



**HAL**  
open science

**Comportement vibroacoustique des conduits :  
modélisation, mesure et application aux instruments de  
musique à vent**

Guillaume Nief

► **To cite this version:**

Guillaume Nief. Comportement vibroacoustique des conduits: modélisation, mesure et application aux instruments de musique à vent. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 2008. Français. NNT: . tel-00366843

**HAL Id: tel-00366843**

**<https://theses.hal.science/tel-00366843v1>**

Submitted on 9 Mar 2009

**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.

*Académie de Nantes*

**ÉCOLE DOCTORALE DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE**  
LE MANS, FRANCE

**THÈSE DE DOCTORAT**  
*Spécialité : ACOUSTIQUE*

présentée par

**Guillaume NIEF**

pour obtenir le titre de Docteur d'Université

---

**COMPORTEMENT VIBROACOUSTIQUE DES CONDUITS :  
MODÉLISATION, MESURE ET APPLICATIONS AUX INSTRUMENTS DE  
MUSIQUE À VENT.**

---

Soutenue le 5 décembre 2008

devant le jury composé de MM. :

<b>Murray CAMPBELL</b>	Professeur, University of Edinburgh, Édimbourg (Écosse)	Examineur
<b>Jean-Pierre DALMONT</b>	Professeur, Université du Maine, Le Mans	Co-directeur de thèse
<b>Benoit FABRE</b>	Professeur, Université Pierre et Marie Curie, Paris	Rapporteur
<b>François GAUTIER</b>	Professeur, Université du Maine, Le Mans	Co-directeur de thèse
<b>Joël GILBERT</b>	Directeur de recherche, CNRS, Le Mans	Directeur de thèse
<b>Bernard LAULAGNET</b>	Maître de conférences, INSA, Lyon	Examineur
<b>Étienne PARIZET</b>	Professeur, INSA, Lyon	Rapporteur
<b>Olivier THOMAS</b>	Maître de conférences, CNAM, Paris	Examineur



"Leur matière peut estre de prunier, de cerisier et des autres bois qui se percent aysément, mais on choisit ordinairement du bois d'une belle couleur, et qui reçoit vn beau poly, afin que la beauté accompagne la bonté de l'instrument, et que les yeux soient en quelque façon participans du plaisir de l'oreille : on les fait ordinairement de buis ; elles sont aussi fort bonnes de chrystal, ou de verre et d'ebene."

Marin Mersenne (1588-1648)  
Harmonie Universelle,  
contenant la théorie et la pratique de la musique,  
Livre cinquième des Instrumens à vent.  
Paris, Sebastien Cramoisy, 1636.





Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'initiative, le conseil, l'évaluation, la participation ou le soutien de ceux que je souhaite ici remercier.

En tout premier lieu, je souhaite témoigner ma reconnaissance vis-à-vis de mes directeurs de thèse : Jean-Pierre Dalmont, François Gautier et Joël Gilbert. Ils ont su me proposer un sujet prometteur, orienter mes choix et me conseiller avec pertinence et disponibilité. J'ai considérablement appris à leur côté et ce travail de thèse leur doit beaucoup.

Je tiens à remercier les membres du jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail : Benoit Fabre et Etienne Parizet qui ont accepté d'être rapporteurs, et Bernard Laulagnet, Murray Campbell, et Olivier Thomas pour leur participation au jury.

Mon accueil au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine a été très agréable. Merci à son directeur, Yves Aurégan, au personnel administratif, et à tous les collègues. Je pense ici en particulier à l'équipe instrumentation Emmanuel Brasseur, James Blondeau et Stéphane Lebon pour leurs conseils techniques et l'aide pour la mise en place des systèmes expérimentaux.

Je souhaite également remercier ceux qui ont participé directement, d'une façon ou d'une autre, à la réalisation de ce travail. Merci aux étudiants en stage de l'ENSIM, João Romero, Florent Masson, Juliette Paris, Clément Pineau, Eric Boyer, Guillaume Estienne, Renan Le Goaziou pour l'intérêt qu'ils ont démontré sur le sujet, au luthier Gérard Klein de l'atelier d'Orphée au Mans pour le don de tuyaux, à la société Courtois pour le prêt d'un trombone, à Serge Collin pour son habileté dans ses réalisations mécaniques, à Mickaël Walter pour la fabrication des tuyaux d'orgue et aux espagnols Ruben Pico et Javier Redondo, en particulier pour leur accueil chaleureux lors de mon séjour à Gandía.

Merci également aux amis de ces trois années mancelles pour avoir été là et pour les bons souvenirs que je garderai de cette période. Les collègues "thésards" (ou autre) du Mans : Jean-Loïc, Olivier, Benoit, Jacques, Ygaal, Vincent ... Merci au Big Band Universitaire du Maine pour les jeudis soirs, en particulier au "chef" Jean-Marc.

Enfin, j'ai une pensée pour ma famille : mes parents et mes soeurs qui me soutiennent, ainsi que pour Ingrid qui a supporté trois ans d'aller-retour Le Mans - Paris.



# Table des matières

<b>Listes des figures</b>	<b>x</b>
<b>Listes des tableaux</b>	<b>xvii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
Contexte général . . . . .	1
Instruments à vent : problématique des vibrations de parois et du matériau, axes de la thèse	2
Synthèse bibliographique . . . . .	2
Axes de l'étude . . . . .	6
<b>1 Généralités sur la physique des instruments à vent</b>	<b>9</b>
1.1 Les différents types d'instruments . . . . .	10
1.2 Modèle de système exciteur . . . . .	12
1.2.1 Description . . . . .	12
1.2.2 Mécanique de l'anche . . . . .	13
1.2.3 Hydrodynamique de l'écoulement dans le canal d'anche . . . . .	13
1.3 Modèle de résonateur . . . . .	14
1.3.1 Propagation linéaire d'ondes acoustiques dans un guide cylindrique, modes transverses . . . . .	14
1.3.2 Modes longitudinaux dans un guide cylindrique de longueur finie, impédance d'entrée . . . . .	16
1.4 Couplage résonateur / système exciteur, régimes d'oscillations . . . . .	21
1.4.1 Modèle à trois équations d'un instrument à vent générique . . . . .	21
1.4.2 Aperçu de quelques méthodes de résolution du modèle . . . . .	21
1.4.3 Importance de l'impédance d'entrée acoustique . . . . .	23
<b>2 Vibroacoustique interne de conduits cylindriques</b>	<b>25</b>
2.1 Théorie . . . . .	26
2.1.1 Vibrations d'une coque cylindrique dans le vide . . . . .	26
2.1.2 Couplage coque / fluide interne . . . . .	29
2.1.3 Dimensionnement de configurations expérimentales . . . . .	39

2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	46
2.2.1	Tube en laiton . . . . .	46
2.2.2	Tube en plastique . . . . .	56
2.2.3	Résonateur de tuyau d'orgue à embouchure de flûte . . . . .	59
2.3	Conclusion . . . . .	61
<b>3</b>	<b>Effets du couplage sur le fonctionnement d'instruments en situation de jeu</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction . . . . .	64
3.2	Effet des vibrations de parois sur le timbre, cas du tuyau en laiton . . . . .	66
3.2.1	Principe des enregistrements sonores et des mesures spectrales réalisées . . . . .	66
3.2.2	Simulations par équilibrage harmonique . . . . .	72
3.2.3	Discussion sur le caractère audible de l'effet des vibrations de parois dans le cas du tube en laiton . . . . .	75
3.3	Effet sur la stabilité des auto-oscillations . . . . .	75
3.3.1	Tube en plastique . . . . .	76
3.3.2	Tuyau d'orgue . . . . .	78
3.4	Reproduction d'une expérience historique . . . . .	80
3.4.1	Principe . . . . .	80
3.4.2	Reproduction de l'expérience . . . . .	81
3.4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	81
3.4.4	Conclusion . . . . .	85
3.5	Discussion-Conclusion . . . . .	85
3.5.1	Discussion sur les effets éventuels des vibrations des parois pour d'autres instruments réels . . . . .	85
3.5.2	Conclusion . . . . .	88
<b>4</b>	<b>Rayonnement externe : cas du pavillon de trombone</b>	<b>91</b>
4.1	Etude bibliographique concernant l'effet des vibrations dans le cas des pavillons de cuivre	92
4.2	Expérience préliminaire : ordre de grandeur du niveau relatif de pression rayonnée par le pavillon de trombone sous excitation acoustique et mécanique . . . . .	93
4.3	Modélisation du rayonnement du pavillon . . . . .	95
4.3.1	Etude des modes de vibration d'un pavillon de trombone . . . . .	95
4.3.2	Estimation des efficacités de rayonnement des modes du pavillon . . . . .	97
4.4	Etude expérimentale comparative du comportement du pavillon libre puis ensablé afin d'amortir ses vibrations . . . . .	104
4.4.1	Fonctions de transferts du pavillon excité acoustiquement et mécaniquement . .	104
4.4.2	Comparaison de la pression rayonnée entre les configurations pavillon libre / pavillon ensablé dans le cas d'une excitation acoustique. . . . .	104
4.5	Conclusion . . . . .	107

---

<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
<b>Annexes</b>	<b>112</b>
<b>A Choix des matériaux</b>	<b>113</b>
<b>B Principes des simulations par équilibrage harmonique</b>	<b>115</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>117</b>



# Table des figures

1	Diagramme indiquant les phénomènes impliqués par le changement du matériau constitutif d'un instrument à vent . . . . .	5
2	Représentation schématique des couplages vibroacoustiques dans un instrument à vent, (d'après [1]). . . . .	6
1.1	(a) : photographie légendée d'une clarinette, (b) : Schéma d'une coupe transversale. . .	10
1.2	(a) : photographie légendée d'une trompette, (b) : schéma d'une coupe transversale, représentant la perce de l'instrument. . . . .	11
1.3	Schéma en coupe d'un bec associé à une anche simple. . . . .	12
1.4	Modes acoustiques d'un guide cylindrique. . . . .	15
1.5	Modes acoustiques longitudinaux d'un guide cylindrique fermé ouvert. . . . .	17
1.6	Modes acoustiques longitudinaux d'un guide cylindrique ouvert aux deux extrémités. .	18
1.7	Impédance d'entrée adimensionnée par $Z_c$ d'un conduit cylindrique de longueur $1 m$ et de rayon $1 cm$ . Sans pertes (pointillés larges), pertes visco-thermiques seules (pointillés serrés), pertes par rayonnement seules (trait plein gris), toutes pertes (trait plein). . .	20
2.1	Schéma de la coque cylindrique et notations. . . . .	26
2.2	Tracé du module du déterminant de la matrice $\mathbf{M}$ pour l'ordre $m = 2$ en fonction de la fréquence pour une coque encastrée à ses deux extrémités telle que $E = 204.08 GPa$ , $\rho_s = 7833.49 kg/m^3$ , $\nu = 0,29$ , $L = .3048 m$ , $a = .0762 m$ , $h = 0.254 mm$ . . . . .	30
2.3	Tracé de la section ovalisée du tuyau en coordonnées polaires . . . . .	31
2.4	Module du facteur correctif $C$ pour un unique mode d'ovalisation : détail des contributions dues aux différents termes. $- : C_M$ , $--- : C_\epsilon$ , $\dots : C_{AA}$ , $.-.- : C_A$ . . . . .	39
2.5	Module du facteur correctif $C$ à l'impédance d'entrée, calculé en utilisant des données provenant de données mesurées sur un tube réel (voir paragraphe 2.2.2).(a) : large bande de fréquence, (b) : zoom sur la bande de fréquence contenant les fréquences des modes mécaniques. . . . .	40
2.6	Module de l'impédance d'entrée calculé en utilisant les données provenant d'un tube réel (voir paragraphe 2.2.2). Trait plein : cas du tube vibrant, trait pointillé : cas du tube à parois indéformables. . . . .	41



2.7	Diagramme de dispersion dans le cas du tube en laiton. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points. . . . .	45
2.8	Diagramme de dispersion dans le cas du tube en plastique. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points. . . . .	46
2.9	Diagramme de dispersion dans le cas du tuyau d'orgue. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points. . . . .	47
2.10	Diagramme de dispersion représentant la plage de variation de chacun des modes acoustiques utilisant une coulisse rigide (zone grisée), dans le cas du tube en laiton. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points. . . . .	48
2.11	Photographie du tuyau en laiton étudié. . . . .	48
2.12	Maillage utilisé pour l'analyse modale expérimentale du tube en laiton. . . . .	49
2.13	Module des FRF pour le tuyau en laiton. — : FRF mesurée, ... : FRF synthétisée à l'aide des paramètres obtenus par analyse modale. . . . .	50
2.14	Paramètres modaux des 6 modes identifiés par analyse modale expérimentale. . . . .	51
2.15	Module de l'impédance d'entrée réduite (normalisée par $\rho_0 c_0 / S$ ) pour le tuyau en laiton avant écrasement. . . . .	52
2.16	Module de l'impédance d'entrée réduite pour le tuyau pour le premier écrasement ( $\epsilon \approx 4\%$ ). — : tuyau libre, ... : vibrations amorties par de la mousse. (a) : large bande de fréquence, (b) : zoom sur la bande contenant les modes mécaniques. . . . .	54
2.17	Module de l'impédance d'entrée réduite pour le tuyau pour le deuxième écrasement ( $\epsilon \approx 8\%$ ). — : tuyau libre, ... : vibrations amorties par de la mousse. (a) : large bande de fréquence, (b) : zoom sur la bande contenant les modes mécaniques. . . . .	55
2.18	Partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée mesurée du tube en laiton. Trait plein gris : tuyau libre après le premier écrasement, trait plein noir : tuyau libre après le second écrasement, trait pointillé : vibrations amorties par de la mousse. . . . .	56
2.19	Photographie du tuyau en plastique étudié. . . . .	57
2.20	Module de la réponse vibratoire mécanique à une excitation acoustique en un point du tube plastique. . . . .	58
2.21	Champ de vitesse vibratoire mesuré sur une circonférence du tuyau en plastique aux fréquences de résonances de trois modes mécaniques. . . . .	58
2.22	Module de l'impédance d'entrée réduite du tuyau en plastique. — : tube libre, ... : tube rigidifié par des anneaux rigides. . . . .	59
2.23	Partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée réduite du tube en plastique. — : tube libre, ... : tube rigidifié par des anneaux rigides. . . . .	60

2.24	Photographie du tuyau d'orgue étudié et de l'embouchure de type "tuyau à bouche" associée. . . . .	60
2.25	Module de l'impédance d'entrée réduite du tuyau d'orgue. — : tube libre, ... : vibrations amorties par de la mousse. . . . .	61
2.26	Partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée réduite du résonateur de tuyau d'orgue. — : tube libre, ... : vibrations amorties par de la mousse. . . . .	62
3.1	Schéma des montages expérimentaux pour l'étude en situation de jeu. (a) : cas des tuyaux en plastique et en laiton utilisant la bouche artificielle, (b) : cas du tuyau d'orgue. . . . .	65
3.2	Module de l'impédance d'entrée mesurée du système, cas du tube en laiton. (a) : coulisse tirée, (b) : coïncidence avec $(2, 1, \{0, 1\})$ , (c) : coïncidence avec $(2, 2, \{0, 1\})$ , (d) : coulisse rentrée. La fréquence fondamentale est notée $F_0$ . . . . .	67
3.3	Module de l'amplitude des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu . . . . .	68
3.4	Différence des fréquences de jeu . . . . .	69
3.5	Module de l'impédance d'entrée mesurée du système, cas du tube en laiton. (a) : coulisse ouverte, (b) : coïncidence avec $(2, 1, \{0, 1\})$ , (c) : coïncidence avec $(2, 2, \{0, 1\})$ , (d) : coulisse fermée. La fréquence fondamentale est notée $F_0$ . . . . .	70
3.6	Amplitude des harmoniques (mesure). (a) : trois premiers harmoniques, (b) : zoom sur le second harmonique. . . . .	71
3.7	Amplitude des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu (simulation par équilibrage harmonique) . . . . .	73
3.8	Amplitude des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu (simulation par équilibrage harmonique) . . . . .	74
3.9	Module de l'impédance d'entrée du système, cas du tube en plastique. (a) : coïncidence avec $(2, 1)$ (b) : coulisse tirée. . . . .	76
3.10	Signaux de pression acoustique dans le bec dans le cas du tuyau en plastique. (a) : régime périodique, (b) régime pseudo-périodique. . . . .	77
3.11	Spectrogramme du signal sonore correspondant à un glissando descendant puis ascendant avec le tube en plastique. . . . .	78
3.12	Module de l'impédance d'entrée du système, cas du tuyau d'orgue. (a) : coulisse ouverte, (b) : coïncidence avec le mode $(2, 1)$ , (c) : coulisse coulisse fermée. . . . .	79
3.13	Signaux de pression acoustique dans le tuyau d'orgue au niveau de la bouche. (a) : régime périodique, (b) régime pseudo-périodique. . . . .	80
3.14	Spectrogramme d'un glissando ascendant avec le tuyau d'orgue. . . . .	80
3.15	Photographies : (a) Expérience de Miller d'époque (1909), (b) Reproduction. . . . .	82
3.16	Vitesse quadratique moyenne de la face avant du conduit rectangulaire, pour une force appliquée unitaire. . . . .	83
3.17	Analyse temps-fréquence du son produit par le tuyau d'orgue de l'expérience de Miller pendant le remplissage (a) et la vidange (b) de la double paroi . . . . .	84

3.18	Module de l'impédance d'entrée d'une flûte traversière (modèle Yamaha YFL261S) sans embouchure dont tous les trous sont bouchés. . . . .	87
3.19	Module de l'impédance d'entrée d'un corps de saxophone soprano (avant le perçage des trous et sans système de clefs). . . . .	88
3.20	Module de l'impédance d'entrée d'un pavillon de trombone. . . . .	89
4.1	Schéma du montage expérimental pour les mesures sur le pavillon de trombone. . . . .	93
4.2	Comparaison des niveaux de pression acoustique pour une excitation acoustique (gris) et une excitation mécanique (noir) donnant lieu aux mêmes amplitudes de vibration sur le pavillon. . . . .	94
4.3	Montage expérimental pour la mesure des vibrations du pavillon de trombone . . . . .	96
4.4	Déformée à la résonance associée à mode d'indice circonférentiel $m = 6$ , obtenue par les mesures au vibromètre laser. . . . .	97
4.5	Modes de vibration du pavillon de trombone obtenus par un modèle éléments finis. . . . .	98
4.6	Diagramme présentant les fréquences des modes du pavillon obtenus par éléments finis en fonction des indices modaux $m$ et $p$ . . . . .	99
4.7	Mode (3, 2) d'une plaque rectangulaire de $21 * 8 \text{ cm}^2$ , et position des 6 monopôles utilisés pour le calcul de l'efficacité de rayonnement, marqués par un point blanc. . . . .	100
4.8	Efficacité de rayonnement du mode (3, 2) d'une plaque rectangulaire de $21 * 8 \text{ cm}^2$ simplement appuyée calculée par l'intégrale de Rayleigh [80]. . . . .	101
4.9	Comparaison des efficacités de rayonnement du mode (3, 2) d'une plaque rectangulaire de $21 * 8 \text{ cm}^2$ en appui simple dans un écran infini. Trait plein : évaluation par la méthode des monopôles, trait pointillé : puissance rayonnée par la plaque calculée par l'intégrale de Rayleigh, normalisée par $P'_{ref}$ . . . . .	102
4.10	Efficacités de rayonnement de quelques modes du pavillon : (a) mode (2, 3), (b) mode (3, 3), (c) mode (5, 6), (d) mode (6, 6), (e) mode (10, 6). Le trait vertical indique la position de la fréquence de résonance mesurée du mode. . . . .	103
4.11	(a) Fonction de transfert entre la vitesse vibratoire du pavillon et la tension d'entrée du haut-parleur lors d'une excitation acoustique (sinus glissant), (b) Fonction de transfert entre la vitesse vibratoire du pavillon et la force injectée lors d'une excitation mécanique (sinus glissant). . . . .	105
4.12	Niveau de pression rayonné par le pavillon en réponse à une excitation acoustique à son entrée. noir : pavillon libre de vibrer, gris : pavillon amorti avec du sable . . . . .	106
4.13	(a) Niveau de pression rayonné par le pavillon en réponse à une excitation acoustique à son entrée. gris : pavillon libre de vibrer, noir : pavillon amorti avec du sable, (b) Niveau de vibration en un point du pavillon. . . . .	107
A.1	Diagramme d'Ashby donnant le module d'Young $E$ des classes de matériaux en fonction de leur masse volumique $\rho_s$ (source : [62]). . . . .	114

---

B.1 Diagramme de la méthode d'équilibrage harmonique. . . . . 116



# Liste des tableaux

1.1	Rapport des fréquences de résonance de l'impédance d'entrée acoustique d'un conduit cylindrique, sans pertes et avec pertes par rayonnement et visco-thermiques aux parois.	21
3.1	Fréquence estimée du premier mode d'ovalisation pour quelques instruments réels. . . .	86
4.1	Fréquences de résonance mesurées des modes mécaniques du pavillon de trombone . . .	96



---

# Introduction

## Contexte général

Ce document présente un travail de trois ans réalisé au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM, UMR CNRS 6613), dans l'équipe "Vibrations, Acoustique GUIDÉE, et Ecoulement" (VAGUE) et plus précisément au sein des Opérations de Recherche "Physique des Instruments de Musique" et "Vibroacoustique des structures". Il a été encadré par MM. François Gautier (Professeur), Joël Gilbert (Directeur de recherches CNRS) et Jean-Pierre Dalmont (Professeur). Ce document s'inscrit dans la continuité des thèses de F. Gautier [1] (thèse à l'Université du Maine 1997) et de R. Picó [2] (thèse en cotutelle à l'Université du Maine et à l'Universidad Politécnica de Valencia, Espagne, 2004) portant sur l'étude vibroacoustique des instruments de musique à vent.

La thématique de l'acoustique musicale a été initiée au début des années 1980 au LAUM. L'approche adoptée est la modélisation physique d'instruments de musique ainsi que leur caractérisation expérimentale. Dans ce type de démarche, le but est à terme de pouvoir mettre en exergue les paramètres physiques importants pour le fonctionnement - au sens large - des instruments de musique. La recherche de relations entre les paramètres d'un modèle physique d'un instrument de musique et - par exemple - son timbre, sa facilité d'émission sonore ou sa dynamique de jeu permet des interactions avec le domaine de la facture instrumentale, ainsi qu'avec les musiciens. Au LAUM, les travaux ont commencé avec l'étude des instruments à vent, notamment des instruments à anche simple comme la clarinette ou le saxophone et les cuivres comme le trombone. Les études concernant les instruments à cordes, particulièrement la guitare et la harpe, ont débuté plus récemment.

Si les caractéristiques mécaniques et vibratoires de la structure qui compose les instruments à cordes sont fondamentales, le son étant produit par la structure elle-même, mise en vibration sous l'effet des oscillations des cordes, il n'en est pas de même pour les instruments à vent. En effet, le mécanisme de production du son est totalement différent. La colonne d'air contenue dans les conduits qui constituent ces instruments est mise en oscillation au niveau d'un système excitateur comme une embouchure. Ces oscillations aériennes sont transmises à l'air extérieur par les ouvertures que comporte le conduit, produisant le son perçu par l'auditeur. Les caractéristiques sonores dépendent donc ici principalement des propriétés acoustiques de la colonne d'air, liées à sa forme (la perce), et à celles du système excitateur. Le rôle de la structure de l'instrument consiste donc principalement à délimiter la colonne d'air qu'elle contient. Ses propriétés mécaniques et vibratoires n'interviennent pas directement dans le mécanisme



de production du son. Il est ainsi généralement admis que les parois des conduits constituant les instruments à vent peuvent être, en première approximation, supposées indéformables. Cependant, lorsque l'instrument est joué, le corps de l'instrument, constitué d'un matériau élastique et soumis à diverses sollicitations mécaniques, peut se déformer et vibrer. Ces vibrations, qui sont aisées à constater par le toucher en situation de jeu, peuvent impliquer des rayonnements acoustiques dans le fluide dans lequel l'instrument est immergé. Le champ sonore émis est alors différent du champ émis par l'instrument à parois indéformables, mais l'importance des effets des vibrations des parois sur le fonctionnement de l'instrument reste une question ouverte. En effet, certains musiciens et facteurs leur attribuent des propriétés importantes, souvent liées au matériau dont est constitué l'instrument. Ils évoquent parfois des effets sur sa sonorité, ou bien sur sa facilité d'émission. D'un autre côté, les acousticiens considèrent plutôt que les vibrations des parois et le matériau dont sont constitués les conduits ont des effets d'un ordre supérieur.

Dans ce contexte, le travail présenté dans ce document apporte une contribution à l'étude des couplages vibroacoustiques dans le cas des instruments à vent. Ces phénomènes sont étudiés dans le but de déterminer leur influence sur le fonctionnement des instruments et sur leur sonorité.

## **Instruments à vent : problématique des vibrations de parois et du matériau, axes de la thèse**

### **Synthèse bibliographique**

Les études publiées concernant le problème du matériau et des vibrations de parois des instruments à vent sont relativement peu nombreuses et ont produit des résultats variés.

Historiquement, les premières études sur les instruments à vent faisant mention de ce problème datent du 17<sup>ième</sup> siècle. Marin Mersenne [3] (moine Minime sarthois, mathématicien et philosophe ayant abondamment correspondu avec Descartes, Pascal, Fermat ...) fait diverses réflexions concernant les matériaux dont sont constitués les instruments à vent et principalement les tuyaux d'orgue : "Si l'expérience n'enseignait que tous les tuyaux de même grandeur font l'unisson, encore que la matière de l'un soit fait de plomb ou d'étain et celle des autres soit de fer, de bois, de carton, de cire, de tuyau de plume, etc. il serait difficile de le croire, quoi que le son de ceux qui sont faits d'une matière plus molle, par exemple de bois ou de cire, fassent des sons plus doux et moins éclatants." Il semble constater que les matériaux sont en lien direct avec la sonorité des instruments.

Au 18<sup>ième</sup> siècle, Vaucanson [4] (inventeur et mécanicien) fabrique un automate à soufflerie jouant de la flûte traversière. Il considérait que les vibrations des parois étaient le mécanisme de la production du son de la flûte : "Communiquant ainsi les vibrations à toutes les particules du bois de la flûte, qui à leur tour les communiquent à tout l'air extérieur qui les environne, il produit en nous le sentiment du son".

Au 19<sup>ième</sup> siècle, les travaux scientifiques concernant les instruments de musique s'intensifient.

Boehm (musicien, facteur d'instruments et acousticien allemand inventeur du système de clés qui porte son nom) rapporte que les matériaux dont sont constitués les instruments ont un effet notable sur le son produit : "The greater or less hardness and brittleness of the material has a very great effect upon the quality of tone." Au contraire, Mahillon [5] (facteur d'instrument et organologue) constate qu'une trompe en bois et en métal de sa fabrication sonnent de façon identiques et que : "l'air est le seul corps en vibration dans la flûte, comme dans tous les autres instruments à vent".

Les études suivantes ont généralement été basées sur des observations expérimentales relatives à :

- des comparaisons entre deux instruments identiques faits de matériaux différents,
- des mesures effectuées sur un instrument dont on amortit les vibrations.

Pour le cas des comparaison entre deux instruments identiques faits de matériaux différents, on peut citer notamment Boner et Newman [7] qui étudient les spectres en régime permanent produits par des tuyaux d'orgues faits de matériaux différents. Ils concluent à une influence minimale des vibrations des parois, du fait de la très grande similarité des résultats obtenus.

De même, Parker [8] compare les spectres des sons produit par des clarinettes en bois et en métal, et conclue négativement quant à un effet significatif.

Coltman [9] démontre que des auditeurs et des flûtistes ne sont pas capables de distinguer à l'aveugle les sons produits par des flûtes à géométries identiques mais fabriquées dans divers matériaux.

Whitehouse [17] réalise des expériences sur des tubes constitués de divers matériaux métalliques et connectés à une bouche artificielle conçue pour les instruments de la famille des cuivres. Des mesures du champ vibratoire sur les tubes à l'aide d'un vibromètre laser sont réalisées. Il conclut que la principale origine des vibrations des parois est la transmission solidienne depuis les lèvres et l'embouchure.

En ce qui concerne les études d'instruments dont on amortit les vibrations, Miller [6], au début du 20<sup>ième</sup> siècle, étudie un tuyau d'orgue à double paroi de zinc<sup>1</sup>. Le volume contenu entre les deux parois est rempli progressivement d'eau, permettant d'amortir les vibrations des parois, pendant qu'une soufflerie fait fonctionner le tuyau. Au fur et à mesure du remplissage, il constate des changements de timbre et de hauteur tout à fait audibles (jusqu'à un demi ton d'écart).

Gibiat et coll. [13] présentent les résultats d'une expérience comparative. Un instrument simplifié (simple cône) peut être joué à l'aide d'un bec de saxophone et d'une machine à souffler. Une analyse spectrale du son rayonné par l'instrument est menée lorsqu'il est libre de vibrer et lorsqu'il est enserré afin d'en amortir les vibrations. Des différences entre les deux configurations sont mesurées notamment sur les amplitudes des harmoniques supérieurs, atteignant 6 dB. Dans la configuration expérimentale, il existait une coïncidence entre la fréquence du troisième harmonique et une résonance mécanique du conduit.

Kob [16] mène des mesures comparatives entre des tuyaux d'orgues libre et dont les vibrations sont amorties. Il montre que lorsque les instruments sont joués, des modes structuraux sont excités et que des différences spectrales dans les transitoires d'attaques sont significatifs, alors qu'elles restent très faible dans la partie stationnaire du son produit.

---

<sup>1</sup>Une reproduction de l'expérience de Miller a été reproduite au laboratoire. Les résultats sont discutés au chapitre 3

Backus [10] estime expérimentalement le niveau sonore dû aux vibrations des parois d'une clarinette en situation de jeu. Il place du matériau absorbant à l'extrémité de sorte que le son rayonné à cette extrémité soit absorbé. La comparaison des niveaux sonores en présence et en absence du matériau absorbant permet d'évaluer la contribution due aux vibrations des parois qui est alors trouvée inférieure de 48 dB à celle du niveau sonore normal. Une étude comparative complémentaire concernant les résonances acoustiques de tuyau de même géométrie en cuivre et en tygon (plastique flexible) est menée. Les différences en terme de fréquence de résonance et de facteur de qualité des résonances sont faibles. Backus conclut alors des effets négligeables des vibrations de parois sur le régime permanent, que ce soit du fait du rayonnement direct vers l'extérieur ou du fait d'une modification de l'onde stationnaire interne.

Quelques études théoriques prenant en compte de façon simplifiée quelques aspects des phénomènes physiques ont également été publiées. Backus et Hundley [11] développent un modèle des vibrations de parois d'un tuyau d'orgue. Un modèle local d'impédance de paroi permettant de rendre compte des vibrations axisymétriques du conduit aboutit à une expression d'une célérité apparente du son dans le conduit. Ces effets restent faibles mais sont plus importants dans le cas d'une section elliptique que dans celui d'une section circulaire. Une expérience du même type que celle de Miller avec des tuyaux d'orgues circulaires à double paroi est également menée. Aucune variation sur l'amplitude des harmoniques du signal n'est mesurée ou entendue lorsque le tuyau est joué, lors du remplissage des doubles parois avec de l'eau. Les auteurs concluent que les vibrations des parois n'affectent pas le régime permanent des tuyaux d'orgues ni par rayonnement direct vers l'extérieur ou par perturbation des ondes stationnaires internes.

Dans le but d'étudier l'absorption du son par un orgue dans une pièce, Benade [12] montre que les vibrations d'un tuyau d'orgue peuvent être excitées par un champ acoustique. Il montre que des vibrations non axisymétriques (déformée d'ovalisation) du conduit peuvent être excitées par des ondes planes lorsque le tube possède une section légèrement elliptique. Dans ce cas l'absorption d'une onde plane incidente est 100 fois supérieure à celle obtenue avec des sections parfaitement circulaires. Cependant les mécanismes d'absorption par vibration des tuyaux sont négligeables devant les autres mécanismes mis en jeu.

Plus récemment, des modèles plus complets ont été développés afin d'identifier les phénomènes physiques et de comprendre les phénomènes de couplage mis en jeu. Des résultats expérimentaux convaincants sont toutefois peu nombreux. Gautier et Tahani [14] développent un modèle complet du comportement vibroacoustique d'un instrument à vent assimilé à une coque cylindrique en appui simple à ses extrémités, excités mécaniquement et acoustiquement de façon réaliste. Ce type de modèle permet l'identification et la simulation des couplages vibroacoustiques existants : le rayonnement interne, le rayonnement externe, et le couplage intermodal acoustique par rayonnement de l'extrémité ouverte. Les auteurs concluent que la prise en compte des vibrations des parois induits de faibles décalages des fréquences de résonances acoustiques.

Nederveen et Dalmont [18] observent que la colonne d'air oscillante d'un tuyau d'orgue interagit avec

une résonance mécanique, lorsque les fréquences mécanique et acoustique coïncident. Des changements de niveau de l'ordre de 6 dB et des décalages de fréquence de jeu de l'ordre de 20 cents sont mesurés. De plus, des instabilités similaires à une note du loup et de régime d'oscillations présentant des battements sont mesurés. Les vibrations du conduit sont alors mesurées et sont caractérisées par une déformée de type "ovalisation". Un modèle phénoménologique du couplage entre le colonne d'air et les parois est proposé et permet de rendre compte qualitativement des observations.

Picó et coll. [19, 20] proposent un modèle vibroacoustique du couplage entre le champ de pression interne et les modes mécaniques d'un conduit cylindrique ou légèrement distordu en appui simple. Le développement du modèle aboutit à un calcul d'impédance d'entrée acoustique du tuyau vibrant, légèrement différent d'un conduit indéformable. Les effets sur l'impédance d'entrée sont très faibles.

Cette étude bibliographique montre la grande variété des résultats obtenus par les auteurs. Le diagramme de la figure 1 résume les différents effets du changement du matériau constitutif d'un instrument à vent et permet une analyse critique de l'étude bibliographique.

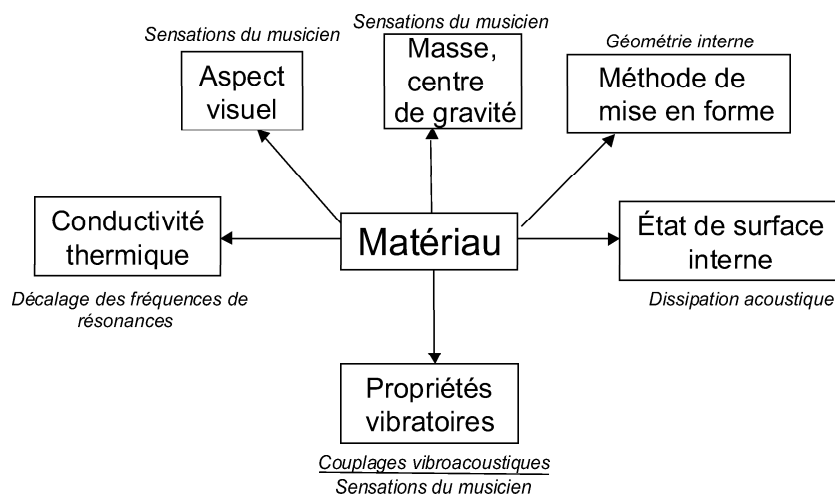


FIG. 1 – Diagramme indiquant les phénomènes impliqués par le changement du matériau constitutif d'un instrument à vent

Un tel changement de matériaux peut provoquer différents phénomènes :

- Le changement d'aspect visuel est important car il influence la perception globale de l'instrumentiste et des auditeurs.
- Le changement de masse totale et de la position de gravité implique également une modification d'ergonomie et peut influencer sur l'évaluation d'un instrument lors d'essais comparatifs.
- La conductivité thermique du corps de l'instrument peut se trouver également modifiée. Le musicien lorsqu'il joue, crée un gradient thermique entre l'embouchure et l'autre extrémité du tube. Ceci est un phénomène important pour la justesse des instruments, et la nécessité de "chauffer" son instrument en soufflant dedans avant de jouer est bien connue. Un changement de matériau peut impliquer une modification de cet équilibre thermique, susceptible d'influer sur les fréquences de résonance acoustique.

Cet effet étudié expérimentalement à l'aide d'une caméra thermique infrarouge [21] reste toutefois de faible importance.

- Les différents matériaux peuvent conduire à des états de surface interne variables, une fois l'instrument réalisé. Les différentes valeurs de rugosité et surtout de porosité de la surface interne (notamment dans le cas des instrument en bois) peuvent mener à des dissipations acoustiques différentes lors de la propagation des ondes dans le conduit. Ces différentes valeurs influent sur les fréquences des résonances acoustiques ainsi que sur leurs facteurs de qualité. Ceci peut se traduire par des sonorités différentes.

- Le changement du matériau provoque aussi un changement des propriétés vibratoires du corps de l'instrument. Ceci peut impliquer en premier lieu une modification de la sensation de l'instrumentiste lorsqu'il joue, puisqu'il peut ressentir les vibrations avec sa bouche et ses doigts. Les modifications des propriétés vibratoires impliquent également des changements dans les couplages vibroacoustiques se produisant lorsque l'instrument est joué. Ce type de couplages est susceptible de modifier le comportement acoustique et la sonorité de l'instrument.

Parmi les différents effets mis en évidence sur la figure 1, le travail présenté ici se focalise sur l'influence des couplages vibroacoustiques sur le fonctionnement des instruments.

## Axes de l'étude

Un instrument de musique à vent est le siège de plusieurs types d'interactions fluide - structure. Ces interactions sont schématisées sur la figure 2.

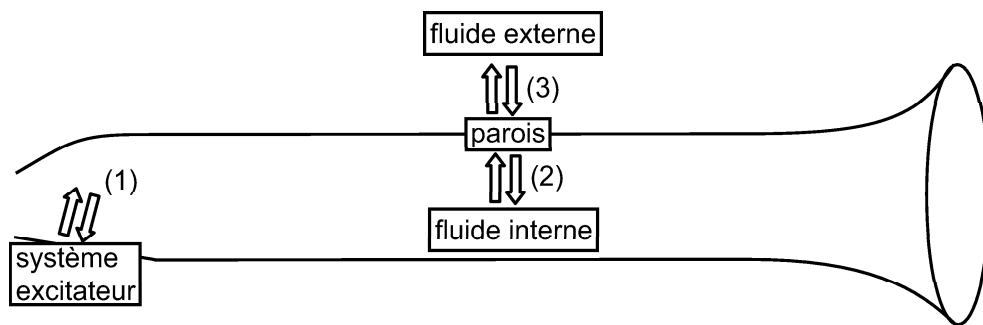


FIG. 2 – Représentation schématisée des couplages vibroacoustiques dans un instrument à vent, (d'après [1]).

- A l'embouchure de l'instrument (1), le couplage entre les oscillations de la colonne d'air interne et celles de l'anche est le mécanisme principal de production du son. Il est à la base de la création du régime sonore auto-oscillant. Cette interaction ne fait pas intervenir les propriétés vibratoires du résonateur. Cependant, les vibrations de l'anche sont susceptibles d'être transmises par conduction solidienne au corps de l'instrument. Le battement de l'anche ou des lèvres sur le bec ou l'embouchure de l'instrument produit des impacts représentant une source pour la vibration des parois du corps de l'instrument.

- Le champ de pression interne de fort niveau, généré par le système exciteur, représente également une source pour la mise en vibration du résonateur. En retour, ces vibrations provoquent un rayonnement interne qui est susceptible de perturber le régime d'oscillation de la colonne d'air. Ce mécanisme de couplage (2) représente un problème de vibroacoustique interne.
- Les vibrations du corps de l'instrument provoquent également un rayonnement acoustique vers le champ externe (3) se superposant au rayonnement purement acoustique des extrémités ouvertes de l'instrument, représentant un problème de vibroacoustique externe.

Ainsi, les vibrations des parois d'un instrument à vent ont deux origines possibles, une source mécanique due aux impacts et aux vibrations au niveau du système exciteur et une source acoustique répartie due au champ de pression interne. Les effets des vibrations des parois sur le fonctionnement peuvent alors être de deux natures, une perturbation des oscillations de la colonne d'air interne et un rayonnement direct vers le champ externe.

L'objectif du travail présenté est de comprendre ces phénomènes ainsi que de les mettre en évidence expérimentalement de façon claire en situation de jeu. Plusieurs axes d'investigations ont été entrepris afin d'étudier les différents types d'interactions. Les résultats du travail sont reportés dans le présent document, constitué de quatre chapitres.

Le chapitre 1 propose des généralités sur le fonctionnement acoustique des instruments de musique à vent. Un modèle physique classique adapté aux instruments à anche simple à trois équations est également décrit.

Dans les chapitres 2 et 3, l'étude porte sur le couplage (2) entre la colonne d'air interne et les vibrations du corps d'instruments de musique à résonateur cylindrique. Une étude théorique des couplages basée sur une formulation intégrale aboutissant à une formulation de l'impédance d'entrée acoustique d'un guide à parois vibrantes est proposée au chapitre 2. Des mesures acoustiques et mécaniques sont également réalisées sur trois conduits afin de confirmer expérimentalement les couplages prédits par le modèle, ceci en régime forcé. Le chapitre 3 constitue une étude en situation de jeu des conduits, afin d'étudier les effets des couplages sur le son produit.

Le chapitre 4, plus exploratoire, porte sur l'étude du rayonnement direct vers le champ externe (3), appliqué au pavillon de trombone. Des mesures comparatives sur un pavillon pouvant être ensablé afin de limiter ses vibrations sont présentées. Une interprétation des résultats expérimentaux est proposée à l'aide d'un modèle de monopôles équivalent, représentant le rayonnement du pavillon vibrant.



## Chapitre 1

# Généralités sur la physique des instruments à vent

### RÉSUMÉ

Un instrument à vent est généralement constitué d'un système exciteur positionné à l'entrée d'un conduit contenant une colonne d'air, le résonateur. La surpression imposée par un instrumentiste à l'entrée du système exciteur génère des oscillations acoustiques dans le résonateur. Ces oscillations sont transmises au milieu extérieur via les extrémités ouvertes du conduit. Pour un instrument à vent générique de type instrument à anche simple, un modèle classique est exposé. La description physique de la mécanique du système exciteur, de l'écoulement du fluide à l'entrée de l'instrument, ainsi que du comportement acoustique du résonateur aboutit à un modèle physique à trois équations, permettant de décrire divers régimes d'oscillations observés lors du fonctionnement des instruments.



## 1.1 Les différents types d'instruments

Les instruments de musique à vent sont généralement constitués d'un système excitateur positionné à l'entrée d'un conduit comportant au moins une ouverture. Les principaux mécanismes physiques de leurs fonctionnements sont désormais bien connus [22, 23, 24, 25]. Une surpression quasi-statique imposée par le souffle du musicien à l'entrée provoque une déstabilisation du système excitateur. Le débit entrant dans le conduit est alors modulé par les oscillations du système excitateur. Le débit modulé excite la colonne de fluide contenue dans le conduit, qui répond par des oscillations acoustiques. La pression oscillante réagit en retour sur le système excitateur. Ce mécanisme produit un régime d'oscillations auto-entretenues dans le conduit. Ces oscillations sont transmises au milieu extérieur, via les ouvertures comme l'extrémité du conduit ou les trous latéraux, produisant le son de l'instrument. Dans la famille des instruments à vent, il existe une grande variété de systèmes excitateurs et de formes de résonateurs. Cette famille est constituée de plusieurs sous-familles suivant le type de système excitateur.

La sous-famille des "Bois" est caractérisée par la présence d'une lamelle de roseau simple ou double (appelée anche) mise en vibration grâce au souffle du musicien, ou bien par un biseau brisant le jet d'air produit par ce souffle. Cette sous-famille dont un exemple est présenté sur la figure 1.1 comprend :

- les clarinettes constituées d'une embouchure composée d'un bec associée à une anche simple et d'un conduit cylindrique,
- les saxophones, à anche simple et à résonateur de forme conique,
- les hautbois et bassons, à anche double et à conduit conique,
- les flûtes (traversières et à bec), dont le système excitateur, fortement différent des précédents, est constitué d'un biseau et à résonateur quasi-cylindrique, ou conique,
- les tuyaux d'orgue à bouche fonctionnant suivant le même principe que les flûtes, dont la forme du résonateur est variable, mais présentent souvent une perce uniforme (de section circulaire ou carrée).

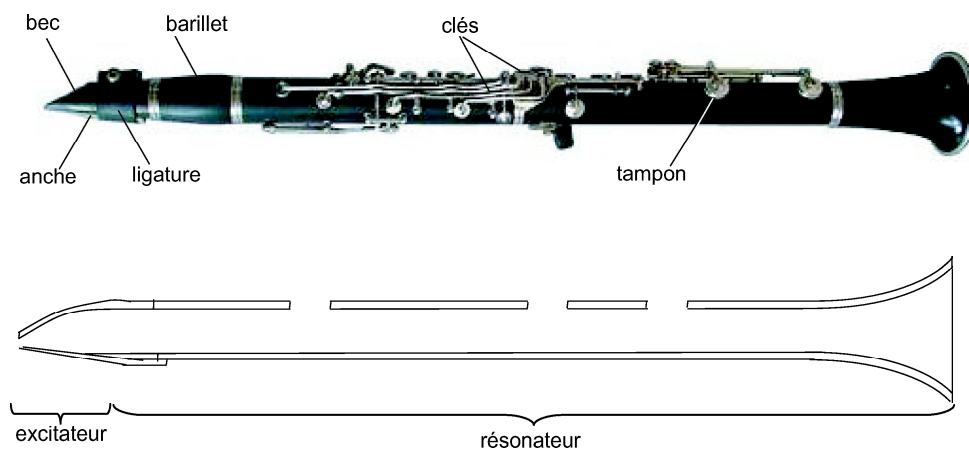


FIG. 1.1 – (a) : photographie légendée d'une clarinette, (b) : Schéma d'une coupe transversale.

Ces instruments sont constitués de matériaux très divers. Classiquement, pour la clarinette, le hautbois et le basson, le bois est utilisé (principalement l'ébène), le laiton pour les saxophones, le maillechort pour les flûtes et divers alliages métalliques pour les tuyaux d'orgue. Cependant, il n'est pas rare de trouver des instruments en plastique comme des flûtes à bec ou des clarinette d'étude. A l'inverse, des matériaux nobles comme des métaux précieux sont parfois utilisés pour des instruments haut de gamme, c'est le cas pour certaines flûtes en argent ou en or. Pour ces instruments à vent de la famille des bois, exceptés les tuyaux d'orgues, les différentes notes sont obtenues par l'ouverture ou la fermeture de trous latéraux permettant de diminuer ou d'allonger la longueur effective du résonateur. Dans le cas de l'orgue, chaque note correspond à un tuyau dont la longueur est définie ; les tuyaux ne présentent ainsi pas de trous latéraux.

La sous-famille des "Cuivres" est constituée par les instruments dont le système excitateur est caractérisé par la vibration des lèvres de l'instrumentiste dans une embouchure (on parle parfois d'"anche lippale"). Ceci est le cas des trompettes, trombones, cors, tubas et euphoniums. Ces instruments, dans leur version moderne, sont pour la plupart fabriqués en laiton et ne présentent pas de trous latéraux. La seule extrémité ouverte est souvent caractérisée par la présence d'un pavillon présentant une large ouverture. La figure 1.2 présente une photographie d'une trompette ainsi qu'un schéma descriptif.

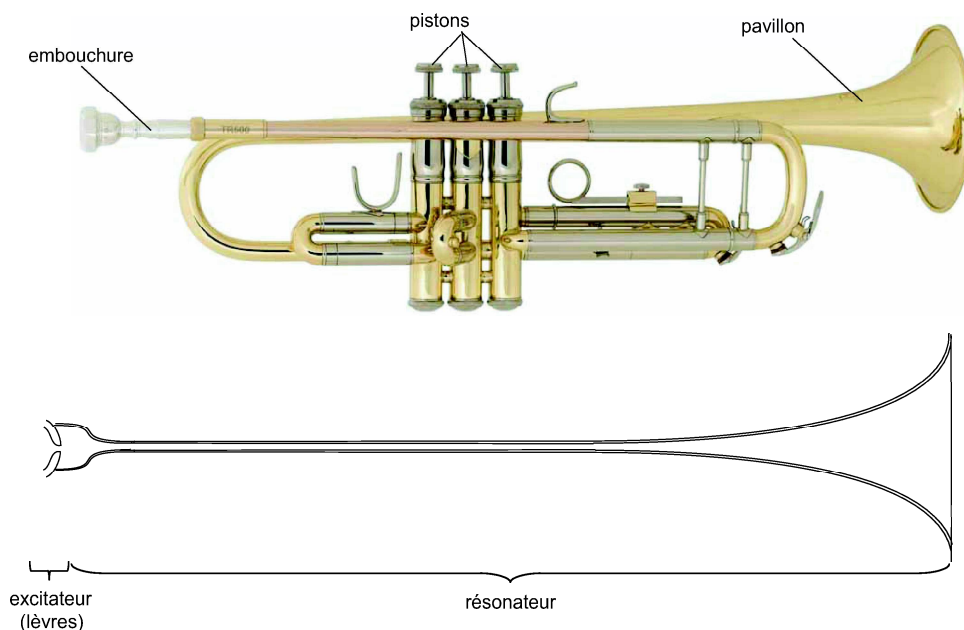


FIG. 1.2 – (a) : photographie légendée d'une trompette, (b) : schéma d'une coupe transversale, représentant la perce de l'instrument.

L'adaptation du masque<sup>1</sup> du musicien, associée à une longueur variable du tuyau obtenue grâce à

---

<sup>1</sup>L'appellation "masque" désigne la capacité du musicien à faire varier notamment la tension de ses lèvres, dans le but d'obtenir un résultat sonore donné lorsqu'il souffle dans son instrument.

des pistons ou à une coulisse, permet la production des différentes notes.

Dans les paragraphes suivants, une modélisation physique classique d'un instrument à vent simplifié est exposée. L'instrument est composé d'un système excitateur à anche simple, associé à un résonateur cylindrique. Ce type de modèle élémentaire permet de simuler une grande partie des phénomènes physiques observés chez les instruments à vent, excepté les instruments à embouchure de flûte, dont la description du système excitateur est très différente et non discutée ici (voir par exemple [26]). La description physique de l'instrument donnée dans la suite est seulement adaptée aux instruments à anche simple mais reste applicable dans un certaine mesure aux cas des cuivres comme la trompette ou le trombone.

## 1.2 Modèle de système excitateur

### 1.2.1 Description

Les anches simples sont constituées d'une lame très fine fixée au bec à l'aide d'une ligature. L'anche attachée sur le bec forme un canal dont la hauteur dépend des propriétés géométriques du bec et de la pression exercée par la bouche sur l'anche (voir 1.3). Elles sont généralement fabriquées en roseau, matériau anisotrope. En situation de jeu, l'anche est soumise à des forces aérodynamiques dépendant du champ de pression autour d'elle. Lorsque le musicien souffle, l'anche en vibrant agit comme une soupape modulant le débit d'air entrant. En appuyant sa lèvre inférieure sur l'anche, le musicien impose une condition aux limites qu'il peut contrôler afin de corriger les éventuels défauts de hauteur ou de timbre qu'il perçoit. L'appui de la lèvre représente également la principale source d'amortissement de l'anche.

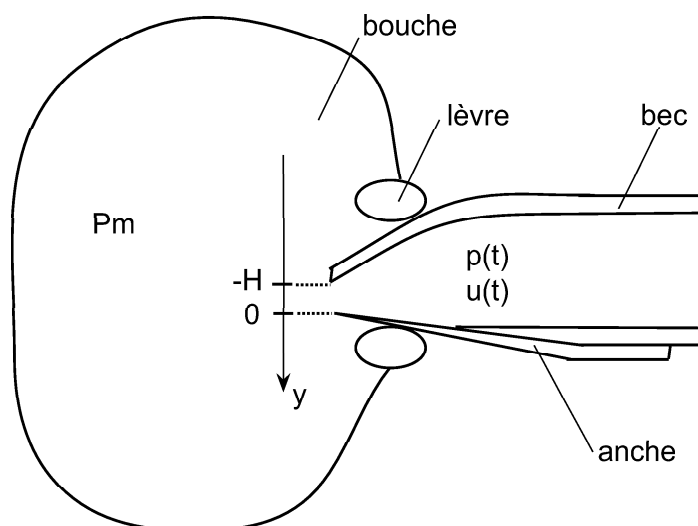


FIG. 1.3 – Schéma en coupe d'un bec associé à une anche simple.

### 1.2.2 Mécanique de l'anche

L'anche étant un milieu continu élastique, constitué d'un matériau naturel anisotrope son comportement dynamique est complexe. La réponse mécanique est caractérisée par des résonances correspondant à des modes de vibration de l'anche [27, 28]. La fréquence du premier mode de l'anche correspondant à un mode de flexion d'ensemble, est de l'ordre de 2000 Hz. Cette valeur relativement élevée comparativement aux fréquences de jeu d'un instrument à vent conduit parfois à assimiler l'anche à un simple ressort sans masse équivalent, étant donné que la fréquence de jeu est fortement inférieure à la fréquence de résonance. Cependant, l'étude du registre plus aigu de l'instrument ou la prise en compte d'harmoniques d'ordres supérieurs nécessite la prise en compte de la résonance d'anche. On assimile donc ici l'anche à un oscillateur mécanique amorti à un degré de liberté contrôlé par la différence de pression entre ses deux faces. Le mouvement de l'extrémité de l'anche peut être décrit par [29] :

$$\mu_r \frac{d^2 y(t)}{dt^2} + \mu_r g_r \frac{dy(t)}{dt} + \mu_r \omega_r^2 y(t) = -(P_m - p(t)), \quad (1.1)$$

où  $y$  est le déplacement dynamique de l'anche par rapport à la position au repos,  $g_r$  le coefficient d'amortissement de l'anche, principalement dû à la lèvre,  $\omega_r$  sa pulsation propre,  $\mu_r$  sa masse surfacique équivalente,  $P_m$  la pression statique dans la bouche du musicien et  $p$  la pression acoustique dans le bec. On note  $K_r = \mu_r \omega_r^2$  la raideur surfacique équivalente de l'anche. L'équation 1.1 est écrite pour une embouchure de musicien particulière, le paramètre de contrôle  $P_m$ , et les paramètres de l'anche sont supposés indépendants du temps. En situation de jeu réel, ces paramètres sont modifiés en temps réel par le musicien.

### 1.2.3 Hydrodynamique de l'écoulement dans le canal d'anche

L'étude du comportement hydrodynamique du jet permet de lier le débit entrant dans le bec au champ de pression qui est la source des oscillations de l'anche. Des études détaillées de l'écoulement ont été réalisées [29], la modélisation simplifiée proposée est issue de ces travaux. La géométrie de l'écoulement dans l'anche peut être découpée en trois zones. Une zone de large diamètre correspondant à la bouche du musicien, une zone de faible diamètre correspondant au canal d'anche, puis à nouveau une zone de large diamètre correspondant à l'entrée du bec. Dans les hypothèses d'un écoulement stationnaire, incompressible, potentiel et non visqueux, la quantité  $p + 1/2\rho_0 v^2$  est constante d'après la relation de Bernoulli. On a donc

$$P_m + \frac{1}{2}\rho_0 v_m^2 = p_c + \frac{1}{2}\rho_0 v_c^2, \quad (1.2)$$

où  $v_m$  est la vitesse de l'écoulement dans la bouche,  $p_c$  et  $v_c$  sont respectivement la pression et la vitesse du fluide (de masse volumique  $\rho_0$ ) dans le canal d'anche. La vitesse du jet dans la bouche est supposée négligeable devant la vitesse dans le canal du fait de la faible section du canal. De plus, on suppose que l'écoulement se détache des parois à la sortie du canal d'anche et forme un jet. On suppose enfin que l'énergie cinétique du jet est complètement dissipée dans la zone de mélange avec l'air du tuyau.

Ainsi, en aval de la zone de mélange, la pression dans le canal est égale à la pression à l'entrée de l'instrument. Le débit entrant  $u$  s'écrivant comme le produit de la vitesse du jet  $v$  par sa section, on a

$$u = Sv = w(H + y)v, \quad (1.3)$$

où  $w$  est la largeur du canal d'anche,  $H$  sa hauteur au repos et  $y$  son déplacement dynamique. Finalement, la combinaison des équations 1.2 et 1.3, associée aux hypothèses formulées sur le jet, le débit s'écrit :

$$\begin{aligned} u &= w(H + y) \sqrt{\frac{2|P_m - p|}{\rho_0}} \quad \text{si } 0 \leq P_m - p \leq P_M, \\ y &= -H \quad \text{et} \quad u = 0 \quad \text{si } P_m - p \geq P_M \quad \text{et} \\ u &= -w(H + y) \sqrt{\frac{2|P_m - p|}{\rho_0}} \quad \text{si } P_m - p < 0, \end{aligned} \quad (1.4)$$

où  $P_M = K_r H$  est la pression de plaquage, au dessus de laquelle le débit entrant est nul. L'anche est alors plaquée sur le bec, fermant le canal d'anche. Les mesures d'une telle caractéristique reliant le débit à la différence de pression [30] ont permis de valider ce type de modèle. Le comportement du jet entrant dans le bec, traduit par la relation 1.4 liant le débit à la différence de pression de part et d'autre de l'anche, est la principale source de non-linéarités qui permettent les auto-oscillations dans les instruments à vent.

Un modèle complet d'instrument à vent nécessite le modèle du système exciteur, décrit par les deux équations 1.1 et 1.4. Ce modèle est couplé à un modèle de résonateur décrit par une troisième équation de type impédance acoustique, qui est explicité au paragraphe suivant.

### 1.3 Modèle de résonateur

#### 1.3.1 Propagation linéaire d'ondes acoustiques dans un guide cylindrique, modes transverses

De façon classique [31], le champ de pression acoustique  $p$  dans un guide d'onde cylindrique infini de rayon  $a$  rempli d'un fluide de masse volumique  $\rho_0$  en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  en régime harmonique de pulsation  $\omega$  doit satisfaire l'équation de Helmholtz associée à la condition aux limites de vitesse acoustique nulle sur la paroi (sous l'hypothèse de parois indéformables, et en négligeant les pertes visco-thermiques aux parois) :

$$\begin{aligned} (\Delta + k^2)p &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \quad \text{quand } r = a \end{aligned} \quad (1.5)$$

La solution générale du problème 1.5 s'écrit :

$$p(r, \theta, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{\nu=0}^{\infty} (A_{m,\nu} \cos(m\theta) + B_{m,\nu} \sin(m\theta)) J_m(k_{w_{m,\nu}} r) e^{ik_{z_{m,\nu}} z}, \quad (1.6)$$

où  $J_m$  est la  $m^{\text{ième}}$  fonction de Bessel de première espèce,  $k_{w_{m,\nu}} = \frac{\gamma_{m,\nu}}{a}$  avec  $\gamma_{m,\nu}$  le  $(\nu + 1)^{\text{ième}}$  zéro de la dérivée de  $J_m$ , et  $k_{z_{m,\nu}} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\gamma_{m,\nu}}{a}\right)^2}$  avec  $k = \frac{\omega}{c_0}$  où  $c_0$  est la célérité des ondes dans le milieu.

Ainsi, le mode d'indice circonférentiel  $m$  et radial  $\nu$  est propagatif si  $k_{z_{m,\nu}}$  est réel c'est à dire si  $k > \frac{\gamma_{m,\nu}}{a}$ . La figure 1.4 présente les modes  $(m, \nu)$  ainsi que les valeurs de  $\gamma_{m,\nu}$  associées.

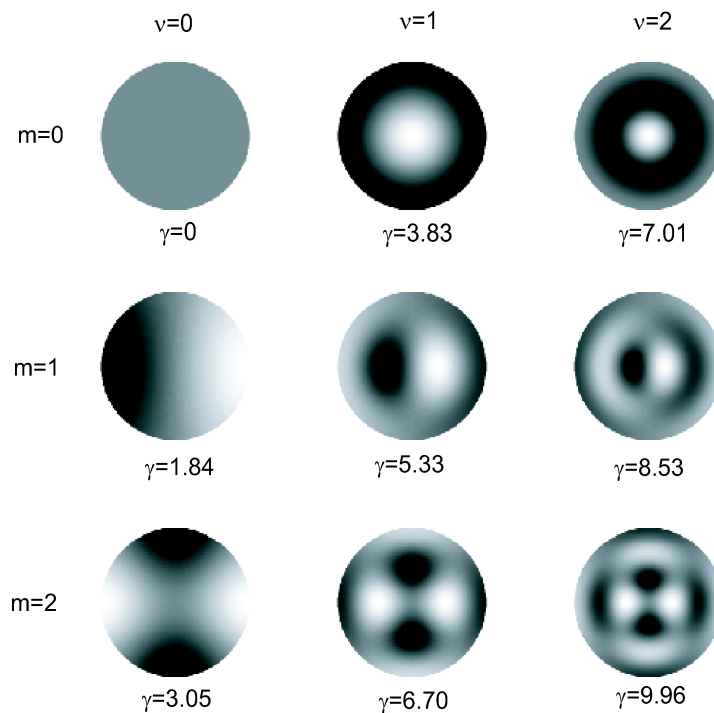


FIG. 1.4 – Modes acoustiques d'un guide cylindrique.

Les fréquences de coupures en dessous desquelles les modes sont évanescents sont données par  $f_{c_{m,\nu}} = \frac{\gamma_{m,\nu} c}{2\pi a}$ . Le mode  $(0,0)$  dit "plan", car la valeur de la pression dans une section du guide est uniforme, possède une fréquence de coupure nulle. Il est donc propagatif quelle que soit la pulsation  $\omega$ . Pour une clarinette, le rayon  $a$  vaut environ  $7.5 \text{ mm}$ , ce qui donne une première fréquence de coupure (pour le mode  $(1,0)$ ) de  $13400 \text{ Hz}$  environ. Pour un tuyau d'orgue de  $2 \text{ cm}$  de rayon, cette fréquence de coupure est de  $5000 \text{ Hz}$ . Ces exemples dans le cas des instruments de musique montrent qu'une approximation aux seules ondes planes dans le guide est raisonnable pour décrire le comportement qualifié de basse fréquence, c'est à dire rendant compte des caractéristiques essentielles des oscillations. Cependant, lorsque les diamètres sont plus importants, comme dans le cas des pavillons, ou lorsqu'une onde plane ne peut pas être propagée, comme dans les guides courbes, ces approximations sont parfois à revoir.

### 1.3.2 Modes longitudinaux dans un guide cylindrique de longueur finie, impédance d'entrée

#### 1.3.2.1 Impédance d'entrée

En ne considérant que l'onde plane sans pertes, le champ de pression  $p(z)$  en régime harmonique dans un guide cylindrique de longueur  $L$  est écrit comme la somme d'une onde aller et d'une onde retour

$$p(z) = A e^{-ikz} + B e^{ikz}. \quad (1.7)$$

Le débit acoustique volumique  $u(z)$  associé s'écrit alors

$$u(z) = \frac{1}{Z_c} (A e^{-ikz} - B e^{ikz}), \quad (1.8)$$

où  $Z_c = \frac{\rho_0 c_0}{S}$  est l'impédance acoustique caractéristique,  $S$  étant la section du guide.

L'impédance acoustique est définie par  $Z(z) = \frac{p(z)}{u(z)}$ . L'impédance d'entrée  $Z = Z(0)$  du guide acoustique, valeur de l'impédance pour  $z = 0$  s'écrit alors

$$Z = Z(0) = Z_c \left( \frac{Z_L \cos(kL) + Z_c i \sin(kL)}{i Z_L \sin(kL) + Z_c \cos(kL)} \right), \quad (1.9)$$

où  $Z_L = Z(L)$  est l'impédance acoustique à l'extrémité du guide. Dans le cas des instruments à vent, l'extrémité du guide est généralement ouverte. L'impédance à l'extrémité ouverte est alors égale à l'impédance de rayonnement qui, dans le cas du tube sans écran d'épaisseur nulle, est donnée par [32] :

$$Z_L = Z_{ray} \approx Z_c (0.25 (ka)^2 + i 0.61 ka). \quad (1.10)$$

Les valeurs des impédances de rayonnement dans des cas plus réalistes comme le tube d'épaisseur finie peuvent être trouvées dans [33]. En première approximation, tant que  $ka \ll 1$ , l'impédance de rayonnement peut être négligée. L'impédance d'entrée s'écrit alors :

$$Z = i Z_c \frac{\sin(kL)}{\cos(kL)} = i Z_c \tan(kL). \quad (1.11)$$

Dans ce cas où  $Z_L = 0$ , la pression à l'extrémité du tube est nulle. Ceci implique un coefficient de réflexion  $R$  égal à :

$$R = \frac{B}{A} = -e^{-2ikL}. \quad (1.12)$$

#### 1.3.2.2 Modes propres longitudinaux

Lorsque le tube est fermé à l'entrée, en dehors de toute excitation, on a un débit acoustique nul à l'entrée, c'est à dire à une impédance d'entrée infinie :  $Z = \infty$ . Ceci correspond d'après l'équation 1.11 à la condition  $\cos(kL) = 0$ . Ainsi, les nombres d'ondes propres  $k_n^{f,o}$  et les fréquences propres  $f_n^{f,o}$  du guide fermé-ouvert sont :

$$\begin{aligned} k_n^{f,o} &= \frac{(2n-1)\pi}{2L}, \\ f_n^{f,o} &= \frac{(2n-1)c}{4L}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

où  $n \in \mathbb{N}^*$ , les exposants  $f, o$  indiquant que le tuyau est fermé-ouvert. D'après les équations 1.7 et 1.12, les modes propres associés  $p_n^{f,o}(z)$  s'écrivent :

$$p_n^{f,o}(z) = \cos\left(\frac{(2n-1)\pi}{2L}z\right). \quad (1.14)$$

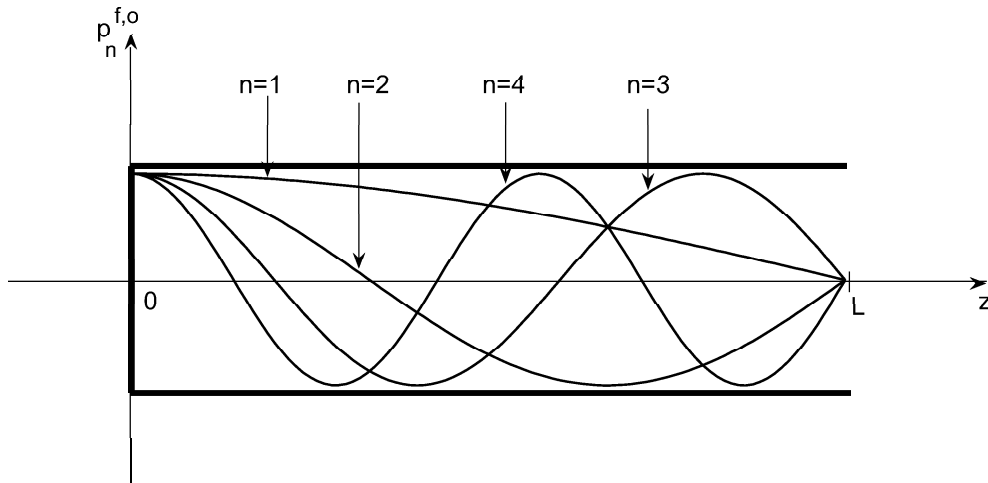


FIG. 1.5 – Modes acoustiques longitudinaux d'un guide cylindrique fermé ouvert.

Ces modes propres, représentés sur la figure 1.5, peuvent être décrits comme des ondes stationnaires, présentant un noeud de pression à la sortie et un nombre impair de quart de longueur d'onde dans la longueur du guide.

Dans le cas du tube ouvert à l'entrée, la pression acoustique est nulle à l'entrée et l'impédance d'entrée est également nulle. D'après l'équation 1.11, on doit alors avoir  $\sin(kL) = 0$ . En conséquence, les nombres d'onde propres et les fréquences propres s'écrivent :

$$\begin{aligned} k_n^{o,o} &= \frac{n\pi}{L}, \\ f_n^{o,o} &= \frac{nc}{2L}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

où  $n \in \mathbb{N}$ . Les modes propres associés s'écrivent donc, d'après les équations 1.7 et 1.12 :

$$p_n^{o,o}(z) = \sin\left(\frac{n\pi}{L}z\right). \quad (1.16)$$

Ces modes sont tracés sur la figure 1.6 Ces modes propres correspondent à des ondes stationnaires présentant un nombre entier de demi longueur d'onde dans la longueur du guide.

### 1.3.2.3 Prise en compte du rayonnement et des pertes visco-thermiques aux parois du guide dans l'impédance d'entrée

Le fait de négliger l'impédance de rayonnement dans l'impédance d'entrée des instruments de musique à vent revient à considérer que la source à l'extrémité ouverte est uniquement une source de



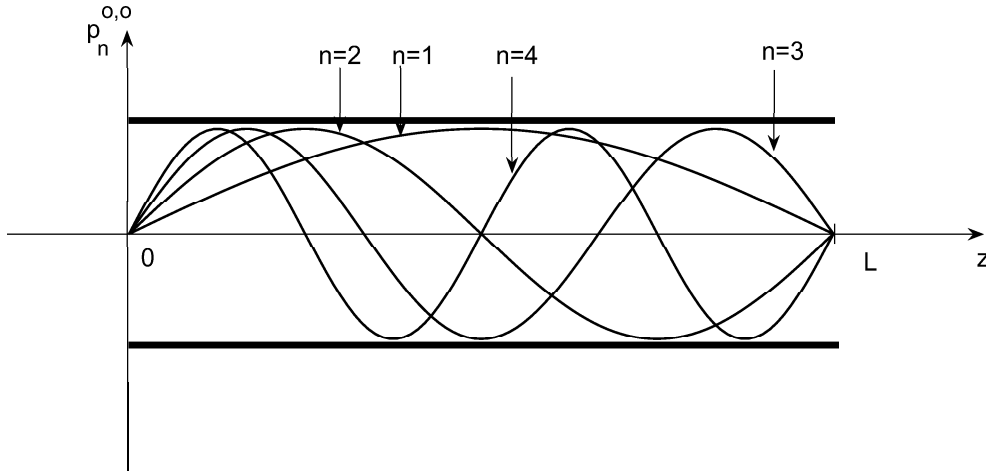


FIG. 1.6 – Modes acoustiques longitudinaux d'un guide cylindrique ouvert aux deux extrémités.

débit, étant donné que la pression est nulle. On peut tenir compte du rayonnement dans l'impédance d'entrée, en considérant que l'impédance acoustique à la sortie du guide est égale à une impédance de rayonnement  $Z_{ray}$ . En notant  $Z_{ray} = R + iX$ , et en utilisant l'équation 1.9, l'impédance d'entrée s'écrit :

$$Z = Z_c \left( \frac{(R + iX) + i \tan(kL)}{(R + iX)i \tan(kL) + 1} \right). \quad (1.17)$$

Du fait que  $|R| \ll 1$  et  $|X| \ll 1$ , on peut écrire que  $R + iX \approx \tanh(R + iX)$ . On a alors :

$$Z = Z_c \tanh(i(kL + X) + R) = iZ_c \tan(kl + X - iR). \quad (1.18)$$

La partie imaginaire de l'impédance de rayonnement, dans le cas simplifié du tuyau sans épaisseur sans écran est  $X = .61ka$ . Le rayonnement agit comme une correction de longueur sur la longueur totale. La longueur équivalente est alors  $L_{eq} = L + .61a$ . Les fréquences propres peuvent ainsi être calculées avec une bonne approximation en utilisant la longueur équivalente  $L_{eq}$  plutôt que la longueur géométrique  $L$ . La partie réelle traduit la perte d'énergie par rayonnement. Proportionnelles à  $(ka)^2$ , ces pertes augmentent avec la fréquence.

Les expressions précédentes sont écrites pour un fluide idéal dont on néglige la viscosité ainsi que la conductivité thermique. Cependant, la viscosité ainsi que la conductivité thermique du fluide jouent un rôle significatif sur le fonctionnement des instruments à vent puisqu'ils sont la principale source de pertes dans le guide aux basses fréquences. Ces effets sont toutefois localisés dans une couche limite d'épaisseur très fine devant le rayon du guide. Ainsi, il est possible de décrire les ondes se propageant dans le tube en utilisant les équations en fluide idéal. Ces effets localisés aux parois se traduisent par des pertes additionnelles pouvant être modélisées par une impédance caractéristique complexe et un

nombre d'onde complexe, dépendants de la fréquence. On a :

$$Z_c = \frac{\rho_0 c_0}{S} (1 + (1 - i)\beta),$$

avec

$$\beta = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{c_0}{2\omega}} (\sqrt{l_v} - (\gamma - 1)\sqrt{l_t}),$$
(1.19)

et

$$k = \frac{\omega}{c_0} + (1 - i)\alpha,$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\omega}{2c_0}} (\sqrt{l_v} + (\gamma - 1)\sqrt{l_t}).$$
(1.20)

Le rapport  $\gamma$  des capacités calorifiques à pression  $C_p$  et volume constant  $C_v$ , les longueurs caractéristiques de diffusion thermique  $l_t$  et visqueuse  $l_v$  s'écrivent :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v},$$
(1.21)

$$l_t = \frac{\lambda}{\rho_0 c_0 C_p},$$
(1.22)

où  $\lambda$  est le coefficient de conduction thermique du fluide et

$$l_v = \frac{\mu}{\rho_0 c_0},$$
(1.23)

où  $\mu$  est le coefficient de viscosité de cisaillement du fluide.

On remarque que les effets visco-thermiques impliquent une diminution apparente de la célérité des ondes, du fait de la partie réelle du nombre d'onde complexe, ainsi qu'une atténuation en propagation, du fait de sa partie imaginaire. De plus, la propagation se fait de façon dispersive, car ces effets sont dépendants de la fréquence.

La figure 1.7 présente l'impédance d'entrée d'un conduit cylindrique, et montre l'effet de la prise en compte des phénomènes de rayonnement et des pertes visco-thermiques aux parois.

Sans pertes, on obtient une série de résonances infinies parfaitement harmoniques. Sur le domaine fréquentiel tracé correspondant aux basses fréquences, on peut constater que les pertes aux parois sont plus importantes que celles dues au rayonnement. Les pertes visco-thermiques ont une influence sur l'harmonicité des résonances du fait qu'elles impliquent une propagation dispersive. Le tableau 1.3.2.3 présente les fréquences de résonance par rapport à la première, dans le cas sans pertes et dans le cas incluant les pertes par rayonnement et visco-thermiques.

On constate que les pertes provoquent une inharmonicité de l'ordre de 1% sur les fréquences de résonance d'un conduit cylindrique de 1 m de long et de 1 cm de rayon.

D'une façon plus générale, les conduits de formes plus complexes que le simple cylindre peuvent être caractérisés par leur impédance d'entrée. Dans ces cas où la perce de l'instrument est plus compliquée, des méthodes de discrétisation de la forme du conduit en un grand nombre de cylindres de faible longueur et à rayons variables ajustés permettent des calculs d'impédance d'entrée satisfaisants

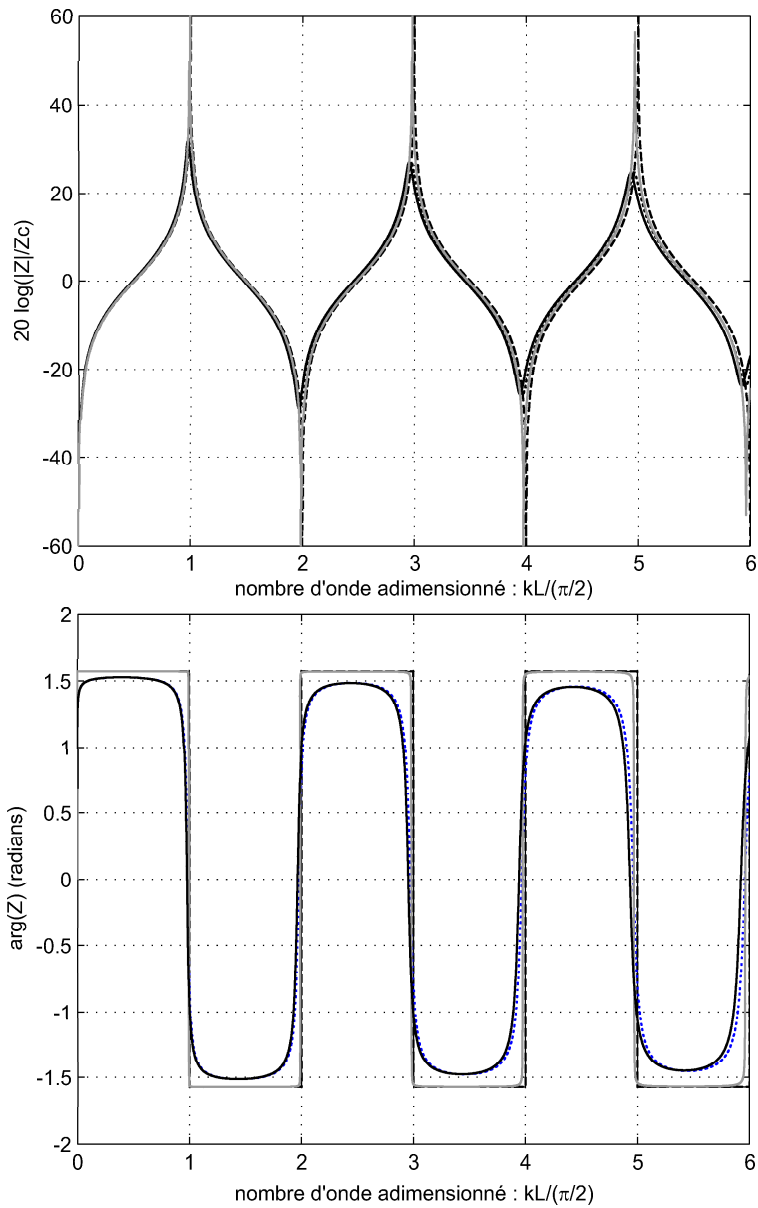


FIG. 1.7 – Impédance d'entrée adimensionnée par  $Z_c$  d'un conduit cylindrique de longueur  $1\text{ m}$  et de rayon  $1\text{ cm}$ . Sans pertes (pointillés larges), pertes visco-thermiques seules (pointillés serrés), pertes par rayonnement seules (trait plein gris), toutes pertes (trait plein).

par comparaison à la mesure [34]. Dans le cas des instruments à vent, chaque doigté (dans le cas des instruments à pistons ou à trous latéraux), ou chaque position de la coulisse (dans le cas du trombone) modifie les propriétés du conduit. Ceci implique une impédance d'entrée différente pour chaque configuration (voir par exemple [35] dans le cas de la flûte). Le souci des fabricants est pour l'essentiel de réaliser des conduits dont les résonances acoustiques sont harmoniques.

n (numéro de la résonance)	1	2	3	4	5
$\frac{f_n}{f_1}$ (sans pertes)	1	3	5	7	9
$\frac{f_n}{f_1}$ (avec pertes)	1	3.022	5.048	7.071	9.10

TAB. 1.1 – Rapport des fréquences de résonance de l'impédance d'entrée acoustique d'un conduit cylindrique, sans pertes et avec pertes par rayonnement et visco-thermiques aux parois.

## 1.4 Couplage résonateur / système exciteur, régimes d'oscillations

### 1.4.1 Modèle à trois équations d'un instrument à vent générique

Un instrument à vent peut être modélisé par la combinaison des trois équations 1.24 décrivant respectivement :

- le comportement dynamique de l'anche assimilée à un oscillateur amorti à un degré de liberté,
- l'écoulement du fluide dans le canal d'anche,
- le comportement acoustique du résonateur.

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_r \frac{d^2 y(t)}{dt} + \mu_r g_r \frac{dy(t)}{dt} + K_r y(t) = -(P_m - p(t)), \\ u(t) = w(H + y(t)) \sqrt{\frac{2|P_m - p(t)|}{\rho_0}}, \\ p(\omega) = Z(\omega)u(\omega). \end{array} \right. \quad (1.24)$$

Ce modèle élémentaire fait apparaître un couplage entre le déplacement de l'anche, le débit acoustique entrant dans l'instrument et la pression acoustique à l'entrée de l'instrument. L'anche est d'abord déstabilisée puis la réaction acoustique du résonateur peut produire une régime d'oscillations auto-entretenues, dont résulte le son produit par l'instrument. L'étude des auto-oscillateurs et des systèmes dynamiques non linéaires est un large domaine de la physique. Une étude détaillée dans le cadre de la dynamique non linéaire ne fait pas l'objet du présent travail. Un aperçu de quelques méthodes de résolution et de régimes d'oscillations est exposé.

### 1.4.2 Aperçu de quelques méthodes de résolution du modèle

Le système d'équation 1.24 peut être vu comme un système dynamique non linéaire. Le point fixe de ce système correspond à la position d'équilibre lorsque la pression acoustique est nulle  $p$  sous une pression dans la bouche  $P_m$ . La position de l'anche à l'équilibre  $y_{eq}$  et le débit entrant à l'équilibre  $u_{eq}$  s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_{eq} = H - \frac{P_m}{K_r}, \\ u_{eq} = w \left( H - \frac{P_m}{K_r} \right) \sqrt{\frac{2P_m}{\rho_0}}. \end{array} \right. \quad (1.25)$$

Une analyse de stabilité linéaire de la position d'équilibre peut alors être menée. Lorsque cette position d'équilibre est instable, le système peut avoir des solutions oscillantes : périodiques ou plus compliquées.

Une telle analyse de stabilité [36, 37, 38, 39, 40] permet de déterminer la stabilité de l'équilibre puis les seuils d'instabilités qui correspondent aux seuils d'oscillations lorsque la bifurcation est directe. Le seuil d'oscillation est alors caractérisé par une valeur de pression d'alimentation minimale  $P_{m_s}$  associée à une fréquence de seuil  $F_s$ . L'analyse linéaire de stabilité ne permet pas de déterminer l'amplitude et la fréquence fondamentale du régime permanent d'oscillations. Cependant, il est raisonnable de supposer que la fréquence au seuil d'oscillations correspond approximativement à la fréquence fondamentale des petites oscillations quasi-sinusoïdales.

La recherche de solutions périodiques en régime permanent du modèle non-linéaire élémentaire d'instrument peut être menée par la méthode de l'équilibrage harmonique. Cette méthode<sup>2</sup> permet la résolution dans le domaine fréquentiel puisque les solutions cherchées sont caractérisées par leurs spectres, c'est à dire par leur fréquence fondamentale et par les amplitudes complexes des harmoniques. Une étude analytique peut être réalisée au moyen de la méthode d'équilibrage harmonique dans le cas de petites oscillations proche du seuil d'instabilité. Ce type d'étude [36, 41, 42, 43] permet d'obtenir le spectre des petites oscillations ainsi que la nature de la bifurcation de la solution triviale (directe ou inverse). Lorsque ces méthodes analytiques deviennent inappropriées, l'équilibrage harmonique peut être effectué par une méthode numérique itérative (cf. Annexe B). Cette méthode [44] permet de trouver les solutions périodiques, qu'elles soient stables ou non, quelles que soient les conditions initiales. De plus, elle permet l'étude de l'évolution des solutions en fonction d'un des paramètres d'entrée du modèle comme la pression d'alimentation  $P_m$  par exemple.

Les méthodes d'équilibrage harmonique permettent la recherche du régime périodique permanent. Elles ne sont donc pas adaptées au calcul des régimes transitoires comme les attaques ou les extinctions. Pour cette raison, des méthodes de résolutions dans le domaine temporel ont été développées afin d'étudier ces régimes transitoires et de réaliser de la synthèse sonore par modèle physique. Une méthode de ce type, utilisée par exemple par Pico [2] pour un problème lié aux vibrations de parois, est présentée brièvement ci-après. L'équation décrivant le comportement acoustique du résonateur, utilisant l'impédance d'entrée dans le domaine fréquentiel, est alors écrite dans le domaine temporel au moyen de la réponse impulsionnelle du conduit ou bien au moyen de sa fonction de réflexion  $R$  :

$$R(\omega) = \frac{Z(\omega) - Z_c}{Z(\omega) + Z_c}, \quad (1.26)$$

L'équation du résonateur est alors écrite :

$$p(t) = Z_c u(t) + r(t) * [p(t) + Z_c u(t)], \quad (1.27)$$

où  $r(t)$  est la fonction de réflexion transformée de Fourier inverse de  $R$  et  $*$  représente le produit de convolution. Les équations sont alors discrétisées (au moyen des différences finies par exemple) puis résolues échantillon par échantillon dans le domaine temporel [45, 46].

Ce type de méthode de résolution permet non seulement l'étude des transitoires des régimes périodiques, mais aussi des régimes non périodiques qui sont susceptibles d'apparaître. Des synthèses sonores

<sup>2</sup>Méthode utilisée dans l'étude présentée au chapitre 3 et résumée en annexe B.

en temps réels par modèle physique fonctionnant suivant ces principes aboutissent aujourd'hui à des résultats convaincants. Ces méthodes rendent également possible la simulation de régimes pseudo-périodiques comme les multiphoniques ou des régimes chaotiques qui ont été observés expérimentalement [47].

### 1.4.3 Importance de l'impédance d'entrée acoustique

L'impédance d'entrée de l'instrument considéré a une influence importante sur le régime d'oscillation produit. En effet, il a pu être constaté [37] que la fréquence du seuil d'oscillation est très proche de celle de l'une des résonances acoustique de l'impédance d'entrée. Ceci signifie que l'instrumentiste est guidé par son instrument pour jouer une note. Dans le cas des instruments de type clarinette, la fréquence de seuil est légèrement inférieure à celle d'une résonance acoustique alors que dans le cas des cuivres elle peut être supérieure ou inférieure [40].

De plus, l'impédance d'entrée a une influence sur le spectre en régime permanent du son obtenu. En effet, la relation entre les harmoniques  $P_n$  de la pression acoustique de fréquence fondamentale  $f_1$  (proche de celle d'une résonance acoustique) et ceux  $U_n$  du débit acoustique est :

$$P_n = Z(nf_1)U_n. \quad (1.28)$$

Ainsi, pour une amplitude complexe donnée de  $U_n$ , la valeur de  $P_n$  est très sensible à la valeur de l'impédance d'entrée  $Z$  à la fréquence  $nf_1$ . Une étude [48] sur l'influence des impédances d'entrée pour différents doigtés sur le timbre d'une clarinette montre qu'un doigté présentant une inharmonicité importante des deux premières résonances acoustiques induit des différences spectrales remarquables (audibles et mesurables) par rapport aux autres notes.

Enfin, l'impédance d'entrée participe de façon importante à l'établissement du régime d'auto-oscillations, qui résulte du couplage non linéaire complexe entre tous les modes acoustiques du conduit et le système exciteur [49, 23]. Ainsi, certaines configurations de l'impédance d'entrée peut mener à des régimes d'oscillations pseudo-périodiques. Des études [48, 50] montrent que si l'on fait varier l'inharmonicité des deux premiers pics de l'impédance d'une note de saxophone, on observe une transition d'un régime périodique vers un régime pseudo-périodique perçu comme une note qui roule présentant des battements, lorsque l'inharmonicité devient trop importante. Ainsi, tout phénomène susceptible de désharmoniser les résonances de l'impédance d'entrée peut impliquer des perturbations des oscillations. L'impédance d'entrée est donc une grandeur importante dans l'étude des instruments à vent. En effet, ses caractéristiques sont directement liées à la justesse de l'instrument, au timbre du son émis ainsi qu'à la stabilité des régimes d'oscillations créés.

L'étude de l'influence des couplages vibroacoustiques sur l'impédance d'entrée des instruments à vent est le sujet d'étude du chapitre 2 qui suit.



## Chapitre 2

# Vibroacoustique interne de conduits cylindriques

### RÉSUMÉ

Le corps d'un instrument de musique à vent est modélisé de façon générique par un conduit délimitant une colonne d'air. L'objet de ce chapitre est de présenter les couplages vibroacoustiques pouvant exister entre le fluide interne et le conduit cylindrique en tant que milieu continu élastique. L'approche présentée repose sur un modèle analytique décrivant les interactions entre les vibrations des parois du conduit et les oscillations de la colonne d'air en régime forcé. Ce modèle suggère des conditions expérimentales permettant de mettre en évidence ces couplages, observables par des perturbations de l'impédance d'entrée acoustique. A la suite d'un tel dimensionnement, des expériences sont réalisées pour trois conduits différents. Les couplages prédits par le modèle sont confirmés expérimentalement, par des mesures d'impédance acoustique et des analyses modales mécaniques. Certains résultats de ce chapitre sont publiés dans le *Journal of the Acoustical Society of America* [53].



## 2.1 Théorie

Ce paragraphe présente un modèle théorique dérivant les interactions vibroacoustiques entre les vibrations d'un conduit cylindrique modélisant l'instrument et le fluide qu'il contient. Cette description repose sur :

- le calcul d'une base modale mécanique du conduit cylindrique dans le vide,
- le calcul du couplage avec le fluide interne basé sur une méthode intégréo-modale.

### 2.1.1 Vibrations d'une coque cylindrique dans le vide

Le corps de l'instrument est assimilé à une coque cylindrique, dont le comportement vibratoire a fait l'objet de nombreuses études [51, 52] du fait de ses applications variées. L'objectif de ce paragraphe est d'exposer une méthode utilisée similaire à la thèse de Gautier [1] et à [54] ainsi que de présenter les caractéristiques modales du système (fréquences propres et modes propres).

#### 2.1.1.1 Equation de mouvement

Le système étudié est donc une coque de longueur  $L$ , de rayon  $a$  et d'épaisseur  $h$ , tels que  $h/a \ll 1$  (hypothèse de coque mince). Le matériau élastique constituant la coque est supposé homogène de module d'Young  $E$ , de coefficient de Poisson  $\nu$  et de masse volumique  $\rho_s$ . Comme le montre la figure 2.1, les mouvements d'un point  $M$  de la coque repéré par ses coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  sont décrits par le vecteur déplacement  $\vec{X}(M) = [u, v, w]^t$ . Les composantes  $u, v, w$  désignent les déplacements longitudinaux, orthoradiaux et radiaux respectivement.

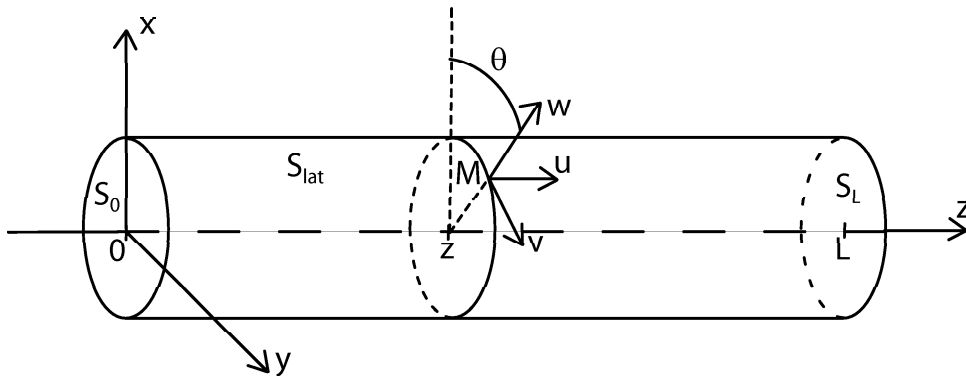


FIG. 2.1 – Schéma de la coque cylindrique et notations.

Le champ de déplacement  $\vec{X}(M)$  sous l'effet des contraintes extérieures  $\vec{F}(M)$  est solution du problème suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_s h \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \omega_a^2 \mathcal{L} \right] \vec{X}(M) = \vec{F}(M), \\ \text{complété par 4 conditions aux limites mécaniques imposées en } z=0 \text{ et } z=L, \end{array} \right. \quad (2.1)$$

où

$$\omega_a = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{E}{\rho_s(1-\nu^2)}}, \quad (2.2)$$

est la pulsation d'anneau, et où

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} a^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} & a \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial z \partial \theta} & \nu a \frac{\partial}{\partial z} \\ a \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial z \partial \theta} & \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + a^2 \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} & \frac{\partial}{\partial \theta} \\ -\nu a \frac{\partial}{\partial z} & -\frac{\partial}{\partial \theta} & -1 - \beta(a^4 \frac{\partial^4}{\partial z^4} + a^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^4}{\partial \theta^4}) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

l'opérateur de coque de Donnell. Dans le cas où la coque n'est pas homogène ( $E$ ,  $\rho_s$  et  $\nu$  dépendent de la position) ou bien pas parfaitement cylindrique ( $a$  et  $h$  sont également des fonctions des coordonnées spatiales), l'opérateur de coque ne peut pas être exprimé de façon simple sous une forme similaire à l'équation 2.3. En effet, le calcul d'un tel opérateur fait alors intervenir les dérivées spatiales des paramètres variables. On le note alors  $\mathbb{L}$  et l'équation de mouvement 2.1 se réécrit :

$$\left[ \rho_s h \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mathbb{L} \right] \vec{X}(M) = \vec{F}(M). \quad (2.4)$$

### 2.1.1.2 Calcul de la base modale

La recherche des modes mécaniques du cylindre est un préalable nécessaire à l'étude de son comportement vibratoire. On cherche donc dans un premier temps à résoudre l'équation de mouvement 2.1 dans le cas homogène  $\vec{F}(M) = 0$ . Le calcul de la base modale est ensuite possible par une méthode semi-analytique utilisant une décomposition en ondes. On considère donc le vecteur déplacement élémentaire  $\vec{X}(M) = [u, v, w]^t$  est écrit sous la forme :

$$\vec{X}(M) = \vec{X}_0 e^{j\lambda z/a} e^{jm\theta} e^{j\omega t}. \quad (2.5)$$

Il correspond à une onde progressive harmonique de nombre d'onde circonférentiel  $k_\theta = m/a$  et de nombre d'onde longitudinal  $k_z = \lambda/a$ . En reportant ce déplacement élémentaire dans 2.1 sans second membre (problème homogène associé), il vient

$$(\omega_a^2 \mathbf{L} + \omega^2 \mathbf{I}) \vec{X}_0 = 0, \quad (2.6)$$

avec

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} -\lambda^2 - \frac{1-\nu}{2} m^2 & -\frac{1+\nu}{2} \lambda m & j\nu\lambda \\ -\frac{1+\nu}{2} \lambda m & -m^2 - \frac{1-\nu}{2} \lambda^2 & jm \\ -j\nu\lambda & -jm & -1 - \beta(\lambda^2 + m^2)^2 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

D'après 2.5, on peut écrire l'équation de dispersion suivante :

$$\det(\mathbf{L} + \Omega^2 \mathbf{I}) = 0, \quad (2.8)$$

où  $\Omega = \omega/\omega_a$ . Cette équation peut être mise sous forme polynomiale d'ordre 8 en puissances paires de  $\lambda$

$$a_8\lambda^8 + a_6\lambda^6 + a_4\lambda^4 + a_2\lambda^2 + a_0 = 0, \quad (2.9)$$

qui a pour solutions  $\pm\lambda_i$ ,  $i = 1, \dots, 4$ .

D'autre part, le vecteur  $\vec{X}_0 = [A(\lambda, m, \Omega) \ B(\lambda, m, \Omega) \ C(\lambda, m, \Omega)]$  est connu a une constante multiplicative près choisie telle que  $C(\lambda, m, \Omega) = 1$ .<sup>1</sup> On a alors :

$$A(\lambda, m, \Omega) = \begin{vmatrix} L_{12} & L_{13} \\ L_{22} & L_{23} \end{vmatrix} / \begin{vmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{vmatrix}, \quad B(\lambda, m, \Omega) = \begin{vmatrix} L_{12} & L_{11} \\ L_{23} & L_{13} \end{vmatrix} / \begin{vmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad C(\lambda, m, \Omega) = 1. \quad (2.10)$$

Finalement, la forme de la solution générale du problème homogène est écrite sous la forme d'une superposition de champs élémentaires décrits par 2.5.

$$\vec{X}(M) = e^{j\omega t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jm\theta} \sum_{i=1}^4 (A_i^+ \vec{X}_{0,\lambda_i,m,\Omega} e^{-j\lambda_i z/a} + A_i^- \vec{X}_{0,\lambda_i,m,\Omega} e^{j\lambda_i z/a}), \quad (2.11)$$

Les amplitudes  $A_i^+$  et  $A_i^-$  introduites sont déterminées à l'aide des conditions aux limites appliquées en  $z = 0$  et  $z = L$ .

– Dans le cas d'un encastrement, celles ci s'écrivent :

$$u = 0, \ v = 0, \ w = 0, \ \frac{\partial w}{\partial z} = 0;$$

– pour un appui simple :

$$v = 0, \ w = 0, \ N_z = 0, \ M_z = 0;$$

– et dans le cas où l'extrémité est libre, on a :

$$N_{z\theta} - (1/a)M_{z\theta} = 0, \ Q_z + (1/a)\frac{\partial M_{z\theta}}{\partial \theta} = 0, \ N_z = 0, \ M_z = 0,$$

où  $N_z$  est l'effort normal longitudinal,  $N_{z\theta}$  l'effort tranchant circonférentiel,  $Q_z$  l'effort tranchant transversal,  $M_z$  le moment fléchissant et  $M_{z\theta}$  le moment de torsion. Pour un indice circonférentiel  $m$  donné, en appliquant l'une de ces conditions en  $z = 0$  et une autre en  $z = L$ , les amplitudes inconnues  $A_i^{+/-}$  sont solutions du système linéaire écrit sous sous forme matricielle suivant :

$$\mathbf{M}\mathbf{A} = 0, \quad (2.12)$$

où  $\mathbf{M}$  est une matrice  $8 \times 8$  dépendant des  $\lambda_i$ , des conditions aux limites et de  $\Omega$ , et  $\mathbf{A}$  le vecteur des amplitudes  $\mathbf{A} = [A_1^+, A_1^-, \dots, A_8^+, A_8^-]^t$ . Le vecteur  $\mathbf{A}$  n'étant pas nul, la matrice  $\mathbf{M}$  doit être telle que  $\det \mathbf{M} = 0$ . Les valeurs de  $\Omega = \Omega_\mu$  pour lesquelles le déterminant est effectivement nul sont les pulsations propres du système. L'utilisation des équations 2.11 et 2.12, pour l'indice  $m$  choisi et pour chacune des pulsations propres  $\Omega_\mu$  permet de déterminer les déformées modales.

Dans le cas particulier des conditions d'appui simple aux deux extrémités, le calcul des modes propres  $\vec{\phi}_\mu$  peut être fait analytiquement. On a alors :

<sup>1</sup>Ce choix est ici arbitraire. Une normalisation des modes par rapport à la masse serait également possible.

$$\vec{\phi}_\mu = \begin{bmatrix} U_\mu \cos(p\pi z/L) \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) \\ V_\mu \sin(p\pi z/L) \cos(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) \\ \sin(p\pi z/L) \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) \end{bmatrix}, \quad (2.13)$$

où  $p \geq 1$  est l'indice modal longitudinal,  $m \geq 2$  l'indice circonférentiel et  $s = 0$  ou  $1$  un indice de symétrie. L'indice  $\mu$  représente le triplet d'indices modaux  $(m, p, s)$ . L'angle  $\varphi_\mu$  représente la direction principale du mode considéré par rapport à l'axe  $(Ox)$ , qui n'est pas nécessairement nul. Il est à noter que dans le cas d'une coque parfaitement cylindrique, deux modes de mêmes indices  $p$  et  $m$  mais d'indice  $s$  différents ont la même fréquence propre. Cette dégénérescence peut être levée du fait des défauts géométriques ou d'inhomogénéités dans le matériau, les modes  $(m, p, 0)$  et  $(m, p, 1)$  ont alors des fréquences propres proches mais différentes.

Pour d'autres combinaisons de conditions aux limites, les modes propres  $\vec{\phi}_\mu$  sont écrites comme suit

$$\vec{\phi}_\mu = \begin{bmatrix} U_p(z) \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) \\ V_p(z) \cos(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) \\ W_p(z) \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

où  $U_p(z)$ ,  $V_p(z)$  et  $W_p(z)$  sont les profils longitudinaux du mode, qui ne peuvent pas être écrit simplement par des fonctions sinus et cosinus, comme dans le cas de l'appui simple aux extrémités.

### 2.1.1.3 Validation de la méthode

La figure 2.2 donne un exemple du tracé du déterminant de la matrice  $\mathbf{M}$  calculée par cette méthode pour l'ordre  $m = 2$ . Ceci permet de déterminer les fréquences propres dans un cas test, et de valider notre approche par comparaison avec les résultats de Vronay [54]. Ce cas test correspond à une coque cylindrique encastrée à ses deux extrémités avec  $E = 204.08 \text{ GPa}$ ,  $\rho_s = 7833.49 \text{ kg/m}^3$ ,  $\nu = 0,29$ ,  $L = .3048 \text{ m}$ ,  $a = .0762 \text{ m}$ ,  $h = 0.254 \text{ mm}$ . Ces paramètres sont ceux de [54]. Le calcul est réalisé pour l'indice circonférentiel  $m = 2$  correspondant à une déformée d'ovalisation.

Les fréquences obtenues dans [54] sont :  $1917 \text{ Hz}$ ,  $3902 \text{ Hz}$ , et  $5832 \text{ Hz}$ . Les valeurs calculées ici, correspondant aux fréquences pour lesquelles le déterminant s'annule, sont :  $1925 \text{ Hz}$ ,  $3946 \text{ Hz}$  et  $5898 \text{ Hz}$ , valeurs identiques aux précédentes à 1% près, validant l'approche décrite au paragraphe précédent 2.1.1.2.

## 2.1.2 Couplage coque / fluide interne

### 2.1.2.1 Introduction

La vibroacoustique interne des coques cylindrique est l'objet d'un grand nombre d'études (recensées par exemple dans [56, 57]) du fait de ses applications dans des domaines industriels comme l'aéronautique. Cependant, son application aux instruments de musique à vent n'a été formalisée que récemment par Gautier et Tahani [14, 15] et Pico et coll. [19, 20]. Dans le cas présenté ici, adapté aux instruments

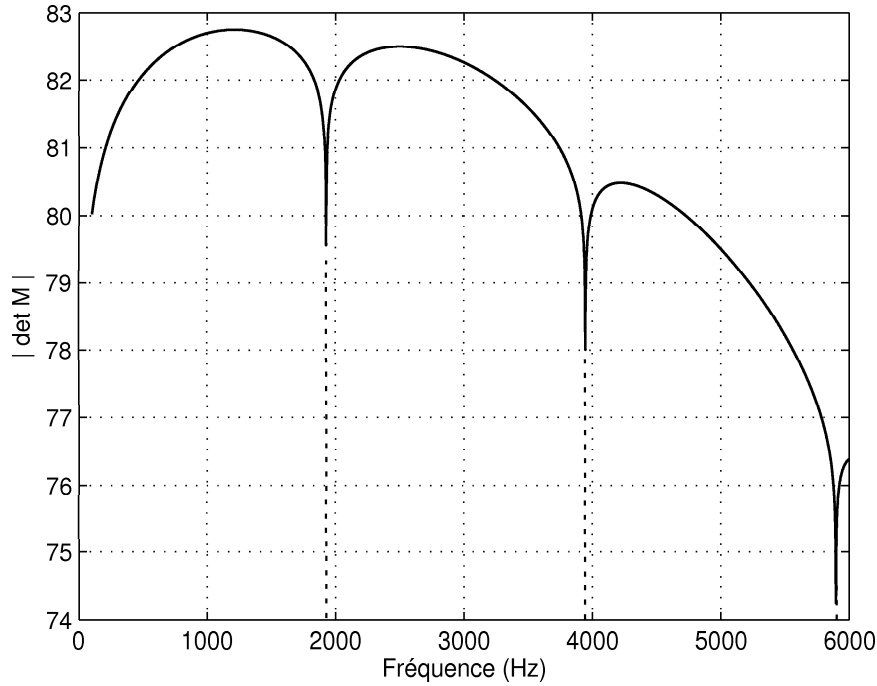


FIG. 2.2 – Tracé du module du déterminant de la matrice  $\mathbf{M}$  pour l'ordre  $m = 2$  en fonction de la fréquence pour une coque encastrée à ses deux extrémités telle que  $E = 204.08 \text{ GPa}$ ,  $\rho_s = 7833.49 \text{ kg/m}^3$ ,  $\nu = 0,29$ ,  $L = .3048 \text{ m}$ ,  $a = .0762 \text{ m}$ ,  $h = 0.254 \text{ mm}$ .

de musique à vent, le résonateur de l'instrument est assimilé à une coque cylindrique légèrement ovalisée simulant les défauts de circularité toujours présents en pratique. Afin de simplifier les expressions et du fait des valeurs des fréquences de coupure des modes supérieurs de l'ordre de la dizaine de  $kHz$  dans le cas des instruments classiques, seul le mode plan acoustique est considéré. La présence de défauts de circularité implique un couplage entre le mode acoustique plan et les modes mécaniques d'ordre circulaire non nuls et en particulier les modes d'ovalisation. Sans la prise en compte de défauts, le mode plan acoustique n'est alors couplé qu'avec les modes de respiration du conduit qui ont souvent des fréquences très élevées dans le cas des géométries des instruments de musique.

Le calcul de couplage est basé sur la méthode integro-modale [57]. Le champ vibratoire de la coque est décrit en utilisant la représentation modale (voir paragraphe 2.1.1). La pression acoustique dans le guide d'onde est calculée à l'aide de la représentation intégrale utilisant la fonction de Green du cylindre infini, associée à des conditions aux limites aux extrémités ( $z = 0$  et  $z = L$ ) et sur la paroi latérale vibrante.

Le problème couplé est résolu en utilisant une méthode de perturbation. Cette méthode fournit une solution approchée mais présente l'avantage d'une description analytique complète. Le principe en est le suivant. Dans un premier temps, la pression acoustique dans le guide est calculée en ignorant les vibrations du conduit. La réponse vibratoire de la coque à cette excitation est ensuite calculée. Connaissant

le champ vibratoire, le champ de pression dans le guide à parois vibrantes résultant est alors recalculé. Le résultat est enfin exprimé sous la forme de l'impédance d'entrée acoustique, grandeur physique utile pour la caractérisation du résonateur d'un instrument à vent.

### 2.1.2.2 Formulation du problème

Le résonateur de l'instrument est modélisé par une coque quasi-cylindrique, encastrée à l'entrée et libre à la sortie et remplie d'air. La coque est supposée légèrement ovale afin de modéliser les défauts de circularité. Son rayon est décrit à l'aide de l'équation polaire :

$$r(\theta) = a(1 + \epsilon \cos(2\theta)). \quad (2.15)$$

La courbe représentative de cette équation<sup>2</sup>, dans laquelle  $\epsilon$  est un paramètre adimensionnel petit devant 1 caractérisant le défaut de circularité, est tracée sur la figure 2.3.

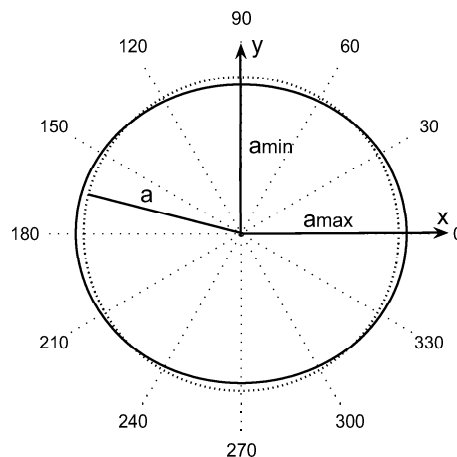


FIG. 2.3 – Tracé de la section ovalisée du tuyau en coordonnées polaires

En utilisant les notations de la figure 2.3, le paramètre  $\epsilon$  est écrit sous la forme :

$$\epsilon = \frac{a_{max} - a_{min}}{2a} \quad (2.17)$$

On note  $S$  la section du guide.

Les notations des paramètres de la coque (géométrie, matériau) sont les mêmes que dans le paragraphe 2.1.1. Cette coque est limitée par trois surfaces (voir figure 2.1), la surface d'entrée  $S_0$ ,

<sup>2</sup>De façon plus générale, une forme quelconque  $r(\theta)$  est  $2\pi$ -périodique en  $\theta$ . On peut donc la décomposer en série de Fourier :

$$r(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} a\epsilon_n \cos(n\theta + \gamma_n). \quad (2.16)$$

la surface de sortie  $S_L$  et la surface latérale  $S_{lat}$ , renfermant un volume  $V$ . La normale extérieure aux surfaces est désignée par le vecteur unitaire  $\vec{n}$ . Un point  $M$  est repéré par ses coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ . Les champs acoustiques de pression et de vitesse sont nommés respectivement  $p(M)$ ,  $\vec{v}(M)$ . Le champ vibratoire est noté  $\vec{X}(M)$ . Les conditions aux limites acoustiques sont modélisées par une vitesse acoustique constante  $V_0$  sur  $S_0$  (hypothèse d'onde plane) et par une pression nulle sur  $S_L$ . Sur  $S_{lat}$ , la vitesse acoustique est supposée égale à la vitesse vibratoire radiale  $\dot{w}$  de la coque. L'effet du fluide externe à la coque sur les vibrations de celle-ci n'est pas pris en compte. Ces vibrations sont excitées par le champ  $p(M)$ . Formellement, en régime harmonique ( $e^{j\omega t}$ ) tel que  $k = \omega/c$  le problème couplé posé est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\Delta + k^2)p(M) = 0 \text{ pour } M \in V \\ \text{Conditions aux limites acoustiques :} \\ \vec{v}(M) = V_0 \vec{u}_z \text{ pour } M \in S_0 \text{ et } p(M) = 0 \text{ pour } M \in S_L, \end{array} \right. \quad (2.18)$$

$$\vec{v}(M) \cdot \vec{n} = \dot{w}(M) \text{ pour } M \in S_{lat}, \quad (2.19)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} [\mathbb{L} + \rho_s h \omega^2] \vec{X}(M) = -p(M) \vec{n} \text{ pour } M \in S_{lat} \\ \text{Conditions aux limites mécaniques :} \\ \text{encastrement en } z = 0 \text{ et libre en } z = L. \end{array} \right. \quad (2.20)$$

### 2.1.2.3 Résolution du problème par perturbation

On se propose de résoudre le problème précédent par la méthode intégro-modale, associée à une approche par perturbation. Ceci suppose que la correction du champ acoustique  $p(M)$  par les vibrations des parois est faible.

#### Représentation intégrale

La solution de l'équation 2.18, compte tenu de la condition 2.19 est donnée par la représentation intégrale du champ de pression suivante :

$$p(M) = \int_{S_0 \cup S_{lat} \cup S_L} G(M, M_0) \partial_n p(M_0) - p(M_0) \partial_n G(M, M_0) dS. \quad (2.21)$$

La fonction auxiliaire  $G$ , introduite dans 2.21 est la fonction de Green L'équation précédente est résolue à l'aide de la fonction de Green du cylindre infini indéformable dont le développement modal est limité au mode acoustique plan. En effet, on cherche à calculer in fine l'influence des vibrations des parois sur le mode acoustique plan qui présente une importance majeure dans la fonctionnement de l'instrument. Cette fonction  $G(M, M_0)$  est donc la solution du problème de Green  $(\Delta + k^2)G(M, M_0) = -\delta(M - M_0)$ , associée aux conditions de Neumann  $\partial_n G(M, M_0) = 0$  pour  $M$  tel que  $r = a$ , (donc sur  $S_{lat}$ ) et aux conditions de Sommerfeld en  $z \rightarrow \pm\infty$ . Elle s'écrit :

$$G(M, M_0) = \frac{e^{-jk|z-z_0|}}{2jkS}. \quad (2.22)$$

Etant donné que seul le mode plan est pris en compte, on écrira les fonctions  $p$  et  $G$  comme des fonctions de  $z$  et  $z_0$ , ce qui permet d'alléger l'écriture en omettant  $M$  et  $M_0$ . Utilisant l'expression 2.22, les résultats suivants peuvent être obtenus :

– sur  $S_0$ ,  $z_0 = 0$  donc  $z \geq z_0$  et  $|z - z_0| = z$ . On a alors

$$\begin{aligned} G(z, 0) &= \frac{e^{-jkz}}{2jkS}, \\ \partial_n G &= \frac{-e^{-jkz}}{2S}, \\ p(0) &= P_0, \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\text{et } \partial_n p = -\rho_0 j \omega \vec{v}(0) \cdot (-\vec{u}_z) = \rho_0 j \omega V_0;$$

– sur  $S_L$ ,  $z_0 = L$  donc  $z \leq z_0$  et  $|z - z_0| = L - z$ . On a alors

$$\begin{aligned} G(z, L) &= \frac{e^{-jk(L-z)}}{2jkS}, \\ \partial_n G &= \frac{-e^{-jk(L-z)}}{2S}, \\ p(L) &= 0, \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\text{et } \partial_n p = -\rho_0 j \omega \vec{v}(L) \cdot \vec{u}_z = -\rho_0 j \omega V_L;$$

– sur  $S_{lat}$  on a :

$$\begin{aligned} G(z, z_0) &= \frac{e^{-jk|z-z_0|}}{2jkS}, \\ \partial_n G &= 0, \\ \vec{v}(z_0) \cdot \vec{n} &= \dot{w}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\text{et } \partial_n p = -\rho_0 j \omega \vec{v}(L) \cdot \vec{n} = -\rho_0 j \omega \dot{w},$$

où  $\dot{w}$  est la vitesse radiale de la coque. Les quantités  $P_0$ , pression à l'entrée sur la surface  $S_0$ , et  $V_L$ , vitesse à la sortie sur la surface  $S_L$ , sont inconnues. En reportant les expressions 2.23, 2.24, 2.25 dans 2.21, et en décomposant en trois intégrales (une pour chaque surface) l'expression 2.21, on peut écrire la solution sous la forme

$$p(z) = I_{S_0} + I_{S_L} + I_{S_{lat}}, \quad (2.26)$$

avec

$$I_{S_0} = \frac{\omega \rho_0 V_0}{2kS} e^{-jkz} \int_{S_0} dS_0 + \frac{P_0}{2\pi a^2} e^{-jkz} \int_{S_0} dS_0. \quad (2.27)$$

Compte tenu de  $\int_{S_0} dS_0 = S$  et  $\omega/k = c_0$ , on peut écrire :

$$I_{S_0} = \left( \frac{\rho_0 c_0}{2} V_0 + \frac{P_0}{2} \right) e^{-jkz}. \quad (2.28)$$



De la même façon, on a :

$$I_{S_L} = -\left(\frac{\rho_0 c_0}{2} V_L\right) e^{-jk(L-z)}. \quad (2.29)$$

Sur la surface latérale, étant donné que  $dS = dS_{lat} = r(\theta) dz d\theta = a(1 + \epsilon \cos(2\theta)) dz d\theta$ , on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_{S_{lat}} &= -\frac{\rho_0 c_0 a}{2S} e^{-jkz} \int_0^{2\pi} \int_0^z e^{jkz_0} \dot{w}(z_0, \theta_0) (1 + \epsilon \cos(2\theta_0)) dz_0 d\theta_0 \\ &- \frac{\rho_0 c_0 a}{2S} e^{-jk(L-z)} \int_0^{2\pi} \int_z^L e^{-jk(z_0-L)} \dot{w}(z_0, \theta_0) (1 + \epsilon \cos(2\theta_0)) dz_0 d\theta_0. \end{aligned} \quad (2.30)$$

On peut alors écrire d'une autre façon le champ de pression solution :

$$\boxed{p(z) = \left(B^+ + D^+(z)\right) e^{-jkz} + \left(B^- + D^-(z)\right) e^{-jk(L-z)}} \quad (2.31)$$

où

$$\begin{aligned} B^+ &= \frac{\rho_0 c_0}{2} V_0 + \frac{P_0}{2}, \\ B^- &= -\frac{\rho_0 c_0}{2} V_L, \\ D^+(z) &= -\frac{\rho_0 c_0 a}{2S} \int_0^{2\pi} \int_0^z e^{jkz_0} \dot{w}(z_0, \theta_0) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) dz_0 d\theta_0, \\ \text{et } D^-(z) &= -\frac{\rho_0 c_0 a}{2S} \int_0^{2\pi} \int_z^L e^{-jk(z_0-L)} \dot{w}(z_0, \theta_0) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) dz_0 d\theta_0. \end{aligned} \quad (2.32)$$

En utilisant l'équation d'Euler  $\vec{v} \cdot \vec{n} = -\frac{1}{j\rho_0\omega} \frac{\partial p}{\partial z}$ , et la condition d'encastrement  $\dot{w} = 0$  à l'entrée, ainsi que la condition  $p(L) = 0$  à la sortie, il est possible d'éliminer les inconnues  $P_0$  et  $V_L$ . Il vient alors

$$\boxed{\begin{aligned} B^+ &= \frac{1}{1 + e^{-2jkL}} (\rho_0 c_0 V_0 - D^+(L) e^{-2jkL} + D^-(0) e^{-jkL}), \\ B^- &= -\frac{1}{1 + e^{-2jkL}} (\rho_0 c_0 V_0 e^{-jkL} - D^+(L) e^{-jkL} - D^-(0) e^{-2jkL}), \\ D^+(z) &= -\frac{\rho_0 c_0 a}{2S} \int_0^{2\pi} \int_0^z e^{jkz_0} \dot{w}(z_0, \theta_0) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) dz_0 d\theta_0, \\ \text{et } D^-(z) &= -\frac{\rho_0 c_0 a}{2S} \int_0^{2\pi} \int_z^L e^{-jk(z_0-L)} \dot{w}(z_0, \theta_0) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) dz_0 d\theta_0. \end{aligned}} \quad (2.33)$$

On voit ici apparaître que ce sont les fonctions  $D^+(z)$  et  $D^-(z)$  qui prennent en compte les vibrations de la coque, inconnues à ce stade du calcul. Si la coque ne vibre pas,  $\dot{w} = 0$  et  $D^+ = D^- = 0$ . Dans ce cas, la pression interne est la pression bloquée. Elle est notée  $p_{bloc}$  et s'écrit :

$$p_{bloc}(z) = \frac{1}{1 + e^{-2jkL}} \rho_0 c_0 V_0 e^{-jkz} - \frac{e^{-jkL}}{1 + e^{-2jkL}} \rho_0 c_0 V_0 e^{-jk(L-z)}, \quad (2.34)$$

ou encore

$$p_{bloc}(z) = j\rho_0 c_0 V_0 \frac{\sin(k(L-z))}{\cos(kL)}. \quad (2.35)$$

Dans le cadre de la méthode de perturbation, la pression bloquée joue le rôle de terme source dans l'équation 2.20 de vibration de la coque. Une fois connues ces vibrations et donc  $\dot{w}$  connu, la pression  $p(z)$  dans le guide à parois vibrantes est connue.

### Calcul du champ vibratoire à partir de la pression bloquée

Pour un point  $M$  de la coque, l'équation de mouvement 2.20 est réécrite de la façon suivante, en considérant que la pression figurant au second membre est égale à la pression bloquée :

$$[\mathbb{L} + \rho_s h \omega^2] \vec{X}(M) = -p_{bloc}(M) \vec{n}. \quad (2.36)$$

Le champ de déplacement vibratoire  $\vec{X}(M)$  est décomposé sur les modes  $\vec{\phi}_{\mu d}$  de la coque distordue, inconnus à ce stade (indiqués par le triplet d'indices  $\mu$  et  $d$  pour indiquer qu'il s'agit des modes de la coque légèrement distordue) :

$$\vec{X}(M) = \sum_{\mu} A_{\mu d} \vec{\phi}_{\mu d}(M), \quad (2.37)$$

où les amplitudes modales  $A_{\mu d}$  sont les inconnues.

Les vecteurs modaux  $\vec{\phi}_{\mu d}$  satisfont la relation homogène

$$[\mathbb{L} + \rho_s h \omega_{\mu d}^2] \vec{\phi}_{\mu d}(M) = \vec{0}, \quad (2.38)$$

où  $\omega_{\mu d}$  est la pulsation modale.

En combinant les équations 2.36, 2.37 et 2.38, et en projetant sur un mode  $\vec{\phi}_{\mu' d}$ , on obtient :

$$\sum_{\mu} A_{\mu d} \int_S \rho_s h \vec{\phi}_{\mu' d}^t \cdot \vec{\phi}_{\mu d} (\omega_{\mu d}^2 - \omega^2) dS = \int_S \vec{\phi}_{\mu' d}^t \cdot \vec{n} p_{bloc}(z) dS. \quad (2.39)$$

Les termes de la somme du membre de gauche de l'équation 2.39 sont tous nuls sauf lorsque  $\mu' = \mu$ , du fait de l'orthogonalité des modes  $\vec{\phi}_{\mu d}$  et  $\vec{\phi}_{\mu' d}$  de la coque distordue. Pour estimer le membre de droite de 2.39, on suppose que les modes de la coque légèrement distordue sont les mêmes que ceux de la coque cylindrique. On a ainsi :  $\vec{\phi}_{\mu d} \approx \vec{\phi}_{\mu d}$  et  $\omega_{\mu d} \approx \omega_{\mu}$ . On peut alors écrire :

$$A_{\mu} (\omega_{\mu}^2 - \omega^2) m_{\mu} = \int_S \vec{\phi}_{\mu}^t \cdot \vec{n} p_{bloc}(z) dS, \quad (2.40)$$

où  $\vec{n}$  est le vecteur radial donc  $\vec{\phi}_{\mu}^t \cdot \vec{n} = W_p(z) \sin(m(\theta - \varphi) + s\pi/2)$ .

La masse modale  $m_{\mu}$  est définie par

$$m_{\mu} = \int_S \rho_s h \vec{\phi}_{\mu}^t \cdot \vec{\phi}_{\mu} dS. \quad (2.41)$$

En reportant l'expression 2.35 de la pression bloquée dans l'équation 2.40, et avec  $dS = r(\theta)d\theta dz$ , on a

$$A_\mu(\omega_\mu^2 - \omega^2)m_\mu = \frac{j\rho_0 c_0 V_0 a}{\cos(kL)} \int_0^L W_p(z) \sin(k(L-z)) dz \int_0^{2\pi} \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) d\theta. \quad (2.42)$$

Finalement, en ajoutant un amortissement modal de type structural  $\eta_\mu$ , l'amplitude modale  $A_\mu$  est obtenue explicitement grâce à l'expression suivante, dans laquelle elle est la seule inconnue :

$$A_\mu(\omega_\mu^2(1 - j\eta_\mu) - \omega^2)m_\mu = \frac{j\rho_0 c_0 V_0 a}{\cos(kL)} \int_0^L W_p(z) \sin(k(L-z)) dz \int_0^{2\pi} \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) d\theta. \quad (2.43)$$

Les amplitudes  $A_\mu$  étant connues, le développement de la vitesse radiale  $\dot{w}(z, \theta)$  donne :

$$\dot{w}(z, \theta) = j\omega w(z, \theta) = j\omega \sum_\mu A_\mu W_p(z) \sin(m(\theta - \varphi_\mu) + s\pi/2). \quad (2.44)$$

Enfin, le report de l'expression 2.43 l'expression de la pression interne définie par 2.31 et 2.32, donne la solution du problème. On se propose de traduire ce résultat en terme d'impédance d'entrée acoustique du conduit vibrant.

### Calcul de l'impédance d'entrée du guide à parois vibrantes

Par définition, l'impédance d'entrée pression-débit acoustique du conduit s'écrit

$$Z = \frac{p(0)}{SV_0}. \quad (2.45)$$

D'après l'équation 2.31, l'impédance est écrite

$$Z = \frac{B^+ + (B^- + D^-(0))e^{-jkL}}{SV_0}. \quad (2.46)$$

D'après les relations 2.33, les paramètres  $B^+$  et  $B^-$  s'expriment en fonction de  $D^+(L)$  et de  $D^-(0)$ . L'impédance  $Z$  peut se mettre sous la forme

$$Z = j\frac{\rho_0 c_0}{S} \tan(kL) \left( 1 + \frac{2e^{-jkL}}{\rho_0 c_0 (1 - e^{-2jkL})} \frac{D^-(0)}{V_0} - \frac{2e^{-2jkL}}{\rho_0 c_0 (1 - e^{-2jkL})} \frac{D^+(L)}{V_0} \right). \quad (2.47)$$

Dans cette expression 2.47, on reconnaît l'impédance d'entrée d'un conduit indéformable  $Z_r = j\frac{\rho_0 c_0}{S} \tan(kL)$ , et un facteur correctif  $C$  sans dimension qui traduit les effets des vibrations de parois

$$Z = Z_r(1 + C), \quad (2.48)$$

et

$$C = \frac{2e^{-jkL}}{\rho_0 c_0 (1 - e^{-2jkL})} \frac{D^-(0)}{V_0} - \frac{2e^{-2jkL}}{\rho_0 c_0 (1 - e^{-2jkL})} \frac{D^+(L)}{V_0}. \quad (2.49)$$

Les coefficients  $D^+(L)$  et  $D^-(0)$  sont connus, et sont exprimés en utilisant leurs définitions 2.33 et les expressions 2.42 et 2.44. D'une part il vient

$$D^+(L) = \sum_{\mu} D_{\mu}^+(L) = \frac{\rho_0^2 c_0^2 V_0 \omega a^2}{2S \cos(kL)} \sum_{\mu} \frac{I_m^2 I_p J_p}{m_{\mu} (\omega_{\mu}^2 (1 - j\eta_{\mu}) - \omega^2)}, \quad (2.50)$$

où les intégrales  $I_m$ ,  $I_p$  et  $J_p$  sont définies par les expressions suivantes

$$\begin{aligned} I_m &= \int_0^{2\pi} \sin(m(\theta - \varphi_{\mu}) + s\pi/2) (1 + \epsilon \cos(2\theta)) d\theta, \\ I_p &= \int_0^L W_p(z) \sin(k(z - L)) dz, \\ \text{et } J_p &= \int_0^L e^{jkz} W_p(z) dz. \end{aligned} \quad (2.51)$$

D'autre part,  $D^-(0)$  s'écrit

$$D^-(0) = \sum_{\mu} D_{\mu}^-(0) = \frac{\rho_0^2 c_0^2 V_0 \omega a^2}{2S \cos(kL)} \sum_{\mu} \frac{I_m^2 I_p K_p}{m_{\mu} (\omega_{\mu}^2 (1 - j\eta_{\mu}) - \omega^2)}, \quad (2.52)$$

avec

$$K_p = \int_0^L e^{-jk(z-L)} W_p(z) dz. \quad (2.53)$$

La valeur de l'intégrale  $I_m$  peut être calculée suivant le type de mode et donc suivant les valeurs de l'indice modal circonférentiel  $m$  et de l'indice de symétrie  $s$ . Les intégrales  $I_p$ ,  $J_p$  et  $K_p$  peuvent être calculées explicitement dès lors que la déformée modale  $W_p(z)$  est connue.

Ainsi, pour les modes de respiration  $m = 0$ , on a respectivement

$$\begin{aligned} m = 0 \text{ et } s = 0 \text{ alors } I_0 &= 0, \\ m = 0 \text{ et } s = 1 \text{ alors } I_0 &= 2\pi. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Pour les modes de flexion d'ensemble, de type poutre  $m = 1$ , on a

$$I_1 = 0. \quad (2.55)$$

Pour les modes d'ovalisation  $m = 2$ , on a

$$\begin{aligned} m = 2 \text{ et } s = 0 \text{ alors } I_2 &= -\epsilon\pi \sin(2\varphi_{\mu}), \\ m = 2 \text{ et } s = 1 \text{ alors } I_2 &= \epsilon\pi \cos(2\varphi_{\mu}). \end{aligned} \quad (2.56)$$

Pour les modes d'ordres circonférentiels supérieurs  $m \geq 2$ ,  $I_m = 0$ . Ceci est dû à la forme en  $\cos(2\theta)$  choisie pour décrire les irrégularités géométriques circonférentielles de la coque. Dans le cas plus général, l'intégrale  $I_m$  prend alors une valeur non nulle et relative aux coefficients  $\epsilon_n$  (voir équation 2.16), et ce quel que soit l'indice circonférentiel  $m$  donné.

En règle générale, l'obtention par le calcul ou la mesure des paramètres modaux  $\omega_{\mu}$ ,  $\eta_{\mu}$ ,  $\varphi_{\mu}$  et du profil modal longitudinal  $W_p(z)$  pour tous les modes considérés permet d'obtenir le coefficient correctif  $C$  à l'impédance d'entrée, ceci à partir du calcul numérique des intégrales  $I_p$ ,  $J_p$  et  $K_p$ . Les applications

numériques suivantes, permettant le calcul du coefficient correctif  $C$  et de l'impédance d'entrée d'un conduit vibrant, sont réalisées en utilisant des résultats expérimentaux provenant de la mesure d'un tube réel en laiton. Les paramètres modaux  $\omega_\mu$ ,  $\eta_\mu$ ,  $\varphi_\mu$  et les formes modales  $W_p(z)$  ont été obtenus par analyse modale expérimentale. Les paramètres géométriques du tube sont les suivants :  $L = 24 \text{ cm}$ ,  $h = 0.2 \text{ mm}$  et  $\epsilon \approx 8\%$ . Ces mesures sont développées au paragraphe 2.2.2.

### Discussion sur le facteur correctif $C$

Pour un unique mode d'ovalisation donné d'indice  $\mu_o = (2, p_o, 0)$ , le facteur correctif peut s'écrire sous la forme suivante :

$$C_{\mu_o} = (J_{p_o} - e^{-jkL} K_{p_o}) \frac{\rho_0 c_0 \pi^2 a^2 I_{p_o}}{S} \frac{\omega}{m_{\mu_o} (\omega_{\mu_o}^2 (1 - j\eta_{\mu_o}) - \omega^2)} \frac{e^{-jkL}}{(1 - e^{-2jkL})} \frac{\epsilon^2 \sin^2(2\varphi_{\mu_o})}{\cos(kL)}, \quad (2.57)$$

qui permet une interprétation plus directe. On remarque tout d'abord que le coefficient  $C$  est proportionnel à  $\epsilon^2$ . Plus le cylindre est distordu, plus l'impédance d'entrée sera perturbée, du fait du couplage plus important entre le mode ovalisant et le champ de pression interne.  $C$  est aussi inversement proportionnel à la masse modale  $m_\mu$ , ce qui signifie que le couplage sera plus important si le cylindre est fin et léger. L'expression 2.57 présente un terme résonant lorsque la pulsation se rapproche de la fréquence propre du mode ovalisant. Le coefficient  $C$  présente un maximum pour cette coïncidence avec la fréquence de résonance mécanique. D'autre part, lorsque le terme  $\cos(kL)$  est minimal correspondant aux résonances acoustiques du cylindre indéformable, le coefficient  $C$  devient maximal. Enfin, le terme  $(1 - e^{-2jkL})$  traduit le fait qu'aux antirésonances acoustique du cylindre indéformable, la perturbation de l'impédance d'entrée présente également des valeurs maximales. On peut ainsi écrire

$$C \propto C_M C_\epsilon C_{AA} C_A. \quad (2.58)$$

où  $C_M$  correspond au terme résonant à la résonance mécanique,  $C_\epsilon$  correspond au terme dû à l'ovalisation,  $C_{AA}$  au terme d'antirésonances acoustiques et  $C_A$  au terme de résonances acoustiques. Ces remarques sont résumées dans la figure 2.4 où chacune des contributions au facteur  $C$  est représentée en fonction de la fréquence.

On voit apparaître ici que chacune des contributions au facteur correctif  $C$  reste petite devant l'unité. Cependant, si les fréquences d'une résonance acoustique (ou antirésonance) et la résonance mécanique viennent à coïncider, les effets résonants se superposent. Dans ce cas, le coefficient  $C$  peut prendre des valeurs non négligeables devant 1 et implique une perturbation significative de l'impédance d'entrée.

Un tracé de  $C$  en fonction de la fréquence, obtenu par la procédure de calcul explicitée précédemment, est donné figure 2.5 en prenant en considération plusieurs modes mécanique d'ovalisation. Les modes considérés correspondent à 6 modes d'ovalisation d'indices  $(m, p, s)$  tels que  $(2, 1, 0)$ ,  $(2, 1, 1)$ ,  $(2, 2, 0)$ ,  $(2, 2, 1)$ ,  $(2, 3, 0)$ , et  $(2, 3, 1)$ . Les positions fréquentielles de ces modes sont repérées par des flèches.

Sur la figure 2.5, les pics régulièrement espacés correspondent aux effets de résonances et antirésonances acoustiques et les autres pics correspondent aux résonances mécaniques des modes ovalisants.

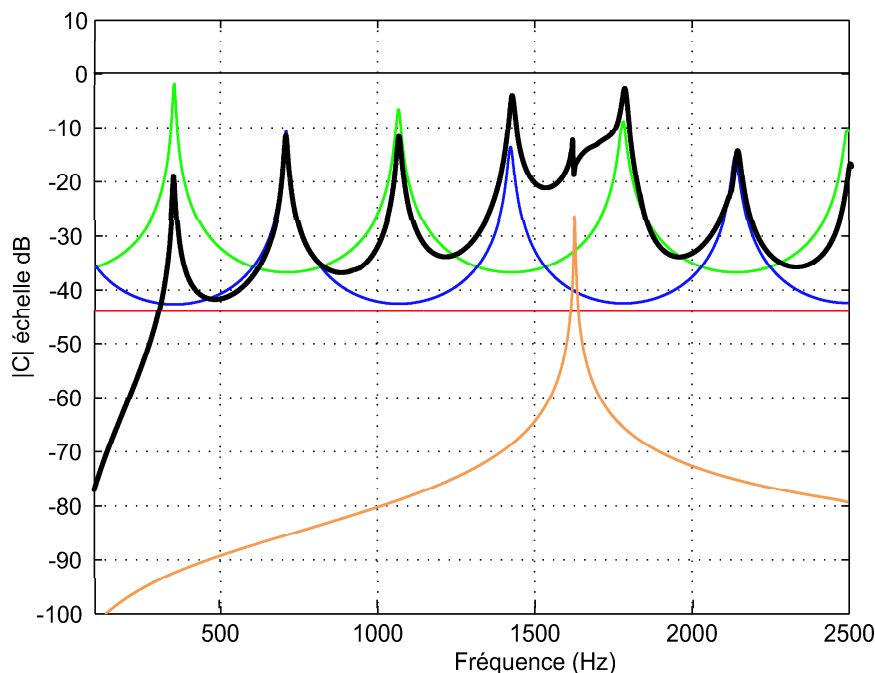


FIG. 2.4 – Module du facteur correctif  $C$  pour un unique mode d’ovalisation : détail des contributions dues aux différents termes. — :  $C_M$ , - - - :  $C_\epsilon$ , ... :  $C_{AA}$ , . - . - :  $C_A$ .

L’impédance d’entrée du tube vibrant  $Z$ , calculée au moyen du modèle présenté ici, est tracée figure 2.6, en utilisant la relation 2.48. Elle y est comparée au cas indéformable, ce qui permet de faire ressortir l’influence du coefficient  $C$ .

On peut constater que l’impédance d’entrée du tuyau vibrant diffère du cas indéformable. En effet, en plus des résonances acoustiques classiques du conduit cylindrique, il apparaît des pics additionnels qui correspondent aux résonances mécaniques. L’effet des vibrations des parois sur l’impédance reste très localisé en fréquence. Au voisinage de ces résonances mécaniques, la valeur de l’impédance d’entrée peut prendre des valeurs très différentes du cas indéformable. Au contraire, lorsque l’on s’éloigne de ces zones, les deux impédances sont très similaires.

### 2.1.3 Dimensionnement de configurations expérimentales

#### 2.1.3.1 Introduction

La correction de l’impédance d’entrée d’un conduit du fait de l’influence des vibrations de ses parois est décrite par un coefficient  $C$  qui est en général très faible. Ainsi, les effets de ces vibrations de parois sont généralement difficilement mesurables. Afin de rendre ces effets accessibles à la mesure, les caractéristiques des tuyaux qui seront mesurés et utilisés comme résonateurs d’instruments de musique doivent être déterminées en conséquence. D’après le modèle analytique développé dans le paragraphe 2.1.2, les perturbations dues aux vibrations des parois sont maximales lorsqu’une

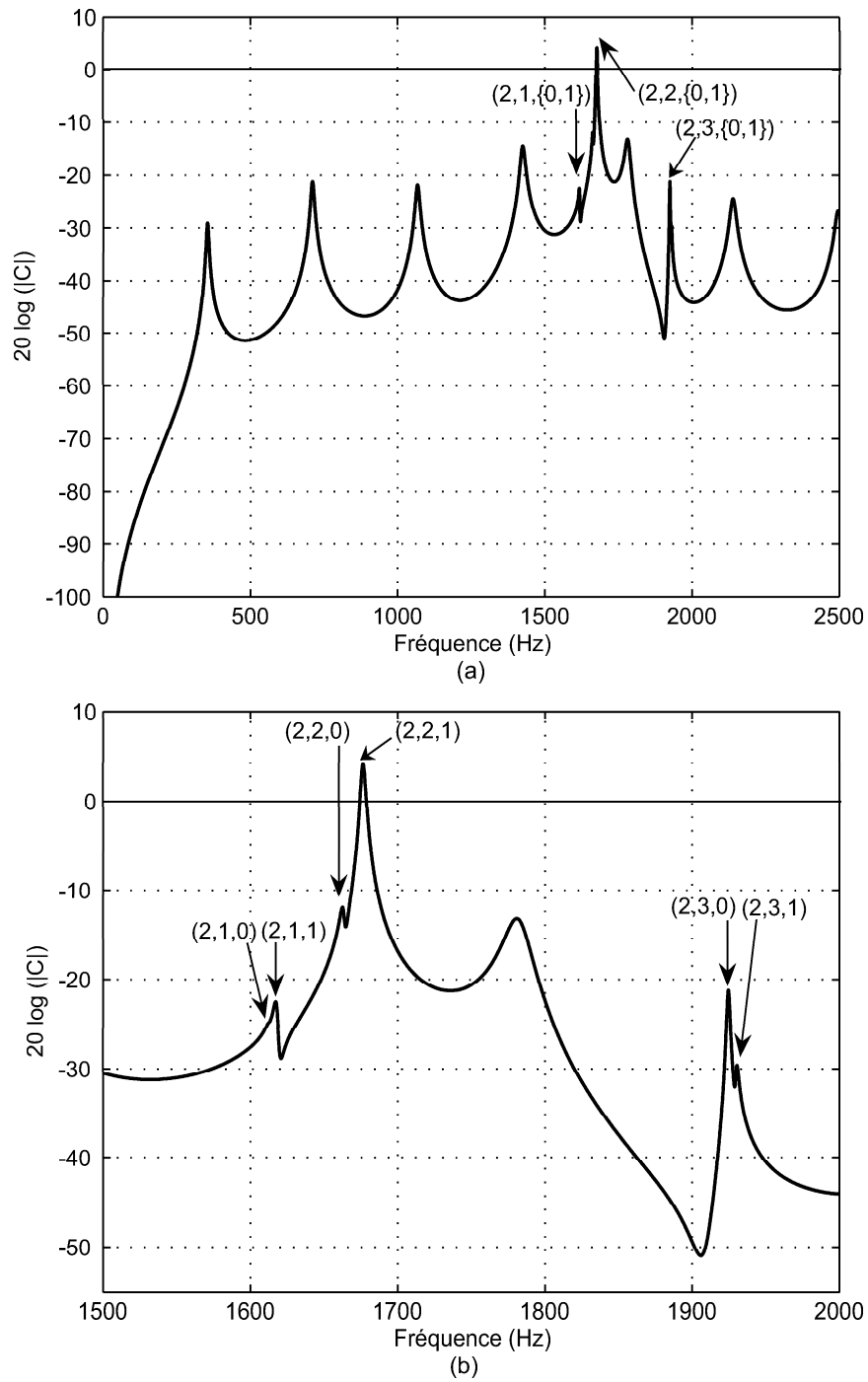


FIG. 2.5 – Module du facteur correctif  $C$  à l'impédance d'entrée, calculé en utilisant des données provenant de données mesurées sur un tube réel (voir paragraphe 2.2.2). (a) : large bande de fréquence, (b) : zoom sur la bande de fréquence contenant les fréquences des modes mécaniques.

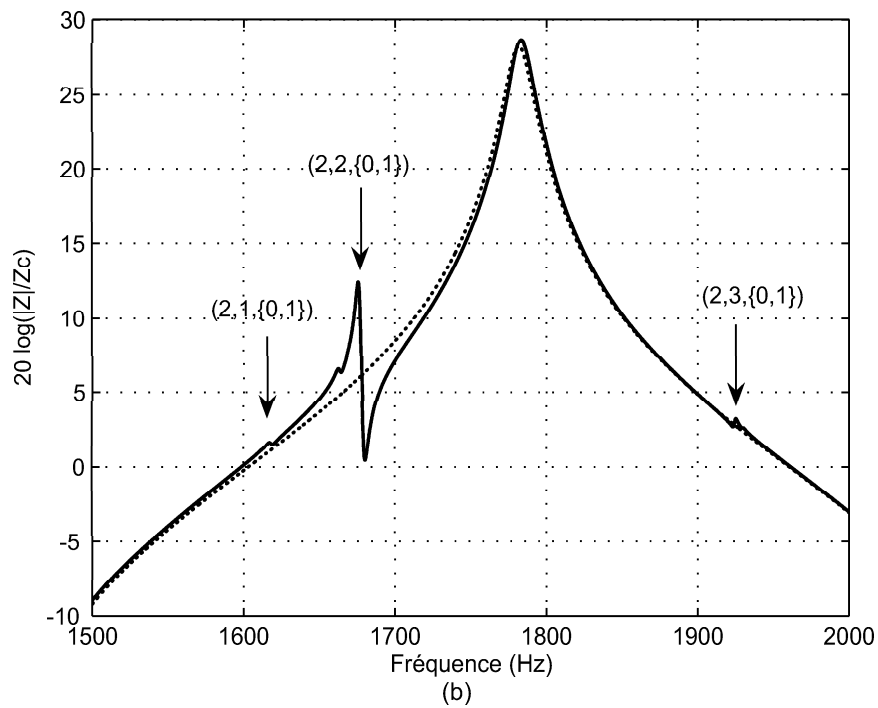
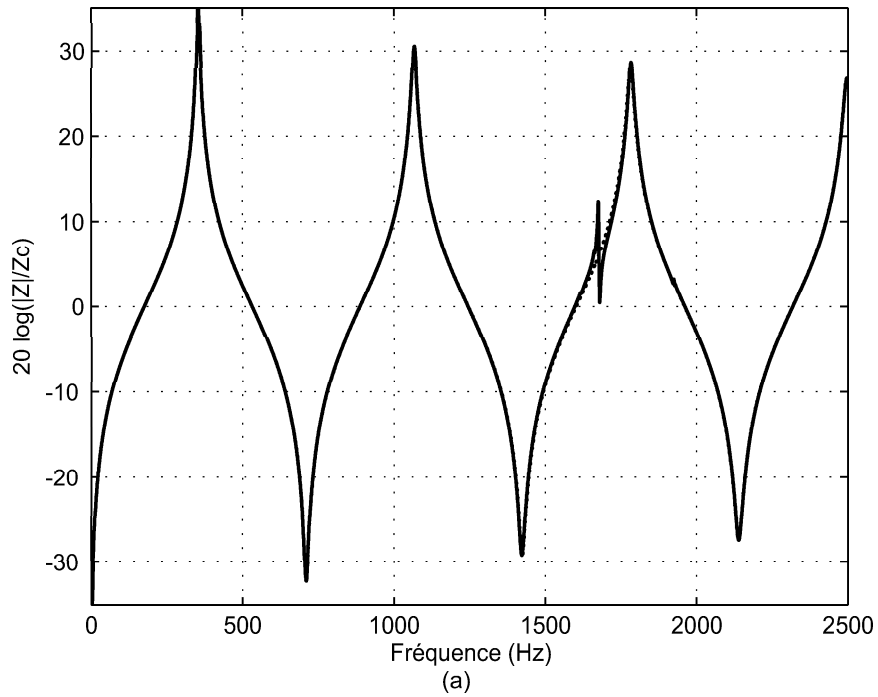


FIG. 2.6 – Module de l'impédance d'entrée calculé en utilisant les données provenant d'un tube réel (voir paragraphe 2.2.2). Trait plein : cas du tube vibrant, trait pointillé : cas du tube à parois indéformables.



coïncidence fréquentielle entre une résonance (ou antirésonance) acoustique et une résonance mécanique est réalisée. Afin d'obtenir des effets des vibrations des parois, les résonateurs recherchés devront avoir des caractéristiques telles que :

- les fréquences propres des modes mécaniques ovalisants sont dans la zone "musicale", de quelques centaines de  $Hz$  à quelques  $kHz$ ,
- la relation de coïncidence fréquentielle entre les modes acoustiques et mécaniques est satisfaite.

Les fréquences propres acoustiques et mécaniques doivent être ajustées en prenant en compte ces caractéristiques. Les calculs sont réalisés dans un premier temps pour une géométrie interne de type clarinette, c'est à dire un cylindre de  $1,5cm$  de diamètre interne, du fait de la bonne connaissance de modèles pour cet instrument et des systèmes expérimentaux comme la bouche artificielle [58] disponibles au laboratoire. Dans un second temps, les calculs sont réalisés pour une configuration réaliste pour un instrument à vent, pour un tuyau d'orgue du type de celui utilisé par Nederveen et Dalmont [18], qui présente des comportements singuliers attribués aux vibrations des parois.

### 2.1.3.2 Ordres de grandeurs des fréquences propres acoustiques et mécaniques

#### Principe du dimensionnement et relations utiles

Du point de vue acoustique, le calcul des fréquences propres acoustiques pour un tuyau cylindrique fermé-ouvert (pour les instruments de type clarinette) en négligeant les pertes visco-thermiques aux parois et en considérant la pression nulle à l'extrémité ouverte peut être réalisé en utilisant la formule simplifiée suivante :

$$f_n^{f,o} = (2n - 1) \frac{c_0}{4L}, \quad (2.59)$$

où  $n$  est l'indice acoustique longitudinal. Pour une clarinette, la longueur est d'environ  $50 cm$ , ce qui donne les ordres de grandeur pour les fréquences suivants :  $f_0^{f,o} = 170 Hz$ ,  $f_1^{f,o} = 515 Hz$ ,  $f_2^{f,o} = 855 Hz$ ,  $f_3^{f,o} = 1200 Hz$ ,  $f_4^{f,o} = 1500 Hz, \dots$  Pour les instruments de type tuyau d'orgue, les fréquences propres sont approchées par celles du tuyau ouvert aux deux extrémités, et s'écrivent :

$$f_n^{o,o} = n \frac{c_0}{2L}. \quad (2.60)$$

Pour une longueur du tuyau d'environ  $1 m$ , les fréquences ont pour ordres de grandeur la série suivante :  $f_1^{o,o} = 170 Hz$ ,  $f_2^{o,o} = 340 Hz$ ,  $f_3^{o,o} = 510 Hz, \dots$

Du point de vue mécanique, ainsi qu'explicité au paragraphe 2.1.1, les valeurs des fréquences modales pour les coques cylindriques dépendent des caractéristiques géométriques de la coque (longueur  $L$ , rayon  $a$  et épaisseur  $h$ ) et des propriétés du matériau dont elles sont constituées (module d'Young  $E$ , coefficient de Poisson  $\nu$  et masse volumique  $\rho_s$ ). Pour les tuyaux élancés, c'est à dire dont la longueur est grande devant le rayon, ce qui est le cas pour les instruments de musique à vent, les premiers modes de la coques sont souvent les modes ovalisants, c'est pourquoi l'étude est orientée sur ces modes. Le calcul de ces fréquences est relativement complexe et n'est pas possible analytiquement pour des conditions aux limites différentes de l'appui simple. Pour les autres conditions aux limites, la procédure décrite au

paragraphe 2.1 peut être utilisée. Des formules approchées [59] peuvent également être utilisées. Pour les tubes tels que  $L/a \gg 1$ , les premières fréquences propres sont proches des fréquences de coupure  $f_m^c$  des ondes de flexion se propageant dans les cylindres infinis associés. Pour les indices circonférentiels  $m \geq 2$ , ces fréquences de coupure sont données par la formule suivante [59] :

$$f_m^c = \frac{m(m^2 - 1)}{4\pi\sqrt{3}\sqrt{m^2 + 1}} \frac{h}{a^2} \sqrt{\frac{E}{\rho_s(1 - \nu^2)}}. \quad (2.61)$$

Cette formule peut être utilisée avec  $m = 2$  afin d'obtenir un ordre de grandeur du premier mode d'ovalisation de la coque considérée.

Il s'agit de trouver un matériau et une géométrie permettant d'obtenir une valeur de  $f_2^c$  au voisinage de  $f_n^{f,o}$  ou  $f_n^{o,o}$ . L'influence du matériau est donné par la vitesse des ondes de compression  $\sqrt{\frac{E}{\rho_s}}$ , de sorte qu'un matériau moins rigide et plus lourd induit une diminution de  $f_2^c$ . Un tel choix de matériau peut être réalisé en utilisant un diagramme d'Ashby [60]. Un tel diagramme représente le module d'Young  $E$  des familles de matériaux en fonction de leur masse volumique  $\rho_s$  (voir figure A dans l'annexe A). Les propriétés physico-chimiques d'une grande variété de matériaux peuvent être également trouvées par exemple dans [62]. L'influence de la géométrie est contenue dans le terme  $\frac{h}{a^2}$ , de sorte qu'un tuyau fin et large fait chuter  $f_2^c$ .

### Applications numériques

Des applications numériques de la formule 2.61 permettent de fixer les idées sur les types de matériaux à utiliser pour les diverses configurations.

- Cas de la géométrie de type clarinette.

Le rayon est fixé à  $a \approx 7.5 \text{ mm}$ . Les paramètres réalistes pour le matériau (ébène :  $E \approx 3 \text{ GPa}$ ,  $\rho_s \approx 1000 \text{ kg/m}^3$  et  $\nu \approx 0.3$ ) et l'épaisseur  $h \approx 0.5 \text{ cm}$ , l'ordre de grandeur pour  $f_2^c$  est de  $20 \text{ kHz}$ . Cette valeur proche du domaine ultrasonore est bien entendu trop importante. Ceci est principalement dû à l'épaisseur trop importante du conduit. De façon à réduire fortement cette fréquence, deux configurations ont été envisagées : une configuration très éloignée des paramètres d'un résonateur réel, utilisant un tube en plastique type PET (polytéréphtalate d'éthylène) très fin, et une configuration plus proche de la réalité des instrument à vent utilisant un tube en laiton.

Dans le cas du tube en laiton, on a  $E = 110 \text{ GPa}$ ,  $\rho_s = 8700 \text{ kg/m}^3$  et  $\nu = 0.33$ . En choisissant une épaisseur de  $0.2 \text{ mm}$ , l'ordre de grandeur de  $f_2^c$  est alors de  $1600 \text{ Hz}$ . Une épaisseur de métal de  $0.2 \text{ mm}$  peut paraître très faible dans la pratique pour les instruments mais certaines flûtes, les coulisses de certains trombones ou des saqueboutes [61] présentent également des épaisseurs de quelques dixièmes de millimètres seulement.

Dans le cas du tube en plastique PET, le module d'Young est de  $2 \text{ GPa}$ , la masse volumique de  $1320 \text{ kg/m}^3$  et le coefficient de Poisson de  $0.4$ . En utilisant une épaisseur de  $0.15 \text{ mm}$ , l'ordre de grandeur de  $f_2^c$  est alors de  $440 \text{ Hz}$ .

- Cas de la géométrie de type tuyau d'orgue.

Le type de tuyau envisagé est un tuyau issu d'un jeu de Flûte, de Montre ou de Principal, fabriqué en alliage de plomb et d'étain, d'une épaisseur de  $0.5\text{ mm}$  environ et d'un rayon de  $2\text{ cm}$ . Pour un tel alliage le module d'Young est d'environ  $30\text{ GPa}$ , la masse volumique de  $8700\text{ kg/m}^3$  et le coefficient de Poisson de  $0.33$ . Dans ce cas, l'ordre de grandeur de  $f_2^c$  est de  $300\text{ Hz}$ . Pour ces paramètres réalistes, la fréquence de coupure d'ovalisation est déjà très basse et proche des valeurs des fréquences acoustiques. Ceci est dû au plus large diamètre, à la faible épaisseur ainsi qu'au matériau, peu rigide et lourd.

En définitive, trois configurations pouvant amener à un effet significatif des vibrations des parois sont donc envisagées. Il s'agit maintenant d'ajuster le paramètre longueur  $L$  pour réaliser les coïncidences.

### 2.1.3.3 Relations de coïncidence

De façon à satisfaire les relations de coïncidence, il s'agit de calculer les fréquences mécaniques, puis d'ajuster la longueur totale du système, de façon à positionner les résonances acoustiques. Ces conditions de coïncidence entre modes acoustiques et mécaniques favorables aux couplages vibroacoustiques peuvent être visualisées à l'aide du tracé des diagrammes de dispersion des ondes. Les figures 2.7, 2.8 et 2.9 représentent les variations des nombres d'onde, pour l'onde plane acoustique et pour l'onde de flexion mécanique associée à une déformée d'ovalisation, en fonction de la fréquence pour chacun des trois cas envisagés. Les nombres d'onde sont adimensionnés par la quantité  $\pi/L$ . Les fréquences des modes longitudinaux acoustiques sont calculés en utilisant les formules 2.59 pour la géométrie de type "clarinette" et 2.60 pour la cas "tuyau d'orgue", et sont reportés sur la droite caractérisant la propagation de l'onde plane. Les fréquences des modes mécaniques d'ovalisation sont calculées en utilisant la procédure décrite au paragraphe 2.1.1 dans le cas des conditions aux limites encastré-libre, et sont reportées sur la courbe caractérisant la propagation des ondes de flexion d'ovalisation dans la coque. Les éventuelles coïncidences fréquentielles apparaissent alors clairement.

– Cas du tube en laiton.

La figure 2.7 présente le diagramme de dispersion pour le cas du tube en laiton.

Les valeurs des fréquences des modes mécaniques ovalisants calculées par la méthode décrite au paragraphe 2.1.1, et en utilisant les paramètres géométriques et du matériaux du paragraphe 2.1.3.2 sont alors :  $1610.1\text{ Hz}$ ,  $1660.3\text{ Hz}$  et  $1946.9\text{ Hz}$ . La longueur utilisée pour calculer les fréquences des modes acoustiques est de  $48\text{ cm}$ , de l'ordre de grandeur de la longueur d'une clarinette, ce qui donne une série de :  $178.6\text{ Hz}$ ,  $536.9\text{ Hz}$ ,  $893.2\text{ Hz}$ ,  $1250.5\text{ Hz}$ ,  $1607.8\text{ Hz}$  et  $1965.1\text{ Hz}$ . On constate que la coïncidence est alors satisfaite entre le cinquième mode acoustique et le premier mode mécanique ovalisant.

– Cas du tube en plastique.

Pour le tube en plastique, la figure 2.8 permet de constater que la courbe de dispersion mécanique est reportée vers les basses fréquences, du fait de la souplesse du matériau utilisé.

Dans ce cas, les premières fréquences mécaniques calculées sont :  $441.9\text{ Hz}$ ,  $450.7\text{ Hz}$  et  $504.9\text{ Hz}$ . Pour une longueur de  $58\text{ cm}$  les fréquences acoustiques sont de  $147.8\text{ Hz}$ ,  $443.2\text{ Hz}$ ,  $739.2\text{ Hz}$ . La coïncidence peut alors avoir lieu entre le premier mode ovalisant et le second mode acoustique.

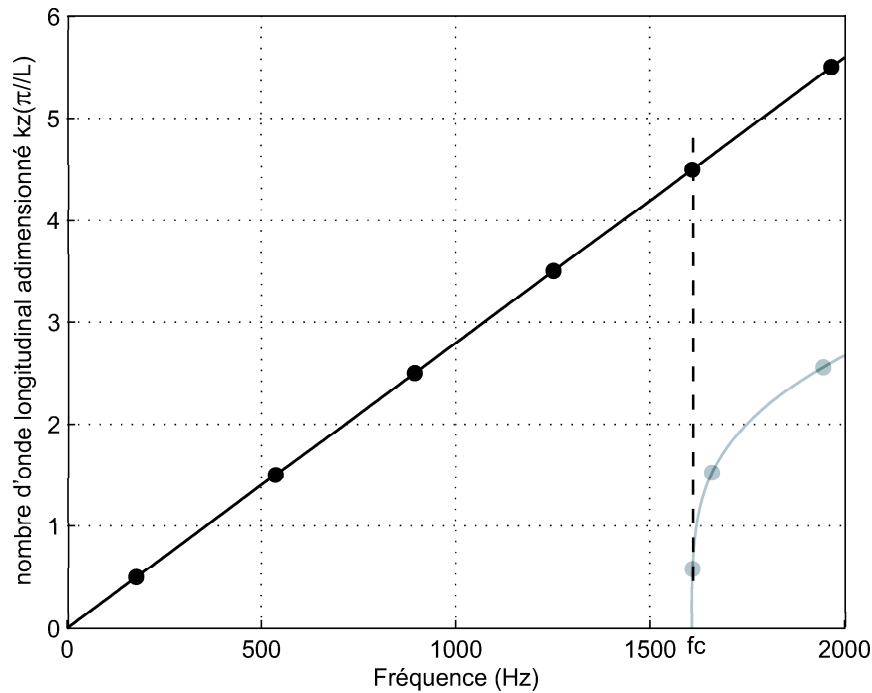


FIG. 2.7 – Diagramme de dispersion dans le cas du tube en laiton. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points.

– Cas du tuyau d'orgue.

La courbe de dispersion correspondant au cas du tuyau d'orgue est tracée sur la figure 2.9.

Le calcul des fréquences des modes ovalisants donne les valeurs suivantes : 303.6 Hz, 316,1 Hz, 386.3 Hz et 545. Hz. Les fréquences acoustiques pour une longueur de 1.13 m sont : 151.9 Hz, 303.8 Hz, 455.7 Hz et 607.6, permettant une coïncidence entre le premier mode mécanique et le second mode acoustique.

#### 2.1.3.4 Utilisation de coulisses rigides

Du fait des incertitudes sur les paramètres mécaniques et géométrique des tuyaux, ainsi que des approximations des modèles, les fréquences propres mécaniques calculées diffèrent légèrement de celles obtenues en pratique. L'utilisation de coulisses rigides associées aux tuyaux vibrants permet la variation continue des fréquences de résonances acoustiques au voisinage des fréquences calculées, tout en maintenant fixes les fréquences mécaniques, de façon à satisfaire les conditions de coïncidence dans la pratique.

Par ailleurs, la coulisse permet de satisfaire ou de s'écarter les conditions de coïncidence énoncées précédemment. Ainsi, une étude comparative des phénomènes à la coïncidence et hors coïncidence devient possible. La figure 2.10 indique, sur un diagramme de dispersion, la plage de variation possible

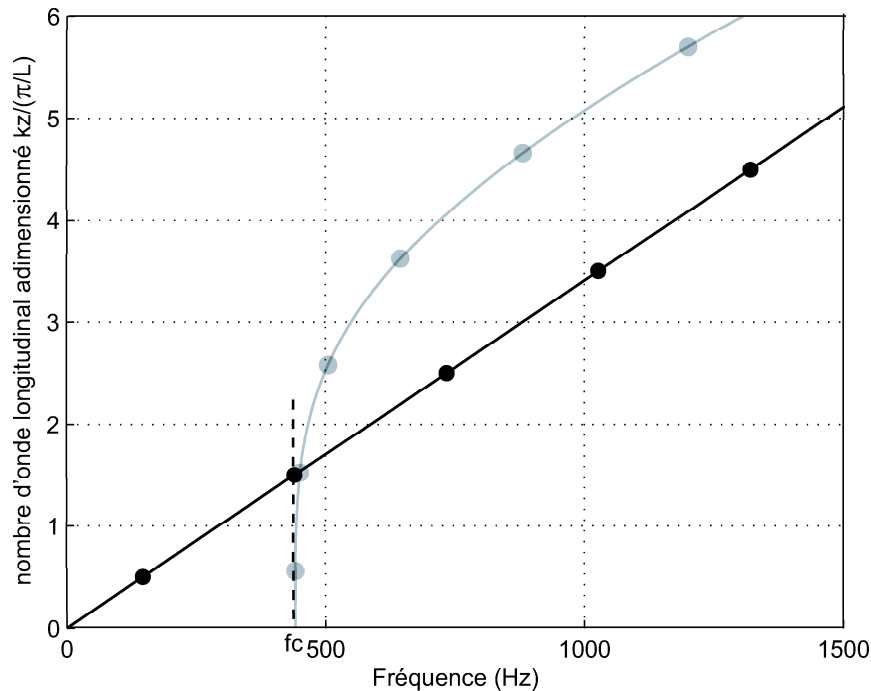


FIG. 2.8 – Diagramme de dispersion dans le cas du tube en plastique. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points.

des fréquences acoustiques dans le cas du tuyau en laiton et pour une coulisse permettant une variation de longueur de 0 à 8 cm environ.

La coïncidence est alors réalisée pour une position intermédiaire de la coulisse. On remarque de plus que la coulisse permet de faire coïncider une résonance acoustique avec le premier mode ovalisant, mais également le second. Lorsque la coulisse est totalement fermée ou ouverte, la condition de coïncidence n'est plus satisfaite.

## 2.2 Résultats expérimentaux

### 2.2.1 Tube en laiton

#### 2.2.1.1 Préparation du tube

Le tube en laiton utilisé dans les expériences qui suivent provient de l'atelier du luthier Gérard Klein au Mans<sup>3</sup>. Ce tube a été tout d'abord tourné afin de réduire son épaisseur initiale qui était de 0.5 mm. Son épaisseur a ensuite été ramenée à la valeur voulue de 0.2 mm par "toilage". Dans un premier temps, le tuyau a été laissé tel qu'il était après l'usinage, puis, pour l'ovaliser, il a été légèrement écrasé

<sup>3</sup>L'Atelier d'Orphée, 72 Grande-Rue, 72000 Le Mans. <http://www.atelier-orphee.fr/>

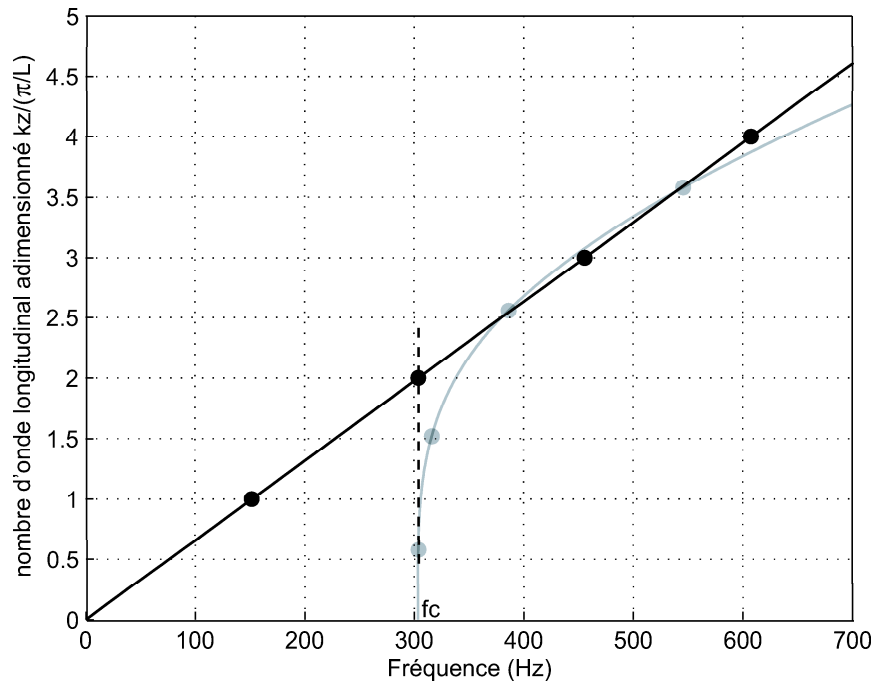


FIG. 2.9 – Diagramme de dispersion dans le cas du tuyau d'orgue. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d'ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points.

entre deux planches dans un étai en deux étapes. A l'issue de la première étape, l'ovalisation en bout de tube correspond à une valeur estimée du paramètre  $\epsilon$  de 4%. Le second écrasement aboutit à une valeur de 8%. En pratique, le tube n'est pas écrasé uniformément sur toute sa longueur. En effet, il est circulaire à son entrée car il est encastré afin de pouvoir le connecter à d'autres tubes. Il présente une longueur de 24 cm et un diamètre intérieur de 1.6 cm à son entrée. La figure 2.11 présente une photographie du tube étudié.

### 2.2.1.2 Analyse modale expérimentale

Afin d'identifier précisément les caractéristiques modales mécaniques du système, le tuyau est étudié par analyse modale expérimentale, afin de vérifier le dimensionnement réalisé au paragraphe 2.1.3, et d'obtenir des valeurs de paramètres réalistes permettant d'"alimenter" le modèle de couplage vibroacoustique du paragraphe 2.1.2. Les techniques d'analyse modale expérimentale [63, 64] sont largement utilisées dans l'industrie dans le but de caractériser le comportement dynamique linéaire des structures. Ces méthodes sont basées sur la mesure de fonctions de transfert du type réponse vibratoire sur effort appliqué en différents points de la structure. Dans le cas de la mesure du déplacement  $x_j$  en un point de la structure numéroté  $j$  dû à l'effort appliqué  $F_k$  en un point  $k$ , la fonction de transfert  $H_{jk}$  s'écrit

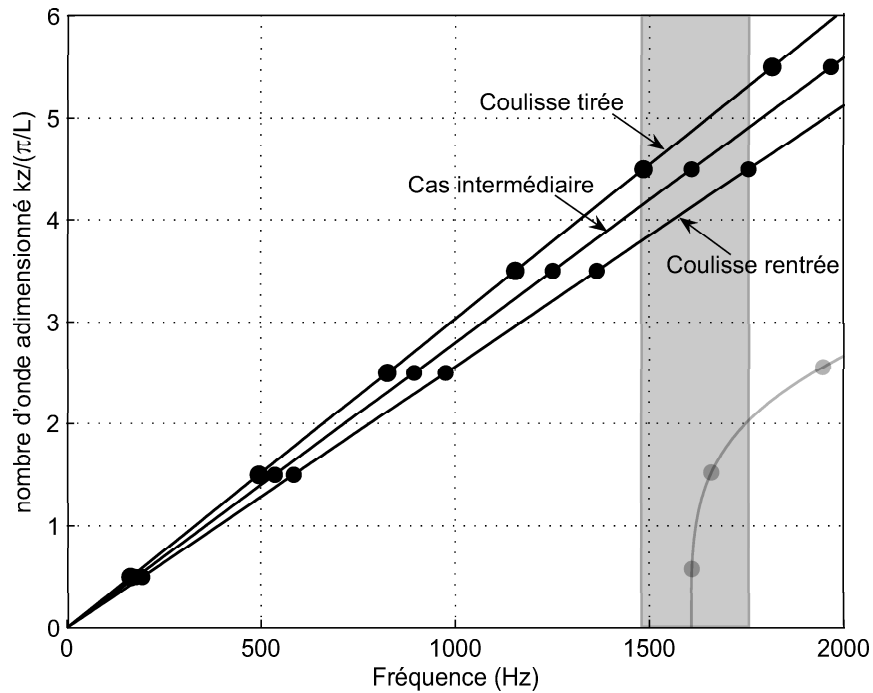


FIG. 2.10 – Diagramme de dispersion représentant la plage de variation de chacun des modes acoustiques utilisant une coulisse rigide (zone grisée), dans le cas du tube en laiton. Trait noir : onde acoustique plane, trait gris : onde mécanique de flexion correspondant à une déformée d’ovalisation. Les modes acoustiques et mécaniques sont repérés par les points.

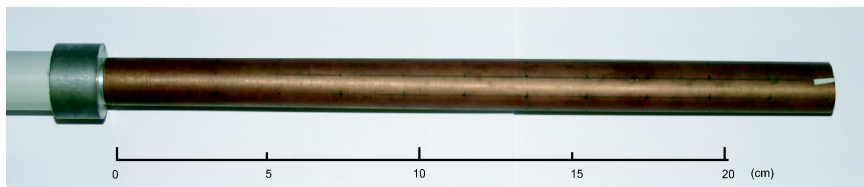


FIG. 2.11 – Photographie du tuyau en laiton étudié.

$$H_{jk}(\omega) = \frac{x_j(\omega)}{F_k(\omega)}. \quad (2.62)$$

Cette fonction de transfert correspond au déplacement du point  $j$  résultant de l’application d’un effort unitaire au point  $k$ .

La théorie modale [65] permet de modéliser cette fonction de transfert en faisant intervenir les fréquences propres et les modes propres du système. Dans le cas d’un amortissement de type structural, la formulation modale des fonctions de transfert s’écrit :

$$H_{jk}(\omega) = \sum_{r=1}^N \frac{\Phi_{r,j} \Phi_{r,k}}{\omega_r^2 (1 + j\eta_r) - \omega^2}, \quad (2.63)$$

où  $\Phi_r$  est le mode d'indice  $r$ , dont les valeurs aux points  $j$  et  $k$  sont notées respectivement  $\Phi_{r,j}$  et  $\Phi_{r,k}$ ,  $\omega_r$  la pulsation modale,  $\eta_r$  l'amortissement structural modal et  $N$  le nombre de modes considérés. Les méthodes d'analyse modale à proprement parler consistent à identifier les paramètres du modèle modal de façon à minimiser l'écart entre les fonctions de transfert (FRF : frequency response function en anglais) mesurées et modélisées. Les paramètres modaux sont ainsi extraits des FRF obtenues expérimentalement. Plusieurs méthodes sont classiquement utilisées et sont détaillées dans [63, 64]. Les méthodes les plus simples, dites "SDOF" : single degree of freedom, sont basées sur l'hypothèse que la fonction de transfert peut être représentée par un seul mode, au voisinage de sa fréquence de résonance. L'influence des autres modes est alors modélisée par une constante. Les méthodes appelées "peak-picking" (méthode à -3 dB) et du "circle fitting" dans le diagramme de Nyquist utilisent l'hypothèse "SDOF". D'autres méthodes sont basées sur l'analyse d'une bande de fréquence contenant plusieurs modes. Dans ce type de méthode à plusieurs degrés de liberté : "MDOF" (multiple degrees of freedom), on ajuste les paramètres afin de minimiser l'écart entre le modèle de FRF et chacune des FRFs mesurées par la méthode des moindres carrés. La méthode des exponentielles complexes "LSCE" (Least square complex exponential) est différente des précédentes car elle s'applique dans le domaine temporel. En effet, à la place des FRF, ce sont les réponses impulsionnelles qui sont modélisées par une somme d'exponentielles complexes décroissantes. Chacune des exponentielles correspond à un mode. Ces réponses impulsionnelles peuvent être calculées par transformée de Fourier inverse des FRF ou bien mesurées directement. Par la suite, c'est cette méthode qui est utilisée.

Une analyse modale a ainsi été réalisée sur le tube en laiton. Les points de mesure sont répartis sur deux génératrices du cylindre ainsi que sur une circonférence. Cette disposition schématisée sur la figure 2.12 permet d'éviter de mailler toute la structure tout en conservant les informations utiles : les profils axiaux modaux sur chacune des génératrices et les profils circonférentiels sur la circonférence.

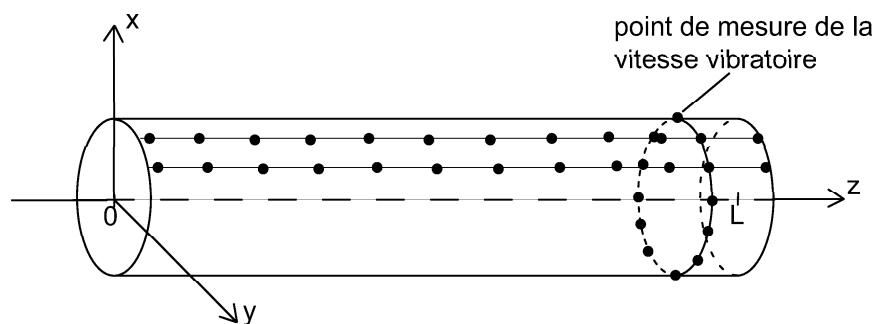


FIG. 2.12 – Maillage utilisé pour l'analyse modale expérimentale du tube en laiton.

L'excitation de la structure est réalisée au moyen d'un marteau d'impact balayant l'ensemble des points de mesure et la vibration résultante est mesurée à l'aide d'un vibromètre laser, visant un point



fixe. Pour chaque point de mesure la FRF est mesurée en enregistrant l'effort appliqué ainsi que la vitesse vibratoire. Un exemple d'une FRF est tracé figure 2.13.

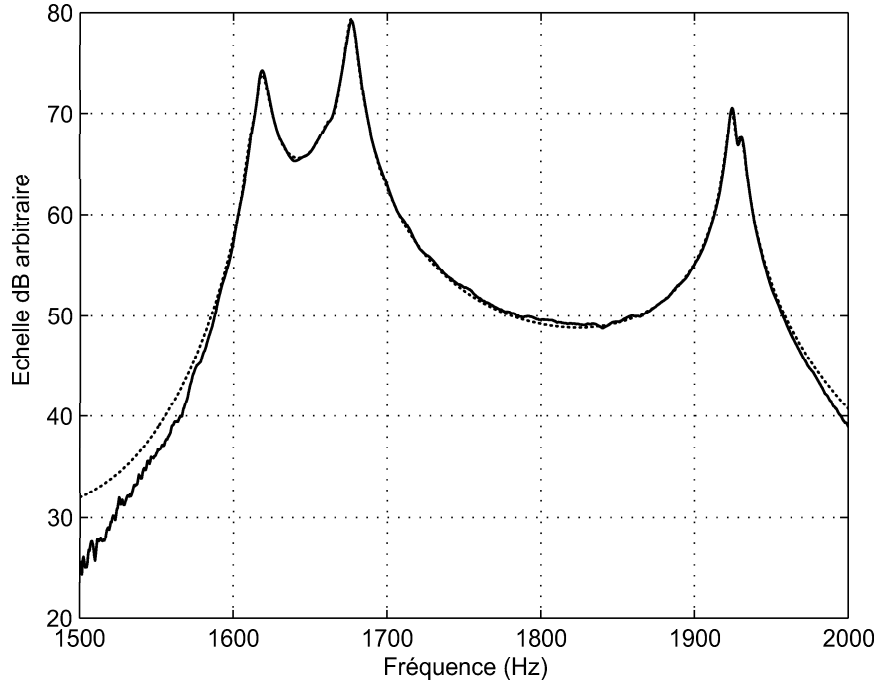


FIG. 2.13 – Module des FRF pour le tuyau en laiton. — : FRF mesurée, ... : FRF synthétisée à l'aide des paramètres obtenus par analyse modale.

Le jeu de FRF obtenu est utilisé afin d'identifier les paramètres modaux. La méthode d'identification modale LSCE, implémentée dans le logiciel commercial "Test.Lab" diffusé par la société LMS, est utilisée. Sur la bande de fréquence de la figure 2.13 (de 1500  $Hz$  à 2000  $Hz$ , six modes ont été identifiés. Les caractéristiques de chacun de ces modes sont données figure 2.14, où l'on précise les fréquences des modes ovalisants, leurs amortissements modaux, et les formes modales associées. Afin de valider le modèle modal obtenu, une synthèse des fonctions de transfert à partir des paramètres modaux peut alors être réalisée. Le comparatif entre une FRF calculée et une FRF mesurée est donné figure 2.13. Les écarts entre les deux FRF sont très faibles, validant le modèle obtenu.

Comme le montre leurs déformées circonférentielles, les six modes identifiés sont des modes d'ovalisation d'indice circonférentiel  $m = 2$ . Ces six modes peuvent être regroupés en trois paires, chacune étant constituée de modes de fréquences proches, ayant le même profil axial et des profils circonférentiels décalés entre eux d'un angle proche de  $\pi/4$ . Ce décalage mesuré est conforme à la théorie qui prévoit que les modes  $(m, p, 0)$  et  $(m, p, 1)$  ont une déformée modale circonférentielle décalée d'un angle de  $\pi/(2m)$ . L'apparition de ces doublets de modes est due à la non circularité du conduit, impliquant une levée de dégénérescence modale, qui a pu être mesurée ici. On peut également constater que les directions principales de chacun des modes (angles  $\varphi_\mu \neq 0$ ) ne coïncident pas avec la direction de l'écrasement du tube. En effet, la direction (Ox) de la figure 2.14 correspond à la direction de

Indices modaux (m,p,s)	Fréquence (Hz)	Amortissement (%)	Déformée modale : coupe longitudinale	Déformée modale : coupe circonférentielle
(2,1,0)	1612.6	0.18		$\varphi = 33.9^\circ$ 
(2,1,1)	1618.1	0.22		$\varphi = -11^\circ$ 
(2,2,0)	1663.3	0.20		$\varphi = 54.9^\circ$ 
(2,2,1)	1676.6	0.21		$\varphi = 9.9^\circ$ 
(2,3,0)	1924.6	0.12		$\varphi = 15.5^\circ$ 
(2,3,1)	1930.1	0.12		$\varphi = -29.5^\circ$ 

FIG. 2.14 – Paramètres modaux des 6 modes identifiés par analyse modale expérimentale.

l'écrasement, comme indiqué figure 2.3.

Par ailleurs, les fréquences propres obtenues ici sont proches des fréquences calculée au paragraphe 2.1.3, ce qui valide la méthode de dimensionnement. Les paramètres modaux ainsi que le profil axial identifié expérimentalement pour chacun des modes ont été utilisé dans la description théorique du couplage vibroacoustique entre le conduit et la colonne d'air du paragraphe 2.1.2. Ceci permet d'appliquer le modèle de couplage en utilisant les caractéristiques modales du système réel, et autorise

une comparaison entre les impédances d'entrée calculées et mesurées.

### 2.2.1.3 Mesure de l'impédance d'entrée

#### Vérification par la mesure de l'influence des vibrations des parois sur l'impédance d'entrée

Afin de vérifier expérimentalement l'influence des vibrations des parois sur l'impédance d'entrée, des mesures de cette quantité sont réalisées. Le pont d'impédance utilisé pour la mesure a été développé au laboratoire. Son principe de fonctionnement est décrit en détail dans [66] : il est composé d'une capsule microphonique électrostatique jouant le rôle de source de débit calibré et de deux microphones electrets permettant d'enregistrer la pression acoustique à l'entrée du système mesuré. L'impédance d'entrée acoustique est ainsi mesurée dans plusieurs configurations :

- avant écrasement,
- après un premier écrasement, dans des configurations où le tuyau est libre puis entouré de mousse afin d'amortir fortement les vibrations des parois,
- après un second écrasement, libre puis entouré de mousse.

Sur la figure 2.15, le module de l'impédance du tuyau avant écrasement est représenté. Il n'apparaît pas de pics autres que ceux correspondant aux résonances acoustiques, ce qui confirme que les modes ovalisants ne sont quasiment pas couplés pour un tube quasiment parfaitement cylindrique.

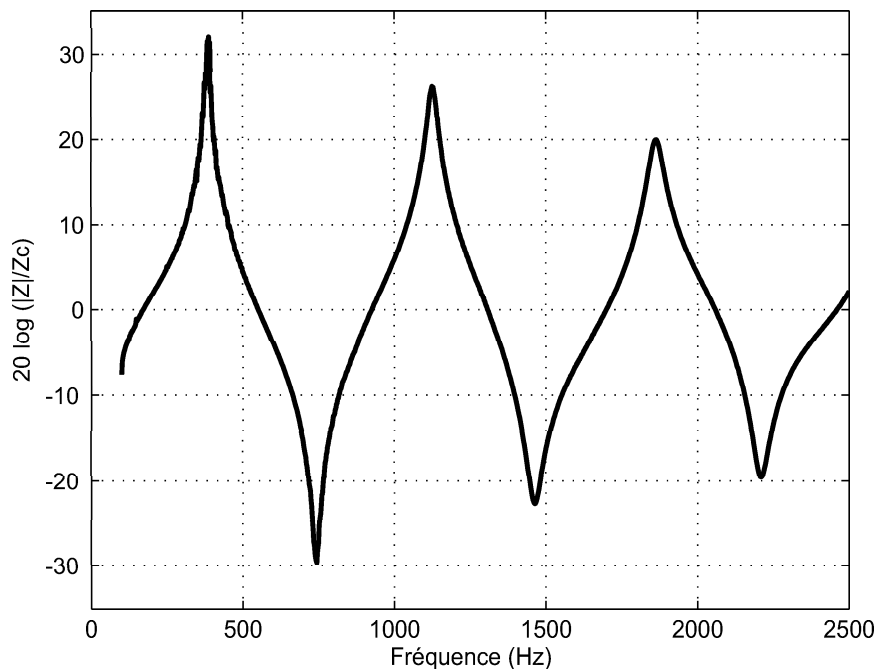


FIG. 2.15 – Module de l'impédance d'entrée réduite (normalisée par  $\rho_0 c_0/S$ ) pour le tuyau en laiton avant écrasement.

Pour le tube écrasé, d'après le tableau de la figure 2.14, les perturbations de l'impédance d'entrée sont attendues pour des fréquences avoisinant les fréquences modales, à savoir : 1610 Hz, 1670 Hz, et 1930 Hz. Sur la figure 2.16(a) et (b), des pics additionnels, de faible amplitude comparativement à ceux dus aux résonances acoustiques de la colonne de fluide, apparaissent aux fréquences attendues, excepté pour le dernier doublet de modes. On remarque également que lorsque les vibrations des parois sont fortement amorties, ces pics supplémentaires disparaissent, ce qui confirme leur origine.

La figure 2.17(a) et (b) présente le module de l'impédance pour le second écrasement.

Il est remarquable que les pics supplémentaires sont d'amplitudes plus importantes que pour le cas précédent. Par exemple, le pic additionnel dû au mode (2, 3) est dans ce cas visible. De plus, la mesure ayant été réalisée jusqu'à 3 kHz, on voit apparaître le pic dû au mode (2, 4) vers 2550 Hz. Cette figure est à mettre en regard de la figure 2.6, afin de comparer les impédances mesurées et calculées à l'aide du modèle décrit au paragraphe 2.1.2. En effet, les paramètres utilisés pour le calcul correspondent à ceux mesurés ici. On peut remarquer que les effets des couplages vibroacoustiques prédits par le modèle sont effectivement mesurés sur le tube réel. Les résultats expérimentaux recourent également les conclusions théoriques. En effet, lorsque le cylindre n'est pas ovalisé, les effets des vibrations sont non mesurables. De plus, les couplages augmentent avec la valeur du paramètre  $\epsilon$ , ce qui est illustré expérimentalement. Enfin, l'impédance d'entrée n'est que faiblement perturbée en dehors des zones correspondant aux résonances mécaniques.

### Analyse plus fine de l'impédance d'entrée

Afin de rendre plus lisibles les écarts entre le cas où les parois vibrent et le cas où les vibrations sont amorties, il est possible d'étudier la partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance. En effet, d'après le paragraphe 1.2, l'impédance réduite d'un conduit cylindrique peut s'écrire en tenant compte des effets viscothermiques (paramètre  $\alpha$ ) :

$$Z = j \tan \left( \left( \frac{\omega}{c_0} + \alpha(1 - j) \right) L \right). \quad (2.64)$$

La quantité  $\alpha$  étant petite devant  $\frac{\omega}{c_0}$ , un développement limité à l'ordre 1 en  $\alpha$  de la partie réelle de  $\text{Argth}(Z)$ ,  $\Re(\text{Argth}(Z))$  est :

$$\Re(\text{Argth}(Z)) = \alpha L + o(\alpha). \quad (2.65)$$

Ainsi, lorsque l'impédance  $Z$  diffère du cas du cylindre indéformable, la quantité  $\Re(\text{Argth}(Z))$  diffère de  $\alpha L$ . Cette quantité est tracée sur la figure 2.18 pour les configurations tube amorti, tube écrasé  $\epsilon \approx 4\%$  et tube écrasé  $\epsilon \approx 8\%$  sur la bande de fréquence contenant les modes (2, 1, {0, 1}) et (2, 2, {0, 1}).

On peut constater la présence de pics correspondant aux effets des résonances mécaniques, d'amplitudes croissantes pour un paramètre  $\epsilon$  croissant. D'autre part, on peut remarquer que l'écrasement implique un léger décalage des fréquences de résonances. On peut également remarquer que la levée

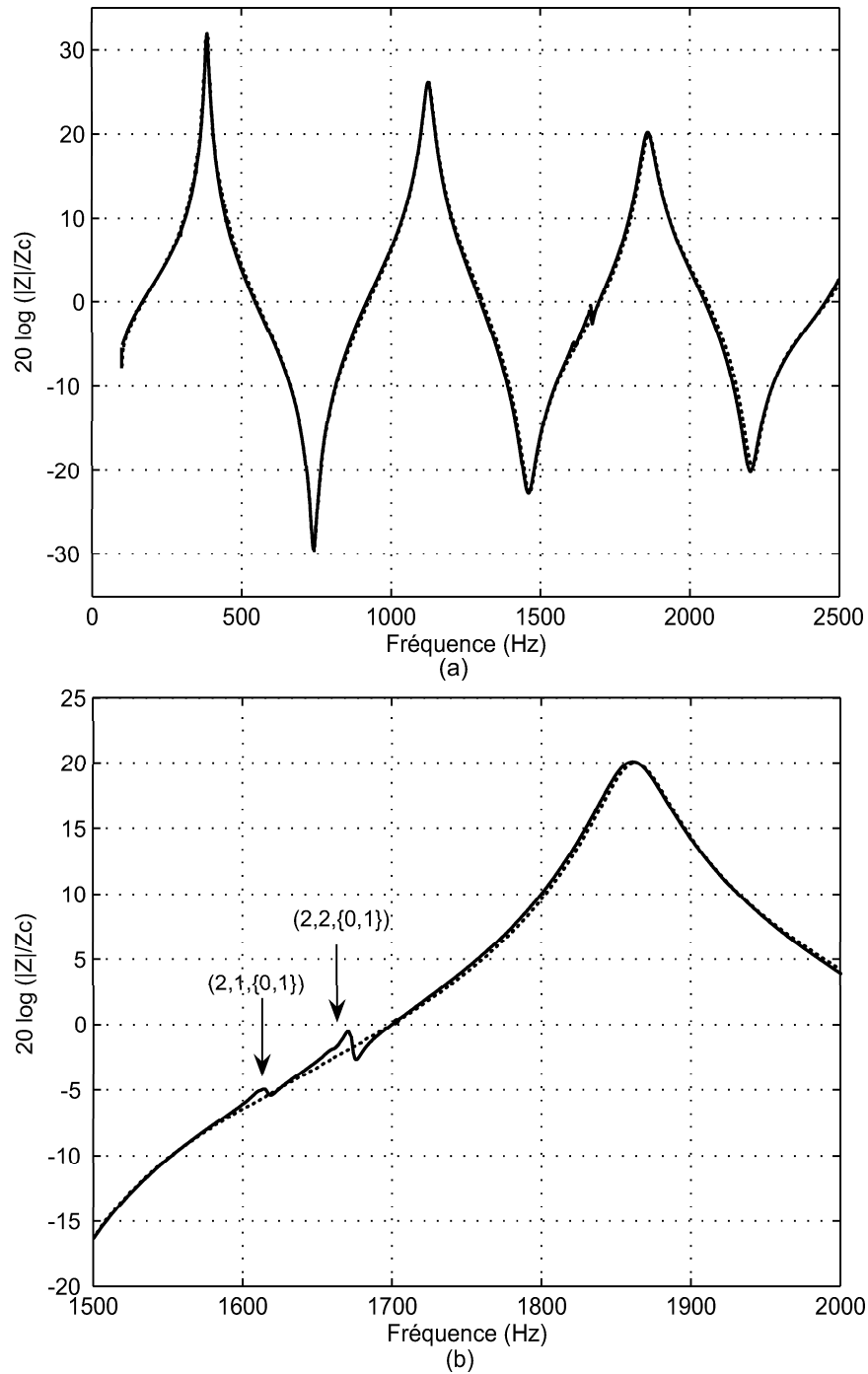


FIG. 2.16 – Module de l'impédance d'entrée réduite pour le tuyau pour le premier écrasement ( $\epsilon \approx 4\%$ ). — : tuyau libre, ... : vibrations amorties par de la mousse. (a) : large bande de fréquence, (b) : zoom sur la bande contenant les modes mécaniques.

de dégénérescence modale impliquant un dédoublement des pics est observable pour les deux modes

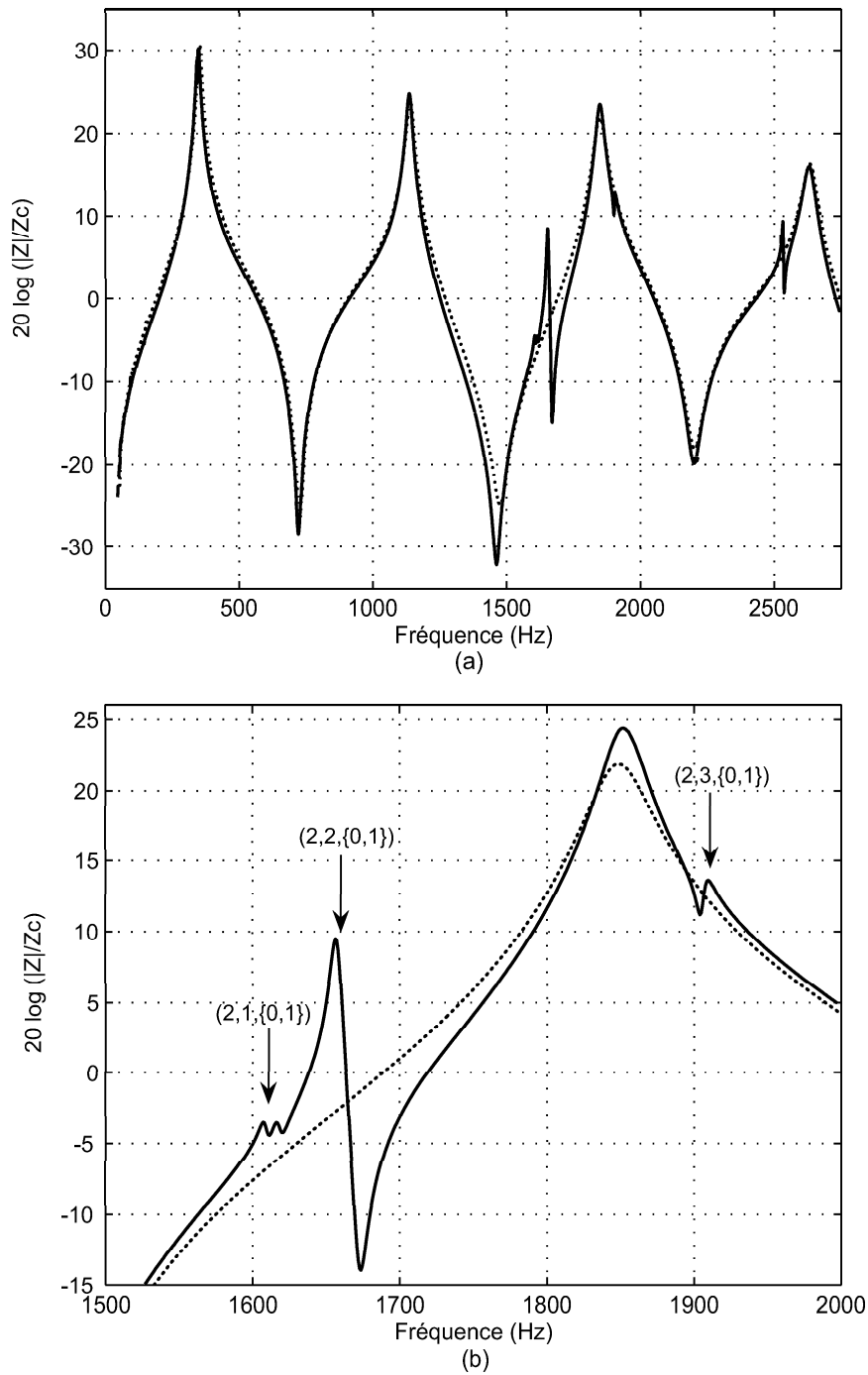


FIG. 2.17 – Module de l'impédance d'entrée éduite pour le tuyau pour le deuxième écrasement ( $\epsilon \approx 8\%$ ). — : tuyau libre, ... : vibrations amorties par de la mousse. (a) : large bande de fréquence, (b) : zoom sur la bande contenant les modes mécaniques.

(2,1) et (2,2) dans le cas du premier écrasement et sur le premier mode uniquement (2,1) dans le cas du second écrasement. Ceci peut être dû au fait que les modes (2,2,0) et (2,2,1) ont des fréquences

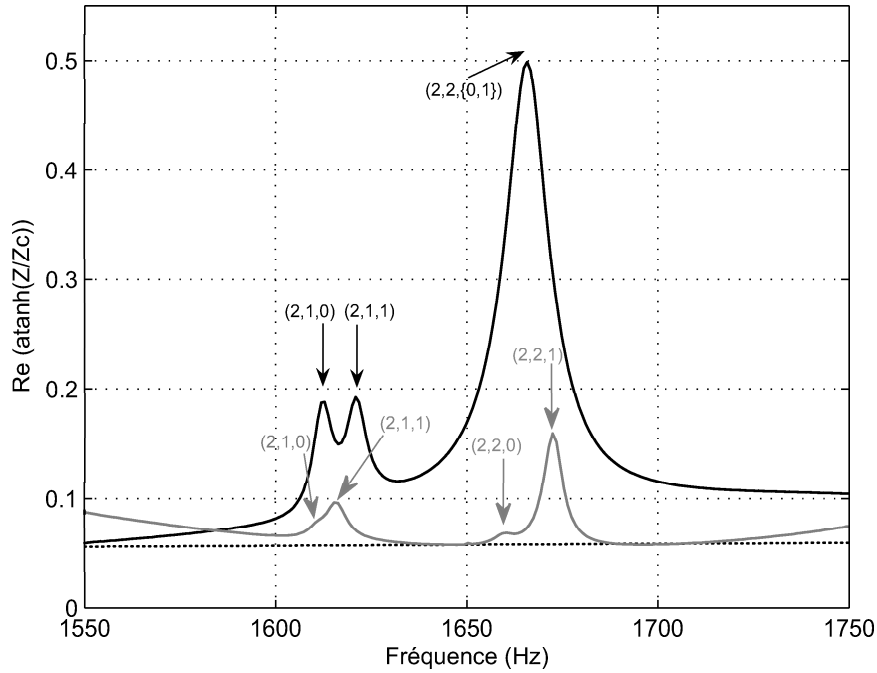


FIG. 2.18 – Partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée mesurée du tube en laiton. Trait plein gris : tuyau libre après le premier écrasement, trait plein noir : tuyau libre après le second écrasement, trait pointillé : vibrations amorties par de la mousse.

trop proches dans ce cas pour distinguer un doublet de pic ou plus probablement un de ces modes est moins couplé avec le mode plan du fait de son orientation  $\varphi_\mu$ .

Cette analyse permet de confirmer que l'écrasement du tube influe peu sur les fréquences de résonances mécaniques du conduit. On peut également constater que les différents paramètres modaux de chacun des modes influent directement sur l'importance du couplage vibroacoustique et donc sur le niveau de perturbation de l'impédance d'entrée. On peut constater par exemple que la perturbation due au mode  $(2, 2, \{0, 1\})$  est plus importante que celle due au mode  $(2, 1, \{0, 1\})$ . De plus, au sein d'un même doublet de mode  $(2, p, \{0, 1\})$ , l'amplitude de la perturbation sur l'impédance d'entrée dépend de l'orientation  $\varphi_\mu$  du mode  $(2, p, 0)$  ou  $(2, p, 1)$ . Ceci est remarquable notamment pour les modes  $(2, 2, 0)$  et  $(2, 2, 1)$  pour le premier écrasement  $\epsilon \approx 4\%$  (voir figure 2.18).

## 2.2.2 Tube en plastique

### 2.2.2.1 Préparation du tube

Un tube en plastique a été construit en enroulant une feuille de plastique PET transparent d'environ  $0.15 \text{ mm}$  d'épaisseur, autour d'un tuyau rigide dont le diamètre extérieur correspondait au diamètre intérieur voulu. La feuille de plastique tube a été soudée sur elle-même par chauffage sur une génératrice afin de constituer le tube. Du fait de sa méthode de fabrication, le tube n'est pas parfaitement

cylindrique et présente une ovalisation estimée à  $\epsilon \approx 7\%$ . Sa longueur est de 30 cm et son diamètre intérieur de 1.5 cm. Une photographie de ce tube est donnée figure 2.19.

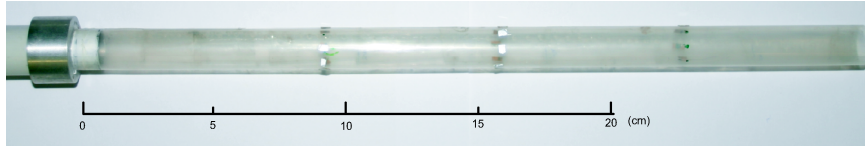


FIG. 2.19 – Photographie du tuyau en plastique étudié.

### 2.2.2.2 Réponse mécanique à une excitation acoustique

Afin de caractériser le comportement mécanique du tube, des mesures de réponse mécanique ont été réalisées. Le tube étant très souple et fin, l'enregistrement des efforts appliqués au moyen d'un marteau d'impact ou d'un capteur d'impédance mécanique n'est pas possible. Une analyse modale mécanique expérimentale classique est donc trop délicate de mise en oeuvre. Nous nous contenterons d'observations du champ de vitesse vibration résultant d'une excitation acoustique. Les vibrations mécaniques ont été enregistrées à l'aide d'un vibromètre laser en divers points du tube : 24 points repartis sur 3 circonférences. La structure a été excitée acoustiquement en utilisant la source du pont de mesure d'impédance acoustique. La figure 2.20 présente une réponse vibratoire en un point du tube.

Pour des raisons de commodités pratiques, la mesure du tube en plastique a été réalisée en lui associant une pièce d'adaptation ainsi qu'un tube rigide rallongeant la longueur totale. Les différents pics présents dans la réponse ont pu être identifiés. Les fréquences associées aux pics acoustiques correspondent aux résonances de l'ensemble du système et non au tube lui-même. Les autres pics correspondent à des résonances mécaniques. Les déformations circonférentielles aux fréquences de résonance ont pu être obtenues par la mesure sur huit points par circonférence. La figure 2.21 présente les résultats de cette analyse. Pour chacun des trois pics mécaniques et chacun des huit points mesurés sur une circonférence une flèche représentant la vitesse vibratoire est tracée. Les flèches sont orientées vers l'intérieur du conduit ou vers l'extérieur suivant le signe de la phase et ont pour norme la valeur de la vitesse vibratoire mesurée. Les fréquences de résonance de chacun des modes sont également indiquées.

Les valeurs des maxima ainsi que les relations de phases entre chacun des pics ont permis d'identifier le type de déformation : une déformation d'ovalisation. Les valeurs des fréquences mécaniques sont proches de celles calculées à l'aide de la théorie de coque ignorant la soudure sur la génératrice. L'écart maximum sur les fréquences est de 10% et peut être expliqué par le mode de fabrication du tube. Ce dernier n'est pas un cylindre parfait, notamment du fait du trait de soudure.



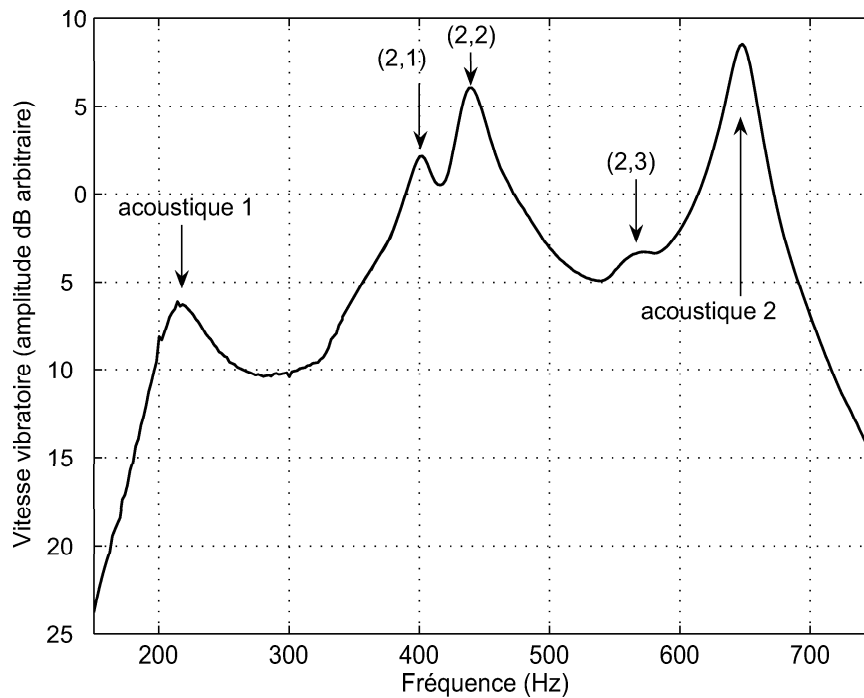


FIG. 2.20 – Module de la réponse vibratoire mécanique à une excitation acoustique en un point du tube plastique.

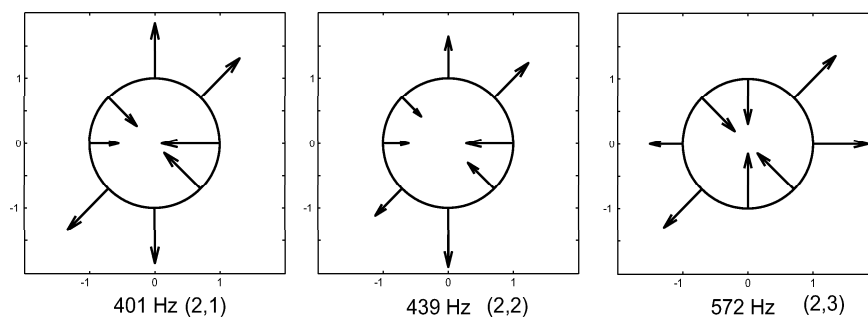


FIG. 2.21 – Champ de vitesse vibratoire mesuré sur une circonférence du tuyau en plastique aux fréquences de résonances de trois modes mécaniques.

### 2.2.2.3 Mesure de l'impédance d'entrée

De la même façon que précédemment, des mesures d'impédances d'entrée sont réalisées dans deux configurations. Pour la première le tube est laissé libre, et pour la seconde il est enserré d'anneaux permettant de rigidifier fortement sa structure. Les résultats sont présentés figure 2.22.

A nouveau, des pics non liés aux résonances acoustiques apparaissent dans le cas où le tube est laissé libre. Chaque pic correspond à une résonance d'un mode mécanique. Dans ce cas, les perturbations

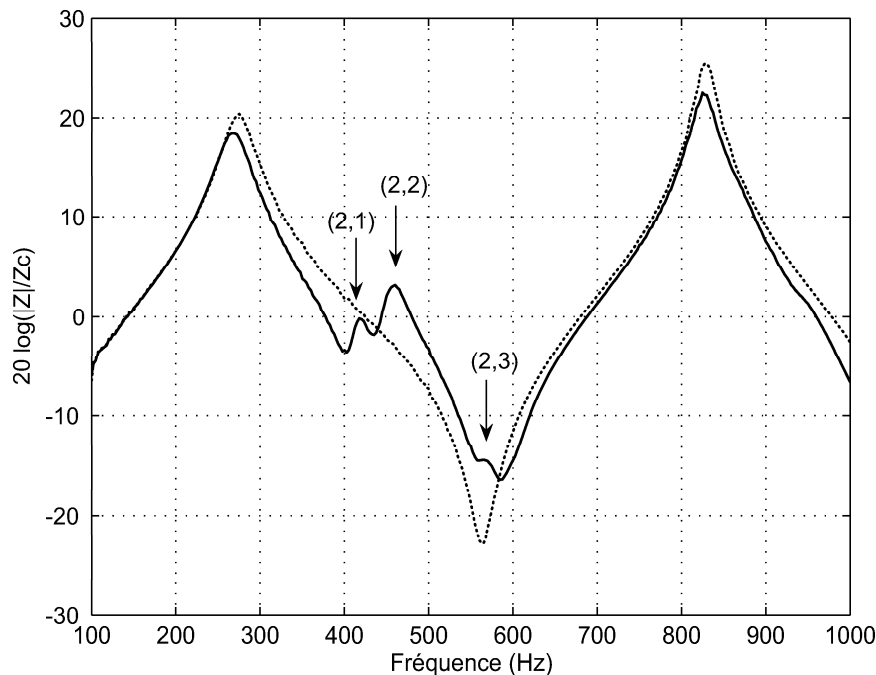


FIG. 2.22 – Module de l'impédance d'entrée réduite du tuyau en plastique. — : tube libre, ... : tube rigidifié par des anneaux rigides.

par rapport au cas où le tube est rigidifié sont très importantes, du fait de la proximité fréquentielle des modes ainsi que de la très faible épaisseur et de la faible masse volumique.

De la même façon que pour le tuyau en laiton, la figure 2.23 représente la partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée pour les deux configurations de mesure.

Les perturbations de l'impédance d'entrée dues aux résonances des modes acoustiques du conduit apparaissent plus clairement. Dans le cas où le tube est rigidifié ces perturbations sont inexistantes sur la bande de fréquence de la figure 2.23.

## 2.2.3 Résonateur de tuyau d'orgue à embouchure de flûte

### 2.2.3.1 Préparation du tube

Dans le but d'étudier les effets des vibrations de parois dans un cas réaliste pour un instrument à vent, un résonateur de tuyau d'orgue a été étudié de façon similaire aux cas plus académiques des tuyaux en laiton et en plastique. Le tuyau d'orgue étudié a été commandé au Centre National de Formation d'Apprentis Facteurs d'Orgues<sup>4</sup> (CNFA FO) à Eschau en Alsace, conformément au dimensionnement réalisé. Le résonateur est dissocié du système excitateur, de façon à pouvoir intercaler une coulisse rigide entre le biseau et la partie vibrante étudiée. Le résonateur présente une longueur de 54.6 cm,

<sup>4</sup>Centre National de Formation d'Apprentis Facteurs d'Orgues (CNFA FO - Eschau), 21 rue des Fusiliers Marins, BP 30415 Eschau, 67412 Illkirch Cedex, <http://www.cnfafo-eschau.fr/>

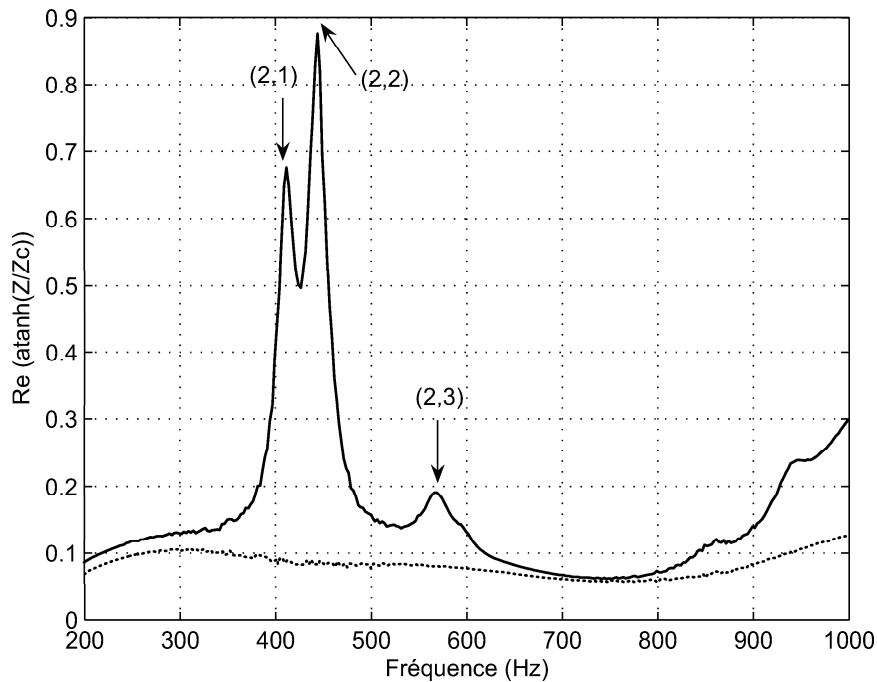


FIG. 2.23 – Partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée réduite du tube en plastique. — : tube libre, ... : tube rigidifié par des anneaux rigides.

un diamètre intérieur de 4 *cm* et une épaisseur de 0,5 *mm*. Par ailleurs, le tube n'a pas été écrasé de façon contrôlée comme dans le cas du tuyau en laiton, les défauts de circularité "naturels", toujours présents en pratique, ont été conservés. La photographie 2.24 présente le tuyau étudié ainsi que son embouchure.

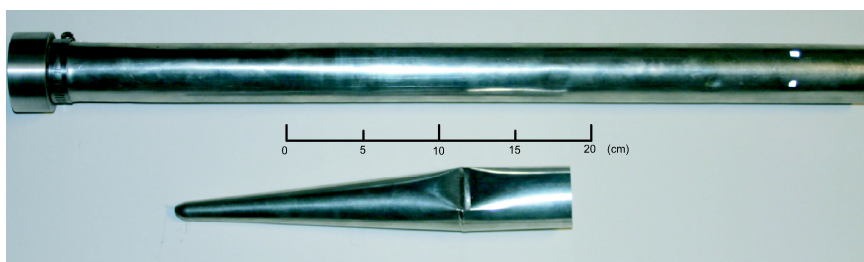


FIG. 2.24 – Photographie du tuyau d'orgue étudié et de l'embouchure de type "tuyau à bouche" associée.

### 2.2.3.2 Mesure de l'impédance d'entrée

L'impédance d'entrée du système est mesurée et est représentée sur la figure 2.25. Les deux configurations de mesure correspondent au cas où le tube est laissé libre et au cas où il est enserré de

mousse.

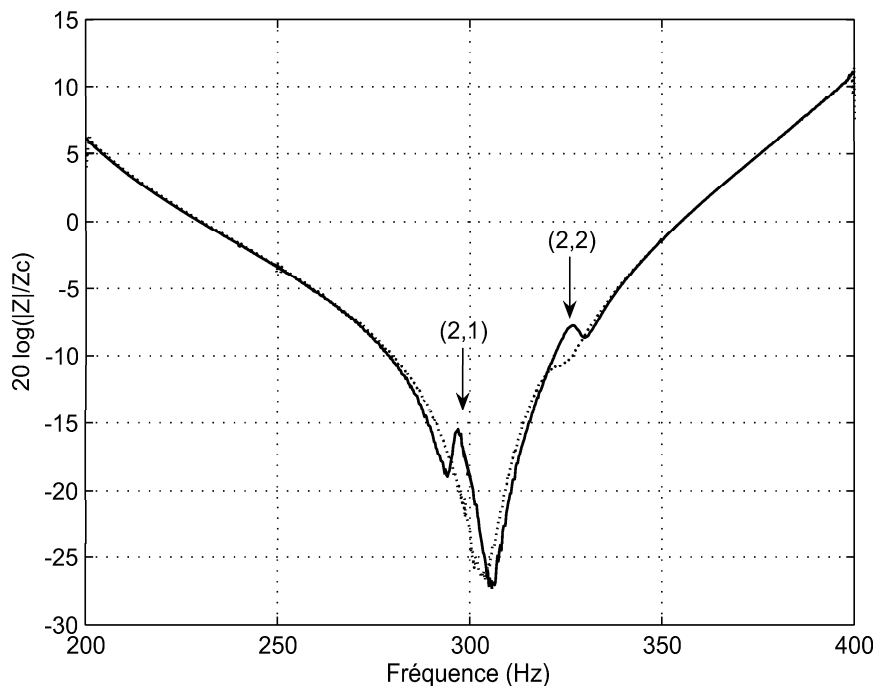


FIG. 2.25 – Module de l'impédance d'entrée réduite du tuyau d'orgue. — : tube libre, ... : vibrations amorties par de la mousse.

L'impédance a été mesurée sur la bande de fréquence contenant les modes mécaniques : entre  $200\text{ Hz}$  et  $400\text{ Hz}$ . Sur cette bande de fréquences, l'impédance d'entrée ne présente pas de résonance. Il est à noter que dans ce cas les défauts de circularité "naturels" du tuyau, dus par exemple à la ligne de soudure, sont suffisants pour que les couplages vibroacoustiques soient mesurables. En effet, on voit à nouveau apparaître des pics induits par les résonances des modes mécaniques d'ovalisation. Ces pics disparaissent lorsque l'on amortit fortement les vibrations du tuyau. La partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée est tracée figure 2.26 et permet de voir apparaître plus clairement les écarts par rapport au cas où les vibrations sont amorties.

Sur cette figure, on peut également se rendre compte que les vibrations n'ont pas été complètement amorties. Le pic dû au mode (2, 2) apparaît avec une fréquence plus basse et une largeur plus importante par rapport au cas où le tuyau est laissé libre, ce qui est caractéristique d'un amortissement ajouté. Cependant, dans le cas amorti, bien qu'il soit clairement visible sur la figure 2.26 le couplage n'était que faiblement visible sur la courbe d'impédance 2.25.

## 2.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les conditions pour lesquelles les vibrations des parois d'un conduit ont une influence sur son impédance d'entrée. Dans les configurations habituelles pour des

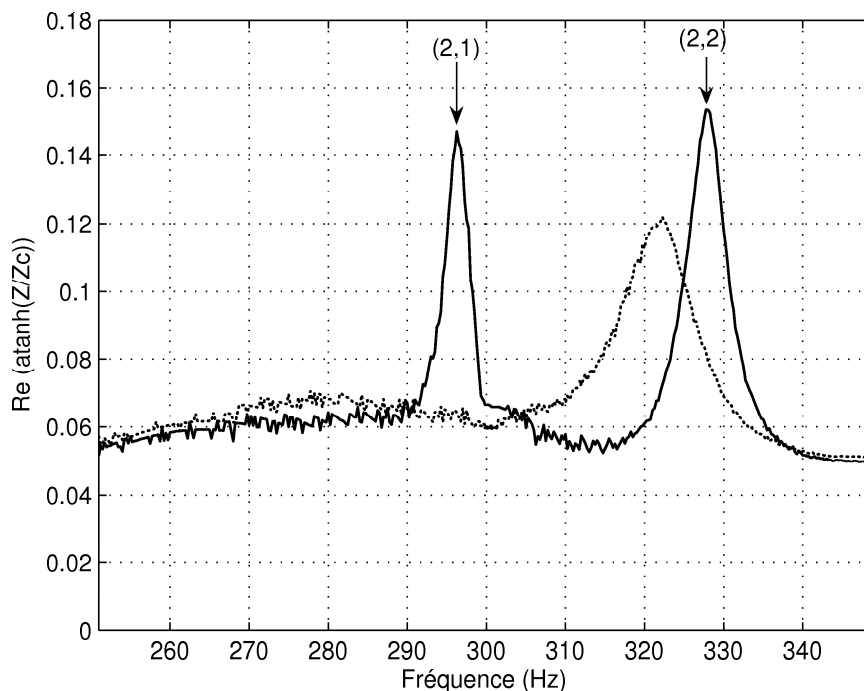


FIG. 2.26 – Partie réelle de l'arctangente hyperbolique de l'impédance d'entrée réduite du résonateur de tuyau d'orgue. — : tube libre, ... : vibrations amorties par de la mousse.

instruments à vent, les perturbations de l'impédance d'entrée par les vibrations restent très faibles. Dans ces cas, l'approximation du conduit indéformable conduit à des résultats en très bon accord avec les expériences. Cependant, il est possible de dimensionner des conduits permettant de mettre en évidence des couplages vibroacoustiques entre parois et colonne de fluide. Trois configurations expérimentales ont été étudiées en régime forcé et montrent que les couplages impliquent des perturbations de l'impédance d'entrée des conduits. Ces perturbations se traduisent par l'apparition de résonances aux fréquences des modes mécaniques du guide. Pour des instruments à vent réalistes, certains tuyaux d'orgue sont susceptibles de présenter des couplages suffisamment importants pour être mesurables, et par voie de conséquence, éventuellement audibles.

Ces perturbations d'impédances d'entrée mesurées sur les trois configurations sont suffisamment importantes pour espérer induire des effets significatifs, audibles, en situation de jeu. Les trois "instruments de musique" préparés dans ce chapitre 2, sont étudiés au chapitre 3 qui suit.

## Chapitre 3

# Effets du couplage vibroacoustique sur le fonctionnement d'instruments en situation de jeu

### RÉSUMÉ

Les trois conduits du chapitre 2 sont testés en situation de jeu musical, en régime auto-oscillant, afin de déterminer les éventuelles perturbations sonores dues aux couplages vibroacoustiques existants. Les sons produits par les conduits couplés aux systèmes excitateurs sont analysés et présentent des différences par rapport au cas où les parois sont indéformables. Les altérations sonores dues aux vibrations des parois varient suivant les caractéristiques du conduit, ainsi que suivant les configurations expérimentales. Elles vont d'une faible modification de timbre, à la transition d'un régime périodique "normal" vers un régime pseudo-périodique, perçu avec des battements. Ces modifications sonores sont simulées en utilisant un modèle d'instrument à anche en situation de jeu. En parallèle, la reproduction d'une expérience historique due à Miller [6] sur un tuyau d'orgue à double paroi est menée. Le remplissage de la double paroi induit des modifications des propriétés vibratoires du conduit et implique des perturbations sonores importantes, fonction de la hauteur d'eau.

Certains résultats de ce chapitre sont publiés dans le *Journal of the Acoustical Society of America* [53].

### 3.1 Introduction

Le chapitre précédent a montré théoriquement et expérimentalement que l'impédance d'entrée acoustique d'un conduit peut être significativement perturbée par les vibrations de ses parois. Dans ce chapitre, nous discutons de l'effet de ces couplages vibroacoustiques sur le son produit par un instrument en situation de jeu réel. Chacun des conduits vibrants étudiés est associé à une coulisse rigide et connecté à un système excitateur. Une "clarinette à coulisse" ainsi qu'un "tuyau d'orgue à coulisse" sont ainsi mis en place, comme schématisés sur la figure 3.1. La coulisse permet de faire varier de façon continue la position des résonances acoustiques, ainsi que la fréquence de jeu, sans changer les propriétés mécaniques du tuyau étudié.

Le tube en plastique ou le tube en laiton sont connectés à un bec de clarinette munie d'une anche, placé dans une bouche artificielle spécialement conçue pour jouer de façon mécanique et contrôlée des instruments à anche simple [58]. La bouche artificielle permet de jouer des notes pendant des périodes longues, de façon stable et tout en contrôlant l'embouchure, ce qui n'est pas réalisable par un musicien. Il est ainsi possible d'étudier des phénomènes physiques précis en maintenant constants les autres paramètres, comme la pression statique dans la bouche par exemple.

Le résonateur de tuyau d'orgue est associé à une embouchure de type flûte. Le système est alimenté en air comprimé qui est acheminé dans un réservoir de pression jouant le rôle d'un buffet d'orgue.

Les sons produits par les instruments sont ensuite analysés pour diverses position des coulisses permettant de satisfaire ou non les relations de coïncidence, afin de déterminer l'éventuelle influence des vibrations de parois.

Par ailleurs, la reproduction d'une expérience historique [6] sur un tuyau d'orgue à double paroi est menée. Le remplissage de la double paroi induit des modifications des propriétés vibratoires du conduit. Les effets de ces modifications sur la sonorité de l'instrument sont analysés.

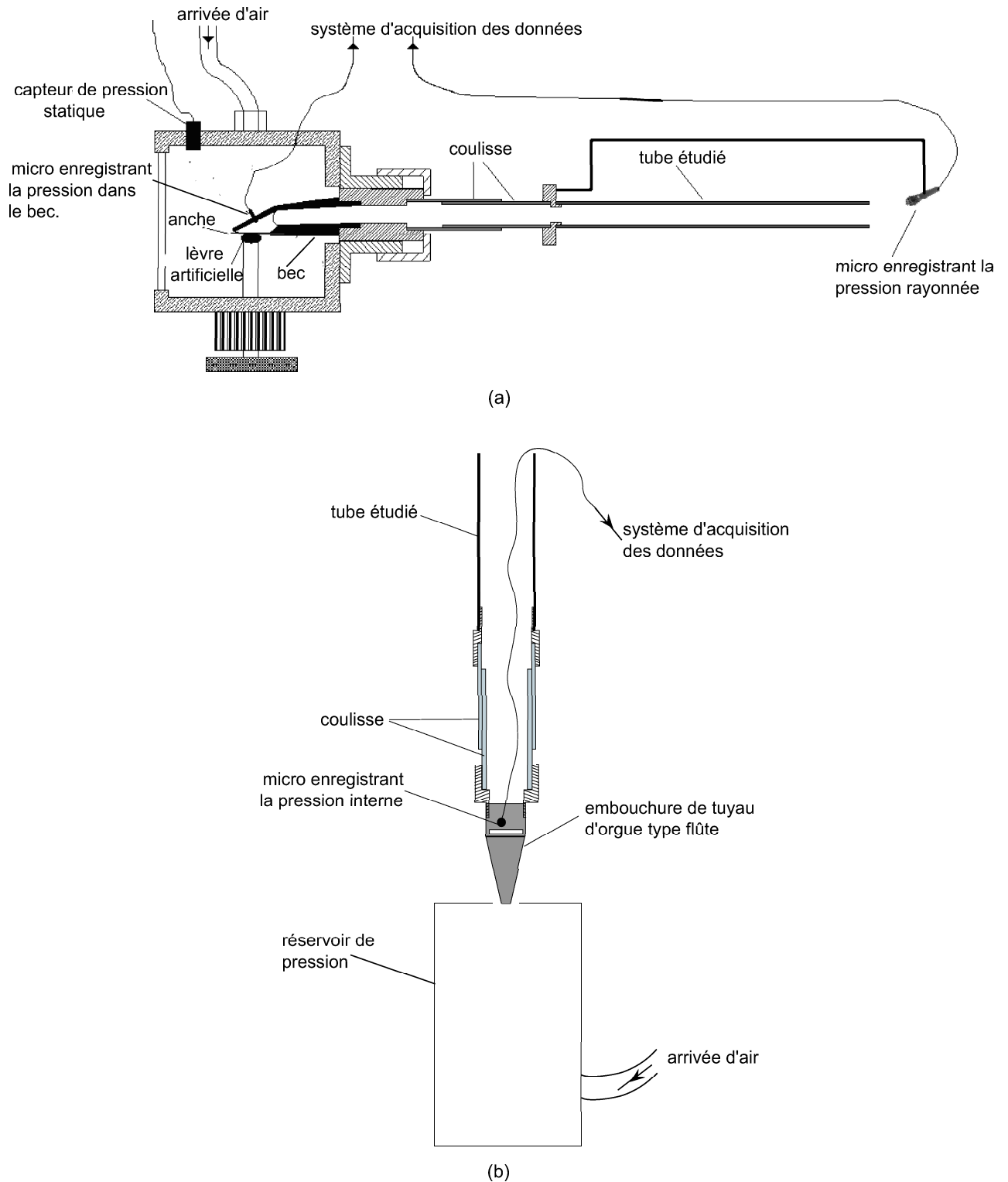


FIG. 3.1 – Schéma des montages expérimentaux pour l'étude en situation de jeu. (a) : cas des tuyaux en plastique et en laiton utilisant la bouche artificielle, (b) : cas du tuyau d'orgue.



## 3.2 Effet des vibrations de parois sur le timbre, cas du tuyau en laiton

### 3.2.1 Principe des enregistrements sonores et des mesures spectrales réalisées

Le tube en laiton muni d'une coulisse rigide est connecté au bec situé dans la bouche artificielle. Afin d'étudier les sons produits par le système en régime permanent, des enregistrements ont été réalisés : la pression acoustique interne à l'entrée du système est enregistrée au moyen d'un microphone positionné dans un petit trou dans le bec. Le son rayonné est enregistré au moyen d'un autre microphone à la sortie du tuyau. Ce microphone est maintenu à une distance fixe de l'extrémité du tuyau de façon à minimiser les problèmes dus à la dépendance spatiale du champ sonore externe. Les enregistrements sonores ont été réalisés pour diverses fréquences de jeu obtenues en variant la longueur de la coulisse. Afin d'étudier de façon précise le spectre du son produit par l'instrument pour différentes positions de la coulisse, une analyse spectrale par détection synchrone est réalisée. La méthode de détection synchrone permet d'obtenir de meilleurs rapports signal à bruit qu'une simple transformée de Fourier des signaux temporels. Les amplitudes et les phases du fondamental et des harmoniques des signaux de pressions sont donc déterminés par détection synchrone utilisant un voltmètre vectoriel Stanford SR850, et enregistrés en direct pendant la mesure. La référence utilisée pour la détection synchrone est le signal de pression interne lui-même. Ceci implique que la référence de phase est celle du premier harmonique du signal périodique généré par le système. La fréquence de jeu est également enregistrée pour chacune des positions de la coulisse.

#### 3.2.1.1 Perturbation d'une résonance acoustique par les vibrations des parois

##### Effet des vibrations des parois sur le spectre sonore

Afin d'étudier les éventuelles modifications sonores dues aux vibrations des parois, la longueur de la coulisse a été choisie telle qu'une coïncidence entre une résonance acoustique et les modes mécaniques  $(2, 1, \{0, 1\})$  et  $(2, 2, \{0, 1\})$  soit réalisable. Ainsi pour deux positions particulières de la coulisse, la coïncidence est satisfaite. La figure 3.2 présente les impédances d'entrée du système, dans les cas où la coïncidence est satisfaite et pour les positions extrêmes de la coulisse : complètement ouverte ou complètement fermée.

Sur la figure 3.2 (b) et (c), on remarque que le cinquième pic d'impédance est perturbé par les vibrations de parois. Ainsi, lorsque le système joue sur le second régime d'auto-oscillation, dont la fréquence fondamentale  $F_0$  est pilotée par le second pic de l'impédance d'entrée, la fréquence de l'harmonique trois ( $3 F_0$ ) peut varier de  $1590 \text{ Hz}$  lorsque la coulisse est complètement tirée, à  $1725 \text{ Hz}$  lorsque la coulisse est complètement rentrée. Cette plage de fréquence contient les fréquences de résonance des modes mécaniques  $(2, 1, \{0, 1\})$  et  $(2, 2, \{0, 1\})$ . Dans cette configuration expérimentale, une perturbation du troisième harmonique est donc attendue. Dans les cas (a) et (d), l'impédance d'entrée aux fréquences des harmoniques diffère très peu du cas où les parois sont indéformable. Pour ces configurations, un fonctionnement non perturbé est donc attendu.

La bouche artificielle, associée au système tuyau vibrant et coulisse rigide, est préalablement réglée de façon à obtenir le deuxième régime d'oscillation (musicalement la douzième au dessus du régime

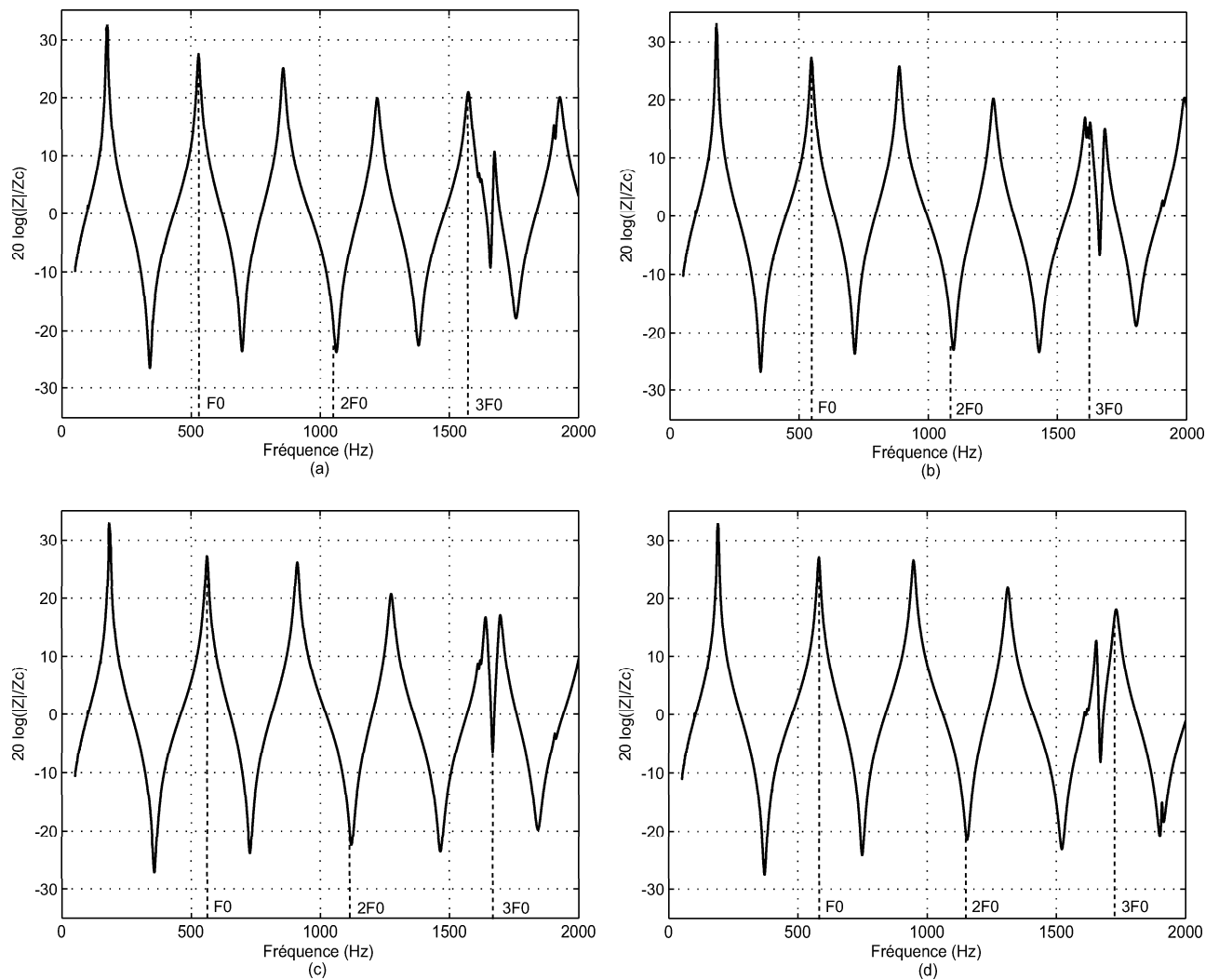


FIG. 3.2 – Module de l'impédance d'entrée mesurée du système, cas du tube en laiton. (a) : coulisse tirée, (b) : coïncidence avec  $(2, 1, \{0, 1\})$ , (c) : coïncidence avec  $(2, 2, \{0, 1\})$ , (d) : coulisse rentrée. La fréquence fondamentale est notée  $F_0$

fondamental). Les amplitudes complexes des quatre premiers harmoniques (fondamental,  $H_2$ ,  $H_3$ , et  $H_4$ ) ainsi que la fréquence de jeu sont mesurées par détection synchrone pour une cinquantaine de positions de la coulisse. Les résultats des mesures sont donnés figure 3.3, chaque point correspondant à une position de la coulisse.

Il apparaît que l'harmonique  $H_3$  subit des perturbations lorsque le triple de la fréquence de jeu (fréquence du troisième harmonique) coïncide avec les fréquences des modes  $(2, 1, \{0, 1\})$  et  $(2, 2, \{0, 1\})$ . Quand cette coïncidence est réalisée, on remarque également que l'harmonique 4 et dans une moindre mesure l'harmonique 2 sont également perturbés du fait du couplage non linéaire entre les harmoniques.

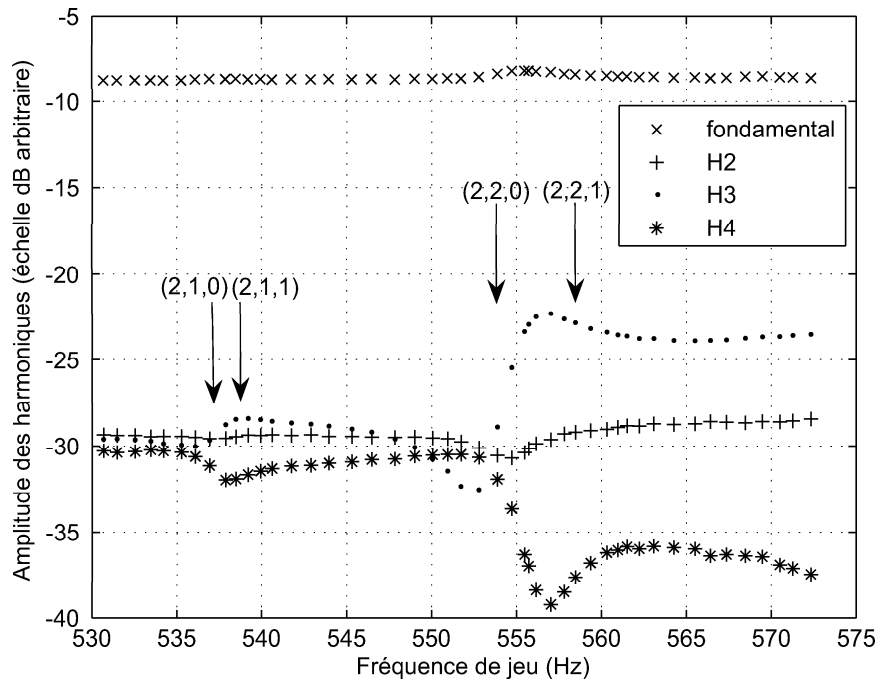


FIG. 3.3 – Module de l’amplitude des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu

Les perturbations de l’harmonique  $H3$  sont de l’ordre de  $2\text{ dB}$  pour la coïncidence avec les modes  $(2, 1, \{0, 1\})$ , pour lesquels il a été remarqué qu’ils influent peu sur l’impédance d’entrée. Elles vont cependant jusqu’à  $7\text{ dB}$  dans le cas des modes  $(2, 2, \{0, 1\})$  qui impliquent des perturbations plus importantes de l’impédance. Il semble donc que l’importance de la perturbation soit en lien direct avec l’importance de la perturbation de l’impédance d’entrée. Tous ces résultats ont été obtenus avec l’écrasement de  $8\%$ . Les mesures ont également été réalisées auparavant avec l’écrasement de  $4\%$  montrant des résultats similaires, mais l’amplitude des perturbations des harmoniques sont alors moins importantes. Ceci confirme que plus l’impédance d’entrée est perturbée, plus les modifications spectrales du son produit en situation de jeu sont importantes.

### Effet des vibrations des parois sur la fréquence de jeu

De façon à étudier un éventuel effet des vibrations des parois sur la fréquence de jeu, elle a été mesurée à chaque fois pour le tube libre et pour le tube dont les vibrations sont amorties. La différence  $\Delta F = F_0^{libre} - F_0^{amorti}$  entre ces deux fréquences de jeu est alors calculée. Elle est tracée en fonction de la fréquence de jeu pour le tube amorti sur la figure 3.4.

On peut remarquer que la différence maximale est atteinte lorsque la fréquence coïncide avec les modes mécaniques  $(2, 2, \{0, 1\})$ . Cette différence est proche de zéro lorsque l’on s’écarte de ces valeurs. L’effet est mesurable mais toutefois faible, l’écart maximal est de  $1\text{ Hz}$  environ, ce qui correspond à

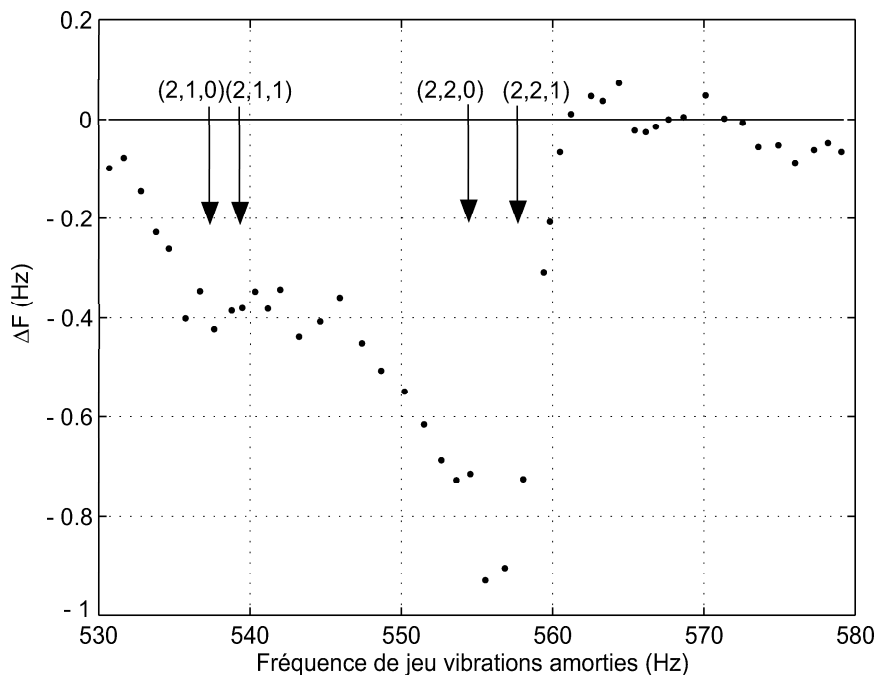


FIG. 3.4 – Différence des fréquences de jeu

un écart relatif de  $2^0/00$ . Ceci correspond à un écart de 3.5 cents<sup>1</sup>, ce qui est de l'ordre du seuil de détection de différence pour des sons purs [67].

### 3.2.1.2 Perturbation d'une antirésonance acoustique par les vibrations des parois

De la même façon que pour le cas de la résonance acoustique, pour certaines positions de la coulisse une antirésonance peut être perturbée. Les fréquences des modes mécaniques  $(2, 1, \{0, 1\})$  et  $(2, 2, \{0, 1\})$  coïncident alors avec les antirésonances. Ceci est illustré par la figure 3.5, présentant l'impédance d'entrée pour différentes positions de la coulisse dans les cas de coïncidence et dans les cas où la coulisse est ouverte ou fermée.

On peut remarquer que l'antirésonance située entre les cinquième et sixième pics est alors perturbée. Ainsi, lorsque l'on fait jouer le système sur le troisième régime d'oscillation dont la fréquence fondamentale  $F_0$  est pilotée par la fréquence du troisième pic de l'impédance d'entrée, la fréquence du second harmonique peut varier sur une bande allant de 1590 Hz à 1710 Hz environ. Cette bande de fréquence contient les fréquences des modes mécaniques. Dans une telle configuration expérimentale, une perturbation du second harmonique est attendue lorsque le système est mis en auto-oscillations. La bouche artificielle est donc réglée de façon à obtenir le troisième régime d'oscillation, dont la fréquence fondamentale peut varier de 795 Hz lorsque la coulisse est ouverte à 860 Hz lorsqu'elle est fermée. Pour chacune des positions entre ces extrêmes, les amplitudes complexes des trois premiers

<sup>1</sup>Le cent est une unité d'intervalle musical correspondant à un centième de demi-ton. 1200 cents font une octave.

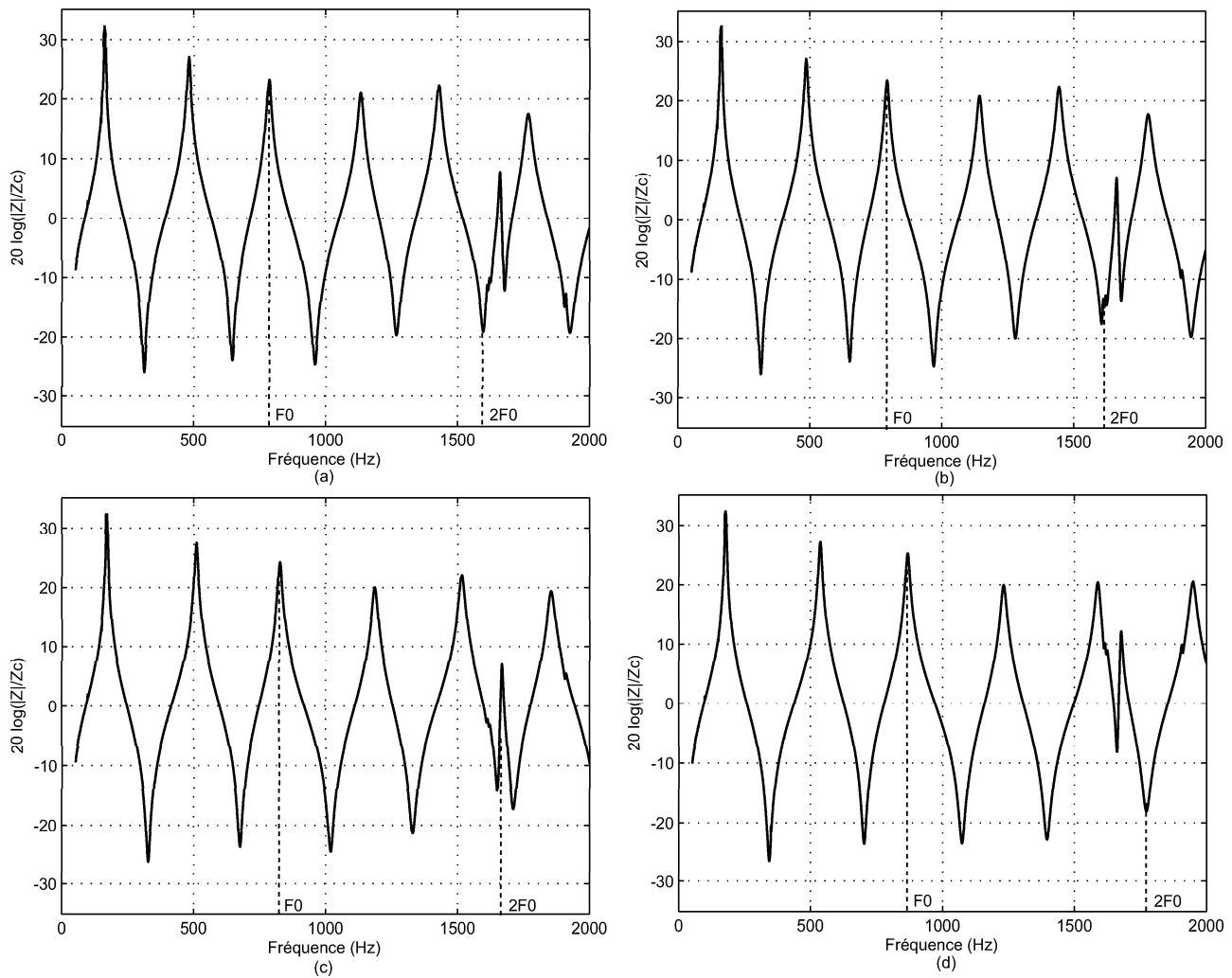


FIG. 3.5 – Module de l'impédance d'entrée mesurée du système, cas du tube en laiton. (a) : coulisse ouverte, (b) : coïncidence avec  $(2, 1, \{0, 1\})$ , (c) : coïncidence avec  $(2, 2, \{0, 1\})$ , (d) : coulisse fermée. La fréquence fondamentale est notée  $F_0$

harmoniques (fondamental,  $H_2$  et  $H_3$ ) sont mesurées par détection synchrone à l'aide du voltmètre vectoriel. Les résultats en terme de module sont tracés figure 3.6.

On peut remarquer que l'évolution de l'amplitude du deuxième harmonique subit des perturbations aux fréquences pour lesquelles la coïncidence est réalisée, comme il était attendu. Les amplitudes des perturbations sont toutefois plus faibles que celles qui ont été mesurées dans le cas de la coïncidence avec les résonances acoustiques. En effet, les perturbations de l'harmonique  $H_2$  sont à peine mesurables avec le système utilisé pour la coïncidence avec le mode  $(2, 1, \{0, 1\})$  et atteignent des valeurs de l'ordre de 1  $dB$  pour le mode  $(2, 2, \{0, 1\})$ .

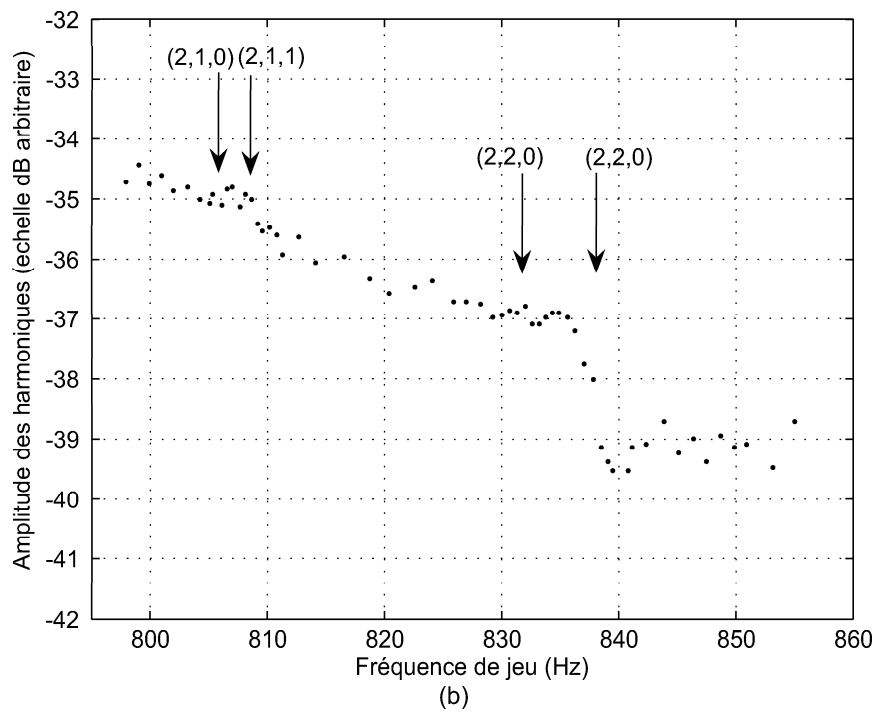
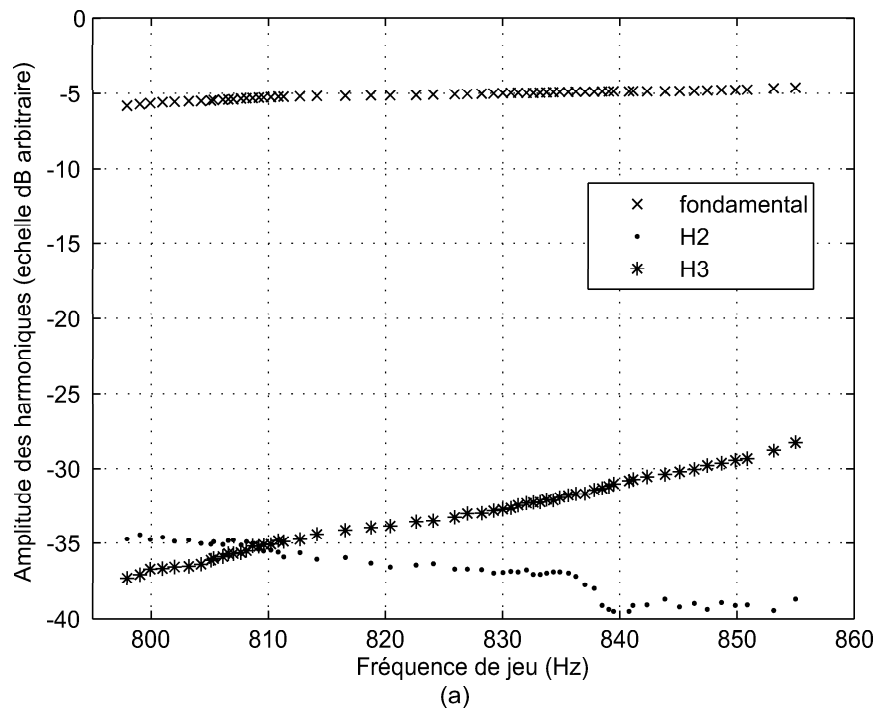


FIG. 3.6 – Amplitude des harmoniques (mesure). (a) : trois premiers harmoniques, (b) : zoom sur le second harmonique.

### 3.2.2 Simulations par équilibrage harmonique

#### 3.2.2.1 Principe et mise en oeuvre des simulations

Afin de valider les mesures réalisées, des simulations utilisant un modèle physique d'instrument sont réalisées. Le modèle physique d'instrument à anche simple utilisé est décrit au chapitre 1.

L'étude est ici centrée sur le spectre en régime permanent. Les solutions périodiques du modèle sont ainsi obtenues par équilibrage harmonique. Cette méthode développée à l'origine pour l'étude des réponses périodiques de systèmes non linéaires, et a été adaptée [44] au cas des systèmes auto-entretenus, et spécifiquement des instruments à vent de type clarinette. Le principe de cette méthode est exposé brièvement dans l'annexe B. Appliquée au modèle physique décrit au chapitre 1, la méthode fournit la fréquence de jeu ainsi que les amplitudes complexes des harmoniques du signal en régime permanent.

La méthode a ainsi été appliquée afin de simuler les conditions expérimentales décrites au paragraphe 3.2.1. Dans le système de 3 équations 1.24 décrivant le fonctionnement de l'instrument, l'équation décrivant la mécanique de l'anche ainsi que celle décrivant l'écoulement du fluide dans le canal d'anche sont supposées être inchangées au cours de toutes les mesures. En effet, le système excitateur est supposé être parfaitement stable et contrôlé par la bouche artificielle, quelle que soit la position de la coulisse. La seule grandeur variant avec la coulisse est l'impédance d'entrée du système. Afin de décrire l'évolution de l'impédance d'entrée avec la position de la coulisse, on utilise à la base une impédance d'entrée mesurée du tuyau vibrant seul. Cette impédance d'entrée mesurée est ramenée à l'entrée du système complet : tube vibrant, coulisse fermée, bec. Ensuite, afin de simuler les différentes positions de la coulisse, on réalise une "coulisse numérique" en utilisant la formule d'impédance ramenée suivante :

$$Z_2 = \frac{Z_1 + j \tan(k\delta L)}{1 + jZ_1 \tan(k\delta L)}, \quad (3.1)$$

où  $Z_1$  est l'impédance d'entrée réduite (c'est à dire normalisée par  $\rho_0 c_0 / S$ ) lorsque la coulisse de longueur minimum,  $Z_2$  est l'impédance réduite lorsque la coulisse est tirée d'une longueur  $\delta L$  et  $k$  est le nombre d'onde acoustique. Une série de  $\delta L$  permet de construire un ensemble d'impédances d'entrée. Pour chacune des impédances ainsi calculée, l'équilibrage harmonique est réalisé en maintenant tous les autres paramètres d'entrée constants à des valeurs réalistes proches des conditions expérimentales ( $g_r = 2900 \text{ s}^{-1}$ ,  $\omega_r = 2\pi * 3000 \text{ rad/s}$ ,  $\mu_r = 0.02 \text{ kg/m}^2$ ,  $H = 1 \text{ mm}$ ,  $w = 1 \text{ cm}$ ,  $P_m = 8000 \text{ Pa}$ ).

#### 3.2.2.2 Résultats des simulations

Les simulations ont été réalisées pour les deux configurations expérimentales, le cas de la coïncidence avec une résonance acoustique et coïncidence avec une antirésonance. Les résultats de ces simulations sont donnés respectivement sur les figures 3.7, et 3.8, où sont tracés les amplitudes des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu obtenue. Ces figures sont à mettre en regard des figures 3.3 et 3.6 respectivement.

Sur ces figures, on constate que les perturbations des harmoniques dues aux vibrations des parois

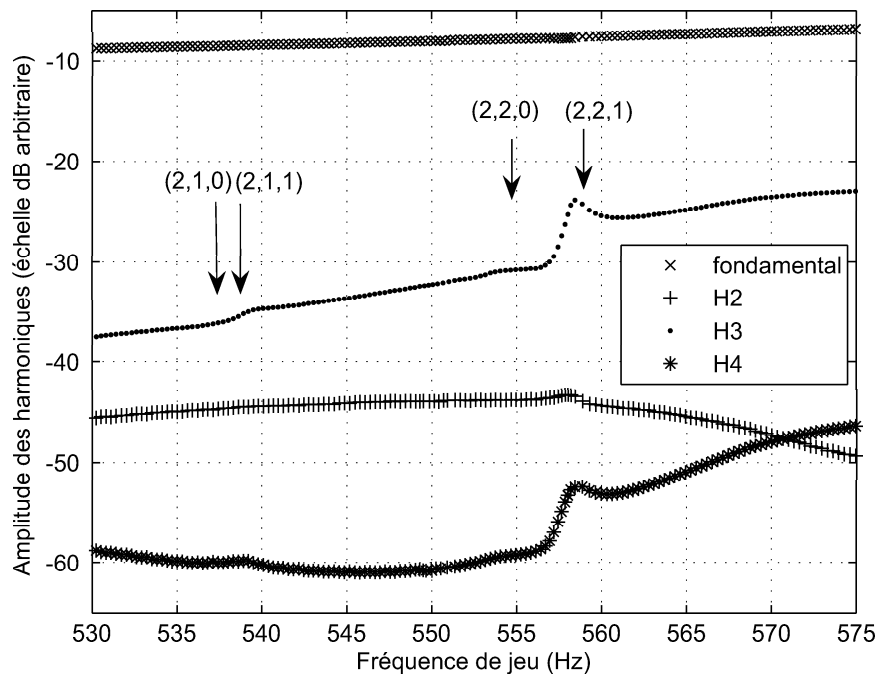


FIG. 3.7 – Amplitude des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu (simulation par équilibrage harmonique)

sont qualitativement reproduites par le modèle. Ces perturbations sont reproduites sur les harmoniques attendus et aux fréquences de jeu attendues, sur l'harmonique 2 dans le cas de la coïncidence avec une antirésonance (figure 3.8), et sur l'harmonique 3 (figure 3.7) pour la coïncidence avec une résonance acoustique. Le couplage non linéaire entre les harmoniques est également reproduit dans ce cas, puisque l'harmonique 4 et dans une moindre mesure l'harmonique 2 sont également perturbés. Ces perturbations sont similaires à celle observées. Elles confirment l'hypothèse que la perturbation du champ de pression interne se traduit par un changement d'impédance d'entrée lié aux vibrations. En effet, l'intégration dans le modèle d'une impédance d'entrée modifiée suffit à décrire qualitativement les effets mesurés, aux fréquences de jeu attendues et sur les harmoniques attendus.

Toutefois le modèle ne rend pas compte de l'ensemble des effets mesurés. Même si plusieurs simulations, faisant intervenir des différents paramètres ont été réalisées, une optimisation de la simulation n'a pas été menée. Ces écarts entre la théorie et l'expérience peuvent avoir de nombreuses raisons, provenant :

1. des conditions expérimentales,
2. d'une trop grande simplicité du modèle d'instrument en situation de jeu,
3. et d'erreurs sur les paramètres d'entrée d'un tel modèle tels que la pression dans la bouche, la raideur équivalente de l'anche ou encore l'impédance d'entrée.

1. Les conditions expérimentales de mesures peuvent être responsables de certains écarts par rapport



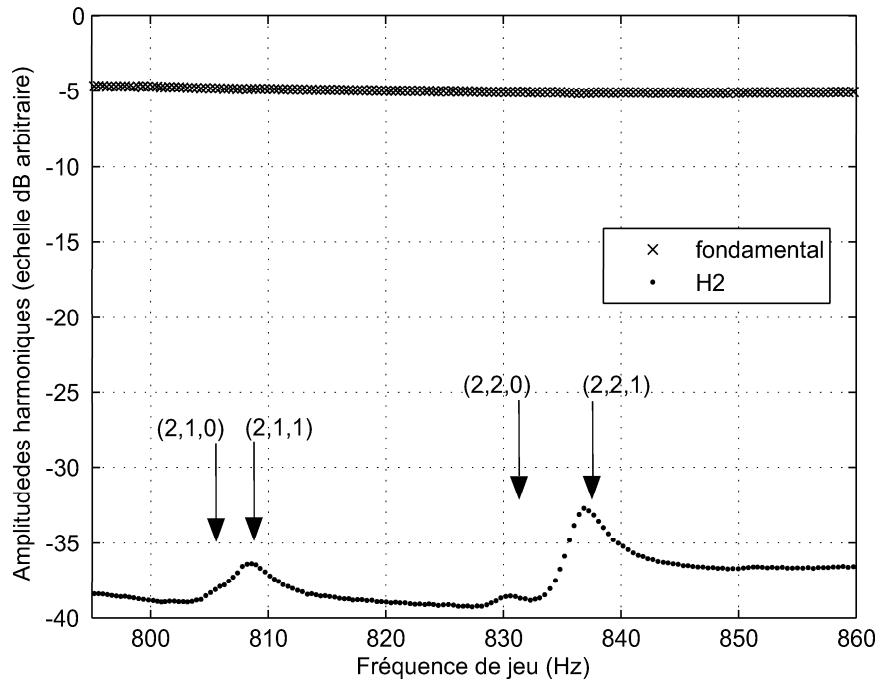


FIG. 3.8 – Amplitude des harmoniques en fonction de la fréquence de jeu (simulation par équilibrage harmonique)

au modèle. En effet, la pression interne d'entrée est enregistrée au moyen d'un microphone placé dans le bec. La pression calculée à l'entrée théorique du résonateur ne correspond pas forcément exactement à cette pression mesurée, à laquelle elle est comparée. Par ailleurs, du fait des pièces mécaniques d'adaptation entre les tubes (voir figure 3.1), de la coulisse ainsi que de la forme du bec, le conduit expérimental n'est pas un cylindre parfait, ce qui n'est pas pris en compte dans le modèle.

2. le modèle utilisé pour décrire l'instrument est un modèle élémentaire. Certains phénomènes n'ont pas été pris en compte dans un souci de simplicité. Par exemple, le débit créé par l'anche dans son mouvement n'est pas ici pris en compte [29, 44]. De plus, les effets non-linéaires localisés au voisinage de l'extrémité ouverte du tube, dus à la séparation de l'écoulement au niveau de la discontinuité et à la formation de tourbillons, provoquent des pertes supplémentaires. Ces pertes [68] peuvent avoir des effets importants dépendants de la géométrie de la sortie du tuyau.

3. Les valeurs de certains paramètres d'entrée du modèle sont des valeurs classiques qui ne sont peut être pas tout à fait adaptées au cas expérimental spécifique. Les valeurs des paramètres de l'embouchure notamment, comme la fréquence de résonance d'anche et la valeur de son amortissement, n'ont pas été mesurées. Ceci peut impliquer des écarts dans la simulation. Les impédances d'entrée utilisées pour la simulation, calculées à partir de la formule d'impédance ramenée 3.1 pour un cylindre parfait, peuvent également être une source d'erreur étant donné que le conduit complet n'en est pas un. Le fait de ne pas prendre en compte ces légers changements de section impliquent des erreurs sur le calcul de l'impédance d'entrée. Ces éventuelles erreurs se reportent principalement sur la position fréquentielle

des antirésonances de l'impédance. Ainsi, du fait de leur proximité fréquentielle avec ces antirésonances, les harmoniques pairs du signal sonore sont susceptibles d'être simulés avec des erreurs en amplitude et en phase plus importantes que pour les harmoniques impairs.

### 3.2.3 Discussion sur le caractère audible de l'effet des vibrations de parois dans le cas du tube en laiton

Les perturbations du son du fait des vibrations des parois mesurées et simulées ont été explicitées au paragraphe précédent. Le caractère audible ou non de ces effets reste la question centrale de l'étude. Afin de répondre à cette question, deux tests d'écoute de type comparaison a/b sont réalisés dans le cas de la coïncidence avec une résonance acoustique. Il s'agit ici de tests informels, et ce paragraphe ne constitue en rien une étude psychoacoustique où les sons sont présentés à un grand nombre de sujets. Il s'agit simplement d'écoutes comparatives conduites en utilisant les avis de quelques collègues acousticiens.

Le premier type de test correspond à une simple écoute du son enregistré par le microphone externe lorsque la coïncidence est réalisée, dans les cas où le tube est libre de vibrer et où les vibrations sont amorties en touchant très légèrement le tube vibrant avec les doigts. Les sons sont alors clairement distingués et les différences sont identifiées comme de légères variations de timbre. Cet effet est alors perçu par tous et sans ambiguïté.

Le second type de test consiste à synthétiser un signal sonore utilisant les amplitudes des harmoniques de chacune des mesures par synthèse additive. Ceci est réalisé une première fois en maintenant la fréquence de jeu constante égale à la fréquence de jeu de départ (coulisse fermée), afin de focaliser l'attention sur le contenu spectral et non sur la fréquence de jeu variable, et une seconde fois en gardant la fréquence de jeu originale variable. Ces synthèses sonores donnent lieu à deux résultats : un son de fréquence fondamentale fixe mais de contenu spectral variable dans le temps et un autre correspondant au glissando complet, de fréquence fondamentale variable (et de contenu spectral variable). Ces sons sont alors comparés entre eux. Dans ce cas, lorsque la fréquence de jeu varie, l'attention semble se focaliser sur la variation de la fréquence et l'on ne parvient pas à distinguer les variations de timbre durant l'écoute. Cependant, lorsque la fréquence de jeu est maintenue artificiellement constante, le changement de timbre est clairement perçu au moment où la coïncidence avec le mode (2, 2) est réalisée.

Ces tests d'écoute permettent de conclure que dans le cas du tube en laiton, les vibrations des parois impliquent des modifications de timbre clairement audibles, lorsque l'on compare les configurations tuyau indéformable et tuyau vibrant. La possibilité de retrouver ce type de comportement dans le cas des instruments réels est discuté au paragraphe 3.4.

## 3.3 Effet sur la stabilité des auto-oscillations

Il a déjà été observé [50] qu'une inharmonicité trop importante de l'impédance d'entrée pouvait avoir une influence sur la stabilité des auto-oscillations du système constitué par un instrument à vent

à anche simple. Ces instabilités de régimes périodiques peuvent conduire à des régimes d'oscillations pseudo-périodiques, présentant des battements, perçues comme des "notes qui roulent". Dans les cas du tube en plastique, et du résonateur de tuyau d'orgue, des résultats similaires sont obtenus, lorsque le pic d'impédance pilotant la fréquence de jeu est perturbé par les vibrations des parois. Une étude des régimes d'oscillations et de leur stabilité, dans le cadre de la dynamique des systèmes non-linéaires n'a pas été effectuée ici.

### 3.3.1 Tube en plastique

Le cas du tube en plastique constitue un cas académique. En effet, il s'agit d'évaluer les effets des vibrations de parois en situation de jeu dans un cas non réaliste pour un instrument à vent. Le tube en plastique décrit au chapitre 2 est associé à une coulisse rigide et monté sur la bouche artificielle. La bouche artificielle est préalablement réglée de façon à ce que le système joue sur le second régime d'oscillation, dont la fréquence fondamentale est pilotée par le second pic de l'impédance d'entrée. Ceci est schématisé sur la figure 3.9, où l'impédance d'entrée du système est représentée.

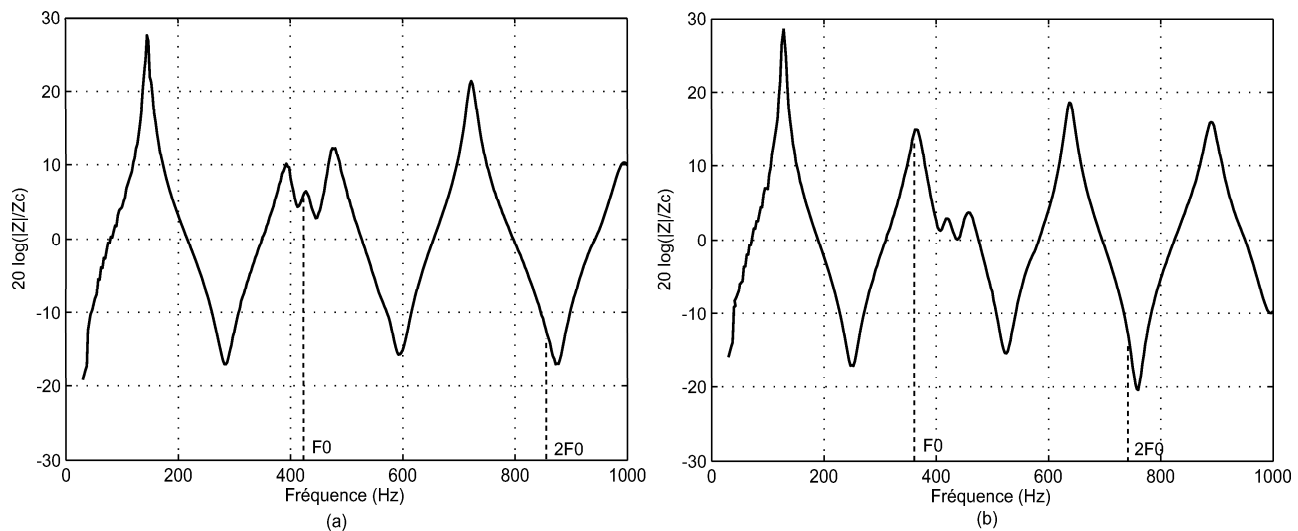


FIG. 3.9 – Module de l'impédance d'entrée du système, cas du tube en plastique. (a) : coïncidence avec (2,1) (b) : coulisse tirée.

On constate que dans le cas où la coïncidence est satisfaite l'impédance d'entrée est perturbée de façon importante et présente un dédoublement de pic, dans le cas contraire l'impédance est moins perturbée au voisinage du pic de résonance acoustique. De plus, contrairement au cas du tube en laiton où un harmonique d'ordre supérieur (harmonique 2 ou 3) est perturbé, c'est le fondamental qui est perturbé par le couplage vibroacoustique.

Des enregistrement sonores pour différentes positions de la coulisse ainsi que des glissandi complets sont réalisés. Suivant la position de la coulisse, plusieurs comportements sont alors observés. Pour les

positions extrêmes de la coulisse (fermée et ouverte), le système a un comportement qualifié de normal, correspondant à une régime d'oscillation périodique présentant un spectre de raies harmoniques. Pour une zone centrale de la coulisse, on observe une transition vers un régime pseudo-périodique, caractérisé par la présence de battements qui perceptivement s'apparente à une "note qui roule" (les violoncellistes diraient une "note du loup" [69]). Des mesures de la pression interne dans le bec de l'instrument dans le domaine temporel pour deux positions de coulisse sont présentées figure 3.10 dans le cas où le régime est périodique, et dans le cas où il est pseudo-périodique.

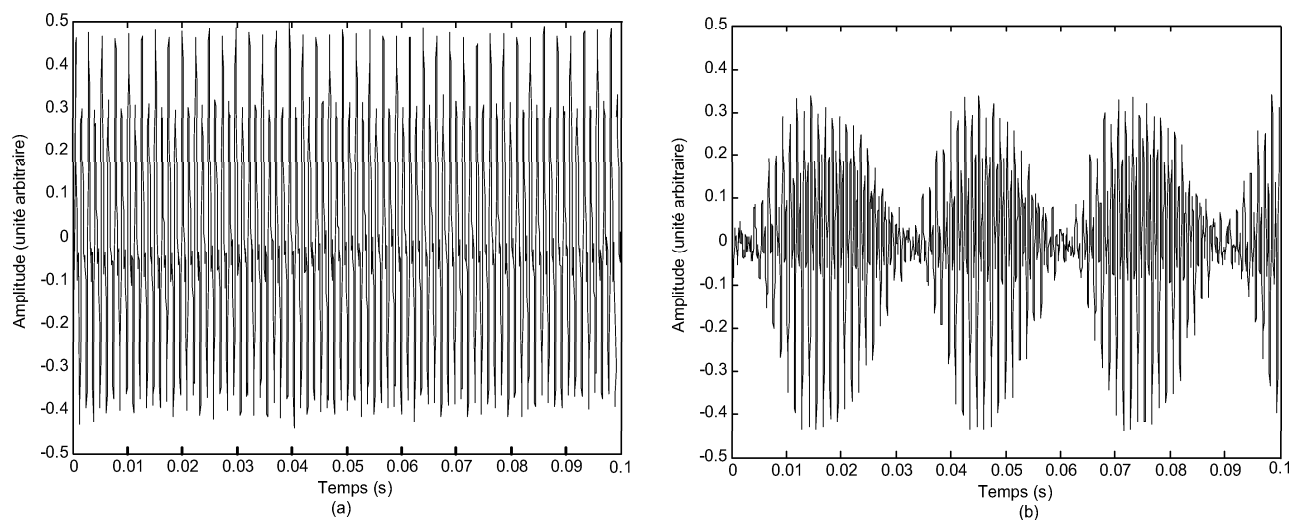


FIG. 3.10 – Signaux de pression acoustique dans le bec dans le cas du tuyau en plastique. (a) : régime périodique, (b) régime pseudo-périodique.

On constate sur la figure 3.10 (b) la présence des battements très marqués, dus à la perturbation importante de l'impédance d'entrée pour cette longueur de coulisse correspondant à la coïncidence. La figure 3.11 représente une analyse temps-fréquence d'un enregistrement sonore de glissando descendant (coulisse fermée vers coulisse ouverte) puis glissando montant (coulisse ouverte vers coulisse fermée). Les paramètres utilisés pour cette représentation temps fréquence sont les suivants : une fréquence d'échantillonnage de 22050 Hz, la transformée de Fourier à fenêtre glissante est effectuée sur 4096 points, en utilisant une fenêtre de Hanning et un recouvrement d'une demi-fenêtre.

Sur cette figure, on peut observer que la fréquence fondamentale varie entre 420 Hz lorsque la coulisse est proche de sa position complètement fermée à 365 Hz (lorsque la coulisse est ouverte). Les deux comportements sont alors mis en évidence. Dans un premier temps un régime périodique caractéristique du fonctionnement normal de la clarinette est obtenu (zone A1 sur la figure 3.11). Cette zone correspond à la configuration pour laquelle le pic de l'impédance d'entrée est peu perturbé par les vibration. A mi-parcours du glissando descendant (zone B1), il s'opère une bifurcation vers un nouveau régime pseudo-périodique stable. Cette bifurcation est attribuée à une configuration pour laquelle

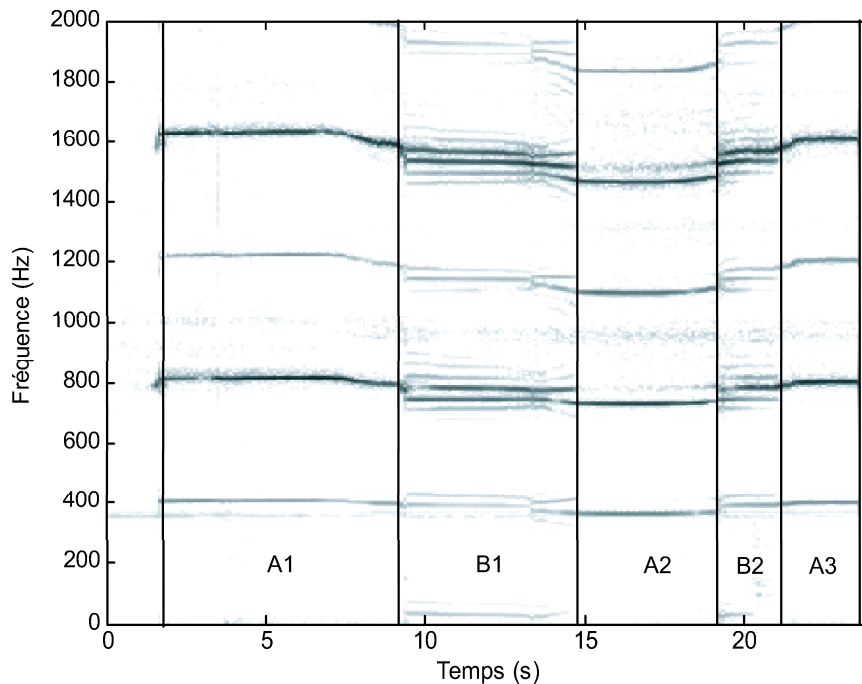


FIG. 3.11 – Spectrogramme du signal sonore correspondant à un glissando descendant puis ascendant avec le tube en plastique.

l'impédance d'entrée ne présente pas une structure harmonique du fait de sa forte perturbation par les vibrations des parois (du type de la figure 3.9(a)). Le régime périodique "normal" devient instable et la bifurcation s'opère. En fin de glissando descendant, une transition vers le régime périodique est observée (zone A2), correspondant à une impédance d'entrée du type de la figure 3.9(b). Lors du glissando ascendant, l'enchaînement des trois phases décrites précédemment est obtenu à nouveau (zones A2, B2 et A3).

Enfin, lorsque le tuyau est rigidifié par des anneaux qui en l'enserrent, l'expérience montre que les transitions n'apparaissent plus et on obtient un régime périodique quel que soit la position de la coulisse.

### 3.3.2 Tuyau d'orgue

Le cas présenté ici est un cas plus réaliste, illustrant un effet des vibrations sur la sonorité d'un instrument à vent réel. Le résonateur de tuyau d'orgue, associé à une coulisse rigide est positionné sur une embouchure de type flûte. La pression d'alimentation est réglée de façon à obtenir des oscillations auto-entretenues correspondant au second régime (musicalement une octave au dessus du premier régime). Comme le comportement d'un tuyau d'orgue est proche du comportement d'un tuyau ouvert aux deux extrémités, les fréquences d'auto-oscillations sont pilotées par les antirésonances de l'impédance d'entrée. Ces antirésonances correspondent aux résonances du tuyau ouvert aux deux

extrémités. Dans le cas présenté ici, il s'agit du second régime et donc de la deuxième antirésonance (de fréquence double par rapport à la première). L'impédance d'entrée du système est présentée figure 3.12, pour trois positions de la coulisse.

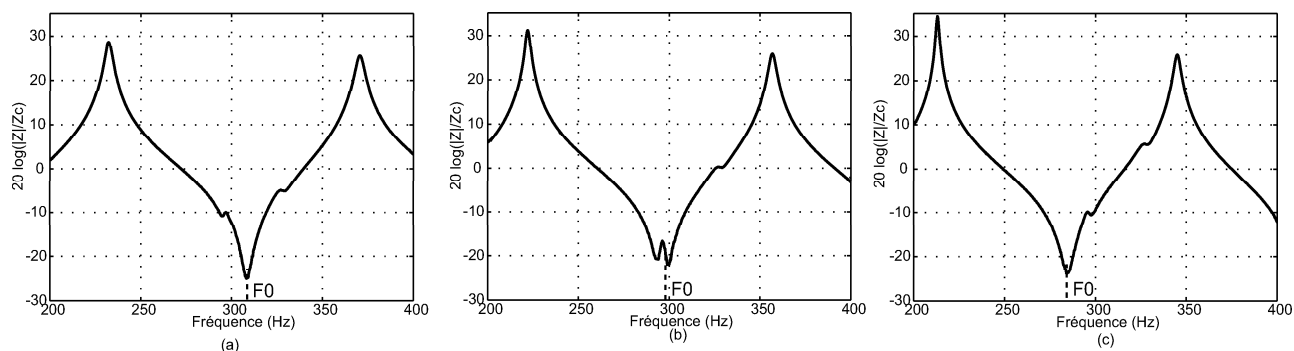


FIG. 3.12 – Module de l'impédance d'entrée du système, cas du tuyau d'orgue. (a) : coulisse ouverte, (b) : coïncidence avec le mode (2, 1), (c) : coulisse coulisse fermée.

De façon analogue au tuyau en plastique, on peut constater que le système n'est perturbé que lorsque la coïncidence avec le premier mode ovalisant est satisfaite. Dans ce cas également, c'est le fondamental qui est perturbé et non un harmonique supérieur.

Différents enregistrements des sons produits par le système sont réalisés, pour différentes positions de la coulisse. Un microphone est placé à l'intérieur du tuyau d'orgue au niveau de la bouche. Un comportement similaire au cas du tube en plastique est obtenu. En effet, lorsque la coulisse est rentrée, un régime périodique est obtenu correspondant au fonctionnement "normal" du tuyau d'orgue. Cependant, pour une position intermédiaire de la coulisse correspondant à la situation de coïncidence (figure 3.12(b)), un régime pseudo périodique présentant des battements est obtenu. Les signaux temporels de pression interne au niveau de la bouche enregistrés par le microphone sont représentés sur la figure 3.13.

Un analyse temps-fréquence du son produit par le système lors d'un glissando ascendant est représentée figure 3.14. Au cours du glissando, la fréquence fondamentale varie alors de 285  $Hz$  à 310  $Hz$ .

On constate que dans les phases A1 et A2, en dehors de la zone de coïncidence, un régime périodique caractéristique du fonctionnement "normal" du tuyau est obtenu. La zone B correspond à la phase pendant laquelle l'impédance d'entrée du système est suffisamment perturbée pour provoquer une bifurcation vers un régime pseudo-périodique perçu comme une "note qui roule". Pendant la phase du régime pseudo-périodique, il suffit de toucher légèrement le tuyau avec les doigts afin d'en amortir les vibrations pour que le système bifurque à nouveau vers un régime périodique classique. Ce type de comportement avait déjà été observé pour un autre tuyau d'orgue dans [18].

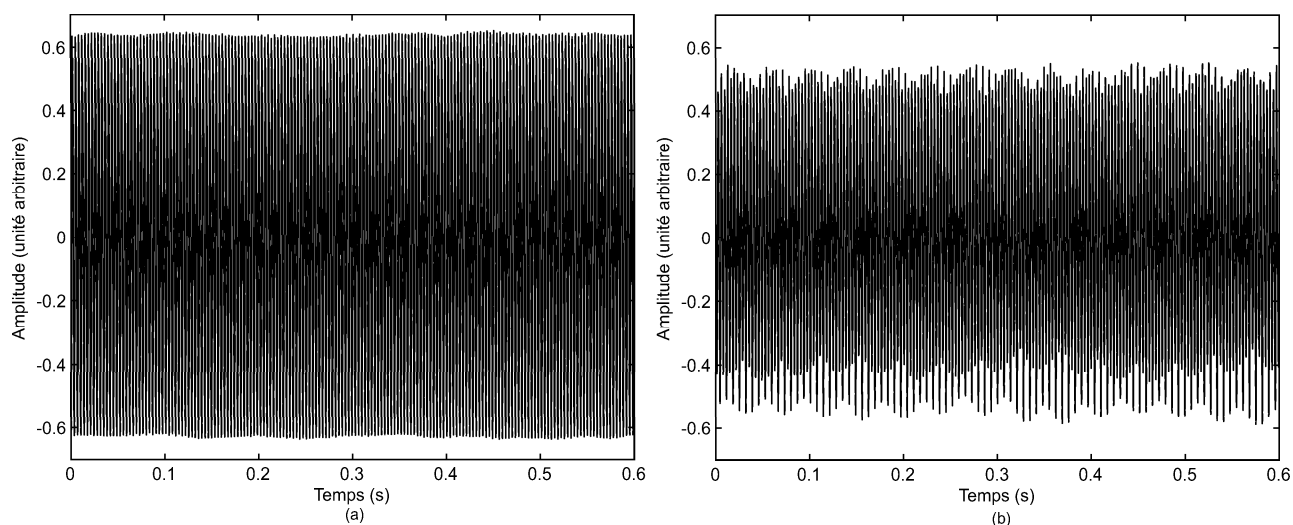


FIG. 3.13 – Signaux de pression acoustique dans le tuyau d’orgue au niveau de la bouche. (a) : régime périodique, (b) régime pseudo-périodique.

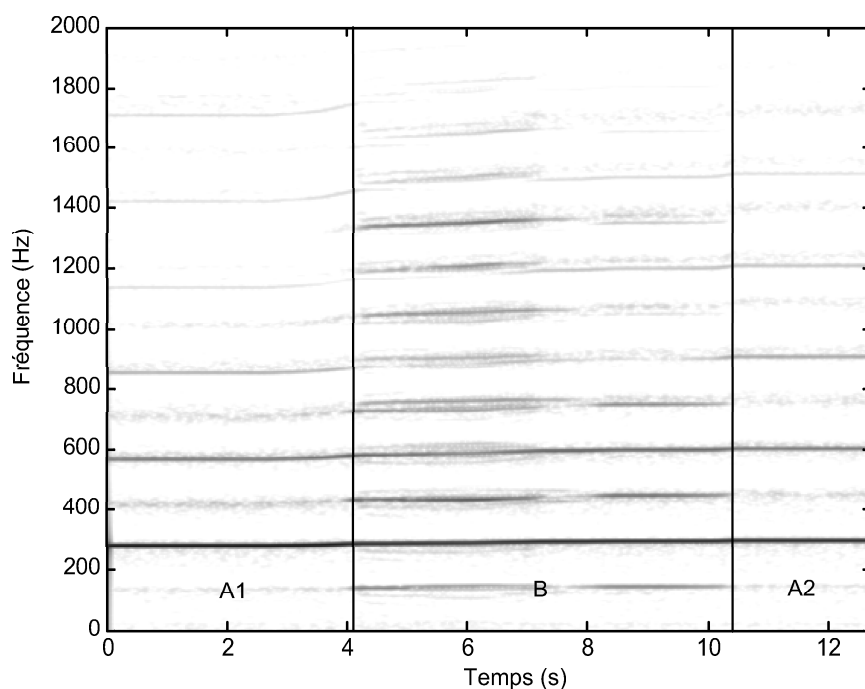


FIG. 3.14 – Spectrogramme d’un glissando ascendant avec le tuyau d’orgue.

### 3.4 Reproduction d’une expérience historique

#### 3.4.1 Principe

Dayton Clarence Miller (1866-1946) fut un scientifique américain passionné des sons et de musique [70]. Il a notamment étudié l’acoustique et la voix, et a rassemblé une très importante collection

de flûtes. En 1909, dans un article publié dans la revue "Science" intitulé : "The influence of the material of wind-instruments on the tone quality" [6], il propose une étude concernant un tuyau d'orgue rectangulaire en zinc à double parois. Le volume libre restant entre les deux parois peut être rempli d'eau, amortissant ainsi les vibrations, afin d'étudier des éventuels effets sur la sonorité. Lorsque le tuyau est joué, Miller décrit des perturbations sonores très importantes, fonctions de la hauteur d'eau, au fur et à mesure que la double paroi est remplie. Il obtient notamment des variations de hauteur allant jusqu'au demi ton ainsi que des perturbations du timbre.

Les paragraphes précédents décrivent des expériences dans lesquelles les propriétés acoustiques du résonateur sont modifiées au moyen d'une coulisse, alors que les propriétés mécaniques restent identiques. Dans l'expérience de Miller, l'approche envisagée est différente. En effet, l'expérience repose sur un changement des propriétés mécaniques du tuyau testé, en maintenant ses propriétés acoustiques. Il s'agit d'un tuyau d'orgue à double parois, ces dernières pouvant être remplies d'eau progressivement. Les contraintes appliquées par l'eau modifient les propriétés vibratoire du conduit sans perturber sa géométrie interne, sa perce.

### 3.4.2 Reproduction de l'expérience

Du fait de l'intérêt suscité par les résultats spectaculaires obtenus par Miller il y a un siècle, une reproduction de son expérience est menée au laboratoire, en parallèle aux travaux précédents concernant les tuyaux dimensionnés spécialement afin de réaliser les coïncidences. Suivant les indications fournies dans l'article [6], ainsi qu'une photographie d'époque, cette expérience est reproduite au laboratoire. Deux tuyaux d'orgue en zinc sont commandées au C.N.F.A à Echau. La section rectangulaire des tuyaux est de  $59 * 74 \text{ mm}^2$ , leur longueur de la bouche à l'extrémité de  $80 \text{ cm}$  et leur épaisseur de  $0.5 \text{ mm}$ . Une cuve en plastique jouant le rôle de double paroi et permettant l'insertion du tuyau d'orgue est également conçue. La figure 3.15 présentent les photographies de l'expérience historique, et de celle reconstituée.

L'expérience reconstituée est instrumentée de façon à réaliser des mesures plus précises que les simples observations faites par Miller. Un microphone est inséré dans le tuyau et positionné au niveau de la bouche. Un pot vibrant associé à une tête d'impédance mécanique est fixé sur une paroi permettant une excitation mécanique du système. Enfin le vibromètre laser à balayage permet de scanner la surface du tuyau, à travers la double paroi transparente, afin d'étudier les vibrations du conduit.

### 3.4.3 Résultats expérimentaux

#### 3.4.3.1 Réponse à une excitation mécanique

Le tuyau est excité au moyen du pot vibrant et une face de ces quatre faces est scannée au vibromètre laser, pour une hauteur d'eau nulle. La vitesse quadratique moyenne du panneau avant du conduit rectangulaire est mesurée à l'aide de points scannées au vibromètre laser. Cette quantité mesurée pour une force unitaire appliquée est présentée figure 3.16.

On constate que les résonances acoustiques sont visibles sur la fonction de transfert mécanique,



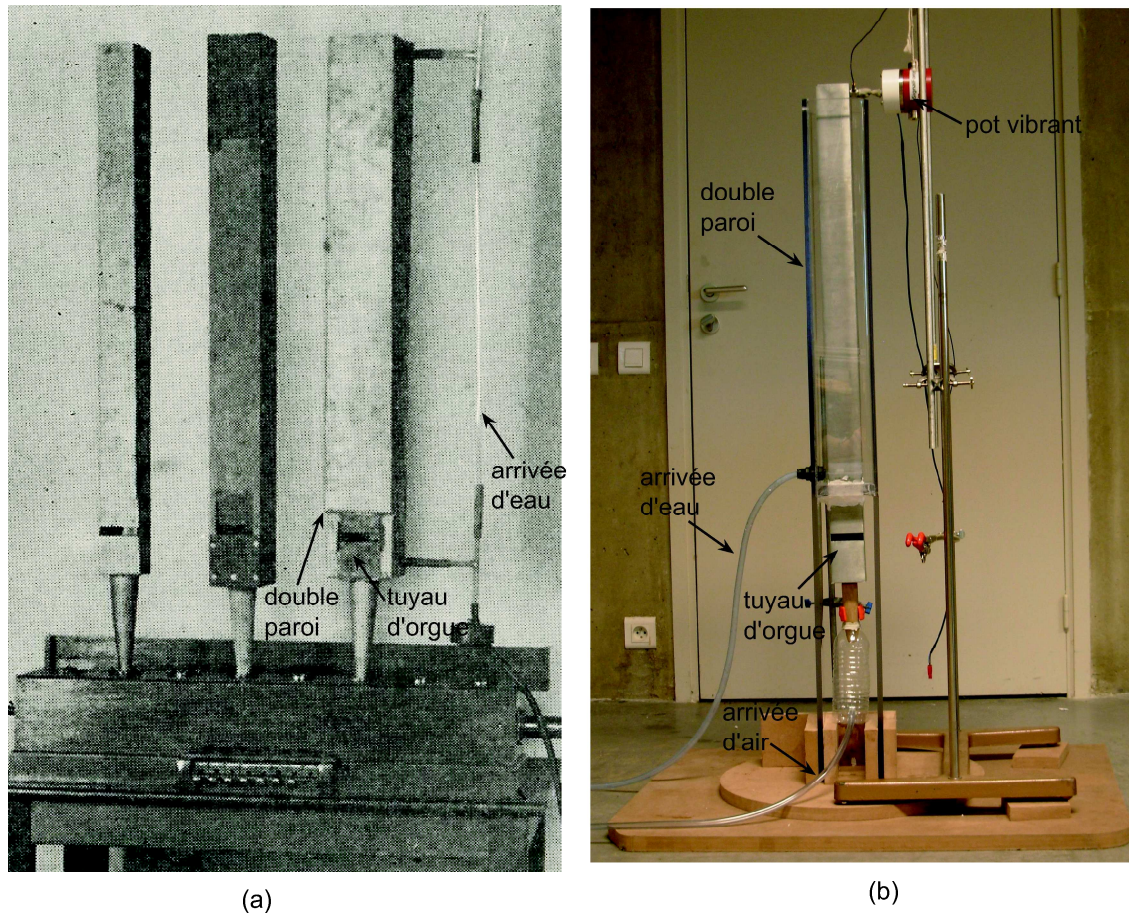


FIG. 3.15 – Photographies : (a) Expérience de Miller d'époque (1909), (b) Reproduction.

ce qui suggère un couplage vibroacoustique important. De plus, on peut constater que les résonances mécaniques dues aux modes de flexion de la paroi du conduit sont situés entre  $250\text{ Hz}$  et  $500\text{ Hz}$ . Ils sont dans la même zone que la seconde résonance acoustique à  $340\text{ Hz}$ . Les phénomènes de coïncidences sont donc tout à fait susceptibles de se produire dans ce type de tuyau. On peut supposer que le remplissage de la double paroi fait "glisser" en fréquence les modes mécaniques du conduit. Ainsi, pour certaines hauteurs d'eau, un des modes mécaniques peut coïncider avec une résonance acoustique, impliquant des perturbations importantes de l'impédance d'entrée. De plus, étant donné la proximité fréquentielle importante des modes mécaniques du guide, les modifications de l'impédance d'entrée sont susceptibles d'être plus importantes encore que dans les trois cas d'étude précédents. Cette impédance d'entrée n'a pu être mesurée. En effet, il aurait alors fallu couper le tuyau afin de ne garder que le résonateur, ce qui n'est pas faisable.

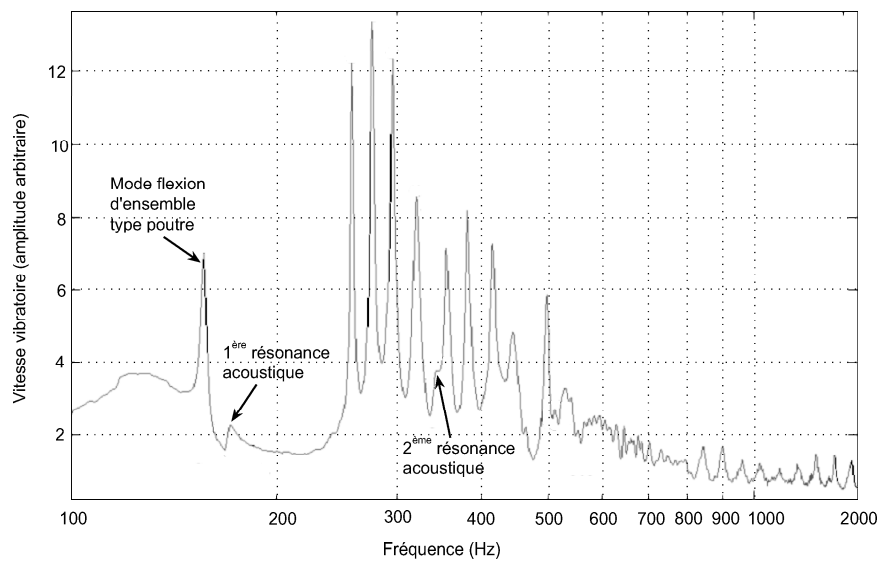


FIG. 3.16 – Vitesse quadratique moyenne de la face avant du conduit rectangulaire, pour une force appliquée unitaire.

### 3.4.3.2 Son produit par le tuyau en situation de jeu pour une hauteur d'eau variable dans la double paroi

Le tuyau d'orgue muni de sa double paroi est alimenté en air afin d'obtenir un son. Le seul paramètre de jeu variable, la pression d'alimentation d'air, est maintenu constant à l'aide d'un détendeur. Dans un premier temps, l'eau remplit la double paroi progressivement pendant que le tuyau d'orgue est joué. Une fois la double paroi remplie, l'eau est vidangée de la double paroi, toujours pendant que l'instrument est joué. La figure 3.17 présente une analyse temps fréquence du son enregistré par le microphone au cours du remplissage puis de la vidange.

Les conditions de l'expérience sont telles que le temps de remplissage n'est pas égal au temps de vidange. En effet, le temps de vidange est plus faible d'une minute que celui de remplissage car il n'est pas contrôlé et se fait sous l'action de la gravité. La vitesse de remplissage est d'environ  $0.35 \text{ cm/s}$  contre  $0.5 \text{ cm/s}$  pour la vidange. On peut également remarquer une variation linéaire globale de la fréquence de jeu croissante lors du remplissage et décroissante lors de la vidange, allant de  $170.5 \text{ Hz}$  à  $179.5 \text{ Hz}$ . Cette variation maximale est de l'ordre de 5%. Ce phénomène est attribué à la différence de température entre l'air de la pièce et l'eau versée dans la double paroi. Une telle variation de fréquence de jeu correspond à une variation de température de l'ordre de 10%, représentant  $2^\circ \text{C}$  pour une température de  $20^\circ \text{C}$ , ce qui est tout à fait réaliste.

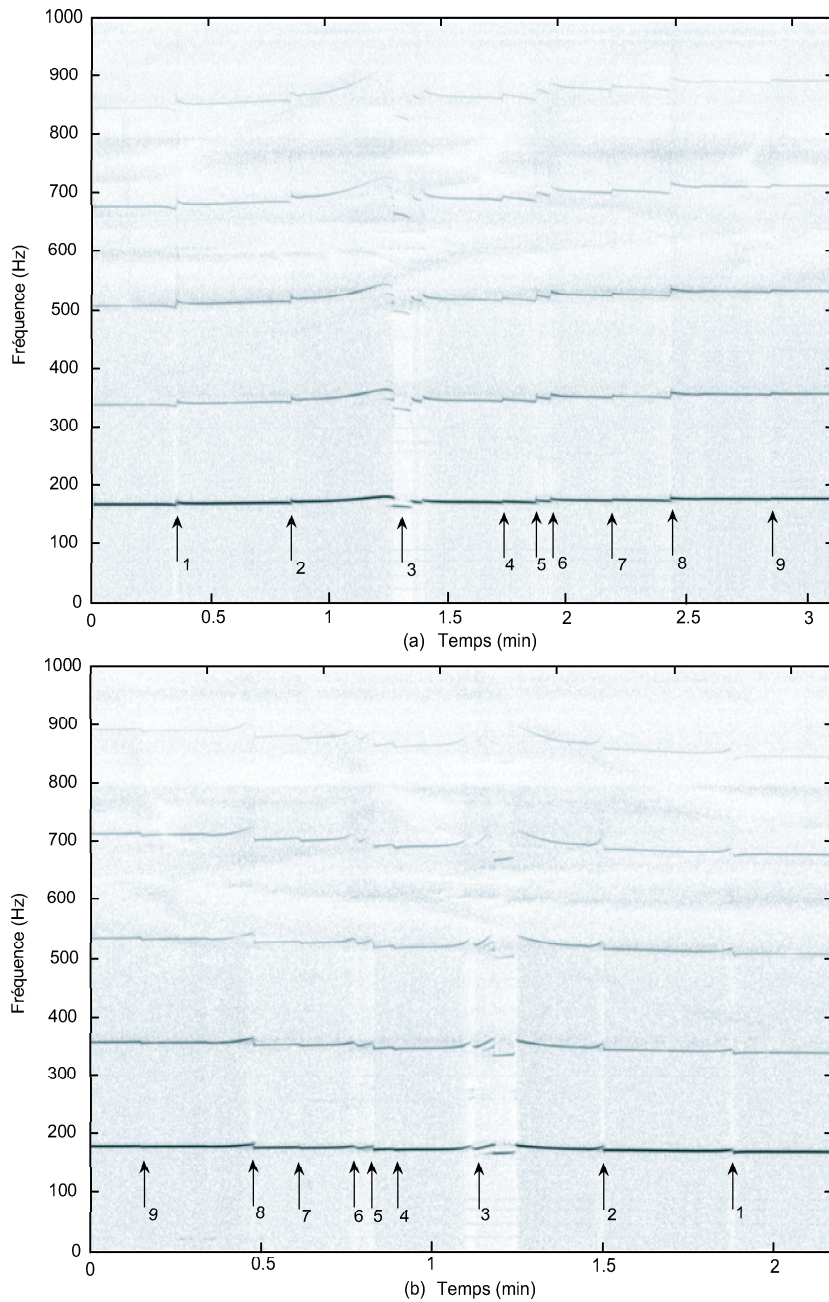


FIG. 3.17 – Analyse temps-fréquence du son produit par le tuyau d’orgue de l’expérience de Miller pendant le remplissage (a) et la vidange (b) de la double paroi

De façon plus remarquable, on peut constater que pour différents instants correspondant à diverses hauteurs d’eau, le régime stable périodique est perturbé. Ces instants sont repérés par des flèches sur la figure 3.17 et sont numérotées de 1 à 9. Les perturbations sont obtenues pour les mêmes hauteurs d’eau au remplissage et à la vidange et sont symétriques, ce qui indique une répétabilité des phénomènes observés. Au voisinage de toutes les perturbations, exceptée celle numérotée 3, l’effet

principal remarquable est une variation de la fréquence de jeu de moins de 1% pour les plus petites perturbations comme celles numérotées 1 ou 7 à 2% pour 2 ou 8. Ces variations correspondent musicalement à des écarts allant de 17 cents à 35 cents soit près d'un quart de ton. La perturbation numérotée 3 est plus importante. Au voisinage de cette hauteur d'eau, l'oscillation est très perturbée. Dans un premier temps, la fréquence de jeu varie, un régime pseudo périodique caractérisé par un spectre inharmonique est ensuite obtenu. Enfin, avant de revenir vers le régime d'oscillation "normal", l'oscillation se stabilise pendant un court instant sur un régime périodique de fréquence fondamentale 168.5 Hz, ce qui est très inférieur (-4%) à la fréquence de jeu de part et d'autre de la perturbation (175.5 Hz). Cette variation correspond musicalement à 70 cents soit presque un demi ton.

Les effets présentés ici peuvent être interprétés par la coïncidence entre un des modes d'une face du conduit et une résonance acoustique. Cette coïncidence n'est plus réalisée par la modification de la fréquence de résonance acoustique mais du fait du décalage des résonances mécanique résultant des contraintes mécaniques imposées par la pellicule d'eau de hauteur variable entourant le conduit. Cette coïncidence est alors susceptible de perturber fortement l'impédance d'entrée et par conséquent le régime d'auto-oscillation généré par l'instrument en fonctionnement. L'importance variable des perturbations est liée à la variabilité des couplages entre le mode plan acoustique et les différents modes mécaniques du guide comme il est montré dans l'exemple du tuyau en laiton. On peut également noter que les vibrations d'une seule face ont été mesurées ; les modes mécaniques impliquant d'autres faces peuvent également se coupler à l'acoustique interne.

### 3.4.4 Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus sur la configuration de Miller viennent s'ajouter aux effets obtenus dans les trois exemples précédents. Les effets de variations de fréquence de jeu ainsi que les perturbations du régime périodique peuvent être interprétés de la même façon du fait de la forte proximité fréquentielle des résonances acoustique et mécanique du conduit, rendant les coïncidences possibles. Cependant, ces résultats, bien que spectaculaires, restent relativement marginaux étant données que les caractéristiques géométriques (section rectangulaire) et le matériau utilisé (le zinc) sont assez inhabituelles dans le cas des tuyaux d'orgue existant dans les instruments. Il s'agit toutefois d'un exemple additionnel démontrant des effets importants des vibrations des parois sur le fonctionnement d'un instrument à vent.

## 3.5 Discussion-Conclusion

### 3.5.1 Discussion sur les effets éventuels des vibrations des parois pour d'autres instruments réels

Au terme de cette étude, il est établi grâce à des résultats expérimentaux et théoriques que les sons produits par des instruments à vent peuvent être modifiés du fait des vibrations des parois impliquant une perturbation de l'impédance d'entrée. Toutefois, les résonateurs des instruments simplifiés sur



	Clarinette Sib ébène	Clarinette Sib métal	Flûte	Coulisse de trombone
Épaisseur (mm)	5	0.5	0.35	0.5
Rayon intérieur (mm)	7	7	9.5	7.5
Longueur (m)	0.5	0.5	0.6	2.5
Module d'Young (GPa)	3	110	125	110
Coefficient de Poisson	0.35	0.33	0.33	0.33
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	1000	8500	8700	8500
Fréquence du premier mode ovalisant (Hz)	23000	4800	1900	4200

TAB. 3.1 – Fréquence estimée du premier mode d'ovalisation pour quelques instruments réels.

lesquels les effets ont été analysés ont été spécialement conçus pour que la condition de coïncidence entre une résonance ou antirésonance acoustique et la fréquence de résonance d'un mode mécanique d'ovalisation soit satisfaite. Ces situations très particulières ne sont évidemment pas toujours celles des instruments réels.

Nous proposons dans ce paragraphe une discussion sur les ordres de grandeurs des fréquences des premiers modes d'ovalisation pour des instrument réels. Leur estimation est réalisée en utilisant des paramètres géométriques et de matériaux réalistes, afin d'évaluer les possibilités de coïncidence. Les valeurs obtenues présentées dans le tableau 3.1 varient fortement d'un instrument à l'autre.

Pour la clarinette en ébène, ainsi que les autres instruments fabriqués en bois et présentant une épaisseur importante tel le hautbois, la fréquence du mode ovalisant est proche du domaine ultrasonore. Des effets similaires à ceux mesurés dans le cas du tube en laiton sont par conséquent très peu probables. Même si ils étaient présents, ils seraient clairement inaudibles.

Pour la clarinette en métal, ou pour la partie cylindrique du trombone, les éventuelles coïncidences seraient réalisées sur des harmoniques très élevés (de l'ordre du dixième harmonique pour un la 440  $Hz$ ). Ainsi, des effets similaires sont peu probables et sans doute non audibles. Cependant, l'épaisseur de certaines coulisses de trombone peut être réduite jusqu'à 0.25  $mm$ , ce qui est comparable à celle utilisée dans le cas du tuyau en laiton.

Pour une flûte d'une épaisseur de 0.35  $mm$ , la fréquence du mode d'ovalisation trouvée est comparable à celle du tuyau en laiton. Ainsi, des effets similaires à ceux observés, comme des légères modifications de timbre sont a priori possibles. Cette remarque est toutefois à nuancer. En effet, le fait de tenir la flûte entre ses doigts, et l'appui des tampons permettant de boucher les trous amortissent considérablement les vibrations mécaniques, de sorte que les effets seraient atténués. De plus, même si la symétrie des instruments est brisée du fait de la présence des trous et des clés, les défauts de circularité nécessaires aux couplages ne sont sans doute pas aussi importants que ceux présentés par le tube en laiton testé. Enfin, les éventuels effets n'apparaîtraient que pour certaines notes, si la condition de coïncidence entre un harmonique de la fréquence de jeu de la note et le mode mécanique était réalisé

effectivement. Une mesure d'impédance d'entrée d'une flûte traversière (modèle Yamaha YFL261S), sans embouchure et dont tous les trous sont bouchés a ainsi été effectuée et présentée figure 3.18, en portant une attention spéciale à la présence de pics additionnels.

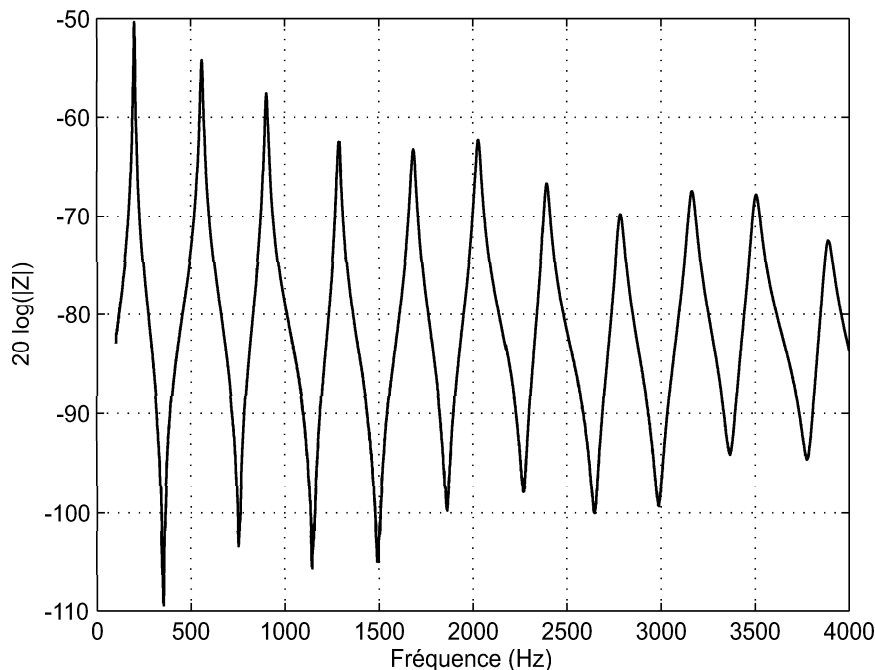


FIG. 3.18 – Module de l'impédance d'entrée d'une flûte traversière (modèle Yamaha YFL261S) sans embouchure dont tous les trous sont bouchés.

Malgré une analyse précise, la figure 3.18 ne présente pas de pics additionnels attribuables aux vibrations de parois. Les couplages ne sont pas mesurables pour l'instrument testé.

D'autres instruments, dont les fréquences modales mécaniques ne sont pas calculables du fait de leur géométrie ont également été étudiés. Le corps d'un saxophone soprano, avant le perçage des trous et la pose des clés, ainsi qu'un pavillon de trombone sont mesurés. Ces instruments sont choisis du fait de leurs diamètres internes qui prennent des valeurs plus importantes que pour la flûte ou la clarinette. Ceci implique une diminution des fréquences de résonance mécanique, favorable à l'apparition de couplages. Les fréquences des modes d'ovalisation pour chacun de ces instruments sont ainsi mesurées par analyse modale expérimentale. L'excitation est effectuée à l'aide d'un marteau d'impact et les réponses vibratoires sont mesurées au moyen d'un vibromètre laser.

- Pour le corps du saxophone soprano, les fréquences des modes d'ovalisation sont les suivantes :  
mode (2, 1) : 905 Hz, mode (2, 2) : 1297 Hz.
- Pour le pavillon de trombone, les fréquences obtenues sont les suivantes :  
mode (2, 3) : 259 Hz, mode (2, 4) : 577 Hz

Ces mesures mécaniques sont associées à des mesures d'impédances d'entrée acoustique, en apportant une attention spéciale à la présence de pics supplémentaires aux fréquences mesurées. Ces impédances

ont représentées sur les figures 3.19 et 3.20.

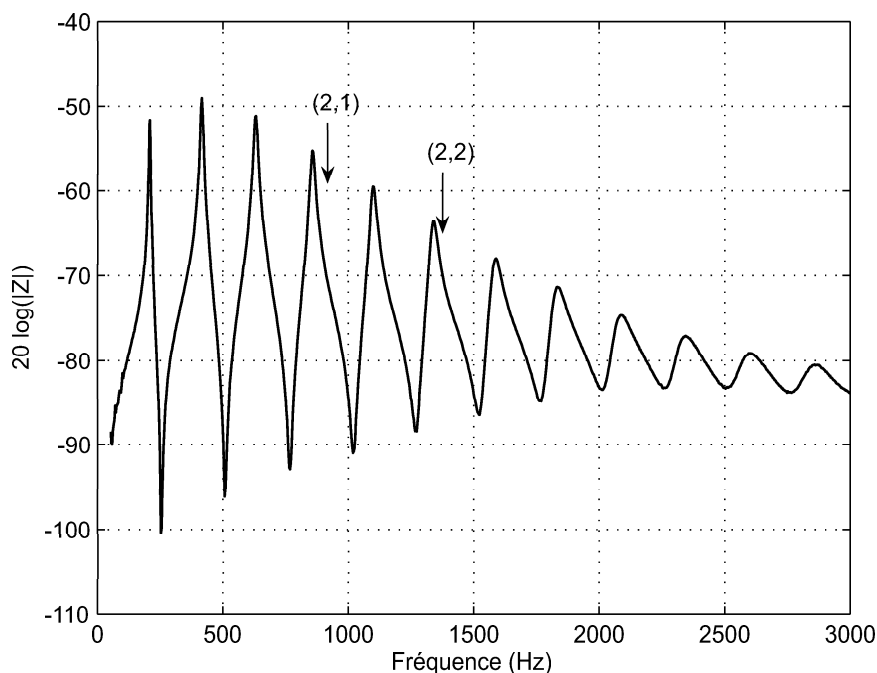


FIG. 3.19 – Module de l'impédance d'entrée d'un corps de saxophone soprano (avant le perçage des trous et sans système de clefs).

De la même façon que pour la flûte, les impédances d'entrée ne présentent pas de pics supplémentaires aux fréquences des modes mécaniques apparaissant de façon évidente comme dans les cas étudiés précédemment. Les effets des vibrations de parois sur l'impédance ne semblent pas mesurables pour ces instruments particuliers.

### 3.5.2 Conclusion

Le mécanisme proposé pour décrire l'influence des vibrations de parois sur le fonctionnement des instrument à vent correspond à une perturbation de leurs impédances d'entrée par couplage vibroacoustique. Ce mécanisme a été validé dans divers cas :

- un cas académique, le tuyau en plastique, pour lequel les paramètres matériaux et géométriques du résonateur sont très éloignés des cas des instruments réels,
- un cas qualifié d'intermédiaire, tuyau en laiton, dont les paramètres se rapprochent de ceux d'instruments réels,
- un cas d'instrument réel : le tuyau d'orgue.

Dans chacun des trois cas mentionnés et spécialement dimensionnés pour maximiser les effets, des différences par rapport au cas indéformable ont été observées. Ces différences vont de la légère modification de timbre à une perturbation du régime périodique "normal" d'auto-oscillation, caractérisée par une

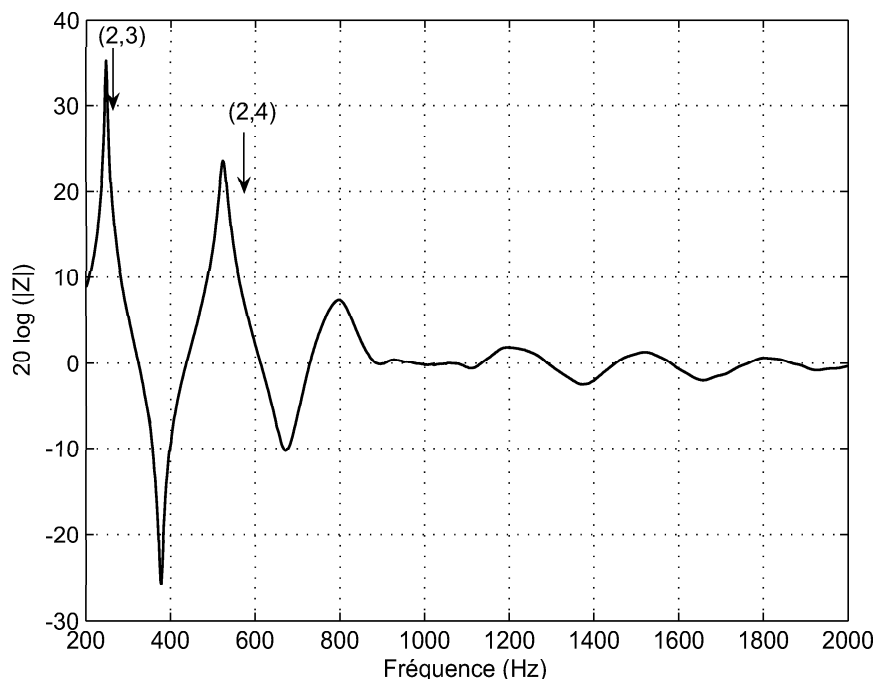


FIG. 3.20 – Module de l'impédance d'entrée d'un pavillon de trombone.

bifurcation vers des régimes pseudo-périodiques. Ces différences sont localisées en fréquence et ont pu être constatées lorsque la fréquence de jeu ou un de ces harmoniques coïncide avec la fréquence mécanique d'un mode d'ovalisation du conduit. Des simulations numériques à l'aide d'un modèle physique d'instrument ont également permis de décrire qualitativement les modifications de timbre observées en pratique.

L'application de ces résultats aux instruments réels, excepté le cas des tuyaux d'orgues, est toutefois peu probable. En effet, plusieurs paramètres sont susceptibles d'amoindrir les effets. Certains instruments (comme la clarinette en bois) présentent des caractéristiques géométriques et des matériaux constitutifs impliquant des fréquences mécaniques très élevées et parfois même dans le domaine ultrasonore. De plus, même si les instruments réels ne présentent jamais une symétrie circulaire parfaite, l'absence de défauts de circularité suffisamment importants, nécessaire aux couplages vibroacoustiques, limite les effets. Enfin, lorsqu'il joue, l'instrumentiste appuie ses doigts ou des tampons sur le corps de l'instrument, ce qui a pour effet d'en amortir les vibrations. Si des effets du type de ceux mesurés ne sont pas à exclure complètement pour des instruments particuliers présentant une configuration favorable, les résultats ne semblent pas indiquer de changements de sonorité facilement repérables et globaux comme parfois évoqués par certains musiciens et facteurs d'instruments.

Pour les tuyaux d'orgues du type de celui testé, au contraire, les effets sont envisageables tant dans le cas des modifications de timbres que dans le cas de la perturbation des régimes d'oscillations. En effet, du fait de leur faible épaisseur, de leur large diamètre, et du matériaux dont ils sont constitués, les fréquences des modes mécaniques sont rejetées vers les basses fréquences. De plus,



leurs vibrations ne sont pas amorties par contact. Toutefois, ces effets sont susceptibles d'apparaître sur des tuyaux individuellement, et non sur toute l'étendue d'un jeu de tuyaux dans un instrument complet. Certains tuyaux d'orgue de section carrée ou rectangulaire à parois suffisamment fines sont également susceptibles de présenter des effets similaires comme il a pu être montré en reproduisant l'expérience de Miller.

---

## Chapitre 4

# Rayonnement externe : cas du pavillon de trombone

### RÉSUMÉ

Les vibrations de paroi d'un instrument donnent lieu à un rayonnement acoustique dans le fluide externe. Ce mécanisme ignoré dans les premiers chapitres est ici exploré dans le cas particulier du pavillon de trombone. Une étude vibratoire du pavillon est menée expérimentalement et à l'aide d'une méthode d'éléments finis. Les modes obtenus font l'objet d'une analyse en terme d'efficacité de rayonnement. L'efficacité de rayonnement, fonction de la fréquence d'excitation, est évaluée à l'aide d'un modèle de monopôles équivalents. Ce type de modèle permet d'évaluer le caractère rayonnant ou non d'un mode donné. Si la fréquence propre d'un mode est égale ou supérieure à une fréquence critique définie par son efficacité de rayonnement, le mode est qualifié de rayonnant. En ce cas et lorsqu'un tel mode est excité, il est susceptible de participer au rayonnement global de l'instrument, en superposition au rayonnement provenant des oscillations purement acoustiques de l'air à l'extrémité ouverte du pavillon. Le rayonnement d'un pavillon de trombone sous excitation acoustique à son entrée est alors évalué dans deux configurations : une configuration pour laquelle le pavillon est libre de vibrer, et une configuration pour laquelle il est ensablé afin d'en amortir fortement les vibrations. Les résultats montrent que les différences entre les deux configurations sur la pression acoustique rayonnée sont très faibles. Cependant, pour certaines zones fréquentielles correspondant à des modes du pavillon, dont l'efficacité de rayonnement n'est pas négligeable, des différences allant jusqu'à 10 *dB* sont mesurées en régime forcé.

## 4.1 Etude bibliographique concernant l'effet des vibrations dans le cas des pavillons de cuivre

Les études publiées concernant les vibrations des pavillons des cuivres et leurs effets sur le son qu'ils produisent sont peu nombreuses et ont produit des conclusions variées, basées pour la plupart sur des constatations expérimentales.

Knauss et Yeager [71] mesurent les vibrations d'un pavillon alors qu'il est joué sur toutes les notes de la gamme. Les signaux vibratoires enregistrés sont ensuite générés et transmis à l'instrument sans que celui-ci soit joué. Les niveaux sonores sont comparés dans chacun des cas. Ils concluent que le son rayonné du fait des vibrations des parois est complètement masqué par la source acoustique due à la colonne d'air.

Watkinson et Bowsher [72] étudient les modes propres d'un pavillon de trombone par éléments finis. Ces modes sont utilisés afin de calculer la réponse vibratoire du pavillon à une excitation acoustique interne. Les influences sur les modes propres et les réponses vibratoires des paramètres comme l'épaisseur, ou le matériau sont étudiées. L'étude porte également sur la détermination des modes structuraux excités par l'onde plane. Ils indiquent que si le pavillon est parfaitement axisymétrique, le couplage est nul.

Les fabricants d'instruments Lawson et Lawson [73] comparent les spectres par tiers d'octave des sons d'un cor d'harmonie dont le pavillon est interchangeable. Deux matériaux (laiton et maillechort) ainsi que plusieurs traitements thermiques (différentes températures de recuit) sont testés. Les résultats montrent que des différences apparaissent entre les diverses configurations analysées. Ils concluent que les sensations des musiciens affirmant que le matériaux influencent le son produit sont confirmées.

Smith [74] propose une revue des différents travaux menés sur les questions des matériaux et des vibrations des pavillon de cuivres. Il fait part de certains travaux concernant des méthodes optiques interférométriques permettant de mesurer les résonances structurales des pavillons. Des mesures en excitation forcées sont également évoquées et semblent indiquer que l'amplitude des harmoniques du son dont la fréquence coïncide avec celle d'une résonance mécanique est affectée.

Pyle [75] mesure l'intensité sonore produit par un cor dont le pavillon est démontable. Le même pavillon est testé avant et après le retrait de la couche de vernis. Pour un même niveau de pression à l'intérieur de l'embouchure, de très faibles différences de niveau sont enregistrées sur le son rayonné lorsque l'instrument est joué à une nuance faible, alors que les différences de niveau peuvent atteindre 3 *dB* à des nuances fortes.

Moore [76] visualise les modes de vibration d'une trompette par interférométrie optique "Speckle". Cette technique optique permet de visualiser les champs vibratoires d'une structure. Il montre que les fréquences des modes suivent une loi dépendant des indices longitudinaux et circonférenciaux du même type que celle donnée par Chladni pour une plaque circulaire. Dans une autre communication [77], il réalise des comparaisons entre l'amplitude des harmoniques du son produit par une trompette jouée à l'aide d'une bouche artificielle dans deux configurations : une pour laquelle le pavillon est libre de vibrer et une seconde pour laquelle les vibrations sont fortement amorties à l'aide de sacs de sable positionnés sur le pavillon. Des différences allant jusqu'à 3 *dB* sur le fondamental sont mesurées.

Kausel et coll. [78] réalisent le même type d'expérience sur un cor d'harmonie. L'instrument, positionné dans une boîte peut être ensablé sur sa surface extérieure et peut être joué à l'aide d'une bouche artificielle. Des différences sur les amplitudes des harmoniques sont mesurées. Plus l'harmonique est élevée plus ces différences sont importantes. Les auteurs émettent l'hypothèse que l'impédance de rayonnement serait perturbée par les vibrations du pavillon.

## 4.2 Expérience préliminaire : ordre de grandeur du niveau relatif de pression rayonnée par le pavillon de trombone sous excitation acoustique et mécanique

Afin d'évaluer la part relative du rayonnement dû aux vibrations de structure et du rayonnement de la colonne d'air, le son rayonné par un trombone (trombone à pavillon démontable Ténor de marque Courtois) a été étudié dans deux configurations. Le pavillon positionné sur son support est connecté au reste du trombone (coulisse et embouchure). Le pavillon peut être excité mécaniquement à l'aide d'un pot vibrant et acoustiquement avec un haut parleur à l'entrée de l'embouchure du trombone. Un accéléromètre est positionné sur la partie évasée du pavillon et enregistre le niveau de vibration. Un microphone est positionné devant le pavillon afin d'enregistrer la pression rayonnée. Un schéma du montage expérimental est donné sur la figure 4.1.

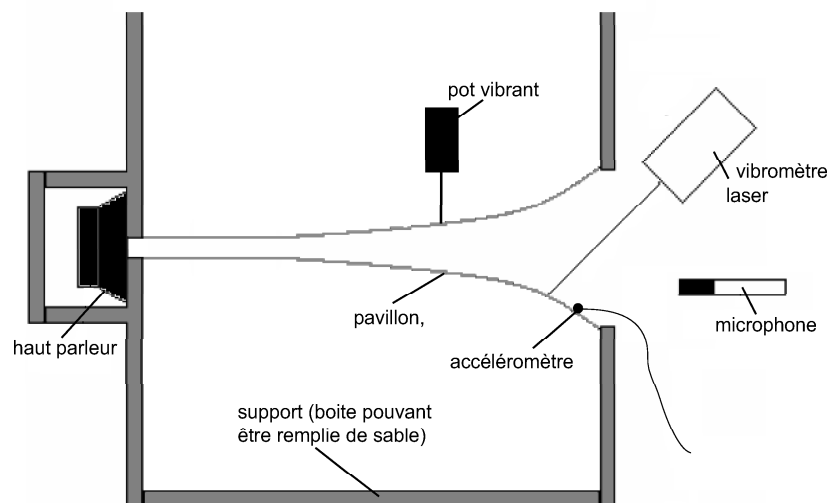


FIG. 4.1 – Schéma du montage expérimental pour les mesures sur le pavillon de trombone.

La première configuration consiste à exciter le pavillon au moyen du haut parleur avec un bruit blanc. L'amplitude de vibration est enregistrée par l'accéléromètre. La pression rayonnée par le trombone est également enregistrée. Dans la seconde configuration, le trombone est excité mécaniquement en bruit blanc au moyen du pot vibrant. Le niveau de la tension appliquée au pot

vibrant est ajusté de façon à obtenir la même amplitude de vibration que lors de l'excitation acoustique. La pression rayonnée dans ce cas est également enregistrée. La comparaison des signaux captés par le microphone dans les deux configurations permet d'obtenir un ordre de grandeur de la part du son d'origine vibratoire rayonné par le pavillon.

La figure 4.2 donne le résultat de cette expérience, en terme de comparaison entre les deux configuration, les niveaux enregistrés par le microphone en fonction de la fréquence.

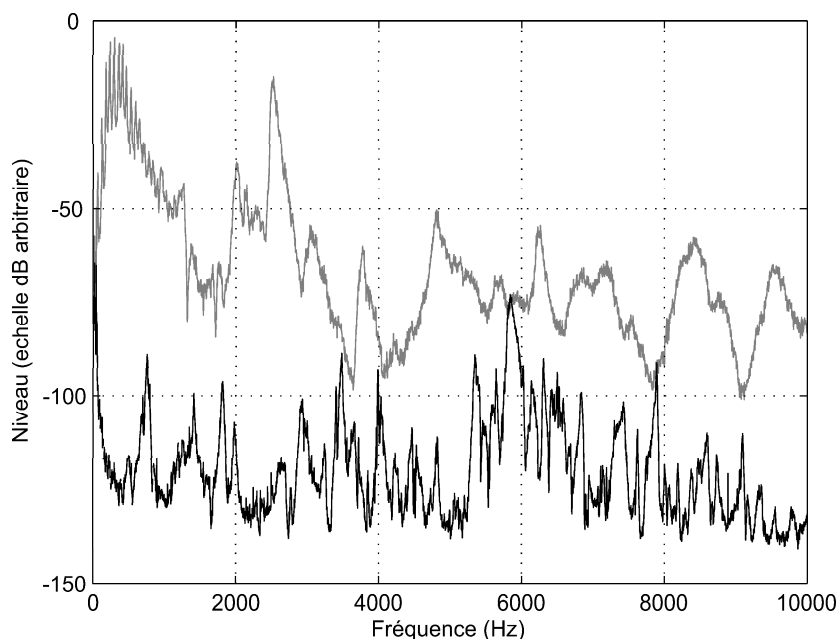


FIG. 4.2 – Comparaison des niveaux de pression acoustique pour une excitation acoustique (gris) et une excitation mécanique (noir) donnant lieu aux mêmes amplitudes de vibration sur le pavillon.

Pour l'excitation acoustique, on peut constater en basse fréquences une série de pics harmoniques correspondant aux résonances des modes longitudinaux acoustiques du conduit constitué par le trombone. On constate qu'en moyenne le niveau de pression lors de l'excitation mécanique est très inférieur au niveau produit par une excitation acoustique. L'écart moyen est de  $52 \text{ dB SPL}$ <sup>1</sup>. Cependant dans certaines zones, les contributions sont du même ordre de grandeur.

Cette méthode permet uniquement d'établir un ordre de grandeur. En effet, même si le niveau vibratoire moyen est le même dans les deux cas, le champ vibratoire diffère. Les modes du pavillon ne sont pas excités de la même façon dans les deux cas. Cependant, cette expérience préliminaire permet de conclure que le niveau sonore dû aux vibrations des parois du pavillon de trombone est environ 400 fois plus faible que celui qui est dû à la colonne d'air. Par ailleurs, elle offre une illustration pédagogique utile à destination des musiciens.

<sup>1</sup>La même manipulation est effectuée en remplaçant l'excitation en bruit blanc par haut parleur par un musicien jouant une phrase musicale. L'écart entre le niveau sonore lorsque l'instrument est joué normalement et lorsqu'il est excité mécaniquement par le pot vibrant est alors de  $56 \text{ dB SPL}$

## 4.3 Modélisation du rayonnement du pavillon

L'étude théorique du rayonnement acoustique des structures fait l'objet de très nombreuses études [56, 57]. Toutefois, les résultats concernent les structures de formes simples telles les plaques ou les coques cylindriques. L'étude du rayonnement de structures de géométrie plus complexes, tel un pavillon de trombone, est plus délicate. Les solutions des méthodes numériques par éléments finis de volume ou de frontière restent coûteuses en temps de calcul lorsque les problèmes sont des problèmes à trois dimensions, ce qui est le cas ici. Une méthode d'évaluation par le calcul de l'efficacité de rayonnement des modes de vibration du trombone est alors proposée. Après la recherche expérimentale et par éléments finis des modes du trombone, l'efficacité de rayonnement de chacune des déformées modales est évaluée à l'aide d'une méthode de monopôles équivalents. A l'aide de ces efficacités de rayonnement, le but est d'estimer si les modes du pavillon sont susceptibles de participer au rayonnement direct vers le champ externe en déterminant leur caractère rayonnant ou non.

### 4.3.1 Etude des modes de vibration d'un pavillon de trombone

L'étude du rayonnement acoustique d'une structure implique l'étude préalable de son comportement vibratoire. Les modes de vibration du pavillon de trombone (identique à celui du paragraphe 4.2) sont ainsi recherchés au moyen de mesures à l'aide d'un vibromètre laser à balayage et d'une modélisation par éléments finis.

#### 4.3.1.1 Etude expérimentale

Le pavillon de trombone est instrumenté afin de déterminer ses modes de vibration (voir figures 4.1 et 4.3). Dans ce but, des mesures de sa réponse mécanique en régime forcé sont réalisées. Le pavillon est positionné sur un support et excité au moyen d'un pot vibrant associé à une tête d'impédance mécanique permettant d'enregistrer l'effort appliqué. Un vibromètre à balayage mesure le champ vibratoire résultant sur une zone représentant approximativement un quart de la surface du pavillon. Cette limitation est due à la forte courbure du pavillon, le vibromètre à balayage étant destiné à la mesure de surfaces planes.

Les différentes fonctions de transferts entre la vitesse vibratoire en un point scanné par le vibromètre et la force injectée sont enregistrées au moyen d'une carte d'acquisition. Une analyse est réalisée par la visualisation du champ vibratoire sur la partie scannée par le vibromètre, aux résonances observées sur les fonctions de transferts. Chacune des fonctions de transfert présente un nombre important de résonances caractérisant une grande densité modale dans la bande de fréquence analysée. Le champ vibratoire observé pour chacune des résonances ne représente pas en toute rigueur un mode de vibration, il s'agit de la déformée opérationnelle à une fréquence donnée. Un exemple de déformée opérationnelle à la résonance est donné sur la figure 4.4.

Les modes du pavillon sont caractérisés par des lobes de vibration délimités par des lignes nodales, comme déjà observé avec des méthodes optiques [74, 76]. De la même façon que pour un simple cylindre, ces modes peuvent être triés en fonction du nombre de lignes nodales autour du pavillon et du nombre

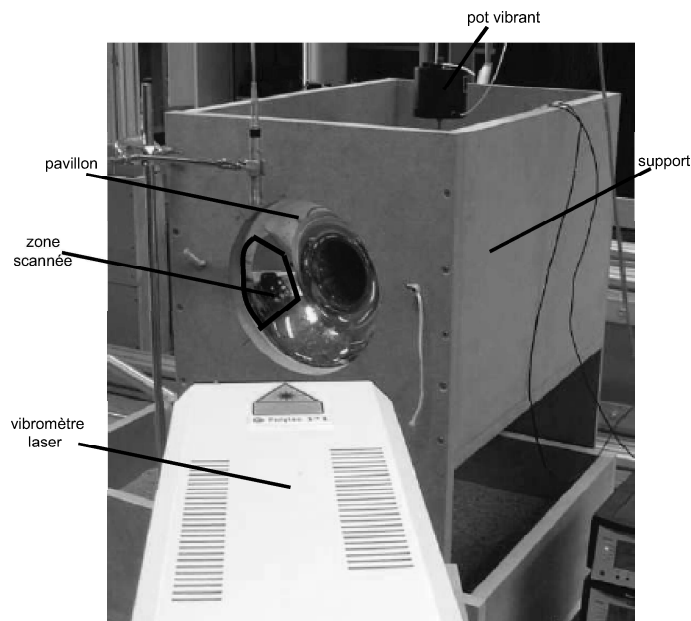


FIG. 4.3 – Montage expérimental pour la mesure des vibrations du pavillon de trombone

	p=3	p=4	p=5	p=6
m = 1	297 Hz	735 Hz		1456 Hz
m = 2	259 Hz	577 Hz	1403 Hz	2091 Hz
m = 3	561 Hz	676 Hz	2140 Hz	2474 Hz
m = 4	716 Hz	979 Hz	2298 Hz	2957 Hz
m = 5	1240 Hz			3595 Hz
m = 6	1383 Hz	1630 Hz	3035 Hz	3720 Hz

TAB. 4.1 – Fréquences de résonance mesurées des modes mécaniques du pavillon de trombone

de circonférences nodales dans la longueur du pavillon. Les modes peuvent ainsi être classés en fonction d'un indice circonférentiel  $m$  et d'un indice longitudinal  $p$ . Dans le cas de l'exemple de la figure 4.4, il s'agit d'un indice circonférentiel  $m = 6$ . La valeur de l'indice longitudinal est incertaine du fait que les mesures n'ont pas été réalisées sur toute la longueur du pavillon. Le tableau 4.1 indique les fréquences de résonances des modes mesurés en fonction des indices modaux.

#### 4.3.1.2 Etude par la méthode des éléments finis

En parallèle, une étude par éléments finis est menée. Le pavillon est modélisé avec l'aide du logiciel COMSOL, logiciel complet permettant de définir une géométrie, de mailler la structure créée et de réaliser le calcul des modes propres de la structures. La géométrie du problème est définie à partir de la mesure du profil et de l'épaisseur du pavillon ( $0.5 \text{ mm}$ ). Les éléments utilisés sont des éléments de

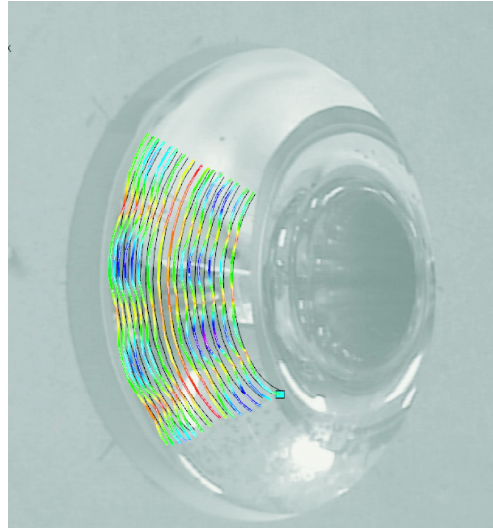


FIG. 4.4 – Déformée à la résonance associée à mode d'indice circonférentiel  $m = 6$ , obtenue par les mesures au vibromètre laser.

type coque, ce qui signifie que la structure n'est pas maillée dans son épaisseur. Les paramètres du matériaux sont estimés à partir de valeurs standards pour le laiton : module d'Young  $E = 110 \text{ GPa}$ , masse volumique  $\rho = 8700 \text{ kg/m}^3$  et coefficient de Poisson  $\nu = 0.33$ . Le pavillon est encastré à une extrémité et libre de vibrer à l'autre extrémité. A partir du maillage et des conditions aux limites imposées, un algorithme permet le calcul des modes propres du système. Le but n'est pas ici de recalibrer le modèle éléments finis sur les mesures, mais d'obtenir les déformées modales sur l'ensemble du pavillon, ce qui est difficile à partir de notre montage expérimental.

Les modes obtenus montrent la même structure comportant des lignes que les modes mesurés. On peut également constater que pour la plupart des modes, la zone où le pavillon est évasé correspond à la région pour laquelle les déplacements sont les plus importants. La partie plus cylindrique du pavillon présente des niveaux vibratoires inférieurs. La plupart des modes calculés peuvent être classés par paires. Les modes de chacune de ces paires ont les mêmes indices  $m$  et  $p$  mais des déformées modales tournées par rapport à l'axe du pavillon d'un angle de  $\pi/(2m)$ . Ceci est dû à la non symétrie du maillage utilisé, qui implique une levée de dégénérescence modale. Quelques modes sont représentés figure 4.5, classés en fonction de leurs indices modaux.

Les fréquences modales obtenues sont reportées sur le diagramme de la figure 4.6. L'indice circonférentiel est représenté en fonction de la fréquence modale pour des indices longitudinaux croissants.

### 4.3.2 Estimation des efficacités de rayonnement des modes du pavillon

#### 4.3.2.1 Efficacité de rayonnement des modes du pavillon

Développement d'une méthode de calcul utilisant une distribution de monopôles



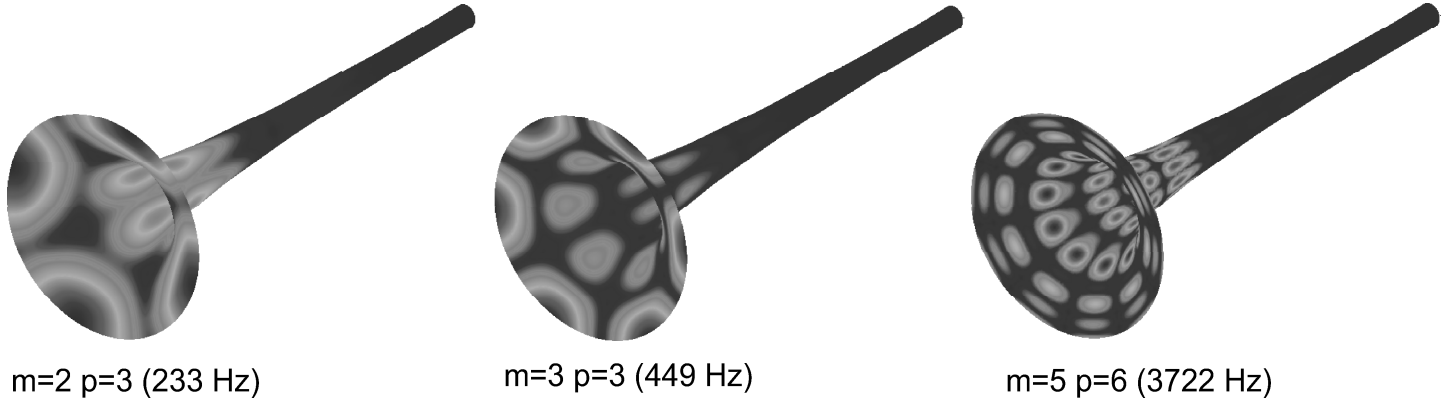


FIG. 4.5 – Modes de vibration du pavillon de trombone obtenus par un modèle éléments finis.

Pour un mode donné du pavillon de trombone, chaque lobe de vibration est modélisé par un monopôle positionné en son centre. Le débit des monopôles est proportionnel à la taille du lobe et à l'amplitude moyenne du champ sur ce lobe. Afin de tenir compte de l'opposition de phase qui existe entre deux lobes adjacents, le débit des monopôles adjacents sont opposés. Par exemple, le mode (2, 3) est modélisé au moyen de 12 monopôles, et le mode (10, 6) avec 120 monopôles.

La pression due à la distribution de monopôles est calculée dans le champ lointain sur une sphère centrée sur le barycentre des monopôles. Sur un point de la sphère, la pression peut être écrite sous la forme suivante :

$$p(r) = \sum_{q=1}^N p_q(r) = \sum_{q=1}^N \frac{j\omega\rho Q_q}{4\pi} \frac{e^{jkr_q}}{r_q}, \quad (4.1)$$

où  $N$  est le nombre de monopôles,  $\omega$  est la pulsation,  $k$  le nombre d'onde acoustique,  $\rho$  la densité de l'air,  $Q_q$  le débit du monopôle d'indice  $q$ , et  $r_q$  la distance entre la position du monopôle d'indice  $q$  et le point de la sphère. La puissance sonore rayonnée est alors calculée à l'aide de l'expression :

$$P = \frac{1}{2} \int \int_S \frac{p(r)^2}{\rho c} dS. \quad (4.2)$$

Cette intégrale est évaluée numériquement en calculant la pression sur un grand nombre de points sur la sphère. L'efficacité de rayonnement  $\sigma$  est classiquement définie [57] comme le rapport entre la puissance rayonnée et la vitesse vibratoire quadratique moyenne sur une période  $\langle v^2 \rangle$  de la surface  $S$  vibrante :

$$\sigma = \frac{P}{\rho_0 c_0 \langle v^2 \rangle}. \quad (4.3)$$

Cependant dans le cas des monopôles, il n'est pas possible de définir une vitesse vibratoire quadratique moyenne. Nous définissons alors l'efficacité de rayonnement comme le rapport entre la

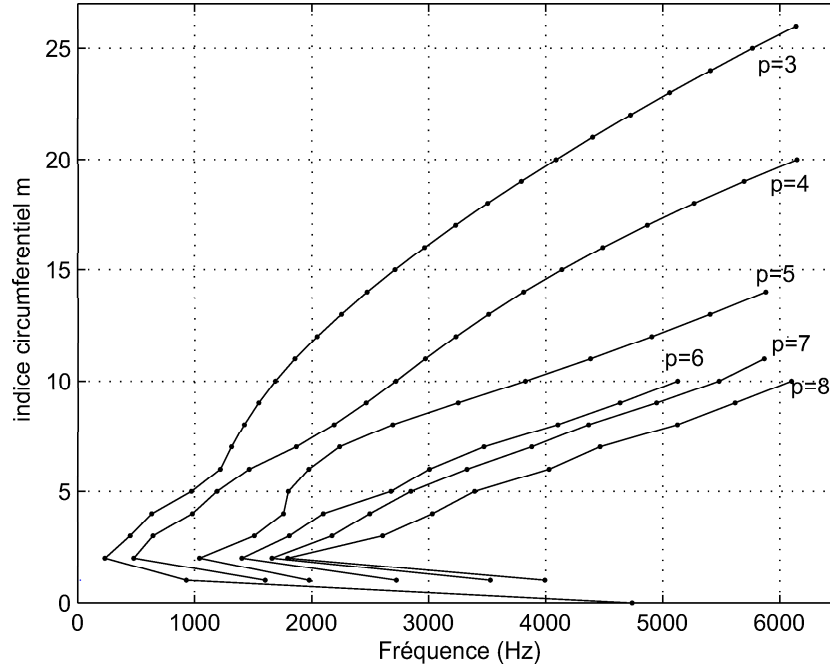


FIG. 4.6 – Diagramme présentant les fréquences des modes du pavillon obtenus par éléments finis en fonction des indices modaux  $m$  et  $p$ .

puissance rayonnée par tous les monopôles  $P$  et la puissance de référence  $P_{ref}$  :

$$\sigma = \frac{P}{P_{ref}}, \quad (4.4)$$

où

$$P_{ref} = \sum_{q=1}^N \frac{\omega^2 \rho Q_q^2}{8\pi c}. \quad (4.5)$$

La puissance  $P_{ref}$  s'interprète comme la somme des puissances rayonnées due à chaque monopôle pris individuellement, c'est à dire comme si chaque monopôle était seul.

### Evaluation de la méthode de calcul des efficacités de rayonnement

Le niveau d'approximation lié à l'utilisation de la méthode des monopôles est difficile à estimer a priori. Afin de l'évaluer, une comparaison avec la configuration de référence publiée par Wallace [80] est effectuée. En effet, l'efficacité de rayonnement d'une plaque rectangulaire en appui simple positionnée dans un écran infini peut être calculée analytiquement à l'aide de l'intégrale de Rayleigh. La pression en un point de coordonnées  $(x, y, z)$  de l'espace, à la pulsation  $\omega$  dû à une surface vibrante  $S_0$ , placée dans un écran infini, dont le champ de vitesse est  $v(x_0, y_0)$ , est :

$$p(x, y, z) = \frac{i\rho_0\omega}{2\pi} \int \int_{S_0} \frac{e^{-ikR}}{R} v(x_0, y_0) dx_0 dy_0, \quad (4.6)$$

où  $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}$ . La plaque utilisée pour une configuration test a pour longueur  $a = 21 \text{ cm}$  et pour largeur  $b = 8 \text{ cm}$ . La plaque étant en appui simple, le mode de vibration d'indice  $(p, q)$  s'écrit  $v(x_0, y_0) = V_0 \sin(p\pi x_0/a) \sin(q\pi y_0/b)$ . Pour l'exemple on choisit  $p = 3$  et  $q = 2$  présentant 2 lobes dans la largeur et 3 dans la longueur (soit 6 au total), comme montré figure 4.7.

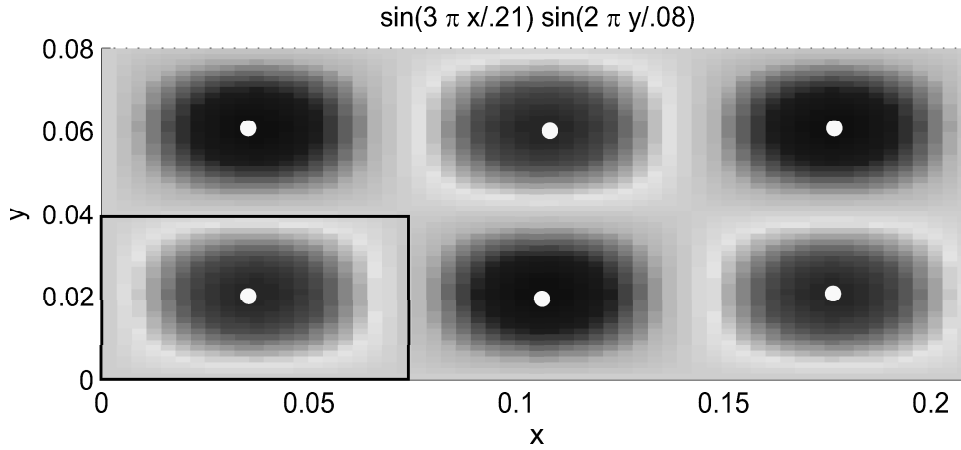


FIG. 4.7 – Mode (3, 2) d'une plaque rectangulaire de  $21 * 8 \text{ cm}^2$ , et position des 6 monopôles utilisés pour le calcul de l'efficacité de rayonnement, marqués par un point blanc.

L'efficacité de rayonnement est alors calculée au moyen des équations 4.2 et 4.3. Le calcul de  $\sigma$  pour cette configuration est présenté 4.8.

Pour comparer l'efficacité de rayonnement calculée avec la méthode des monopôles et avec la méthode de Rayleigh, on redéfinit la puissance de référence présente au dénominateur de 4.3. On considère alors

$$P'_{ref} = NP_0, \quad (4.7)$$

où  $P_0$  est la puissance rayonnée par un unique lobe de vibration (encadré sur la figure 4.7 dans le cas de l'exemple) et  $N$  est le nombre total de lobes de vibration. Cette puissance  $P'_{ref}$  joue alors le même rôle que la puissance de référence  $P_{ref}$  utilisée dans la méthode des monopôles. Dans le cas test, on calcule  $P_0$  à l'aide de l'équation 4.6 pour un unique lobe de vibration et on a  $N = 6$ . Le résultat de ce calcul utilisant l'intégrale de Rayleigh est tracé figure 4.9. Il est comparé avec le calcul utilisant la méthode des monopôles. Pour ce calcul, chacun des lobes de vibration est modélisé par un monopôle positionné en leurs centres comme indiqué sur la figure 4.7. Ceci correspond à un total de 6 monopôles dont les débits sont égaux au signe près. En effet, les monopôles adjacents sont de débits opposés afin de modéliser l'opposition de phase. De plus, les débits sont égaux au signe près du fait que tous les lobes de vibration ont même surface et même amplitude moyenne. L'efficacité de rayonnement est alors

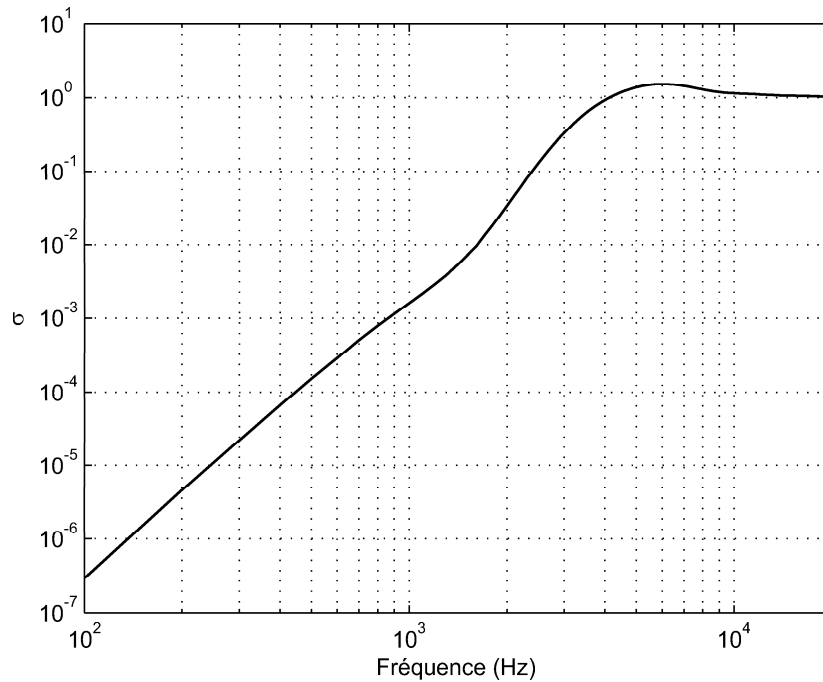


FIG. 4.8 – Efficacité de rayonnement du mode (3, 2) d'une plaque rectangulaire de  $21 \times 8 \text{ cm}^2$  simplement appuyée calculée par l'intégrale de Rayleigh [80].

calculée à l'aide de l'expression 4.4.

La figure 4.9 représente donc deux courbes d'efficacité de rayonnement :

- évaluée par la méthode des monopôles,
- évaluée à l'aide de la puissance rayonnée par la plaque, calculée par l'intégrale de Rayleigh, et normalisée par  $P'_{ref}$ .

Sur cette figure 4.9, on peut remarquer que la méthode des monopôles permet d'approcher de façon satisfaisante la puissance rayonnée par la plaque, normalisée par la somme des puissances rayonnées par les six cellules de vibration prises individuellement. En effet, on peut modéliser chaque cellule de la surface vibrante par un monopôle tant que la longueur d'onde acoustique  $\lambda$  est grande devant la longueur caractéristique d'un lobe de vibration :  $\frac{a/3}{\lambda} \ll 1$ .

Ainsi, la méthode des monopôles permet une évaluation approchée de l'efficacité de rayonnement. La fréquence critique, à partir de laquelle l'efficacité prend une valeur proche de 1 est correctement évaluée par la méthode. Cette grandeur est fondamentale dans la détermination du caractère rayonnant ou non d'un mode.

### Calcul de l'efficacité de rayonnement pour quelques modes du pavillon

En utilisant la méthode des monopôles explicitée précédemment, les estimations des efficacités de rayonnement des modes du pavillon sont effectuées. A partir des résultats concernant les déformées

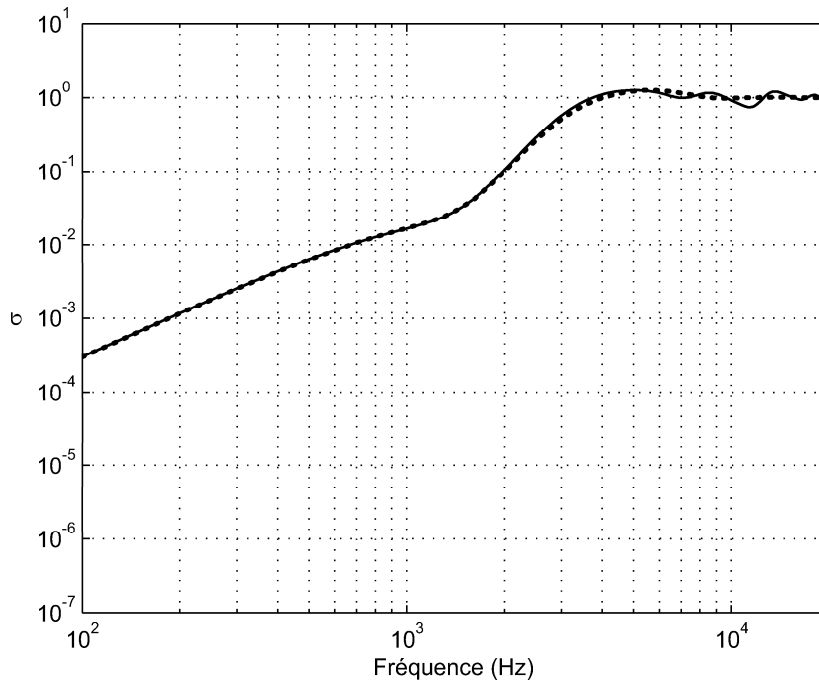


FIG. 4.9 – Comparaison des efficacités de rayonnement du mode (3, 2) d’une plaque rectangulaire de  $21 * 8 \text{ cm}^2$  en appui simple dans un écran infini. Trait plein : évaluation par la méthode des monopôles, trait pointillé : puissance rayonnée par la plaque calculée par l’intégrale de Rayleigh, normalisée par  $P'_{ref}$ .

opérationnelles mesurées sur le pavillon, on positionne les monopôles sur le pavillon au niveau du maximum de chaque lobe de vibration. Les amplitudes de chacun des lobes de vibration de chacun des modes ainsi que leur surface permettent de fixer les débits de chacun des monopôles. Des exemples pour 5 modes du pavillon sont donnés sur la figure 4.10.

Les efficacités de rayonnement présentent un caractère de type filtre passe-haut. L’ordre de ces filtre peut être évalué à partir de la pente basse fréquence ; pour un mode d’indice modal circonférentiel  $m$ , l’ordre est de  $2m$ . De façon générale, les courbes présentent deux zones distinctes. Une zone aux basses fréquences pour laquelle l’efficacité est faible tout en croissant vers la valeur maximale. Au delà de la fréquence critique, l’efficacité stagne et forme un plateau. On peut également remarquer que plus les indices modaux circonférentiel sont élevés, plus l’efficacité est faible en basses fréquences, en raison du phénomène de courts circuits acoustiques plus importants.

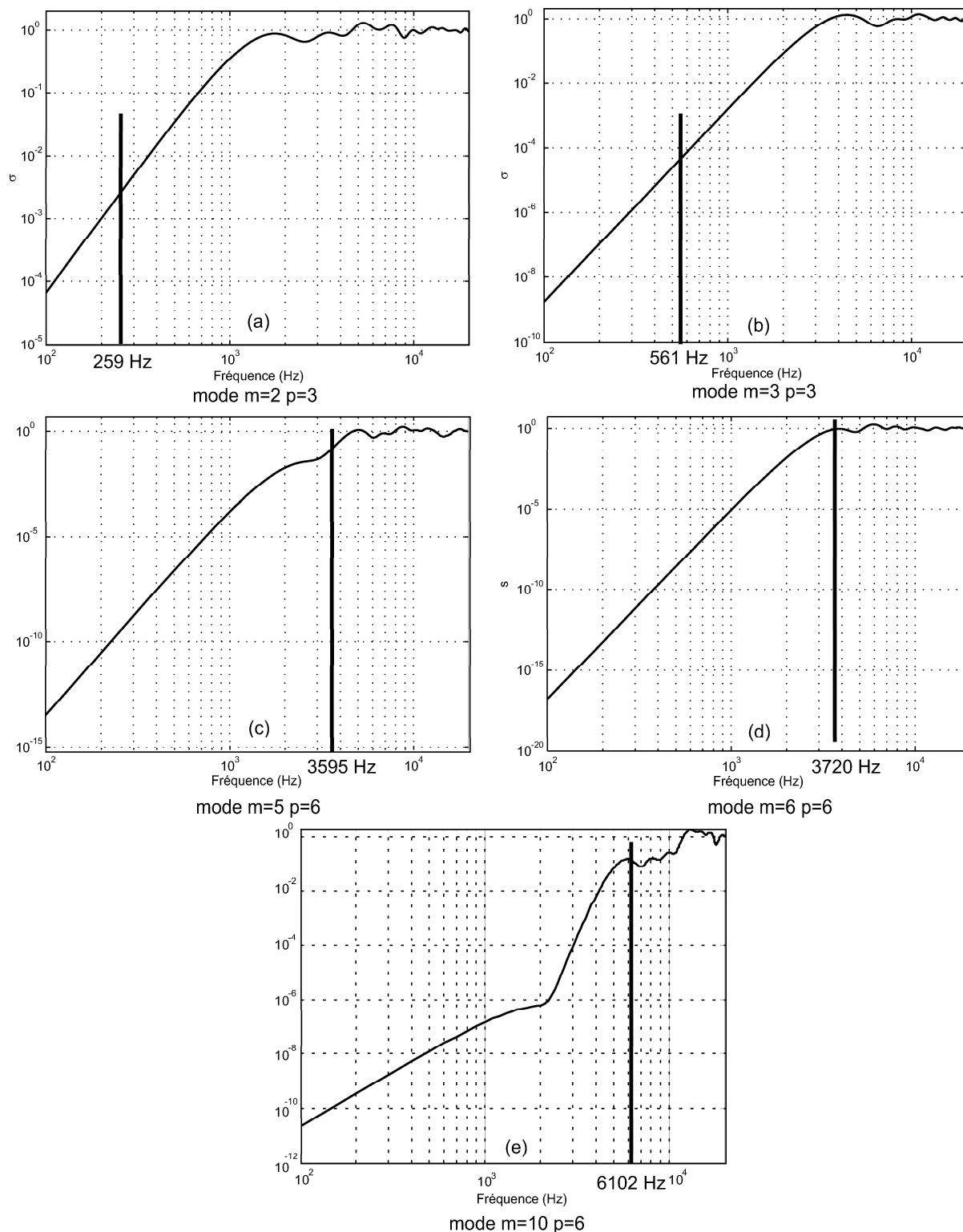


FIG. 4.10 – Efficacités de rayonnement de quelques modes du pavillon : (a) mode (2, 3), (b) mode (3, 3), (c) mode (5, 6), (d) mode (6, 6), (e) mode (10, 6). Le trait vertical indique la position de la fréquence de résonance mesurée du mode.

### 4.3.2.2 Interprétation des efficacités de rayonnement

Ainsi que le montre la figure 4.10, chaque mode présente une fréquence critique au dessus de laquelle la valeur de l'efficacité est proche de 1. Si la fréquence propre du mode est supérieure à cette fréquence critique, il est susceptible de rayonner efficacement lorsqu'il est excité. Un tel mode est appelé mode rayonnant. Au contraire, même s'il est excité, lorsque la fréquence propre est inférieure à la fréquence critique, la puissance rayonnée reste faible. Les modes rayonnants sont candidats pour participer au son rayonné vers le champ externe par le trombone lorsqu'il est joué.

Dans le cas du pavillon de trombone, on constate que les modes basses fréquences, comme le mode (2, 3) à 259 Hz ou (3, 3) à 561 Hz, ont des fréquences propres inférieures à la fréquence critique. Ceci implique que ces modes bien qu'ils puissent être excités lorsque le trombone est joué, ne sont pas efficaces vis à vis de la puissance rayonnée. Au contraire, certains modes de fréquences propres de l'ordre de quelques kHz sont candidats à rayonner lorsqu'ils sont excités, comme par exemple le mode (6, 6) à 3720 Hz. En effet, la fréquence propre est alors proche de la fréquence critique.

## 4.4 Etude expérimentale comparative du comportement du pavillon libre puis ensablé afin d'amortir ses vibrations

Afin d'affiner l'estimation de l'effet du rayonnement des parois vibrantes du pavillon de trombone, une expérience est réalisée. La pression rayonnée par le trombone est à nouveau enregistrée dans deux configurations et comparée. Le support du pavillon (voir schéma 4.1) peut être rempli de sable, de façon à le recouvrir sur sa face extérieure, permettant d'amortir fortement ses vibrations.

### 4.4.1 Fonctions de transferts du pavillon excité acoustiquement et mécaniquement

Le pavillon de trombone seul (sans coulisse ni embouchure) est excité par le pot vibrant ou par un haut parleur positionné à son entrée. La vibration du pavillon est enregistrée en un point à l'aide d'un vibromètre laser. La figure 4.11 présente la fonction de transfert entre la vitesse vibratoire et la force injectée dans le cas de l'excitation mécanique et la fonction de transfert entre la vitesse vibratoire et la tension électrique (constante) appliquée à l'entrée du haut parleur dans le cas de l'excitation acoustique.

On peut constater que tous les modes du pavillon ne sont pas excités par le champ acoustique créé. En effet, la courbe correspondant à l'excitation acoustique présente beaucoup moins de résonances.

### 4.4.2 Comparaison de la pression rayonnée entre les configurations pavillon libre / pavillon ensablé dans le cas d'une excitation acoustique.

La pression rayonnée par le pavillon est enregistrée au moyen d'un microphone. Elle est notée  $P_{libre}$  lorsque le pavillon est libre de vibrer et  $P_{sable}$  lorsque ses vibrations sont amorties. La tension appliquée au haut-parleur est un sinus "glissant" balayant la plage de 200 Hz à 8000 Hz, d'amplitude constante notée  $U$ . La mesure est répétée trois fois pour chacune des deux configurations : pavillon

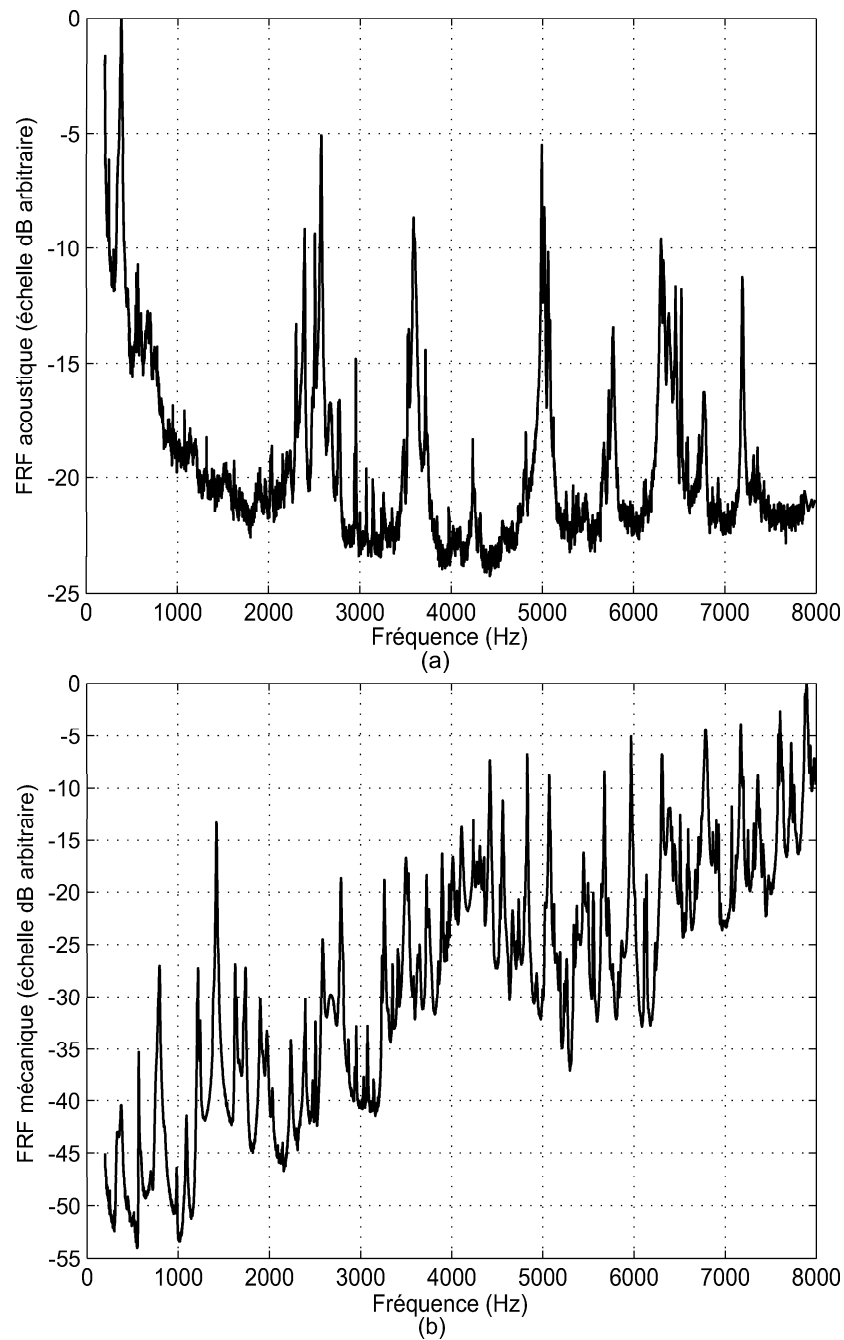


FIG. 4.11 – (a) Fonction de transfert entre la vitesse vibratoire du pavillon et la tension d'entrée du haut-parleur lors d'une excitation acoustique (sinus glissant), (b) Fonction de transfert entre la vitesse vibratoire du pavillon et la force injectée lors d'une excitation mécanique (sinus glissant).

libre et pavillon ensablé. La figure 4.12 donne les courbes représentant  $P_{libre}/U$  et  $P_{sable}/U$  moyennée sur les trois réalisations de l'expérience.



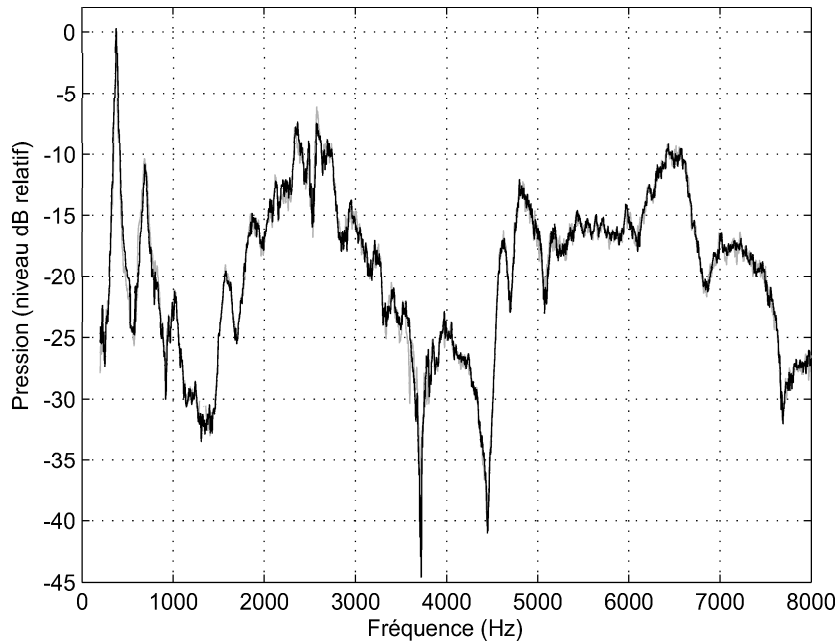


FIG. 4.12 – Niveau de pression rayonné par le pavillon en réponse à une excitation acoustique à son entrée. noir : pavillon libre de vibrer, gris : pavillon amorti avec du sable

Les fonctions de transfert  $P_{libre}/U$  et  $P_{sable}/U$  sont très semblables. Cependant, une analyse plus fine des résultats permet de mettre en évidence des différences dans certaines zones localisées en fréquence. Sur la figure 4.13, ces fonctions de transfert sont tracées et mises en parallèle de la vitesse vibratoire d'un point du pavillon, dans une zone de fréquence où des différences significatives apparaissent. Afin d'attester de la répétabilité des mesures, les courbes correspondant aux trois essais dans chaque configuration sont tracées. La dispersion des mesures dans chaque configuration est faible ( $\pm 1\%$ ), montrant la bonne répétabilité des expériences.

Sur la figure 4.13, on constate que les fréquences où des différences significatives entre les deux configurations pavillon libre et pavillon ensablé, correspondent à des résonances mécaniques du pavillon. Ces différences de niveaux sont répétables, étant donné que les trois essais dans chaque configuration donnent des résultats très proches. Ces différences remarquables et répétables sont de  $3.5\text{ dB}$  au voisinage de  $3975\text{ Hz}$ ,  $6\text{ dB}$  au voisinage de  $3595\text{ Hz}$  (mode (5,6)) et jusqu'à  $10\text{ dB}$  au voisinage de  $3720\text{ Hz}$  (mode (6,6)). Ces différences peuvent être interprétées à l'aide des efficacités de rayonnement et des notions de modes rayonnants et résonants, déjà discutées. La figure 4.10 illustre cette interprétation. En effet, les fréquences de résonance des deux modes (5,6) et (6,6) sont élevées et proche de leur fréquence critique. Ces modes contribuent ainsi au rayonnement global lorsque l'on excite acoustiquement le pavillon, car ils sont rayonnants. Les autres modes observés, notamment à plus basse fréquence sont résonants mais non rayonnants et participent seulement très faiblement au rayonnement du pavillon.

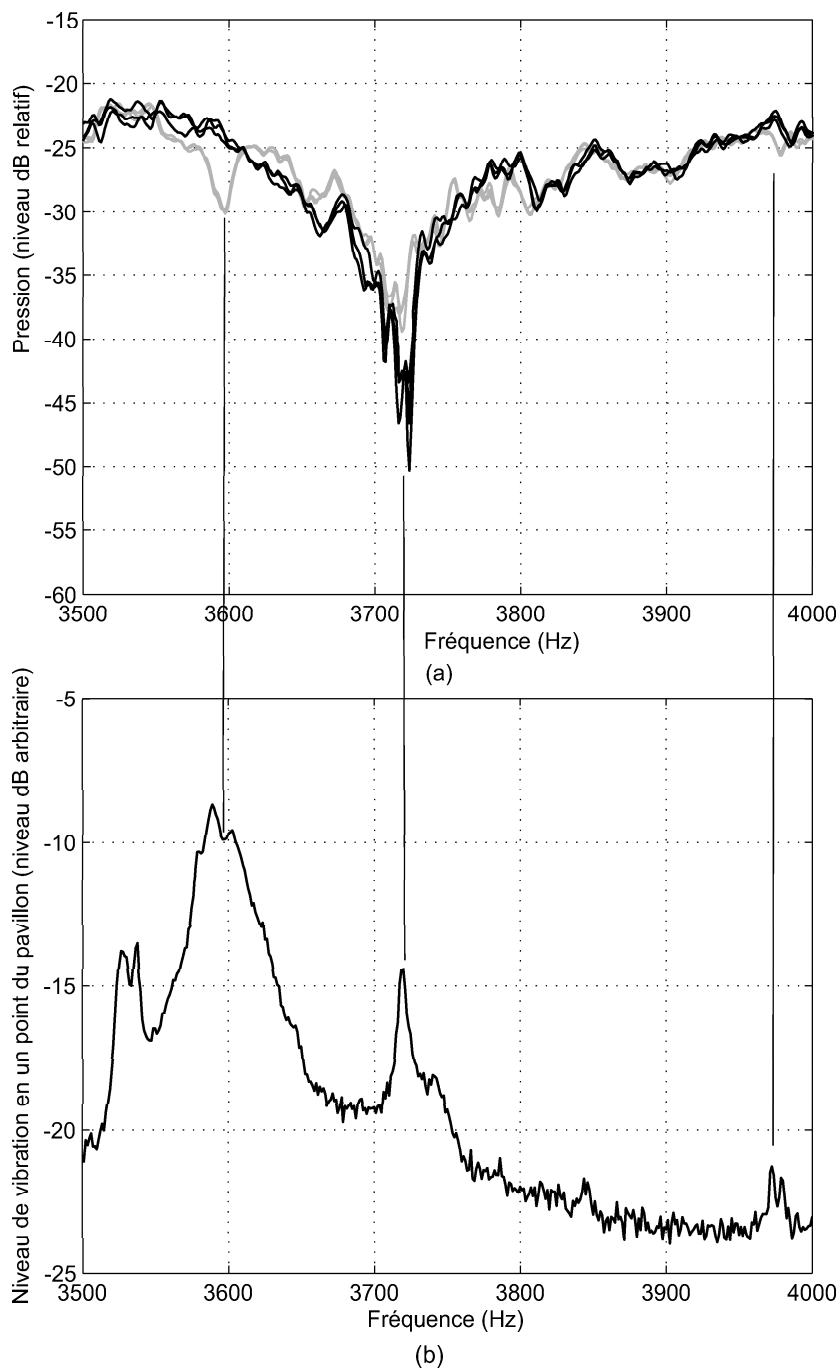


FIG. 4.13 – (a) Niveau de pression rayonné par le pavillon en réponse à une excitation acoustique à son entrée. gris : pavillon libre de vibrer, noir : pavillon amorti avec du sable, (b) Niveau de vibration en un point du pavillon.

## 4.5 Conclusion

L'étude expérimentale menée montre que l'influence des vibrations du pavillon sur le son rayonné est très faible. Les différences entre les niveaux acoustiques rayonnés dans les configurations pavillon

libre et pavillon ensablé sont de l'ordre de quelque décibels. Les différences les plus significatives sont attribuées à quelques modes mécaniques rayonnants, c'est à dire dont les fréquences de résonance sont proches ou supérieures de leur fréquences critiques.

Les résultats ayant été obtenus en oscillations forcées sinusoïdales, des mesures en condition de jeu réel (à l'aide d'une bouche artificielle pour cuivre) seraient à mener. On peut imaginer que lorsque le trombone est joué, si la fréquence d'un harmonique du son produit coïncide avec celle d'un mode rayonnant, ce dernier sera excité et donc susceptible de participer au rayonnement global. De légères perturbations spectrales concernant l'harmonique impliqué sont alors susceptibles de se produire.

---

# Conclusion

Les travaux présentés dans ce document apportent une contribution à l'étude de l'influence des vibrations de paroi des instruments de musique à vent sur leur fonctionnement. Ces vibrations mettent en jeu divers couplages fluide-structure. Parmi les interactions, le couplage entre la colonne d'air (le fluide interne) et le conduit vibrant ainsi que le rayonnement dans le fluide externe ont été étudiés. L'instrument à vent est alors vu comme un système vibroacoustique et non comme un système purement acoustique.

Dans le cas de l'interaction fluide interne - conduit, on peut montrer que lorsque l'on prend en compte les vibrations des parois, l'impédance d'entrée acoustique du guide diffère de celle du conduit indéformable. La modélisation analytique permet de montrer que les couplages sont le plus souvent très faibles, et les corrections à apporter à l'impédance d'entrée par rapport au conduit indéformable sont négligeables dans un grand nombre de cas pour les instruments à vent. Cependant, pour des conduits particuliers choisis spécialement afin de mettre en évidence ces effets, les couplages ne sont plus négligeables. Ceci est réalisé lorsque le conduit présente des défauts de circularité (qui existent toujours en pratique), ainsi que lorsque les modes mécaniques du conduit coïncident avec les modes acoustiques à des fréquences de quelques centaines de Hertz à quelques kiloHertz. Chacun des modes mécaniques du conduit, notamment les modes d'ovalisation apparaissant aux plus basses fréquences, implique alors un pic supplémentaire sur l'impédance d'entrée. L'amplitude de chacun de ces pics augmente avec l'importance des défauts de circularité, et dépend dans une moindre mesure de la déformée modale du mode mécanique en question. Les prédictions théoriques sont validées expérimentalement par la mesure de l'impédance d'entrée de conduits fabriqués en accord avec un dimensionnement issu du modèle.

L'impédance d'entrée étant modifiée de façon significative, des effets sur le fonctionnement des instruments en situation de jeu sont alors possibles. Les exemples d'application étudiés - les instruments type clarinette (tube en plastique et en laiton), le tuyau d'orgue, ainsi que l'expérience de Miller [6] - le montrent. Les effets obtenus sont en lien direct avec le niveau de perturbation de l'impédance d'entrée. Le point clé est ici la coïncidence entre la fréquence d'un mode mécanique du conduit et la fréquence d'un harmonique du son produit par l'instrument. Dans ce cas, des effets sur la sonorité sont très variables. Une très légère coloration spectrale et une variation très faible de la fréquence de jeu peuvent être observés lorsque l'impédance d'entrée est faiblement perturbée à la fréquence d'un harmonique de

rang élevé. Lorsque la coïncidence est réalisée sur le pic de l'impédance d'entrée pilotant l'oscillation, des perturbations importantes du régime d'oscillations auto-entretenues sont mesurées et facilement audibles. Le régime périodique "normal" peut être rendu instable et une bifurcation vers un régime de type multiphonique, présentant des battements, peut se produire. Des changements de fréquence de jeu, allant jusqu'à des valeurs de l'ordre du demi-ton, sont également observés.

Même dans les cas où les couplages entre le fluide interne et la structure sont très faibles, les vibrations de la structure pourraient provoquer un rayonnement significatif dans le fluide externe. Dans le cas du pavillon de trombone, le rayonnement externe provenant des vibrations du pavillon sont très inférieures au rayonnement provenant de la colonne d'air, en moyenne de l'ordre de  $-50$  dB. Cependant, il n'est pas exclu que certains modes mécaniques du pavillon, lorsqu'ils sont excités, participent au rayonnement total au voisinage de leur fréquence de résonance. Les mesures montrent que les différences dans le spectre rayonné sont très faibles entre une configuration pour laquelle le pavillon est libre de vibrer et une autre pour laquelle les vibrations sont amorties avec du sable. Toutefois, pour certaines fréquences situées dans une zone de l'ordre de 3 à 4 kHz correspondant à des modes rayonnants du pavillon, des différences allant jusqu'à 10 dB ont été mesurées. Ces différences sont susceptibles de produire de légères perturbations de la sonorité d'un instrument dans le cas où un harmonique du son produit viendrait coïncider avec les fréquences des modes rayonnant, mais n'ont pas été observées pour l'instant.

Les couplages vibroacoustiques dans les instruments à vent existent et peuvent être mesurés. Dans certains cas particuliers correspondant à des caractéristiques géométriques, des paramètres de matériau, ainsi que des configuration de jeu favorables, des effets ont été mis en évidence. Toutefois, les effets mis en avant ici sont ténus, et fortement dépendants de la fréquence. Les résultats montrent que la problématique de l'effet des vibrations des parois et du matériau sur le son produit par les instruments ne peut pas être réduite à des règles générales. De plus, dans les cas où des effets existent, ils sont très variables et vont de très légères perturbations de la sonorité, à des perturbations des régimes d'oscillations auto-entretenues. Il semble donc que l'on ne puisse pas dégager de tendances générales pour la fabrication des instruments liées aux paramètres subjectifs de la sonorité des instruments. Les particularités de chaque instrument peuvent impliquer ou non des effets, eux-mêmes alors importants ou très faibles. Il paraît très délicat de maîtriser ces phénomènes à l'avance, à l'étape de conception, dans le but d'obtenir un résultat sonore donné. Inversement, il paraît encore discutable d'attribuer à ces phénomènes les caractéristiques sonores primordiales d'un instrument. Toutefois, les effets d'un changement du matériau constitutif d'un instrument ne se limitent pas aux modifications des propriétés vibratoires. En changeant le matériau, le fabricant change l'aspect, la masse et le centre d'inertie de l'instrument, modifiant la perception tactile et visuelle de l'instrument. Les échanges visco-thermiques aux parois sont également modifiés du fait de la variation de la conductivité thermique ainsi que de l'état de surface interne. Ces pertes visco-thermiques sont en lien direct avec la sonorité des instruments puisqu'elles impliquent une dissipation acoustique lors de la propagation des ondes dans le guide.

L'instrument qui présente les caractéristiques qui sont les plus susceptibles de réunir des conditions favorables à des couplages suffisamment importants est le tuyau d'orgue. En effet, certains tuyaux fabriqués d'un alliage de plomb et d'étain présentent des caractéristiques favorables. Mais pour cette catégorie, les effets se produiraient alors sur des tuyaux particuliers réunissant les conditions de coïncidence et non sur toute l'étendue d'un jeu, même si tous les tuyaux que ce jeu contient sont fabriqués avec le même alliage ou avec une même épaisseur.

Si les effets des vibrations de paroi par couplage avec le fluide interne sont maintenant bien compris, les effets dus au rayonnement externe n'ont été étudiés en profondeur tant expérimentalement que théoriquement. Il reste à poursuivre dans cette voie. Par ailleurs, la problématique des vibrations de paroi laisse des sujets ouverts. Toutes les configurations possibles n'ont pas été étudiées. Parmi les possibilités d'études concernant les vibrations de parois, une étude sur l'origine de ces vibrations pourrait être menée. L'étude s'est concentrée sur la source provenant du champ de pression interne, mais la transmission solidienne des vibrations mécaniques localisées au niveau du système exciteur (oscillation de l'anche ou des lèvres du musicien) pourrait également jouer un rôle important dans le phénomène. Un effet indirect est alors envisageable, pour lequel les vibrations du corps de l'instrument produiraient une contre-réaction sur le système exciteur. Ces modifications se répercuteraient alors sur le son produit par l'instrument.

L'étude s'est concentrée sur l'étude des effets sur la sonorité en régime permanent. Une étude plus spécifique concernant les régimes transitoires pourrait également être envisagée, car des effets sur la sonorité de l'attaque de tuyaux d'orgue ont été observés [16].

Enfin, d'autres applications liées à la facture instrumentale pourraient être envisagées. L'étude de "cas pathologiques", comme des instruments présentant des caractères inhabituels attribués aux vibrations de paroi ou au matériau, fournis par les facteurs pourraient permettre de confirmer les résultats obtenus dans cette étude. Par exemple, dans le cas des cuivres, la position des entretoises (tiges faisant le lien entre les différents conduits constituant l'instrument soudées afin de rigidifier l'ensemble) est un problème récurrent cité par les musiciens et facteurs [81]. Leurs positions ainsi que les contraintes qu'elles imposent ont des influences importantes sur les propriétés vibratoires du corps de l'instrument. Il est ainsi possible que les contraintes dues à ces entretoises créent des asymétries suffisantes autorisant des couplages plus importants.



## Annexe A

# Choix des matériaux

Dans le diagramme d'Ashby donné figure A.1, les grandes catégories de matériaux sont décrites en fonction la valeur du module d'Young  $E$  et de la masse volumique  $\rho_s$ . Dans une telle représentation, les classes de matériaux comme les métaux, les bois ou les matières plastiques sont caractérisées par des zones distinctes du plan  $(\rho_s, E)$ . A l'intérieur de ces regroupements, les matériaux sont placés individuellement. Dans ce diagramme, il est également possible de déterminer les matériaux ayant le même ratio  $\sqrt{E/\rho_s}$ , c'est à dire une vitesse de propagation des ondes de compression identique.



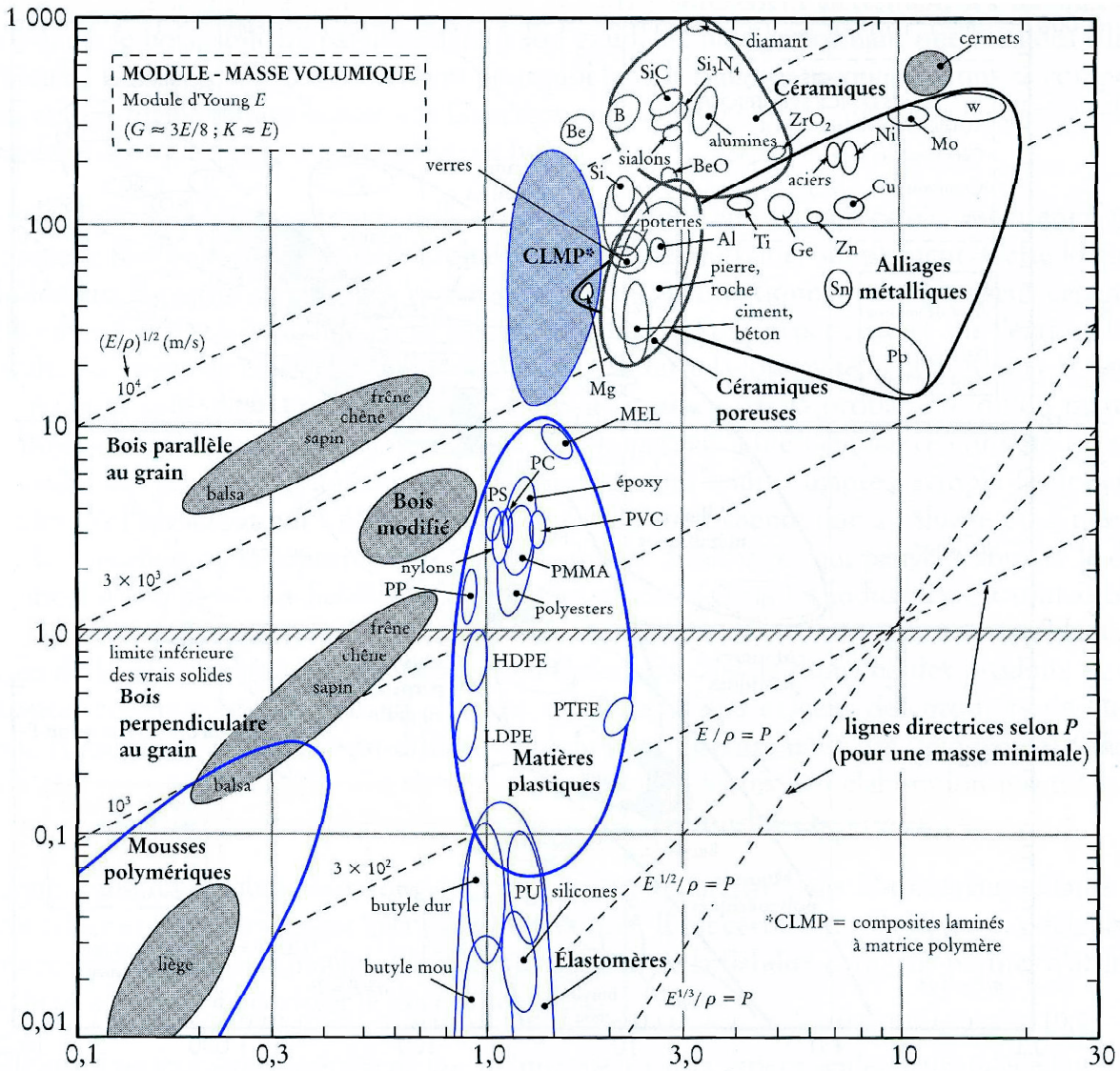


FIG. A.1 – Diagramme d'Ashby donnant le module d'Young  $E$  des classes de matériaux en fonction de leur masse volumique  $\rho_s$  (source : [62]).

## Annexe B

# Principes des simulations par équilibrage harmonique

La méthode d'équilibrage harmonique a été développée afin de déterminer les solutions périodiques de systèmes non linéaires en oscillations forcées. Le régime permanent périodique de systèmes en oscillations auto-entretenues comme les instruments à vent peut également être caractérisé par cette méthode [44]. Dans le cas des instruments à vent, on s'intéresse à la pression acoustique  $p(t)$  en régime permanent à l'entrée du résonateur (dans le bec de l'instrument). Le régime étant périodique, la pression  $p(t)$  peut être décomposée en série de Fourier :

$$p(t) = \sum_{n=-N_h}^{n=N_h} P_n e^{jn\omega t}, \quad (\text{B.0.1})$$

où  $N_h$  est le nombre d'harmoniques présents dans le signal. Les inconnues recherchées sont donc les valeurs complexes des  $P_n$  et la fréquence fondamentale  $\omega/2\pi$ . Ces inconnues sont stockées dans un vecteur  $\vec{P} \in \mathbb{R}^{2N_h+2}$ . La pression acoustique  $p(t)$  et donc le vecteur  $\vec{P}$  sont solutions du système d'équation décrit au chapitre 1, modélisant le fonctionnement d'un instrument à vent :

$$\begin{cases} \frac{d^2y(t)}{dt^2} + g_r \frac{dy(t)}{dt} + \omega_r^2 y(t) = -\frac{P_m - p(t)}{\mu_r} & (1) \\ u(t) = w(H + y(t)) \sqrt{\frac{2|P_m - p(t)|}{\rho_0}} = NL(p(t), y(t)) & (2) \\ P(\omega) = Z(\omega)U(\omega). & (3) \end{cases} \quad (\text{B.0.2})$$

La méthode d'équilibrage harmonique est une méthode itérative en vue d'une convergence vers un vecteur  $\vec{P}^{(fin)}$ , solution du système d'équation précédent, à partir d'un vecteur initial  $\vec{P}^{(0)}$  donné. Les paramètres d'entrée du modèle sont fixés : la pression dans la bouche  $P_m$ , la fréquence de résonance de l'anche  $\omega_r$ , sa masse linéique équivalente  $\mu_r$ , son amortissement équivalent  $g_r$ , l'ouverture du bec  $H$ , et sa largeur  $w$ . L'impédance d'entrée  $Z$  est également fixée. A partir du vecteur initial, les quantités  $y(t)$ ,  $u(t)$ , et  $Z\vec{U}(\omega)$  sont calculées successivement au moyen des équations (1), (2) et (3). A chaque itération,

les valeurs de  $Z\vec{U}$  et de  $\vec{P}$  sont comparées. Un diagramme de la méthode d'équilibrage harmonique appliquée au système d'équation B.0.2 est donné sur la figure B.1.

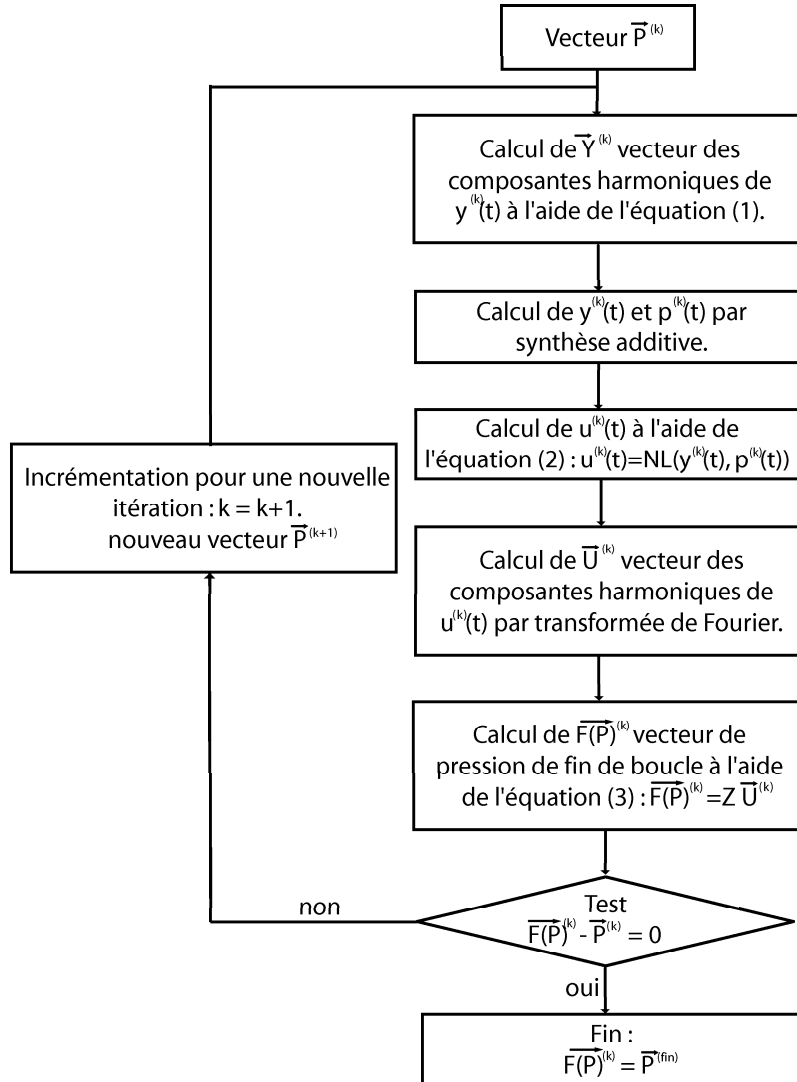


FIG. B.1 – Diagramme de la méthode d'équilibrage harmonique.

Lorsque le test est négatif, on recherche le zéro de la fonction  $Z\vec{U} - \vec{P}$  par la méthode de Newton-Raphson par exemple. Cette méthode fournit un nouveau vecteur initial  $\vec{P}$  qui est utilisé dans l'itération suivante. L'estimation des paramètres d'entrée du modèle conditionne la convergence de la méthode. En particulier, l'initialisation de la fréquence fondamentale est critique. On la choisit alors proche de la fréquence de résonance de l'impédance d'entrée correspondant au régime que l'on souhaite simuler.

---

# Bibliographie

- [1] F. Gautier, *Contribution à l'étude du comportement vibroacoustique des instruments de musique à vent* (Thèse de doctorat de l'Université du Maine, 1997).
- [2] R. Pico Vila, *Vibroacoustique des conduits cylindriques faiblement distordus, étude de l'influence des vibrations de paroi sur les oscillations des instruments de musique à vent* (Thèse de doctorat en cotutelle de l'Université du Maine et de l'Universidad Politécnica de Valencia, Espagne, 2004).
- [3] M. Mersenne, *Harmonie Universelle, contenant la theorie et la pratique de la musique*, (Sebastien Cramoisy, Paris, 1636).
- [4] J. de Vaucanson, *Le mécanisme du fluteur automate*, (Jacques Guerin, Paris, 1738).
- [5] V. C. Mahillon, *Eléments d'acoustique musicale et instrumentale*, (Manufacture générale d'instruments de musique, Bruxelles, 1874).
- [6] D. C. Miller, "The influence of the material of wind-instruments on the tone quality", *Science* **29**(735), 161-171, (1909).
- [7] C. P. Boner and R. B. Newman, "The effect of wall materials on the steady-state acoustic spectrum of flue pipes", *J. Acoust. Soc. Am.* **12**, 83-89 (1940).
- [8] S. E. Parker, "Analyses of the tones of wooden and metal clarinets", *J. Acoust. Soc. Am.* **19**(3), 415-419 (1947).
- [9] J. W. Coltman "Effect of Material on Flute Tone Quality" *J. Acoust. Soc. Am.* **49**(2), 520-523 (1971).
- [10] J. Backus, "Effect of wall Material on the steady-state tone quality of woodwind instruments" *J. Acoust. Soc. Am.* **36**, 1881-1887 (1964).
- [11] J. Backus and T. C. Hundley, "Wall vibrations in flue organ pipes and their effect on tone" *J. Acoust. Soc. Am.* **39**(5), 936-954 (1966).
- [12] A. H. Benade, "Absorption cross section of a pipe organ due to resonant vibration of the pipe walls" *J. Acoust. Soc. Am.* **42**(1), 210-223 (1967).
- [13] V. Gibiat, M. Bouche-Pillon, S. Perrot, T. Vandenbogaerde et J. Roumaire, "Influence des résonances mécaniques sur l'émission acoustique d'un instrument à vent simplifié", Actes du 4<sup>ième</sup> Congrès Français d'Acoustique, 585-588, (1997).

- 
- [14] F. Gautier and N. Tahani, "Vibroacoustic behavior of a simplified musical wind instrument" *J. Sound. Vib.* **213**(1), 107-125, (1998).
- [15] F. Gautier and N. Tahani, "Vibroacoustics of cylindrical pipes : internal radiation modal coupling" *J. Sound. Vib.* **215**(5), 1165-1179, (1998).
- [16] M. Kob, "Influence of wall vibrations on the transient sound of a flue organ pipe", *Acustica* **86**, 642-648, (2000).
- [17] J. Whitehouse, *A study of the wall vibrations excited during the playing of lip-reed instruments*, (Ph. D. Thesis, Technology Faculty, The Open University, 2003).
- [18] C. J. Nederveen and J. P. Dalmont, "Pitch and level changes in organ pipes due to wall resonances", *J. Sound. Vib.* **271**(1-2), 227-239 (2004).
- [19] R. Picó Vila and F. Gautier, "Acoustic input impedance of a vibrating cylindrical tube", *J. Sound. Vib.* **301**, 649-664 (2007).
- [20] R. Picó Vila and F. Gautier, "The vibroacoustics of slightly distorted cylindrical shells : A model for acoustic input impedance", *J. Sound. Vib.* **302**(2), 18-38 (2007).
- [21] J. Gilbert, L. Lebosso Ruiz et S. Gougeon, "Influence de la température sur la justesse d'un instrument à vent", *Actes du VIIIème Congrès Français d'Acoustique*, Tours, (2006).
- [22] A. Benade, *Fundamentals of musical acoustics*, (Oxford University Press, London, 1976)
- [23] H. Bouasse, *Instruments à vent*, (Librairie Delagrave, Paris, 1986)
- [24] N. H. Fletcher and T. D. Rossing, *The physics of musical instruments*, (Springer Verlag, 1990)
- [25] C.J. Nederveen, *Acoustical aspects of woodwind instruments*, (Northern Illinois University Press, De Kalb, Illinois, 1997)
- [26] M.-P. Verge, A. Hirschberg and R. Caussé, "Sound production in recorderlike instruments. II. A simulation model", *J. Acoust. Soc. Am.*, **101**(5), 2925-2939 (1997).
- [27] M. L. Facchinetti, X. Boutillon and A. Constantinescu, "Numerical and experimental modal analysis of the reed and pipe of a clarinet", *J. Acoust. Soc. Am.* **113**, 2874-2883 (2003).
- [28] B. Gazengel, T. Guimezanes, J.-P. Dalmont, J.-B. Doc, S.Fagart and Y. Leveille, "Experimental investigation of the influence of the mechanical characteristics of the lip on vibrations of the single reed", *Proceedings of the International Symposium of Musical Acoustics*, Barcelona, (2007).
- [29] *Elementary considerations on reed-instruments oscillations*, In : *Mechanics of Musical Instruments*. A. Hirschberg, J.Kergomard, G. Weinreich, editors. CISM. (Springer Verlag, 1995)
- [30] J.-P. Dalmont, J. Gilbert and S. Ollivier, "Nonlinear characteristics of single reed instruments : Quasistatic volume flow and reed opening measurements", *J. Acoust. Soc. Am.* **114**(4), 2253-2262 (2003).
- [31] M. Bruneau, *Manuel d'acoustique fondamentale*, (Edition HERMES, Paris, 1998).
- [32] H. Levine and J. Schwinger, "On the radiation of sound from an unflanged circular pipe", *Phys. Rev.* **73**(4), 383-406 (1948).

- [33] J.-P. Dalmont, C.J. Nederveen and N. Joly, "Radiation impedance of tubes with different flanges : numerical and experimental investigations", *J.Sound. Vib.* **244**(3), 505-534, (2001).
- [34] R. Caussé and J. Kergomard, "Input impedance of brass musical instruments - Comparison between experiment and numerical models", *J. Acoust. Soc. Am.* **75**(1), 241-254 (1984).
- [35] Base de donnée d'impédances d'entrée mesurées d'une flûte traversière, <http://www.phys.unsw.edu.au/music/flute/> University of New South Wales, Sydney, Australia.
- [36] W. E. Worman, *Self-sustained non-linear oscillations of medium amplitude in clarinet-like systems* (Ph. D. Thesis, Case Western Reserve University, Cleveland, 1971).
- [37] T. A. Wilson and G. S. Beavers, "Operating modes of the clarinet", *J. Acoust. Soc. Am.* **56**, 653-658 (1974).
- [38] N. H. Fletcher, "Autonomous vibration of simple pressure-controlled valves in gas flows", *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 2172-2180 (1993).
- [39] Y. M. Chang, "Reed Stability", *Journal of Fluids and Structures* **8**, 771-783 (1994).
- [40] J. Cullen, J. Gilbert and D. M. Campbell, "Brass instruments : linear stability analysis and experiments with an artificial mouth", *Acustica* **86**, 704-724 (2000).
- [41] S. J. Elliot and J. M. Bowsher, "Regeneration in brass wind instrument", *J. Sound. Vib.* **83**, 181-217 (1982).
- [42] N. Grand, J. Gilbert and F. Laloe, "Oscillation threshold of woodwind instruments", *Acustica* **83**(1), 137-151 (1997).
- [43] J. Kergomard, S. Ollivier and J. Gilbert, N. Grand, J. Gilbert and F. Laloe, "Calculation of the spectrum of self-sustained oscillators using a variable truncation method", *Acustica* **86**(4), 685-703 (2000).
- [44] J. Gilbert, J. Kergomard and E. Ngoya, "Calculation of the steady state oscillations of a clarinet using the harmonic balance technique", *J. Acoust. Soc. Am.* **86**(1), 35-41 (1989).
- [45] M. E. Mc Intyre, R. T. Schumacher and J. Woodhouse, "On the oscillations of musical instruments", *J. Acoust. Soc. Am.* **74**(5), 1325-1345 (1983).
- [46] B. Gazengel, J. Gilbert, N. Amir, "From the measured input impedance to the synthesis signal : where are the traps?", *Acustica* **86**(4), 685-703 (2000).
- [47] V. Gibiat and M. Castellengo, "Period doubling occurrences in wind instruments musical performance", *Acustica* **86**(4), 746-754 (2000).
- [48] J.-P. Dalmont, B. Gazengel, J. Gilbert and J. Kergomard, "Some aspects of tuning and clean intonation in reed instruments", *Applied Acoustics* **46**(1), 19-60 (1995).
- [49] A. H. Benade and D. J. Gans "Sound production in wind instruments", *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **155**, 247-263, (1968).
- [50] J. Gilbert, *Etude des instruments de musique à anche simple*, (Thèse de doctorat de l'Université du Maine, 1991)

- [51] A. W. Leissa, *Vibration of shells*, (Acoustical Society of America, 1993).
- [52] W. Soedel, *Vibration of shells and plates*, (Marcel Dekker, New York, 1981).
- [53] G. Nief, F. Gautier, J.-P. Dalmont, and J. Gilbert, "Influence of wall vibrations on the behavior of a simplified wind instrument", *J. Acoust. Soc. Am.* **124**, 1320-1331 (2008).
- [54] D. F. Vronay and B. L. Smith, "Free vibration of circular cylindrical shells of finite length", *A.I.A.A. Journal* **8**(3), 601-603 (1970).
- [55] W. Flügge, *Stresses in shells*, (Springer Verlag, 2<sup>nd</sup> Edition, 1973).
- [56] C. Lesueur, *Rayonnement acoustique des structures*, (Eyrolles, 1988).
- [57] F. Fahy, *Sound and structural vibration*, (Academic Press, London, 1985).
- [58] B. Gazengel, *Caractérisation objective de la qualité de justesse, de timbre et d'émission des instruments à vent à anche simple*, (Thèse de doctorat de l'Université du Maine, 1994)
- [59] R. D. Blevins, *Formulas for natural frequency and mode shape*, (Krieger Publishing Company 1979).
- [60] N.A. Waterman and M.F. Ashby, *The materials selector* (Chapman and Hall, London, 1996).
- [61] K. Mc Gowan "The world of the early sackbut player : flat or round ?" (*Early Music*, **XXII** (3), 441-466, (1994).
- [62] J.-P. Baïlon et J.-M. Dorlot, *Des Matériaux*, (Presses internationales Polytechnique, 2000).
- [63] J. Piranda, "Analyse modale expérimentale", *Techniques de l'ingénieur*, R6(180), 1-29 (2001).
- [64] D. J. Ewins, *Modal testing : theory, practice and application*, (Taylor and Francis Group, second edition, 2001).
- [65] M. Géradin, *Théorie des vibrations - Application à la dynamique des structures* (Masson, 1993)
- [66] J. P. Dalmont and A. M. Bruneau, "Acoustic impedance measurements : plane-wave mode and first helical mode contributions", *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 3026-3033 (1992).
- [67] W. M. Hartmann, "Pitch, periodicity, and auditory organization", *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 3491-3502 (1996).
- [68] M. Atig., J-P. Dalmont and J. Gilbert, "Saturation mechanism in clarinet-like instruments, the effect of the localised nonlinear losses", *Applied Acoustics* **65**, 1133-1154 (2004).
- [69] I. M. Firth and J. M. Buchanan, "The wolf in the cello", *J. Acoust. Soc. Am.* **53**(2), 457-463 (1971).
- [70] P. Hoekje, "Dayton C. Miller", *Echoes*, The newsletter of the Acoustical Society of America, **13**(1), 1 and 7 (2003).
- [71] H. P. Knauss and O W. J. Yeager, "Vibration of the walls of a cornet", *J. Acoust. Soc. Am.* **13**, 160-162 (1941).
- [72] P. S. Watkinson and J. M. Bowsher, "Vibration characteristics of brass instrument bells", *J. Sound. Vib.* **85**(1), 1-17, (1982).

- [73] B. Lawson and W. Lawson "Acoustical characteristics of annealed French horn bell flares", *J. Acoust. Soc. Am.* **77**(5), 1913-1916, (1985).
- [74] R. Smith, "The effect of material in brass instruments ; a review", *Proceedings of The Institute of Acoustics* **8**(1), 91-96, (1986).
- [75] R. W. Pyle, "How brass instruments are built : art, craft, perhaps even science", *J. Acoust. Soc. Am.* **101**, 3056, (1997).
- [76] T. R. Moore, J. D. Kaplon, G. D. McDowall and K. A. Martin, "Vibrational modes of trumpet bells", *J. Sound. Vib.* **254**(4), 777-786 (2002).
- [77] T. R. Moore, E. T. Shirley, I. E. Codrey and A. E. Daniels, "The effect of bell vibrations on the sound of the modern trumpet", *Acustica* **91**, 578-589, (2005).
- [78] W. Kausel, A. Mayer and G. Nachtmann, "Experimental demonstration of the effect of wall vibrations on the radiated sound of the horn and a search for possible explanations" *Proceedings of the International Symposium of Musical Acoustics, Barcelona*, (2007).
- [79] T. D. Rossing and N. H. Fletcher, *Principles of vibration and sound*, (Springer-Verlag, New York, 1995).
- [80] C. E. Wallace, "Radiation resistance of rectangular panels", *J. Acoust. Soc. Am.* **51**, (1972).
- [81] A. Mayer, R. Egger and G. Widhom, "The influence of braces on the playability of trumpets", *Proceedings of the Acoustics'08 conference, Paris*, (2008).