détachement a plus d'importance sur le bilan global que dans le cas précédent "confiné" (figure 4.11d). Une production d'énergie acoustique au détachement devient alors nécessaire pour assurer un bilan global optimal. Dans ce cas le champ acoustique ne contribue plus au détachement tourbillonnaire mais absorbe au contraire une partie de l'énergie du champ de vorticité. Dans le cas extrême proposé en figure 4.11e, où tout le débit acoustique sort latéralement, les maxima de puissance sont très clairement localisés autour de $\pi/2$, confirmant cette tendance.

En conclusion, les simulations proposées montrent qu'une conséquence importante du caractère non confiné de la géométrie du son de fente est l'échappement latéral du débit acoustique. Une production d'énergie acoustique dès le détachement devient alors nécessaire pour assurer un bilan global optimal au sens du corollaire énergétique de Howe.

4.3.3 Fréquences d'émission optimales au sens du corollaire énergétique de Howe

La puissance \mathcal{P} générée par les interactions entre le champ acoustique et les tourbillons est calculée pour des fréquences de jeu et des éloignements de l'obstacle variables   un nombre de Reynolds $Re = 11800$. Une cartographie de la puissance produite en fonction de L/H et de f_0 est ainsi obtenue (voir figure 4.12). Les zones de fréquences correspondant   une puissance positive maximale semblent décrire des hyperboles dans le plan $(L/H, f_0)$.

Or les résultats expérimentaux de la section 3.1.3 ont permis de proposer une loi d'évolution de la fréquence d'émission en fonction de la distance L entre la sortie du jet et l'obstacle, de la vitesse de convection des tourbillons U_c , et de l'ordre du mode hydrodynamique N :

$$f_0 = \frac{U_c}{L}(N + a_0), \quad (4.25)$$

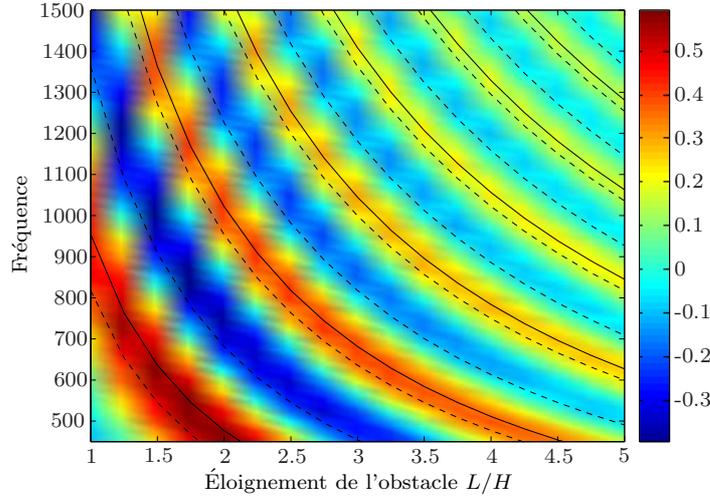


FIG. 4.12: Puissance \mathcal{P} générée par l'interaction entre le champ acoustique et les tourbillons calculée pour $Re = 11800$, différents éloignements de l'obstacle et différentes fréquences d'émission du système, (—) fréquences prévues par la relation 4.25 avec $a_0 = -1/8$, (- -) fréquences prévues par la relation 4.25 avec $a_0 = \pm 1/4$.

où :

$$a_0 = \frac{\theta_L - \theta_0}{2\pi}. \quad (4.26)$$

Cette loi se base sur l'existence de deux conditions de phase acoustique au détachement θ_0 et à l'impact θ_L des tourbillons. Elle décrit également une série d'hyperboles dans le plan $(L/H, f_0)$ correspondant à différents modes hydrodynamiques.

Il est ainsi possible d'ajuster le paramètre a_0 de la relation 4.25 de façon à ce que la fréquence d'émission optimale prévue par cette relation corresponde aux maxima de la puissance \mathcal{P} de la figure 4.12. (voir les courbes en trait plein de cette figure). Le paramètre a_0 optimal au sens de la source aéroacoustique peut alors être identifié : $a_0 = -1/8$. Cette valeur est proche de la valeur moyenne obtenue expérimentalement ($a_0 \simeq 0$, voir section 3.1.3). D'autre part l'ensemble des valeurs de a_0 mesurées étant comprises entre $-1/4$ et $+1/4$, les courbes correspondant à l'équation 4.25 pour ces valeurs sont également représentées (courbes en pointillés) sur la figure 4.12. Il est notable que les valeurs de a_0 "choisies" par le système expérimental (elles-mêmes liées à la différence de phase de la vitesse tourbillonnaire entre le détachement et l'impact) correspondent à des zones optimales au sens des interactions du champ de vorticité avec le champ acoustique.

Par rapport aux maxima obtenus avec le corollaire énergétique de Howe, un léger décalage vers la droite des zones délimitées par la relation 4.25 est néanmoins observable,

qui pourrait être dû à la raison suivante. Les valeurs de a_0 reportées au chapitre 3 ont été obtenues lors de mesures à nombre de Reynolds constant et en augmentant la valeur de L . Une mesure réalisée en diminuant la valeur de L aurait abouti à des valeurs de a_0 contenues statistiquement sur un intervalle différent, en raison d'un effet d'hysteresis sur la valeur des fréquences de jeu mesurées [4]. Il est probable que dans ce cas les zones délimitées par la relation 4.25 auraient été légèrement décalées vers la gauche.

4.3.4 Choix des fréquences d'émission

La puissance \mathcal{P} est maintenant calculée pour trois nombres de Reynolds ($Re = 11800, 16000, \text{ et } 18000$) dans le plan $(L/H, f_0)$ (voir figure 4.13). Les fréquences d'émission mesurées, lorsque la rétroaction indirecte est dominante, sont superposées aux cartographies obtenues. Les fréquences "choisies" par le système correspondent étroitement avec les zones décrites par les maxima de puissance \mathcal{P} simulées par le modèle. Cela confirme l'hypothèse de départ selon laquelle le système tend à "choisir" une fréquence d'émission optimale au sens du corollaire énergétique de Howe.

Cependant le couplage avec les résonances du conduit de soufflage impose également au système de "choisir" une fréquence d'émission proche d'une fréquence de résonance (figurée en traits pointillés horizontaux sur la figure 4.13, d'après les calculs d'admittance réalisés en section 3.2.1). Cela se traduit par une évolution par paliers de la fréquence d'émission en fonction de l'éloignement de l'obstacle.

En rétroaction indirecte, le choix de la fréquence d'émission résulte donc d'une double contrainte, d'une part la contrainte de la source aéroacoustique qui tend à imposer une fréquence optimale au sens du corollaire énergétique de Howe. D'autre part, la contrainte du couplage avec les résonances du conduit qui tend à imposer une fréquence la plus proche possible d'une fréquence de résonance du conduit de soufflage.

Le choix des fréquences d'émission peut donc être interprété de la façon suivante. Le système fonctionne, dans une configuration donnée, à une fréquence d'émission f_0 . Une variation d'un paramètre (Re ou L/H) a pour effet de modifier la fréquence optimale de fonctionnement au sens du corollaire énergétique de Howe (maximisation de \mathcal{P}). Dans ces conditions, plusieurs scénarios de changement de la fréquence d'émission sont envisageables, ils sont expliqués ci-dessous et illustrés sur la figure 4.14 présentant des résultats expérimentaux pour une variation du paramètre L/H (données extraites de la figure 4.13a) :

1. La valeur de l'admittance du conduit est suffisante pour maintenir la rétroaction indirecte pour une nouvelle fréquence d'émission idéale maximisant \mathcal{P} et qui

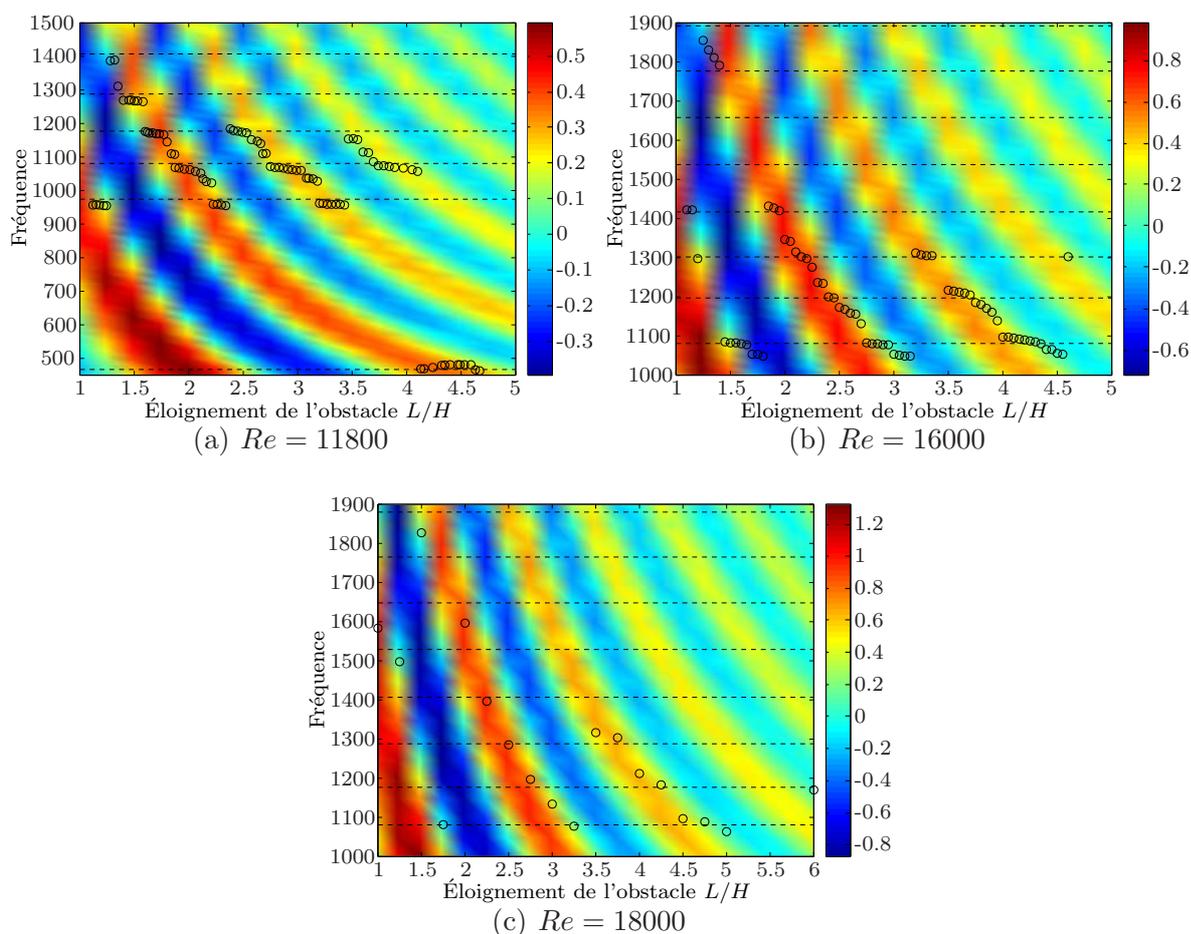


FIG. 4.13: Puissance \mathcal{P} générée par l'interaction entre le champ acoustique et les tourbillons calculée pour différents éloignements de l'obstacle et différentes fréquences d'émission du système ; (a) $Re = 11800$, (b) $Re = 16000$ et (c) $Re = 18000$. Les fréquences de jeu mesurées pour chaque valeur de L/H sont représentées par les symboles (o). Les fréquences de résonance du conduit de soufflage sont représentées par les lignes pointillées.

s'écarte légèrement de la valeur de départ. Le système change alors de fréquence d'émission. Ce scénario explique la dispersion des fréquences de jeu autour des fréquences de résonance du conduit. Il est possible en hautes fréquences où les pics d'admittance sont suffisamment évasés pour maintenir la rétroaction indirecte sur une gamme de fréquence relativement importante, comme semble l'indiquer la dispersion des fréquences de la figure 3.12b pour $f > 1$ kHz.

2. L'énergie apportée au système par la résonance est suffisante pour continuer à fonctionner à l'ancienne fréquence d'émission plus efficace du point de vue de la résonance mais dégradant le critère d'auto-entretien aéroacoustique (maximisant \mathcal{P}). Ce scénario se produit plutôt en basses fréquences où les pics d'admittance sont "acérés" et d'amplitude importante. Il est responsable de la dispersion valeurs mesurées du paramètre a_0 (figures 3.9 et 3.10).
3. Une autre fréquence de résonance permet de maximiser \mathcal{P} de façon plus satisfaisante et le système se couple à ce mode du conduit.
4. Une autre fréquence de résonance correspondant à un mode hydrodynamique différent permet de maximiser \mathcal{P} de façon plus satisfaisante et le système change de mode du conduit et de mode hydrodynamique.

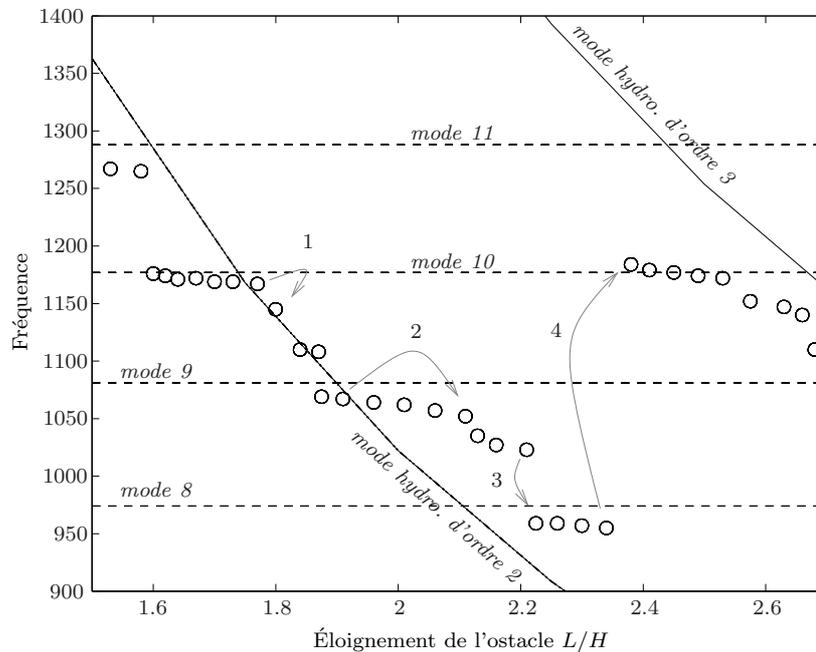


FIG. 4.14: Illustration des scénarios de choix de chemin de rétroaction, (o) fréquences de jeu mesurées pour $L/H = 3$, (- -) fréquences des modes longitudinaux simulés du conduit, (-) fréquences de jeu optimale au sens du corollaire de Howe.

Bilan

Un modèle basé sur le corollaire énergétique de Howe, permettant d'évaluer les transferts d'énergie entre le champ acoustique et le champ de vorticité, a été développé dans le cas de la géométrie produisant le son de fente. Une difficulté de cette implémentation est l'estimation du champ acoustique dans cette géométrie bidimensionnelle non confinée. Une étude de sensibilité aux paramètres de modélisation a été effectuée dans un second temps afin d'évaluer les limites du modèle mis en place. Le modèle a ensuite été utilisé pour interpréter le choix des fréquences d'émission par le système. Deux contraintes relatives   ce choix ont été mises en évidence. La première tend   imposer une fréquence maximisant les échanges d'énergie du champ de vorticité vers le champ acoustique alors que la seconde tend   imposer une fréquence proche d'une fréquence de résonance du conduit de soufflage.

Conclusion

Ce mémoire présente une contribution à l'étude du son de fente ; cette appellation désigne les sons auto-entretenus générés par l'interaction d'un jet plan avec une plaque fendue. Cette source aéroacoustique peut être couplée à des modes résonants d'ordres élevés du conduit de soufflage, ce qui rend son comportement fréquentiel complexe. L'objectif de l'étude est de mieux cerner le mécanisme de production du son de fente. Elle vise en particulier à identifier les conditions optimales de production d'énergie acoustique et les conséquences du couplage avec le résonateur sur le mécanisme de production. Des outils expérimentaux et théoriques sont utilisés pour atteindre cet objectif.

L'étude expérimentale est réalisée à l'aide d'un dispositif essentiellement basé sur des mesures microphoniques et vélocimétriques. Un modèle des interactions entre le champ de vorticité et le champ acoustique induit par le rayonnement du conduit est également utilisé. Après une revue des différents modèles décrivant les auto-oscillations d'un écoulement, une formulation énergétique de la théorie du "vortex-sound" : le corollaire énergétique dit "de Howe", est retenue pour modéliser ces interactions. Cette formulation est appliquée   la géométrie produisant le son de fente, dans le cas d'un couplage avec le conduit de soufflage.

Les interactions entre le champ acoustique et le champ de vorticité sont étudiées. Le dispositif expérimental est d'abord utilisé pour décrire le champ de vorticité. La vitesse de convection des tourbillons et le mode de jet sont obtenus. La phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire est également identifiée : elle définit la synchronisation du champ de vorticité avec le champ acoustique induit par la résonance du conduit. Un résultat inattendu, où le détachement tourbillonnaire entraine une production d'énergie acoustique, est observé. Ce scénario de détachement est interprété grâce au modèle aéroacoustique comme étant la conséquence du caractère non confiné de la géométrie produisant le son de fente, celle-ci entrainant un échappement latéral, hors de la zone d'interaction, d'une partie du débit acoustique. D'autre part, l'étude expérimentale de la phase du champ acoustique   l'impact permet de montrer que les auto-oscillations sont régies par une loi de type "Rossiter". Parallèlement, les

conditions de production maximale d'énergie acoustique sont identifiées grâce au modèle aéroacoustique, et s'avèrent pouvoir être décrites par la relation de type "Rossiter" obtenue expérimentalement.

L'influence du résonateur sur la source aéroacoustique est également étudiée. La forme relativement complexe de ce dernier ne permet pas d'évaluer simplement ses fréquences de résonance, et justifie le recours à un modèle analytique afin de calculer son admittance d'entrée (c'est-à-dire au niveau de la sortie du jet). Les résultats expérimentaux indiquent, que les fréquences d'émission mesurées correspondent aux maxima d'admittance caractérisant les résonances du conduit. L'influence du convergent, qui induit un creux d'admittance aux moyennes fréquences (500 Hz ; 800 Hz), explique l'absence de fréquences d'émissions dans cette gamme du spectre. Elle pourrait également expliquer la plus grande dispersion des fréquences d'émission en hautes fréquences en raison de l'évasement des pics qu'elle induit. D'autre part, l'influence sur le couplage d'un désalignement de l'obstacle par rapport à la direction transverse à l'écoulement est évaluée. Pour des angles relativement faibles ($< 3^\circ$), le couplage se fait exclusivement avec les modes plans longitudinaux du conduit. En revanche lorsque l'obstacle est plus incliné, un couplage avec le premier mode transverse du conduit intervient. La différence de phase dans la direction transverse introduite par la propagation du mode transverse implique le détachement de tourbillons courbés. Leur orientation est telle qu'ils tendent à heurter l'obstacle de façon instantanée sur la dimension transverse.

Finalement, une confrontation d'une part, des fréquences d'émission mesurées, et d'autre part, des fréquences de résonance simulées du conduit conjointement aux fréquences d'émission optimales prévues par le modèle aéroacoustique, permet de montrer que la loi d'évolution de la fréquence d'émission du son de fente est le fruit d'une double contrainte. La première est liée à la source aéroacoustique et tend à imposer une fréquence d'émission maximisant la puissance produite par l'interaction du champ de vorticité et du champ acoustique. La seconde est liée au couplage avec le résonateur, et tend à imposer une fréquence proche de la fréquence d'un mode du conduit, pour laquelle le résonateur répond de façon efficace aux sollicitations de la source aéroacoustique.

La prédiction des niveaux émis par la source produisant le bruit de fente dépasse le cadre de cette étude mais constitue une perspective intéressante. Cependant des niveaux réalistes ne pourront être simulés qu'au prix d'une amélioration des modèles simplifiés des champs, et notamment du champ de vorticité. Un modèle de "vortex-blob", par exemple, ou le recours   des mesures fines du champ de vitesse par des techniques de vélocimétrie par images de particules, pourraient représenter une alternative. Un bilan d'énergie du résonateur équilibrant l'énergie fournie par la source aéroacoustique et les pertes visco-thermiques et par rayonnement devrait ensuite permettre d'obtenir

une estimation de la vitesse acoustique en sortie du résonateur. Un modèle acoustique de piston plan rayonnant dans un baffle fini face à un obstacle pourrait ensuite être mis en place pour prédire finalement les niveaux émis.

Annexe A

Correction de longueur

L'objectif de cette annexe est de réunir les résultats utilisés dans ce mémoire pour calculer les différentes corrections de longueurs.

A.1 Généralités

L'impédance réduite de rayonnement d'un conduit de section S peut s'exprimer de la manière suivante [14] :

$$\frac{Z}{Z_c} = R + jM, \quad (\text{A.1})$$

où Z est l'impédance de rayonnement et Z_c est l'impédance caractéristique de l'air ($Z_c = \rho c$ en analogie pression/vitesse et $Z_c = \rho c/S$ en analogie pression/débit). En basses fréquences ($k\sqrt{S/\pi} \ll 1$, k étant le nombre d'onde), en raison de l'inertie du fluide à l'extrémité, un tuyau de section de sortie S et de longueur l chargé par une telle impédance de rayonnement se comporte comme un tuyaux de longueur $l + \delta_l$ chargé par une impédance de rayonnement R , avec [55] :

$$jk\delta_l = jM, \quad (\text{A.2})$$

La correction de longueur à appliquer s'exprime donc :

$$\delta_l = \frac{M}{k}. \quad (\text{A.3})$$

A.2 Conduit de soufflage

Burnett et Soroka proposent une table donnant l'impédance de rayonnement d'un piston rectangulaire de différents rapports d'aspects en fonction de la fréquence [12]. Afin d'obtenir un ordre de grandeur, à 1 kHz, de la correction de longueur à appliquer à l'extrémité du conduit de soufflage correspondant à la sortie du jet, un piston de rapport d'aspect 16 est considéré. Les tables donnent $M = 0,21$, ce qui implique une correction de longueur de 1,1 cm en vertu de la relation A.3.

A.3 Canal bidimensionnel

Lesser et Lewis donnent l'expression de l'impédance de sortie d'un canal bidimensionnel de longueur caractéristique h et de hauteur uniforme $\epsilon = L/h$:

$$Z = R' + j\omega M' = \frac{\omega\rho}{2} - \frac{i\omega\rho}{\pi} \left(\log \left(\frac{k\epsilon}{2\pi} \right) + \gamma - 1 \right), \quad (\text{A.4})$$

où $\gamma = 0,577$ est la constante d'Euler [43]. La correction de longueur du canal peut donc s'écrire :

$$\delta = \frac{M}{k} = \frac{\omega M'}{kZc} = \frac{M'S}{\rho} = -\frac{S}{\pi} \left(\log \left(\frac{k\epsilon}{2\pi} \right) + \gamma - 1 \right), \quad (\text{A.5})$$

son ordre de grandeur en fonction de la fréquence est donné en figure A.1 (h étant la dimension définie en figure 4.2.

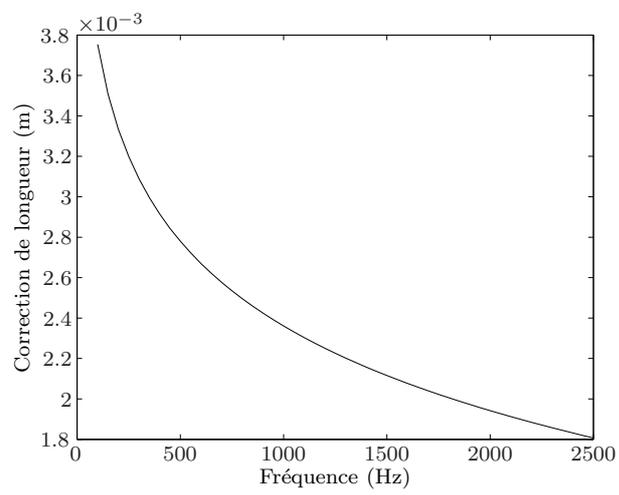


FIG. A.1: *Ordre de grandeur de la correction de longueur.*

Annexe B

Calcul d'impédance

Cette annexe s'inspire largement du cours d'électroacoustique du DEA d'acoustique appliquée de l'Université du Maine délivré par Pierrick Lotton. Son objectif est d'expliquer le calcul de l'admittance d'entrée du conduit de soufflage utilisé dans le chapitre 3. Les routines de calcul d'impédance développées par J.P. Dalmont au LAUM, utilisent la théorie des lignes de transmission pour calculer l'impédance d'un conduit complexe en le décomposant en cylindres élémentaires.

B.1 Les lignes de transmission

Définition. La théorie des lignes de transmission a été développée à l'origine pour l'étude des lignes électriques (voir figure B.1). En régime harmonique, l'équation de ce type de lignes s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{cases} \partial U / \partial x = -\overline{Z}_s I + M U \\ \partial I / \partial x = -\overline{Y}_p U + N I \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

où U et I sont les modules complexes de la tension et de l'intensité, \overline{Z}_s est l'impédance linéique série et \overline{Y}_p est l'admittance linéique parallèle de la ligne. Une ligne de transmission réciproque et symétrique ($M = N = 0$) est complètement définie par ces deux grandeurs ou par les deux paramètres *impédance caractéristique* Z_c et *constante de propagation* Γ :

$$Z_c = \sqrt{\frac{\overline{Z}_s}{\overline{Y}_p}}, \quad \Gamma = \sqrt{\overline{Z}_s \overline{Y}_p} \quad (\text{B.2})$$

Une portion de ligne avec perte, réciproque, symétrique et de longueur l est entièrement définie par sa matrice de transfert :

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ i_1 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} u_2 \\ i_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch\Gamma l & Z_c sh\Gamma l \\ 1/Z_c sh\Gamma l & ch\Gamma l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_2 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

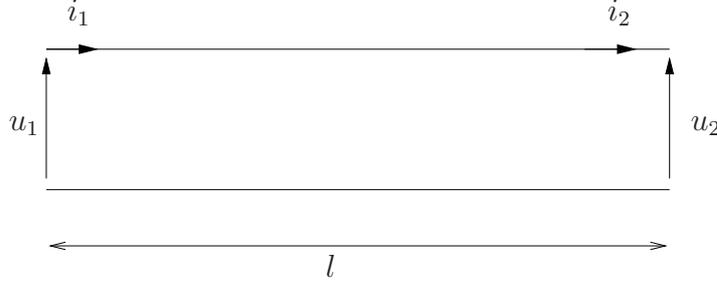


FIG. B.1: Portion de ligne de transmission électrique, u est la tension et i est l'intensité sur la ligne.

Calcul des lignes de transmission. La matrice de transfert de deux portions de lignes de caractéristiques différentes en série est le produit des matrices de transfert de chaque portion. L'impédance d'entrée Z_e d'une ligne décrite par une matrice de transfert $A = [a_{ij}]$ de dimension 2×2 et fermée à l'autre extrémité par une impédance Z_f s'écrit :

$$Z_e = \frac{a_{11}Z_f + a_{12}}{a_{21}Z_f + a_{22}} \quad (\text{B.4})$$

B.2 Analogie entre la ligne de transmission et le guide d'onde

En régime harmonique, les équations régissant la propagation des ondes planes dans un guide d'onde (voir figure B.2) s'écrivent en tenant compte des pertes viscothermiques aux parois [11] :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = -j \frac{k\rho c}{1-K_v} u \\ \frac{\partial u}{\partial x} = -j \frac{kS}{\rho c} (1 + (\gamma - 1)K_h) p \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

avec $\gamma = C_p/C_v$ (C_p et C_v sont respectivement les capacités calorifique à pression et volume constants) et, pour un tube à section circulaire de rayon r :

$$K_{v,h} = \frac{2}{k_{v,h}r} \frac{J_1(k_{v,h}r)}{J_0(k_{v,h}r)},$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1. Les nombres d'onde de diffusion visqueuse k_v et thermique k_h sont définis par :

$$k_v^2 = -\frac{j\omega}{cl'_v}, \quad k_h^2 = -\frac{j\omega}{cl_h},$$

où $l'_v = \mu/\rho c$ est la longueur caractéristique de la couche limite visqueuse (μ est le coefficient de viscosité dynamique de cisaillement) et $l_h = \lambda_h/\rho c C_p$ est la longueur caractéristique de diffusion thermique (λ_h est le coefficient de conductivité thermique du milieu de propagation).

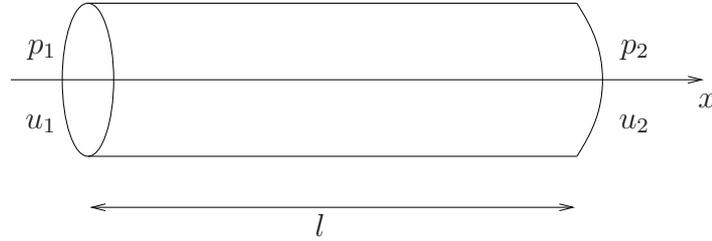


FIG. B.2: Guide d'onde, p est la pression acoustique, $u = v.S$ est le débit volumique, v est la vitesse particulaire et S la section du tuyau .

L'analogie entre les équations B.1 et B.5 permet d'assimiler un guide d'onde de section circulaire à une ligne de transmission de caractéristiques :

$$Z_c = \frac{\rho c}{S} \frac{1}{\sqrt{1 - K_v} \sqrt{1 + (\gamma - 1)K_h}} \quad (\text{B.6})$$

$$\Gamma = jk \frac{\sqrt{1 + (\gamma - 1)K_h}}{\sqrt{1 - K_v}} \quad (\text{B.7})$$

Ce modèle peut-être étendu au guide d'onde considéré (à section rectangulaire) en prenant un rayon équivalent égal à :

$$r = 2 \frac{\text{section}}{\text{périmètre}}, \quad (\text{B.8})$$

pour le calcul des pertes $K_{v,h}$

B.3 Calcul de l'impédance d'entrée d'un conduit cylindrique à perce quelconque

Un guide d'onde à perce quelconque est modélisé comme une succession de cylindres (voir figure B.3). La matrice de transfert de chaque cylindre de la figure B.3b est ensuite évaluée, le produit de ces matrices donne la matrice de transfert du guide d'onde complet. Pour calculer l'impédance d'entrée Z_e , il faut donc de déterminer la nature de l'impédance Z_c qui ferme le guide d'onde à l'extrémité opposée et d'appliquer la relation B.4.

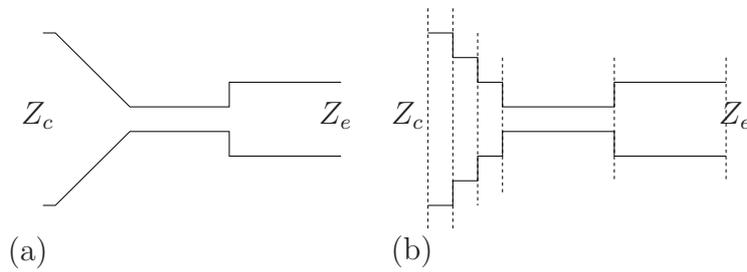


FIG. B.3: Guide d'onde de perce quelconque (a) forme réelle, (b) forme utilisée pour le calcul d'impédance.

Annexe C

Transformation de Schwarz-Christoffel

Le choix de l'utilisation de la boîte à outils Matlab pour les transformées de Schwarz-Christoffel s'est fait après un long travail analytique sur ces transformées. La présente annexe présente les fruits de ce travail et permet de motiver l'utilisation de la boîte à outils.

C.1 Définition

La transformée de Schwarz-Christoffel permet de transformer un domaine donné, ici le demi-plan supérieur, du plan complexe $\zeta = \xi + i\eta$ (le plan de calcul) en l'intérieur ou l'extérieur d'un polygone dans un plan complexe $z = x + iy$ ¹ (le plan physique), voir figure C.1. Il est alors possible de résoudre simplement un problème (calcul de champ potentiel en mécanique des fluides ou calcul de capacité d'un condensateur en électromagnétisme par exemple) dans le plan de calcul ζ et de transposer ce résultat dans le plan physique z .

La transformée de Schwarz-Christoffel correspondant à la figure C.1 est définie de la façon suivante [2, 50]

$$\frac{dz}{d\zeta} = f'(\zeta) = K \prod_{i=1}^n (\zeta - \xi_i)^{\frac{\alpha_i}{\pi} - 1} \quad (\text{C.1})$$

¹Ce plan est noté \tilde{z} dans le corps du mémoire.

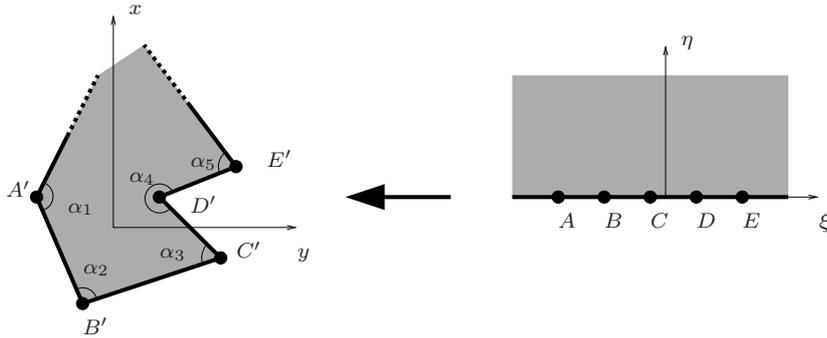


FIG. C.1: Transformée de Schwarz-Christoffel, à gauche : le plan physique ($z = x + iy$), à droite : le plan de calcul ($\zeta = \xi + i\eta$).

où :

- n est le nombre d'arrêtes du polygone,
- α est l'angle correspondant à chaque arrête.

La fonction complexe $f(\zeta)$ permet la transposition du plan de calcul au plan physique. La connaissance de cette fonction présente deux principales difficultés : la détermination des paramètres ξ_i et la détermination des angles α_i dans le cas d'un polygone ouvert.

C.2 Polygones ouverts

Les domaines de l'espace considérés dans la figure C.2 ne sont pas délimités par des polygones fermés, il est donc nécessaire de fermer artificiellement ces frontières afin de pouvoir appliquer la transformée de Schwarz-Christoffel. Ce problème se pose dans le cas de la géométrie étudiée dans le mémoire. Cela est effectué en supposant que les cotés infinis adjacents du polygone se rencontrent quelque part à l'infini pour former une arête (c'est le cas des points C_∞ dans la figure C.2).

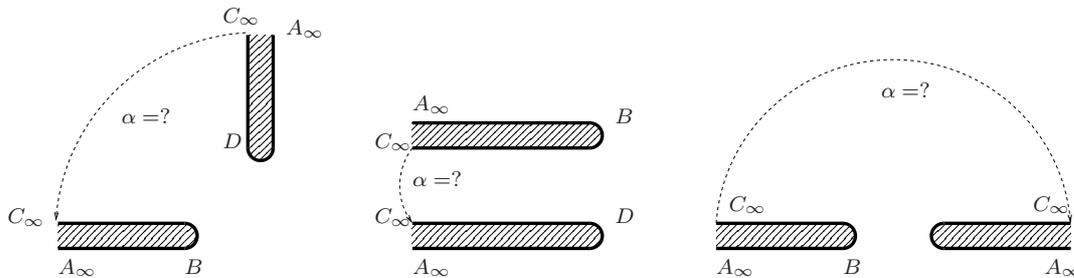


FIG. C.2: Domaines ouverts de l'espace délimités par des polygones ouverts.

La transformée de Schwarz-Christoffel appliquée au problème de la figure C.3a, correspondant à la première configuration de la figure C.2, est de la forme :

$$\frac{dz}{d\zeta} = f'_1(\zeta) = K(\zeta - \xi_B)^{\frac{2\pi}{\pi}-1}(\zeta - (\xi_C - \delta))^{\frac{\pi}{2\pi}-1}(\zeta - \xi_C)^{\frac{\pi}{2\pi}-1}(\zeta - (\xi_C + \delta))^{\frac{\pi}{2\pi}-1}(\zeta - \xi_D)^{\frac{2\pi}{\pi}-1} \quad (\text{C.2})$$

Or les points $C_{1\infty}$ et $C_{2\infty}$ sont supposés être confondus, il en découle que :

$$\delta \rightarrow 0$$

La transformée correspondant à cette configuration telle qu'elle est décrite en figure C.3b est donc de la forme :

$$\frac{dz}{d\zeta} = f'_2(\zeta) = K(\zeta - \xi_B)\xi^{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\zeta - \xi_D) \quad (\text{C.3})$$

L'angle α correspondant à l'arrête du polygone située en C_∞ est donc :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\pi} - 1 &= -\frac{3}{2} \\ \alpha &= -\frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

Il est possible de généraliser le calcul précédent et d'obtenir les angles correspondant aux arêtes infinies de la figure C.4.

C.3 Problème des paramètres de Schwarz-Christoffel

Les angles correspondant à chacune des arrêtes du polygone étant maintenant connus, il est possible d'intégrer l'expression C.1. Cette intégrale n'est dans la plupart des cas pas une forme simple et cela constitue la première raison possible du recours au calcul numérique.

C.3.1 Définition du problème

Après intégration, il faut déterminer les affixes des points du plan de calcul correspondant aux arrêtes : les ξ_i . Les transformations du plan complexe ont 3 degrés de liberté, il est donc possible de fixer arbitrairement trois des ξ_i . Les $n - 3$ affixes restantes sont déterminées par résolution du système d'équation non linéaire faisant correspondre

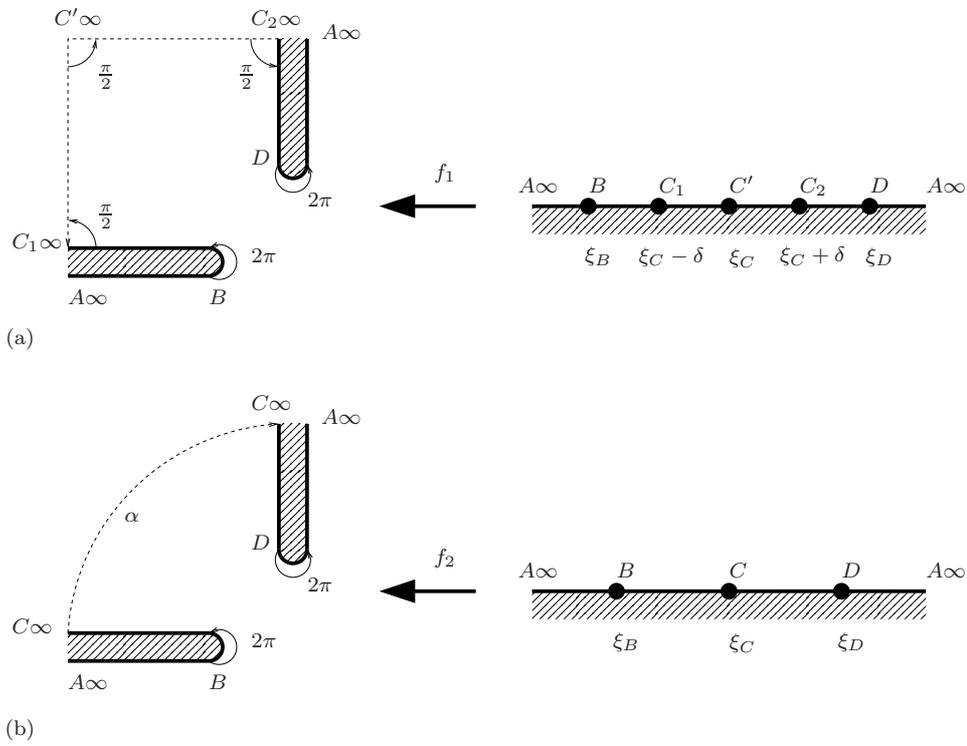


FIG. C.3: Illustration de la transformée de Schwarz-Christoffel d'un domaine ouvert de l'espace - (a) détail, (b) résultat.

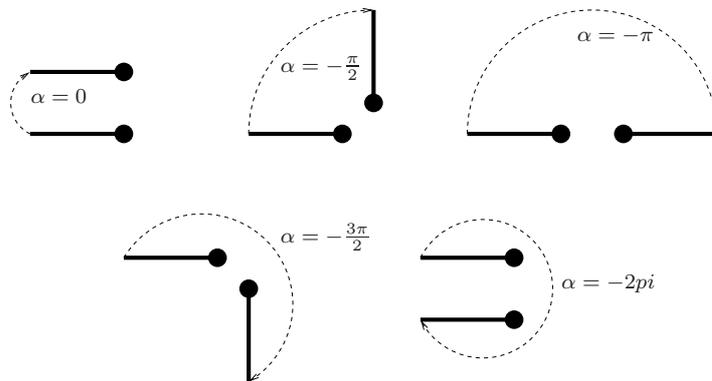


FIG. C.4: Angles associés au différentes arrêtes infinies.

les points respectifs dans les plans z et ζ [18] :

$$f(\zeta = \xi_i) = z_i. \quad (\text{C.4})$$

Malheureusement dans un certain nombre de configurations, la résolution analytique de ce système est impossible. Il faut alors recourir à une configuration simplifiée ou à une résolution numérique.

La constante multiplicative K peut ensuite être déterminée. La partie réelle de cette constante permet de contracter ou de dilater la figure, sa partie imaginaire permet d'opérer une rotation de celle-ci.

C.3.2 Un exemple de résolution analytique

Il est possible de calculer une configuration simplifiée se rapprochant de la configuration réelle étudiée dans le corps du document (voir figure C.5). Dans ce cas, la transformée de Schwarz-Christoffel prend la forme :

$$\frac{dz}{d\zeta} = K(\zeta - \xi_E)^{1/2}(\zeta - \xi_F)^{-1}(\zeta - \xi_B)^{-1}(\zeta - \xi_C)^{1/2}. \quad (\text{C.5})$$

La symétrie du problème permet de poser : $\xi_E = -\xi_C$ et $\xi_F = -\xi_B$. Il est possible de fixer les trois paramètres libres de la façon suivante : $\xi_E = -1$, $\xi_C = 1$ et $\xi_A = 0$. La transformée se réduit alors à :

$$f'(\zeta) = \frac{dz}{d\zeta} = \frac{K(\zeta^2 - 1)^{1/2}}{(\zeta + \xi_B)(\zeta - \xi_B)}. \quad (\text{C.6})$$

Dans ce cas, les paramètres ξ_B et K peuvent être obtenus analytiquement avant intégration de la transformée [70].

Au point B , pour commencer, l'égalité suivante est vérifiée (voir figure C.6) :

$$\int_{B_1}^{B_2} dz = \int_{B_1}^{B_2} \frac{dz}{d\zeta} d\zeta \quad (\text{C.7})$$

Autour de ce point B dans le plan de calcul et d'après la figure C.6, il est possible d'écrire :

$$(\zeta - \xi_B) = r e^{j\theta},$$

où r est un diamètre infiniment petit. L'égalité C.7 devient alors (compte tenu de

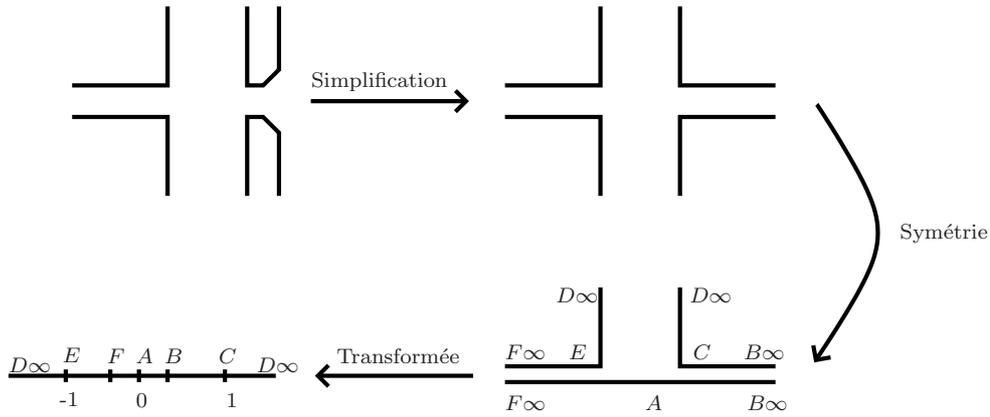


FIG. C.5: Configuration simplifiée.

l'expression C.6 de la transformée) :

$$\int_0^{jH} dz = jK \int_0^\pi \frac{(\zeta^2 - 1)^{1/2}}{(\zeta + \xi_B)} d\theta, \tag{C.8}$$

soit, après intégration :

$$K = \frac{-2H\xi_B}{j\pi(1 - \xi_B^2)^{1/2}}. \tag{C.9}$$

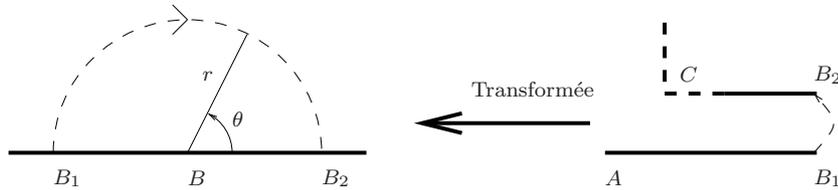


FIG. C.6: Intégration autour du point B.

La même procédure, le long d'un demi cercle de diamètre infini reliant les points D_∞ dans le plan de calcul donne l'égalité :

$$K = -\frac{L}{j\pi}. \tag{C.10}$$

La résolution du système constitué des égalités C.9 et C.10 permet de déterminer les paramètres de la transformée :

$$\begin{cases} K = -\frac{L}{j\pi} \\ \xi_B = \frac{2H/L}{\sqrt{1+4(\frac{H}{L})^2}} \end{cases} \tag{C.11}$$

C.4 Transformée inverse

La transformée calculée précédemment, analytiquement ou non, permet de passer du plan de calcul au plan physique. Il est alors possible de définir un maillage dans le plan de calcul puis de le transformer dans le plan physique (un exemple dans le cas d'une résolution numérique est donné en figure C.7). Cette démarche n'est toutefois pas satisfaisante dans la mesure où elle conduit à utiliser un maillage très déséquilibré spatialement dans le plan physique.

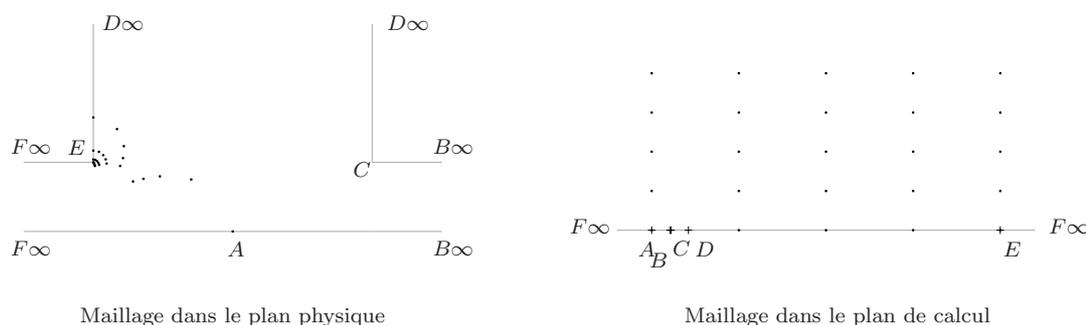


FIG. C.7: Maillage calculé dans le plan physique à l'aide de la transformée de Schwarz-Christoffel (la position des arêtes dans le plan de calcul est arbitraire et calculé par la boîte à outils Matlab).

Il est donc nécessaire de passer par la transformée inverse $f^{-1}(z) = \xi$ afin de définir un maillage équilibré dans le plan physique. La démarche de résolution d'un problème, illustrée en figure C.8, est alors la suivante :

1. définir un maillage dans le plan physique,
2. calculer le maillage correspondant dans le plan de calcul en utilisant la transformée inverse,
3. calculer la solution du problème physique dans ce plan,
4. tracer la solution dans le plan physique (étape équivalente à un changement de coordonnées).

Le calcul de la transformée de Schwarz-Christoffel inverse constitue la troisième cause probable du recours à la résolution numérique. C'est pour cette raison que le résultat analytique de la section précédente n'a pu être utilisé dans le mémoire. Elle s'obtient en résolvant l'équation différentielle non linéaire du 1er ordre complexe suivante :

$$\frac{d\zeta}{dz} = \frac{1}{f'(\zeta)}$$

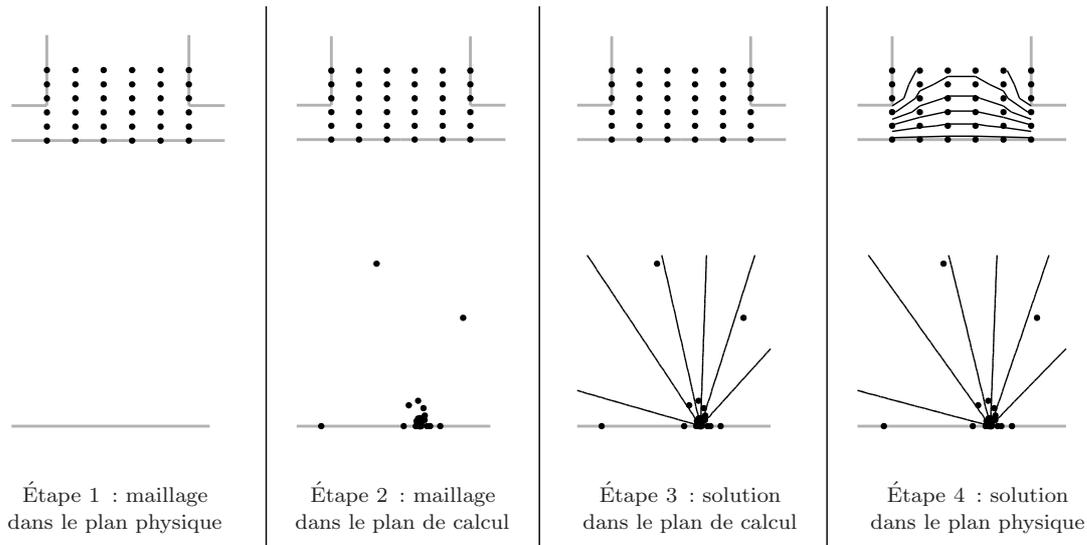


FIG. C.8: Démarche de résolution d'un problème à l'aide des transformées de Schwarz-Christoffel (la géométrie est identique à celle de la figure C.7). La solution du problème (ici l'obtention d'un champ potentiel) est représentée sur cette figure par ses lignes de champ.

C.5 Boite à outils MATLAB pour Schwarz-Christoffel

La description ci-dessus suggère que le recours à une résolution numérique du problème de transformée conforme est quasiment inévitable. Dans les travaux présentés ici, une boite à outils MATLAB pour Schwarz-Christoffel est utilisée [18, 19]. Elle a été développée par T.A. Driscoll dans les années 1990 et s'inspire de SCPACK, un module Fortran dédié à ces transformations.

Moyennant la connaissance de l'affixe et de l'angle correspondant à chaque arrête du polygone dans le plan physique, la boite à outils peut :

- calculer l'intégrale de la transformée en utilisant la méthode de quadrature de Gauss-Jacobi,
- résoudre le problème des paramètres de Schwarz-Christoffel,
- calculer une transformée inverse en utilisant la méthode de Newton pour résoudre l'équation différentielle.

Bibliographie

- [1] A. B. C. ANDERSON : Metastable jet-tone states of jets from sharp-edged, circular, pipe-like orifices. *Journal of the Acoustical Society of America*, 27(1):13–21, 1955.
- [2] W. APPEL : *Mathématiques pour la physique*. H&K, 2002.
- [3] M. ATIG, J.-P. DALMONT et J. GILBERT : Termination impedance of open-ended cylindrical tubes at high sound pressure level. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 332(4):299–304, 2004.
- [4] A. BILLON : *Étude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d'un conduit et heurtant une plaque fendue*. Thèse de doctorat, Université de La Rochelle, 2003.
- [5] A. BILLON, V. VALEAU et A. SAKOUT : Flow instabilities producing the slot-tone. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 332(7):557–563, 2004.
- [6] A. BILLON, V. VALEAU et A. SAKOUT : Two feedback paths for a jet-slot oscillator. *Journal of Fluids and Structures*, 21:121–132, 2005.
- [7] W.K. BLAKE et A. POWELL : The development of contemporary views of flow-tone generation. *In Recent advances in aeroacoustics*, pages 247–325. Springer Verlag, New-York, 1986.
- [8] C. BOGEY : *Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides*. Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, 2000.
- [9] J.C. BRUGGEMAN : *Flow Induced Pulsations in Pipe Systems*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, 1987.
- [10] J.C. BRUGGEMAN, A. HIRSCHBERG, M.E.H. van DONGEN, A.P.J. WIJNANDS et J. GORTER : Flow induced pulsations in gas transport system; analysis of the influence of closed side branches. *Journal of Fluids Engineering*, 111:484–491, 1989.
- [11] M. BRUNEAU : *Manuel d'acoustique fondamentale*. Editions HERMES, Paris, 1998.

-
- [12] David S. BURNETT et Walter W. SOROKA : Tables of rectangular piston radiation impedance functions, with application to sound transmission loss through deep apertures. *Journal of the Acoustical Society of America*, 51(5 Part 2):1618–1623, 1972.
- [13] R.C. CHANAUD et A. POWELL : Some experiments concerning the hole and ring tone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 37(5):902–911, 1965.
- [14] J. P. DALMONT, C. J. NEDERVEEN et N. JOLY : Radiation impedance of tubes with different flanges : Numerical and experimental investigations. *Journal of Sound and Vibration*, 244(3):505–534, juillet 2001.
- [15] S. DEQUAND : *Duct Aeroacoustics : From Technological Applications to the Flute*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 2001.
- [16] S. DEQUAND, S.J. HULSHOFF et A. HIRSCHBERG : Self-sustained oscillations in a closed side branch system. *Journal of Sound and Vibration*, 265(2):359–386, 2003.
- [17] S. DEQUAND, J.F.H. WILLEMS, M. LEROUX, R. VULLINGS, M. VAN WEERT, C. THIEULOT et A. HIRSCHBERG : Simplified models of flue instruments : Influence of mouth geometry on the sound source. *Journal of the Acoustical Society of America*, 113(3):1724–1735, 2003.
- [18] T.A. DRISCOLL : Schwarz-christoffel toolbox user’s guide. www. Version 2.1.
- [19] T.A. DRISCOLL : A matlab toolbox for schwarz-christoffel mapping. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 22(2):168–186, 1996.
- [20] S.A. ELDER : Self-excited depth-mode resonance for a wall-mounted cavity in turbulent flow. *Journal of the Acoustical Society of America*, 64(4):877–890, 1978.
- [21] D. ERDEM, D. ROCKWELL, P. OSHKAI et M. POLLACK : Flow tones in a pipeline-cavity system : Effect of pipe asymmetry. *Journal of Fluids and Structures*, 17(4): 511–523, 2003.
- [22] M. GEVECI, P. OSHKAI, D. ROCKWELL, J.-C. LIN et M. POLLACK : Imaging of the self-excited oscillation of flow past a cavity during generation of a flow tone. *Journal of Fluids and Structures*, 18(6):665–694, 2003.
- [23] M. GLESSER, A. BILLON, V. VALEAU et A. SAKOUT : Influence of the resonator damping on its coupling with a jet-slot oscillator. *In Twelfth International Congress on Sound and Vibration*, Lisbon, Portugal, 2005.
- [24] M. GLESSER, A. BILLON, V. VALEAU et A. SAKOUT : Coupling of a jet-slot oscillator with the flow-supply duct : Flow-acoustic interaction modeling. *In 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Cambridge, USA, 2006.
- [25] M. GLESSER, A. BILLON, V. VALEAU et A. SAKOUT : Dynamique des structures tourbillonnaires participant à la production du bruit de fente. *In 8ème Congrès Français d’Acoustique*, Tours, France, 2006.

- [26] Xavier GLOERFELT, Christophe BAILLY et Daniel JUVE : Calcul direct du rayonnement acoustique d'un écoulement affleurant une cavité. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 328(8):625–631, 2000.
- [27] S. GUERIN, C. ALLERY et A. SAKOUT : Hysteresis and reduction of self-sustained tones due to a coanda effect. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 329(8):579–584, 2001.
- [28] A. HIRSCHBERG, J.C. BRUGGEMAN, A.P.J. WIJNANDS et N. SMITS : The "whistler nozzle" and horn as aero-acoustic sound sources in pipe systems. *Acustica*, 68:157–160, 1989.
- [29] C-M. HO et P. HUERRE : Perturbated free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16:365–424, 1984.
- [30] G. HOFMANS, R. BOOT, P. DURRIEU, Y. AUREGAN et A. HIRSCHBERG : Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low helmholtz number, 1 : Quasi-steady results. *Journal of Sound and Vibration*, 244(1):35–56, 2001.
- [31] G.C.J. HOFMANS, M. RANUCCI, G. AJELLO, Y. AUREGAN et A. HIRSCHBERG : Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low helmholtz number, 2 : Unsteady results. *Journal of Sound and Vibration*, 244(1):57–77, 2001.
- [32] D.K. HOLGER, T.A. WILSON et G.S. BEAVERS : Fluid mechanics of the edgetone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 62(5):1116–1128, 1977.
- [33] K. HOURIGAN, M.C. WELSH, M.C. THOMPSON et A.N. STOKES : Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles. *Journal of Fluids and Structures*, 4:345–370, 1990.
- [34] M.S. HOWE : Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal Of Fluid Mechanics*, 71(4):625–673, 1975.
- [35] M.S. HOWE : The dissipation of sound at an edge. *Journal of Sound and Vibration*, 70(3):407–411, 1980.
- [36] M.S. HOWE : *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press, 1998.
- [37] V. KIBENS : Discrete noise spectrum generated by an acoustically excited jet. *AIAA Journal*, 18(4):434–441, 1980.
- [38] M. KIYA, O. MOCHIZUKI, J. W. PARK et Y. SHIRAHAMA : Experiments on response of impinging-jet edge tone to edge misalignment and spanwise coherence of the jet. *Journal of Sound and Vibration*, 188(1):3–16, novembre 1995.
- [39] P. LAFON, S. CAILLAUD, J.P. DEVOS et C. LAMBERT : Aeroacoustical coupling in a ducted shallow cavity and fluid/structure effects on a steam line. *Journal of Fluids and Structures*, 18(6):695–713, 2003.

- [40] L. LANDAU et E. LIFCHITZ : *Physique théorique. Tome 6 : Mécanique des fluides*. Éditions MIR, Moscou, 2nde ed. édition, 1989.
- [41] M.A. LANGTHJEM et M. NAKANO : A numerical simulation of the hole-tone feedback cycle based on an axisymmetric discrete vortex method and curle's equation. *Journal of Sound and Vibration*, in press, 2005.
- [42] D. J. LEE, D. N. HEO et J. W.KIM : CAA application for the feedback mechanism in cavity and jet. *In ICA*, Granada, Spain, 2004.
- [43] M.B. LESSER et J.A. LEWIS : Applications of matched asymptotic expansion methods to acoustics. ii. the open-ended duct. *Journal of the Acoustical Society of America*, 52(5):1406–1410, 1972.
- [44] M.J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically ii : Turbulence as a source of sound. *Proceeding of the Royal Society A*, 222:1–32, 1953.
- [45] O. MARSDEN : Direct noise computation of adaptive control applied to a cavity flow. 2003.
- [46] T.D. MAST et A.D. PIERCE : Describing-function theory for flow excitation of resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 97(1):163–172, 1995.
- [47] M.E. MCINTYRE, R.T. SCHUMACHER et J. WOODHOUSE : On the oscillations of musical instruments. *Journal of the Acoustical Society of America*, 74(5):1325–1345, 1983.
- [48] M. MEISSNER : Aerodynamically excited acoustic oscillations in cavity resonator exposed to an air jet. *Acta Acustica united with Acustica*, 88:170–180, 2002.
- [49] A. MICHALKE : On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 23(3):521–544, 1965.
- [50] L.M. MILNE-THOMSON : *Theoretical Hydrodynamics*. Macmillan & Co., London, 1968. Chapter X : Theorem of Schwarz and Christoffel.
- [51] P.A. NELSON, N.A. HALLIWELL et P.E. DOAK : Fluid dynamics of a flow excited resonance, part 1 : Experiment. *Journal of Sound and Vibration*, 78(1):15–38, 1981.
- [52] P.A. NELSON, N.A. HALLIWELL et P.E. DOAK : Fluid dynamics of a flow excited resonance, part 2 : Flow acoustic interaction. *Journal of Sound and Vibration*, 91(3):375–402, 1983.
- [53] P. OSHKAI, M. GEVECI, D. ROCKWELL et M. POLLACK : Imaging of acoustically coupled oscillations due to flow past a shallow cavity : Effect of cavity length scale. *Journal of Fluids and Structures*, 20(2):277–308, 2005.
- [54] M.C.A.M. PETERS : *Aeroacoustical sources in internal flows*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 1993.

-
- [55] A. D. PIERCE : *Acoustics. An Introduction to Its Physical Principles and Applications*. Acoustical Society of America, New York, second printing, 1991 édition, 1981.
- [56] M.L. POLLACK : Flow-induced tones in side-branch pipe resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 67(4):1153–1156, 1980.
- [57] A. POWELL : On the edge tone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 33(4):395–409, 1961.
- [58] A. POWELL : Theory of vortex sound. *Journal of the Acoustical Society of America*, 36(1):177–195, 1964.
- [59] P.M. RADAVITCH, S. AHMET et J.NOVAK : A computational approach for flow-acoustic coupling in closed side branches. *Journal of the Acoustical Society of America*, 109(4):1343–1353, 2001.
- [60] J. W. S. RAYLEIGH : *The Theory of Sound*. second revised version édition, 1945.
- [61] S.W. RIENSTRA et A. HIRSCHBERG : *An Introduction to Acoustics*. 2003.
- [62] D. ROCKWELL, J.-C. LIN, P. OSHKAI, M. REISS et M. POLLACK : Shallow cavity flow tone experiments : Onset of locked-on states. *Journal of Fluids and Structures*, 17(3):381–414, 2003.
- [63] D. ROCKWELL et E. NAUDASCHER : Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11:67–94, 1979.
- [64] M. ROGER et S. SERAFINI : Interaction noise from a thin annulus in a circular jet. *In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Monterey, CA, 2005.
- [65] J. E. ROSSITER : Wind tunnel experiments on the flow-over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. Rapport technique 64037, Royal Aircraft Establishment, 1964.
- [66] A.V. SAVIN : On mechanism of self-oscillatory interaction of plane subsonic jet with acoustic resonator. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12(4):388–398, 1996.
- [67] A. SELAMET : Whistles with a generic sidebranch : Production and suppression.
- [68] A.N. STOKES et M.C. WELSH : Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, ii : square leading edge. *Journal of Sound and Vibration*, 104(1):55–73, 1986.
- [69] C.K.W. TAM, H. JU, M.G. JONES, W.R. WATSON et T.L. PARROTT : A computational and experimental study of slit resonators. *Journal of Sound and Vibration*, 284(3-5):947–984, 2005.
- [70] M. WALKER : *The Schwarz-Christoffel transformation and its application - A simple exposition*. Dover, New York, 1964.

- [71] D. WOLFE et S. ZIADA : Feedback control of vortex shedding from two tandem cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, 17(4):579–592, 2003.
- [72] S. ZIADA : Feedback control of globally unstable flows : Impinging shear flows. *Journal of Fluids and Structures*, 9(8):907–923, 1995.
- [73] S. ZIADA : Interaction of a jet-slot oscillator with a deep cavity resonator and its control. *Journal of Fluids and Structures*, 15(6):831–843, 2001.

SONS AUTO-ENTRETENUS PRODUITS PAR L'INTERACTION D'UN JET PLAN AVEC UNE PLAQUE FENDUE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU COUPLAGE AVEC UN RÉSONATEUR

Résumé : Des sons auto-entretenus peuvent être générés par l'interaction d'un jet plan avec une plaque fendue, et se coupler avec les résonances acoustiques du conduit de soufflage. L'étude s'intéresse aux conditions optimales de production de la source aéroacoustique ainsi créée et à l'influence du couplage sur cette production. Un dispositif expérimental, basé essentiellement sur des mesures microphoniques et vélocimétriques est utilisé. Il est associé à un modèle basé sur la théorie du son tourbillonnaire ("vortex-sound"). Des informations obtenues expérimentalement sur la convection des tourbillons et leur synchronisation avec le champ acoustique permettent de compléter les données d'entrée du modèle. Une loi d'évolution de la fréquence d'émission de type "Rossiter" est également obtenue expérimentalement. Les résultats de modélisation permettent d'interpréter cette loi d'évolution comme la condition optimale de production de la source aéroacoustique. Le couplage entre cette source et les résonances du conduit de soufflage est également étudié. Il se fait avec les modes plans du conduit lorsque l'angle d'inclinaison de l'obstacle par rapport à la sortie du jet est faible et avec des modes non-plans dans le cas contraire. L'influence de l'admittance d'entrée du conduit sur le couplage est de plus mise en évidence dans le cas plan. Finalement, l'évolution des fréquences d'émission mesurée est expliquée par un compromis entre les conditions optimales de production de la source aéroacoustique et les conditions optimales de couplage avec le conduit de soufflage.

Mots clés : Sons auto-entretenus, aéroacoustique, bruit de tourbillons ("vortex-sound"), résonateur acoustique, couplage.

SELF SUSTAINED TONES PRODUCED BY A JET-SLOT OSCILLATOR : EXPERIMENTAL STUDY AND MODELLING OF THE COUPLING WITH A RESONATOR

Abstract : Self-sustained tones can be produced by the interaction of a plane jet and a slotted plate, with possible coupling with the flow-supply duct acoustic resonances. This study deals with the conditions for an optimal production of the aeroacoustic source, and with the influence of the coupling on this production. An experimental set-up, based on anemometric and microphone measurements, is used together with a model based on the vortex-sound theory. Informations about vortices convection and their synchronisation with the acoustic field are obtained experimentally and used as input-data for the model. A "Rossiter"-type law for the evolution of the emission frequency is also obtained experimentally. The modeling results permit to interpret this evolution law as the optimal conditions for the production of the aeroacoustic source. The coupling between the aeroacoustic source and the flow supply duct resonances is also studied. It occurs with the planar modes of the duct if the obstacle is weakly misaligned with respect to the spanwise axis and with non-planar modes otherwise. Moreover, the influence of the input admittance of the duct on the coupling is underlined for the planar case. Finally, the evolution of the measured emitted frequencies is explained by a trade-off between the optimal conditions for the aeroacoustic source and the optimal conditions for the coupling.

Key words : Self-sustained tones, aeroacoustic, vortex-sound, acoustic resonator, coupling.