

THÈSE

présentée à

L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE
FRANCHE-COMTÉ**
Spécialité : Sciences pour l'Ingénieur

CONTRÔLE ACTIF DU BRUIT EN UTILISANT UN RÉSEAU DE TRANSDUCTEURS DISTRIBUÉS

par

Petr DAVID

Président	F. BOURQUIN	Chef de l'unité, LCPC Paris
Directeurs de thèse	M. BERTHILLIER	Professeur, Université de Franche-Comté
	M. COLLET	Chargé de recherche, FEMTO-ST, DMA Besançon
Rapporteurs	E. FRIOT	Chargé de recherche, LMA Marseille
	M. ICHCHOU	Professeur, École Centrale de Lyon
Examineur	J. JULLIARD	Ingénieur, Snecma Villaroche



Institut de recherches
Franche-Comté Électronique, Mécanique, Thermique et Optique – Sciences et Technologies

32 avenue de l'Observatoire
25044 Besançon

Tél. : +33-(0)3.81.85.39.99
Fax : +33-(0)3.81.85.39.68
E-mail : contact@femto-st.fr



Laboratoire de Mécanique Appliquée R. Chaléat

24 rue de l'Épitaphe
25000 Besançon

Tél. : +33-(0)3.81.66.60.00
Fax : +33-(0)3.81.66.67.00
E-mail : martine.besson@univ-fcomte.fr

*To all those who deserve it.
À tous ceux qui le méritent.
Všem, kteří jsou toho hodni.*

Remerciements

Je tiens à exprimer d'abord toute ma reconnaissance à mes directeurs de thèse, M. Manuel Collet et M. Marc Berthillier, pour leur encadrement et leur patience. Merci de m'avoir fait confiance en me proposant de travailler durant cette longue période au sein du Département de mécanique appliquée.

Je remercie également M. Jean-Marc Cote et M. Jean-Louis Masson d'avoir toujours été disponibles pour m'aider avec tous les problèmes techniques concernant la partie expérimentale de ma thèse. Sans leur participation, ce travail n'aurait jamais été accompli.

J'exprime ma gratitude à M. Emmanuel Friot et M. Mohamed Ichhou pour avoir accepté de rapporter ma thèse ainsi qu'à M. Frédérique Bourquin et M. Jacques Julliard pour m'avoir fait l'honneur de faire partie de mon jury. Je remercie tous les membres du jury de m'avoir fait des remarques pertinentes pour finaliser la version définitive de ma thèse.

Je souhaite remercier M. Gérard Lallement pour son efficacité et sa diligence en corrigeant les fautes d'orthographe dans ce mémoire.

Enfin, j'adresse un grand merci à tous mes collègues et mes amis pour avoir facilité mon intégration en France et surtout à ma famille qui me soutenait sans cesse à distance.

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	v
Liste des abréviations	ix
Préface	xi
Introduction	1
1 Acoustique et vibro-acoustique	9
1.1 Introduction	9
1.2 Équation des ondes	9
1.2.1 Solution de l'équation des ondes	11
1.3 Conditions aux limites	12
1.4 Ondes stationnaires	14
1.5 Énergie et intensité acoustique	14
1.6 Impédance acoustique	15
1.7 Absorption, réflexion et transmission de l'onde	16
1.8 Dissipation d'énergie en milieu poreux	18
1.8.1 Homogénéisation des structures périodiques	19
1.8.2 Effets de dissipation visqueux	20
1.8.3 Effets de dissipation thermiques	20
1.8.4 Équation de propagation du milieu homogène équivalent	20
1.9 Ondes acoustiques dans des tubes	21
1.10 Couplage vibroacoustique	23
1.10.1 Mécanisme d'absorption du son par une source réelle	23
1.10.2 Plaque infinie	24
1.11 Conclusion	30
2 Historique du contrôle de bruit ; méthodes et algorithmes	31
2.1 Introduction	31
2.2 Historique du contrôle actif de bruit	31
2.3 Méthodes du contrôle de bruit	33
2.3.1 Méthodes passives	33
2.3.2 Méthodes actives	39
2.3.3 Méthodes de contrôle aux bords	46
2.4 Algorithmes	51
2.4.1 Systèmes linéaires	52
2.4.2 Filtres numériques	52
2.4.3 Contrôle <i>Feed-forward</i>	55
2.4.4 Contrôle <i>feedback</i>	58

2.4.5	Algorithme LMS	59
2.4.6	Algorithme FXLMS	59
2.4.7	Algorithme RLS	60
2.5	Conclusion	60
3	Nouvelle stratégie distribuée du contrôle d'impédance	61
3.1	Introduction	61
3.2	Le problème du contrôle	64
3.3	Synthèse du problème	66
3.4	Définition du contrôle	67
3.5	Contrôlabilité	68
3.6	Modélisation numérique du problème	70
3.6.1	Application de la méthode à un modèle simple	70
3.6.2	Qualification numérique de la méthode	70
3.6.3	Modélisation 2D	77
3.7	Modélisation 3D	82
3.8	Conclusion	87
4	Application à la propagation d'ondes dans un tube	89
4.1	Introduction	89
4.2	Implémentation expérimentale	89
4.3	Résultats expérimentaux	90
4.4	Conclusion	99
5	Réseau de cellules actives distribuées	101
5.1	Introduction	101
5.2	Modélisation 3D	101
5.3	Choix de transducteurs	102
5.4	Choix du microcontrôleur	104
5.5	Conception de la cellule	105
5.5.1	Premier prototype	105
5.5.2	Deuxième prototype	108
5.6	Discrétisation spatiale	110
5.7	Programmation	111
5.8	Développement du réseau	111
5.9	Fabrication du dispositif pour effectuer les mesures	112
5.10	Tests expérimentaux	113
5.11	Conclusion	118
	Conclusion générale et perspectives	119
	Annexes	123
A	Étude d'un pavillon acoustique	123
A.1	Fonctions principales	123
A.2	Fonctions contraintes	123
A.3	Étude de réalisation de pavillons acoustiques et caractéristiques techniques	124
A.4	Pavillon Hypex	124
A.4.1	Choix théorique	124

A.4.2	Choix pratique	125
A.4.3	Calculs analytiques	126
A.5	Simulation numérique	127
A.6	Validation du modèle	129
A.6.1	Détermination de la nature de l'onde dans le guide	129
A.6.2	Ondes progressives dans le guide pour les basses fréquences	130
A.7	Fonction de transfert du système complet	133
A.7.1	Fonction de transfert (dBFA, 2 microphones)	133
A.7.2	Fonction de transfert (SigLab, haut-parleur et microphone)	134
A.8	Conclusion	134
B	Documentation technique de cellules actives	137
B.1	Carte du deuxième prototype de la cellule	137
B.2	Composants prévus pour la cellule	140
B.3	Réseau de cellules	141
C	Programmation de l'ADuC	147
	Index	149
	Bibliographie	151

Liste des abréviations

Pour des raisons de lisibilité, la signification d'une abréviation ou d'un acronyme n'est souvent rappelée qu'à sa première apparition dans le texte d'un chapitre. Par ailleurs, puisque l'abréviation la plus usuelle est souvent utilisée, il est fréquent que ce soit le terme anglais qui soit employé, auquel cas une traduction est présentée.

A/D	Analog-to-digital converter	Convertisseur analogique/numérique
ANC	Active noise control	Contrôle actif du bruit
ASAC	Active structural-acoustic control	Contrôle actif du couplage structure-acoustique
DSP	Digital signal processor	Processeur de signal numérique
EDP	Équation aux dérivées partielles	
FIR	Finite impulse response	Réponse impulsionnelle finie
FRF	Frequency response function	Fonction de réponse fréquentielle
FXLMS	Filtered-reference least mean squares	Méthode des moindres carrés avec référence filtrée
HP	Haut-parleur	
IIR	Infinite impulse response	Réponse impulsionnelle infinie
LMS	Least mean squares	Méthode des moindres carrés
LQR	Linear-quadratic regulator	Régulateur linéaire quadratique
LTI	Linear time-invariant	
MEMS	Microelectromechanical systems	Microsystèmes électromécaniques
MIPS	Million instructions per second	Million d'instructions par seconde
PVDF	Polyvinylidene fluoride	Polyfluorure de vinylidène
PWM	Pulse-width modulation	Modulation de largeur d'impulsion
PZT	Lead zirconate titanate	Titano-zirconate de plomb
RISC	Reduced instruction set computer	Microprocesseur à jeu d'instruction réduit
RLS	Recursive least squares	
SPI	Serial peripheral interface	Niveau de la pression acoustique
SPL	Sound pressure level	Niveau de la pression acoustique

Préface

Les immenses progrès des technologies numériques pour l'électronique et l'informatique ont permis depuis un demi-siècle le développement considérable du contrôle actif du bruit. Notamment le succès des processeurs de signal numérique (DSP) a coïncidé avec la hausse significative du nombre de publications scientifiques et bien que certains systèmes aient été introduits dans la pratique, la majeure partie de la recherche trouve encore difficilement des applications pratiques. En effet, la complexité incontestable d'un problème acoustique général ne permet pas de trouver une solution globale et définitive. La mise en valeur des systèmes réduisant les ondes acoustiques est dans le domaine professionnel limitée aux problèmes très spécifiques, permettant d'introduire de nombreuses simplifications. De ce point de vue, le seul secours devient la règle : « Il n'y a pas de bruit, lorsqu'il n'y a personne pour l'entendre. »

Cette thèse analyse une méthode de contrôle du bruit basée sur les modifications actives d'une surface traitée pour ajuster convenablement son impédance acoustique. Le mémoire est divisé en cinq chapitres. L'introduction familiarise le lecteur avec les bases de l'acoustique et montre un court résumé de l'avancement dans le domaine de contrôle du bruit. Le chapitre 1 concerne la description mathématique des phénomènes acoustiques et vibro-acoustiques et la dérivation simplifiée de l'équation des ondes. Dans le chapitre 2, on présente un récapitulatif de l'histoire de contrôle du bruit ainsi que les méthodes et algorithmes pour les implémentations passives et actives. Le chapitre 3 traite des principes théoriques et du développement d'une nouvelle stratégie de contrôle actif distribué de l'impédance acoustique sur les bords, stratégie développée dans notre laboratoire. La dérivation théorique de la loi de contrôle est suivie par la modélisation numérique du système en utilisant la méthode des éléments finis. Le chapitre 4 aborde en détail l'application expérimentale de cette méthode dans un tube de Kundt. Les résultats numériques sont alors validés par les mesures expérimentales. La dernière partie traite le développement d'un réseau 2D des cellules actives distribuées en utilisant la même loi de contrôle. La fabrication du dispositif expérimental et en particulier la sélection du capteur, de l'actionneur, du micro-contrôleur et des circuits électroniques adaptés, est suivie par la présentation des résultats expérimentaux.

Introduction

Le son, en général, est pour les êtres vivants un facteur important de connexion avec leur environnement et plus particulièrement, il est nécessaire pour la communication. Le principe physique du son est le mouvement mécanique ondulatoire lié aux oscillations des particules du gaz, de fluide ou de matière solide, provoqué en général par les vibrations des objet (membrane d'un haut-parleur, table de résonance d'une guitare, cordes vocales humains, etc.). Cette ondulation produit dans le milieu une variation temporaire de pression autour de sa valeur initiale. La **pression acoustique** p est alors définie comme la partie de la pression totale qui change avec le temps (figure 1). La variation de pression génère les ondulations qui se propagent avec la **vitesse du son** c_0 . Cette vitesse varie avec le milieu dans lequel les ondes se propagent, comme le montre le tableau 1. Elle dépend également de la température. En se propageant, la perturbation fait déplacer le fluide avec une **vitesse de particules** v , qui correspond à la vitesse de la perturbation primaire de valeur beaucoup plus faible que celle de la vitesse du son. La radiation du son est souvent provoquée par le mouvement de surfaces solides, qui vibrent périodiquement autour de leur position d'équilibre. La distance parcourue par le son dans une **période** T du mouvement est appelée la **longueur d'onde**

$$\lambda = c_0 T = \frac{c_0}{f}, \quad (1)$$

f étant la **fréquence**. Le son est perceptible par l'oreille humaine dans une boucle de fréquences et d'amplitudes de pression très limitée. Dans l'air, la bande fréquentielle audible est comprise entre 16 Hz et 16 kHz, ce qui correspond à 10 octaves ($2^4 - 2^{14}$ Hz). Certains auteurs considèrent la bande 20 Hz à 20 kHz. Il lui correspond dans l'air des longueurs d'ondes entre 17 m et 17 mm. Cette bande, nommée audio-fréquentielle, est voisine en basses fréquences des infra-sons et en hautes fréquences des ultra-sons. L'homme est capable de capter le son dans une très large étendue d'amplitudes de pression et la sensibilité de réception n'est pas constante avec la fréquence. La gamme dynamique de l'ouïe est délimitée par le seuil d'audibilité à la pression acoustique $p_{\text{ref}} = 20 \cdot 10^{-6}$ Pa, et par le seuil de douleur, en général pour la pression $p_d \sim 60$ Pa. Puisque cette gamme est très large, il est préférable d'utiliser les niveaux des quantités acoustiques en décibels. En dB, l'échelle dynamique correspondante de l'audition humaine est situé entre $L_p = 0$ et $L_p = 130$ dB.

$$L_p = 10 \log \frac{p^2}{p_{\text{ref}}^2} = 20 \log \frac{p}{p_{\text{ref}}} \quad (\text{dB}_{\text{SPL}}). \quad (2)$$

Le tableau 2 donne un petit récapitulatif de différentes sources acoustiques. L'oreille est également très sensible aux variations relatives de niveau, par exemple le changement de $100 \cdot 10^{-6}$ Pa à $500 \cdot 10^{-6}$ Pa sera perçu aussi fort que le changement de 1 à 5 Pa.

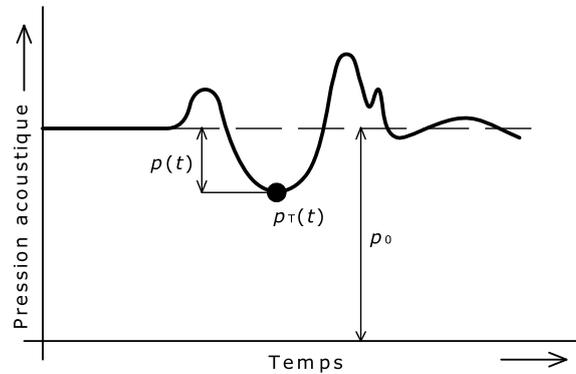


FIG. 1 – Pression acoustique (p), pression totale (p_T), pression atmosphérique (p_0)

TAB. 1 – Vitesse du son dans différents milieux sous conditions atmosphériques normales

Milieu	Vitesse du son ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
Vide	~ 0
Air	343
Eau	1497
Eau de mer	1500
Glace	3200
Acier	5200
Verre	5300
Granit	6200

TAB. 2 – Niveaux de la pression acoustique pour différentes sources

Type de source	Pression acoustique (Pa)	Niveau (dB)
Turboréacteur à 100 m	6–200	110–140
Marteau-pic / discothèque	2–20	100–120
Boulevard	$200\text{--}600 \cdot 10^{-3}$	80–90
Voiture à 10 m	$20\text{--}200 \cdot 10^{-3}$	60–80
Téléviseur	$\sim 20 \cdot 10^{-3}$	~ 60
Discussion normale	$2\text{--}20 \cdot 10^{-3}$	40–60
Chambre très calme	$200\text{--}600 \cdot 10^{-6}$	20–30
Respiration calme	$60 \cdot 10^{-6}$	10
Seuil d'audibilité	$20 \cdot 10^{-6}$	0

Le sigle SPL (*Sound Pressure Level*) ou A (pondération A pour prendre en compte la sensibilité de l'oreille, figure 2) est souvent ajouté auprès de l'unité dB pour préciser qu'il s'agit du niveau de la pression acoustique, lié à la pression efficace de référence $p_{\text{ref}} = 20 \mu\text{Pa}$. La figure 2 montre que l'oreille

humaine est la plus sensible aux fréquences comprises entre 500 Hz et 5 kHz, zone où se fait la communication orale. Hormis les perceptions auditives souhaitées (langage, sons de la nature, musique, ...), on est entouré de nombreux sons indésirables, qui proviennent généralement de phénomènes accompagnant les activités de l'homme. Ces événements acoustiques perturbant sont appelés **bruit**. Ils affectent défavorablement les organismes (irritabilité, insomnie, dépression, etc.) ainsi que l'environnement et il est important d'essayer les éliminer ou au moins de les réduire. Il faut noter ici, que le bruit est un terme très imprécis et subjectif : ce qui peut être pour les enfants de la musique, peut être exprimé par ses parents comme du bruit.

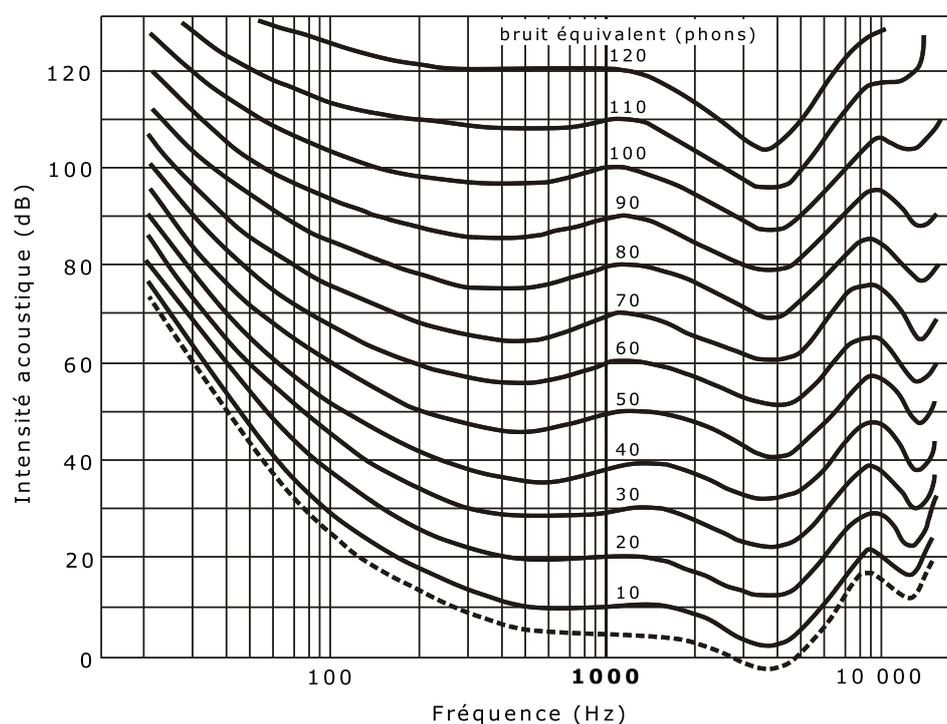


FIG. 2 – Sensibilité de l'oreille humaine

Les sources principales de la pollution sonore sont multiples et peuvent être ponctuelles, de courte / longue durée ou permanentes :

- **sources mobiles** – trafic aérien, ferroviaire et routier, engins agricoles, ...
- **sources stationnaires** – industrie, usines, machines, mines, ...
- **travaux et chantiers**
- **événements publics** – concerts, manifestations, sport, ...
- **animaux, voisinage, alarmes, ...**

La réduction du bruit signifie une modification du champ acoustique ou son élimination totale près de l'observateur ce qui, compte tenu de la complexité du champ acoustique, est une tâche très difficile, voir irréalisable. Les techniques de la réduction du bruit peuvent être divisées en trois catégories (illustration dans la figure 3) :

- **contrôle à la source** – le traitement est placé au plus près de la source du bruit,

- **contrôle du transfert** – changement du champ acoustique entre la source et l’observateur,
- **contrôle près de l’observateur** – réduction du bruit près du récepteur.

Le choix de la méthode de contrôle pour chacune de ces trois catégories se fait parmi les techniques purement passives, purement actives et semi-passives (ou hybrides), qui font un mélange des deux techniques précédentes. Les méthodes passives utilisent les matériaux insonorisants et atténuants [3], isolateurs de vibrations [135], traitement d’amortissement [139], silencieux [89, 103] comme dans les automobiles d’aujourd’hui ou bien placent une barrière entre la source du bruit et l’observateur [20, 59, 110]. L’atténuation acoustique ne dépend pas seulement du type de matériau utilisé mais est également liée à la fréquence. La profondeur de pénétration est de l’ordre de grandeur de la longueur d’onde et l’énergie de l’onde diminue exponentiellement avec la profondeur. C’est pourquoi les méthodes passives présentent des résultats favorables pour les hautes et moyennes fréquences et pour les basses fréquences, si la construction est après tout techniquement imaginable, elles deviennent encombrantes, chères et perturbant l’environnement. De plus, dans les cas où il est indispensable de garder l’écoulement du fluide (conditionnement d’air, échappement de véhicules, ...), les matériaux poreux ne sont pas applicables sur la section transverse car ils empêchent la propagation du fluide. Dans ce cas, les silencieux ou pots d’échappement, basés sur l’interférence destructive dans une chambre de résonance, constituent une solution pour une bande de fréquences limitée [101].

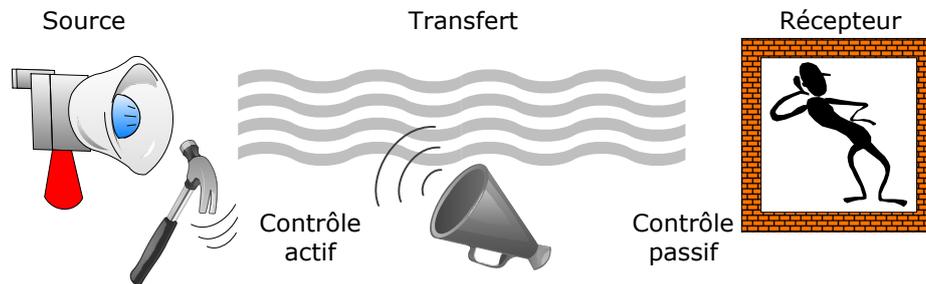


FIG. 3 – Illustration de différentes approches aux contrôle du bruit

Contrairement aux méthodes passives, le système actif de contrôle du bruit (ANC, *Active Noise Control*) peut être d’encombrement et de masse réduits, même pour les basses fréquences. Pour les hautes fréquences, il perd en général son efficacité et devient plus sensible aux instabilités [102]. Il paraît donc possible de trouver par une combinaison appropriée des méthodes passives et actives un bon compromis entre la taille, la masse et l’efficacité du système.

Un système de contrôle actif comporte trois éléments fondamentaux :

- **capteurs** : mesurent le changement du signal à l’entrée et surveillent le comportement du système ;
- **actionneurs** : réagissent physiquement sur le système ;
- **contrôleur** : processeur de signal (habituellement numérique) utilise comme entrées les signaux des capteurs afin de créer les sorties et les signaux de contrôle des actionneurs.

Deux approches basiques en contrôle actif du bruit sont 1) *Active Noise Cancellation* et 2) *Active Structural-Acoustic Control* (ASAC). Dans le premier cas, les sources sonores (haut-parleurs) sont utili-

sées comme actionneurs. L'objectif est dans ce cas, d'éliminer les perturbations primaires en utilisant le signal régressif, déphasé de 180° , qui produit « l'interférence destructive » (figure 5) entre les variations de la pression acoustique provoquées par la source primaire et par les actionneurs. L'accord de phase et d'amplitude doit être satisfait dans le temps et dans l'espace. La deuxième méthode est applicable dans le cas où le bruit est généré par les vibrations d'une structure mobile. Des sources vibratoires (excitateurs, vibrateurs, éléments piézoélectriques, ...) sont alors utilisées comme actionneurs [10, 11]. L'efficacité des systèmes du premier groupe est en règle générale satisfaisante pour les signaux harmoniques et aléatoires. La performance des systèmes ASAC est plus limitée à cause du retard entre la mesure et la réaction de l'élément actif. Le contrôle du bruit et le contrôle des vibrations sont alors étroitement liés, mais la réduction des vibrations ne signifie pas forcément que le bruit soit également réduit. Le contrôle du bruit est un « travail ingrat », car sa diminution en un endroit provoque souvent son augmentation en un autre endroit.

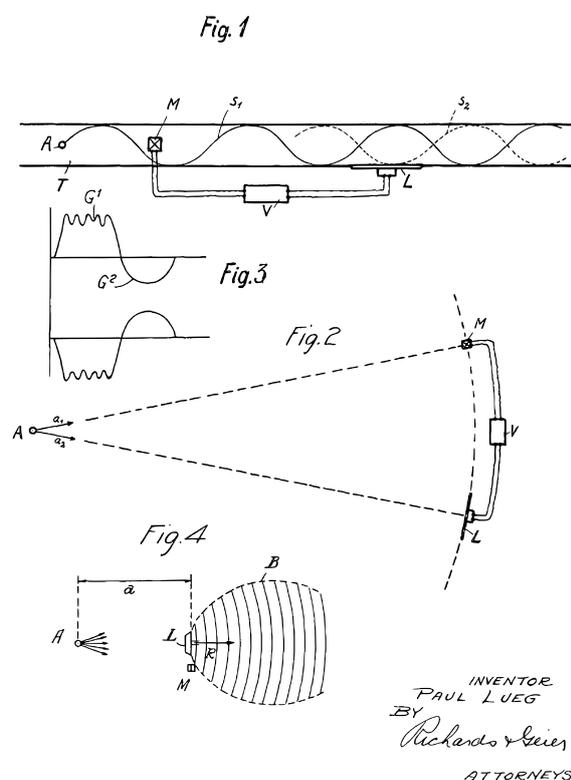


FIG. 4 – Brevet de Paul Lueg, 1933 [82]

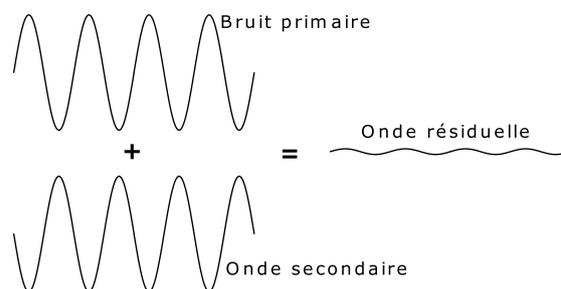


FIG. 5 – Principe du contrôle actif du bruit

Les systèmes ANC peuvent être, selon l'algorithme de contrôle, divisés en deux grandes catégories : *feedback* et *feed-forward*. Le contrôleur *feedback* [6] ne nécessite aucune prédiction de la perturbation entrante. Il minimise simplement le signal d'erreur en utilisant une boucle négative avec un gain élevé, qui peut cependant provoquer des instabilités du système [102]. Le contrôleur *feed-forward* [36, 94] est applicable seulement si la mesure de la perturbation est disponible avant qu'elle n'atteigne l'endroit où la réduction du bruit est prévue. Le signal de contrôle est calculé en utilisant le capteur de référence placé en amont, par exemple dans un conduit. Quand le comportement du système varie dans le temps (à cause

du changement des conditions d'exploitation, notamment de la température), un contrôleur adaptatif est recommandé pour son aptitude de réagir aux changements. Il mesure le succès de la réduction du bruit grâce au détecteur d'erreur et adapte par conséquent les coefficients du filtre pour minimiser le signal d'erreur, habituellement par des algorithmes *Least Mean Square* (LMS).

Les méthodes hybrides passives-actives lient les avantages des approches actives et passives et proposent généralement une meilleure efficacité dans une bande de fréquences élargie par rapport aux systèmes conventionnels purement passifs ou actifs. Le système hybride travaille dans deux modes de fonctionnement : les hautes fréquences sont atténuées par l'absorption passive d'un matériaux convenable et les fréquences moyennes et basses sont contrôlées par un système actif, généralement avec un algorithme en boucle fermée. Les travaux de recherche sur ces méthodes sont menés en particulier par Galland *et al.* [38, 39, 55]. D'autres études sont proposées par exemple par Cuesta *et al.* [21] et Smith [122].

Une autre approche des problèmes de contrôle du bruit est l'implémentation du contrôle d'impédance acoustique sur les interfaces frontières [39, 115]. L'idée est de réaliser sur une surface particulière l'impédance équivalente à la résistance d'une couche poreuse. Cette solution permet d'élargir la bande de fréquences traitée, vis-à-vis des solutions proprement passives ou actives. Dans cette approche, le contrôle est basé sur la recherche de l'impédance optimale dans une large bande de fréquences, afin d'assurer l'atténuation maximale de la puissance acoustique dans tout le spectre. Dans ce but, l'association de méthodes passives et actives paraît être particulièrement efficace, les structures passives étant bien adaptées à la réduction des contributions à hautes fréquences, alors que les méthodes actives paraissent être le seul moyen de minimiser les contributions à basses fréquences.

Du point de vue de la source, le bruit peut être divisé selon différents critères en plusieurs catégories :

1. **Taille de la source** : source ponctuelle / source complexe.
2. **Nombre de sources** : source simple / multi-sources.
3. **Bande de fréquences** : bande large / bande étroite / fréquence(s) précise(s) – harmonique(s).
4. **Caractère du signal** : aléatoire / transitoire / déterministe / stationnaire / périodique / harmonique.
5. **Distance entre la source primaire et secondaire** : champ proche / champ lointain (dépend de la fréquence ; pour le champ lointain, la distance d entre la source primaire et secondaire est $d \gg \lambda$; si la taille de la source D est grande par rapport λ , après $d > \frac{2D^2}{\lambda}$).
6. **Mouvement de la source** : source fixe / source mobile.
7. **Environnement** : espace fermé / champ acoustique libre.

Une source ponctuelle est celle dont la taille est inférieure à la longueur d'onde du son qu'elle produit. Par exemple la source de dimensions ne dépassant pas 10 cm peut être considérée comme ponctuelle pour les fréquences jusqu'à 3500 Hz. En général, toutes les sources deviennent ponctuelles à partir d'une certaine distance, c'est à dire si l'observateur est assez loin, la source se comporte comme étant ponctuelle. Une source très complexe, large bande, en champ libre représente par exemple une autoroute avec les véhicules qui figurent en plus comme des sources mobiles. La bande fréquentielle influence beaucoup

le choix de l'algorithme utilisé pour le contrôle. Il est évident que les perturbations périodiques ou harmoniques ainsi que les sources fixes seront contrôlables plus facilement que les signaux aléatoires ou les sources mobiles au champ libre. En règle générale, les systèmes *feedback* sont moins stables par rapport aux systèmes *feed-forward* et ont le tendance d'être moins efficaces en hautes fréquences. Dans des systèmes adaptatifs, l'algorithme *feedback* est plus appropriés pour les fréquences bien précises (régime harmonique ou multi-harmonique) et pour les signaux stationnaires, alors que les systèmes *feed-forward* proposent une meilleur performance et robustesse pour les signaux large bande [6].

En pratique, il n'est généralement pas simple de classer le bruit dans une catégorie précise et le signal reste souvent un mélange de plusieurs cas. Un bon exemple est celui du bruit provoqué par un moteur d'avion (figures 6 et 7). La tendance générale peut être scindée en plusieurs parties selon les différentes sources. Les pics considérables de l'intensité sont présents sur la caractéristique fréquentielle et correspondent aux fréquences harmoniques du mouvement rotatif de la soufflante et de la turbine. Les bruits provoqués par la combustion et le bruit de jet sont aléatoires et plutôt dominants en basses fréquences. De plus, un avion ne reste pas immobile. Il est donc préférable de mettre en place le contrôle au plus près de la source, la diminution du bruit aérien étant quasiment impossible au voisinage de l'observateur. L'importance relative des sources varie également avec les conditions de fonctionnement du moteur : le bruit de soufflante est très important en approche, survol et aussi en réception latérale, alors que le bruit de jet et de combustion joue un rôle principal en latéral et survol. Le bruit provoqué par les avions est un des plus perturbants à cause de son niveau acoustique élevé et de sa trajectoire, mais sa complexité nécessite de nouvelles idées et technologies pour le réduire.

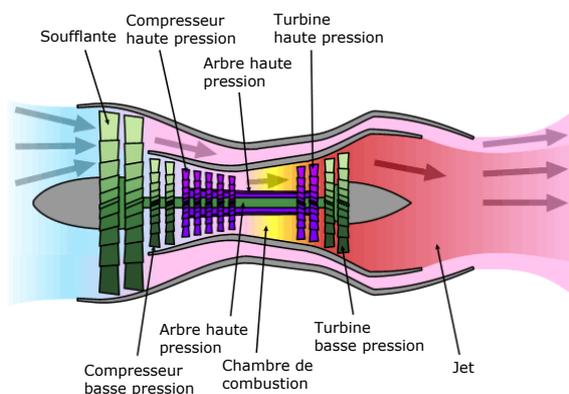


FIG. 6 – Turboréacteur d'un avion moderne

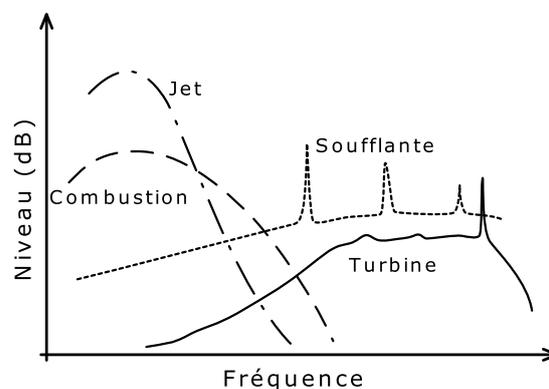


FIG. 7 – Sources principales du bruit d'un turboréacteur [9]

Le contrôle du bruit est étroitement lié avec la psychoacoustique. En effet, une atténuation significative en dB dans une bande fréquentielle ne se traduit pas forcément par une atténuation du bruit perçu. Il faut prendre en compte les mécanismes psychoacoustiques pour évaluer correctement l'effet audible de la réduction du bruit. Comme l'intensité subjective d'un bruit est une fonction non linéaire de la pression acoustique et de la fréquence, l'atténuation en dB ne correspond pas directement à la sonie. Il en résulte que certains dispositifs de contrôle du bruit donnent à l'écoute un résultat décevant en regard du nombre

de dB gagnés, alors que d'autres dispositifs (en particulier pour les avions à hélices) sont perçus comme efficaces alors qu'ils ne permettent qu'une réduction de quelques dB. La collaboration entre les spécialistes du contrôle et de la psychologie visant la qualité du bruit ne fait que commencer, mais elle pourrait sans doute donner des résultats intéressants pour améliorer les systèmes actuels de contrôle du bruit.

Cette thèse a pour objectif de développer un système de contrôle actif distribué qui pourrait être utilisé pour la réduction du bruit de soufflante d'un moteur d'avion. Ce système est basé sur la loi de contrôle de l'impédance acoustique développée au LMARC et testée dans un tube de Kundt. Notre dernier système de mesures est composé de cellules actives distribuées, montées sur les parois d'un tube rectangulaire. Les cellules sont interconnectées dans un réseau 2D par une loi de contrôle distribué qui a pour objectif d'ajuster l'impédance acoustique sur les parois pour que les ondes acoustiques soient réfléchies en arrière (vers la source). Le comportement global d'un tel système combine l'interaction entre le fluide, la structure, l'électronique et la loi de contrôle. Cette étude est alors multidisciplinaire car elle concerne les domaines de l'acoustique, du contrôle, du traitement des signaux, de l'électronique et de l'informatique. Cette étude aborde les étapes suivantes :

- développement du *hardware* du réseau des cellules distribuées avec des micro transducteurs acoustiques (microphones et haut-parleurs), microcontrôleur et circuits de support, amplificateurs du signal et alimentation ;
- programmation du microcontrôleur de chaque cellule pour implémenter la loi de contrôle distribuée ;
- validation expérimentale du système dans un tube rectangulaire comportant une source sonore d'un côté (haut-parleur ou ventilateur), un pavillon acoustique de l'autre et la possibilité de mesurer la pression acoustique à l'entrée et à la sortie du tube.

Le document est divisé en cinq chapitres. Dans le premier sont décrites les bases de description mathématique des phénomènes acoustiques et vibro-acoustiques basés sur l'équation des ondes. Le deuxième chapitre résume l'histoire de contrôle du bruit et présente un récapitulatif des méthodes passives et actives conventionnelles. Le troisième chapitre illustre le principe théorique de la méthode de contrôle actif de l'impédance acoustique sur les bords suivi par la modélisation numérique en utilisant la méthode des éléments finis. Le quatrième chapitre concerne l'application expérimentale de cette nouvelle méthode dans un tube de Kundt. Enfin le cinquième et dernier chapitre est consacré au développement du réseau des cellules distribuées, à la fabrication du dispositif de mesures et aux résultats expérimentaux.

Chapitre 1

Acoustique et vibro-acoustique

1.1 Introduction

Les perturbations acoustique se propagent dans un milieu fluide sous forme d'ondes longitudinales et sont généralement observées comme des petites variations d'amplitude autour de la valeur initiale des trois quantités acoustiques fondamentales : la pression p , la vitesse \vec{v} et la masse volumique ρ . L'équation des ondes décrit la propagation de ces perturbations ainsi que les liaisons entre ces trois variables. À part l'onde longitudinale (fig. 1.1), où le déplacement des particules est parallèle à la direction de propagation d'onde, il existe aussi l'onde transverse (fig. 1.2), où le déplacement se produit perpendiculairement à la direction de propagation. Le champ électromagnétique représente un exemple de ces ondes transverses. Les vagues sur l'eau et les ondes de surface de Rayleigh dans les solides font une combinaison des deux mouvements (déplacement longitudinal et transverse). Les particules dans les vagues d'eau font le mouvement en cercles dans le sens des aiguilles d'une montre, alors que dans les solides, elles font le mouvement en ellipses dans le sens inverse (figures 1.3 et 1.4).

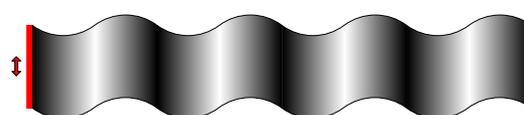
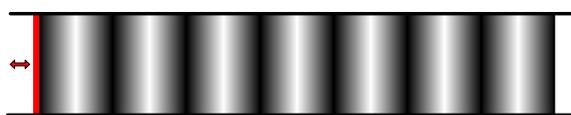


FIG. 1.1 – Onde longitudinale 1-dimensionnelle FIG. 1.2 – Onde transverse 1-dimensionnelle

1.2 Équation des ondes

Avec l'équation des ondes est associée l'idéalisation du fluide par hypothèse que le milieu est homogène (les quantités ambiantes sont indépendantes de la position), stationnaire (les quantités ne changent pas en temps) et sans écoulement. De plus, le fluide est considéré comme parfait, c'est-à-dire que la vis-

cosité et la conductivité thermique sont négligées. Ces simplifications offrent une description quantitative satisfaisante du phénomène acoustique, qui est basé sur les trois équations fondamentales de conservation de la dynamique des fluides : équation de continuité (conservation de la masse), équation d'Euler (équation du mouvement) et conservation de l'énergie, ainsi que sur l'équation d'état (équilibre thermodynamique). La formulation de l'équation des ondes est établie par exemple dans [94, 129] et ne sera pas présentée ici.

De même manière qu'a été définie dans l'introduction la pression acoustique $p = p_T - p_0$, on introduit la masse volumique et la vitesse de particules pour linéariser le problème acoustique :

$$\rho_T = \rho_0 + \rho, \quad (1.1a)$$

$$\vec{v}_T = \vec{v}_0 + \vec{v}, \quad (1.1b)$$

où $\rho \ll \rho_0$ et $|\vec{v}| \ll |\vec{v}_0|$.

Les trois relations nécessaires pour établir l'équation des ondes unidimensionnelles sont les suivantes :

1. équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} = 0, \quad (1.2)$$

2. équation de conservation de la quantité du mouvement

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (1.3)$$

3. équation d'état du gaz

$$\frac{p}{\rho} = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} = \gamma \frac{RT}{M}, \quad (1.4)$$

γ est le rapport des chaleurs spécifiques ($\gamma = 1,4$ pour un gaz diatomique), T la température absolue, $R = 8,314 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ la constante des gaz parfaits et M la masse molaire (pour l'air $M = 0,029 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$).

En combinant ces trois relations, on peut déterminer l'équation des ondes pour la pression acoustique

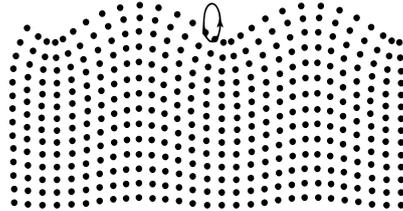
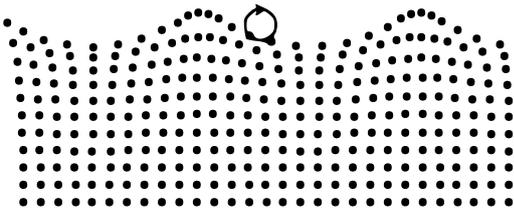


FIG. 1.3 – Particules dans les vagues [23] FIG. 1.4 – Particules dans les ondes de Rayleigh [23]

en trois dimensions (*cf.* par exemple [78]) :

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (1.5)$$

où Δ est l'opérateur laplacien, défini en coordonnées cartésiennes par

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (1.6)$$

et $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}$ est la vitesse du son.

Dans le cas d'ondes harmoniques, avec la pression $p = |p|e^{j\omega t}$, l'équation des ondes se simplifie à la forme suivante :

$$\Delta p + k^2 p = 0, \quad (1.7)$$

où $k = \frac{\omega}{c_0}$ est le nombre d'onde, $\omega = 2\pi f$ est la pulsation. La relation (1.7) est appelée l'équation de Helmholtz.

1.2.1 Solution de l'équation des ondes

Pour l'onde unidimensionnelle, l'équation des ondes (1.5) prend la forme

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.8)$$

et sa solution générale peut être exprimée par :

$$p = f(c_0 t - x) + g(c_0 t + x), \quad (1.9)$$

où f et g sont des fonctions quelconques d'une variable, dont la deuxième dérivée peut être établie. L'interprétation de cette solution représente une superposition de deux ondes, dont la première, décrite par la fonction f , se propage à la vitesse c_0 le long de l'axe x dans le sens positif et la deuxième, qui est représentée par la fonction g , progresse à la même vitesse dans le sens inverse. Dans le cas d'une onde harmonique, la solution donne deux fonctions exponentielles :

$$p = A e^{jk(c_0 t - x)} + B e^{jk(c_0 t + x)} = \left(A e^{-jkx} + B e^{jkx} \right) e^{j\omega t}, \quad (1.10)$$

A et B sont les constantes d'intégration, qui représentent les amplitudes complexes des ondes se propageant dans le sens positif et négatif de l'axe x . La généralisation de ces formules donne la solution pour

les coordonnées cartésiennes :

$$\begin{aligned}
 p &= Ae^{j(\omega t \pm k_x x \pm k_y y \pm k_z z)}, \\
 k^2 &= k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \\
 k_x &= \alpha k, k_y = \beta k, k_z = \gamma k, \\
 \alpha &= \cos(\vec{n}, x), \beta = \cos(\vec{n}, y), \gamma = \cos(\vec{n}, z).
 \end{aligned}
 \tag{1.11}$$

Pour une onde plane progressive dans 3 dimensions, on peut écrire

$$p = Ae^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \tag{1.12}$$

où \vec{r} représente le vecteur de localisation du point considéré de l'espace et \vec{k} indique le vecteur d'onde.

1.3 Conditions aux limites

Dans le cas général des équations aux dérivées partielles, trois conditions aux limites sont possibles. Imaginons un domaine Ω selon l'image 1.5 sans sources et sans écoulement qui entoure un fluide homogène avec des petits déformations où l'équation des ondes (1.5) est valide. Les trois types de conditions aux limites sont les suivants :

- **Condition de Dirichlet** – spécifie les valeurs que la solution doit vérifier sur la limite Γ_D du domaine :

$$p(x, y, t) = f_D(x, y, t) \quad \forall x, y \in \Gamma_D. \tag{1.13}$$

Cette condition est utilisée pour les limites acoustiquement douces, où la pression est zéro sur la frontière ($f_D = 0$) et pour des sources de pression, où une constante non-zéro de pression est définie sur la frontière ($f_D = p_D$).

- **Condition de Neumann** – spécifie les dérivées des valeurs que la solution doit vérifier sur les

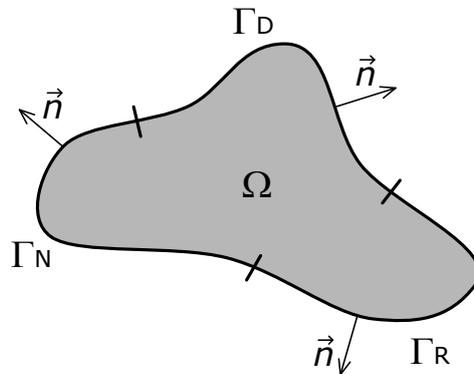


FIG. 1.5 – Domaine acoustique avec les conditions aux limites

frontières Γ_N du domaine :

$$\frac{\partial p(x, y, t)}{\partial \vec{n}} = f_N(x, y, t) \quad \forall x, y \in \Gamma_N. \quad (1.14)$$

- **Condition de Robin** – spécifie la combinaison linéaire des valeurs et de dérivées des valeurs que la solution doit vérifier sur la limite Γ_R du domaine (cette condition lie les deux conditions précédentes de Dirichlet et de Neumann) :

$$a \frac{\partial p(x, y, t)}{\partial \vec{n}} + bp(x, y, t) = f_R(x, y, t) \quad \forall x, y \in \Gamma_R. \quad (1.15)$$

Dans des problèmes acoustiques, les conditions aux limites typiques sont les suivantes :

- **Paroi rigide** – la composante normale de la vitesse est égal à zéro sur les bords

$$\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0. \quad (1.16)$$

- **Extrémité libre** – la pression acoustique est égale à zéro

$$p = 0. \quad (1.17)$$

- **Source de pression** – la pression acoustique est égale à une constante

$$p = p_0. \quad (1.18)$$

- **Accélération normale** – représente une source externe a_n , peut être utile pour le couplage avec la structure

$$\vec{n} \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) = a_n. \quad (1.19)$$

- **Impédance de la paroi** – l'impédance acoustique $Z = \rho_Z c_Z$ est définie sur la frontière

$$\vec{n} \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) + \frac{j\omega p}{Z} = 0. \quad (1.20)$$

- **Condition de radiation** – représente une source de pression extérieure au domaine p_r dont la position est spécifiée par le vecteur \vec{r} , alors pour une propagation d'onde plane en direction donnée par le vecteur \vec{k} :

$$\vec{n} \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) + \frac{jk}{\rho_0} p = \frac{1}{\rho_0} [jk - j(\vec{k}\vec{n})] p_r e^{-j(\vec{k}\vec{r})}. \quad (1.21)$$

Quand la pression $p_r = 0$, il s'agit de condition au limite de radiation acoustiquement transparente d'ondes planes.

1.4 Ondes stationnaires

Imaginons maintenant une chambre parallélépipédique à parois rigides. Dans l'espace 3D, le champ complexe de pression doit, pour les fluctuations harmoniques, satisfaire l'équation de Helmholtz

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = 0. \quad (1.22)$$

Pour résoudre cette équation, la pression peut être exprimée par trois fonctions séparées de x , y et z :

$$p_x = F_x(x) \quad , \quad p_y = F_y(y) \quad \text{et} \quad p_z = F_z(z). \quad (1.23)$$

Après substitution dans (1.22), l'équation est facilement séparable en trois parties. Par exemple pour la coordonnée x on obtient

$$\frac{1}{F_x} \frac{d^2 F_x}{dx^2} + k_x^2 = 0, \quad (1.24)$$

k_x est une partie du nombre d'onde $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. La fonction F_x doit satisfaire la condition aux limites sur les murs rigides – la vitesse de particules \vec{v} est zéro à $x = 0$ et $x = l_x$, l_x étant la dimension de la chambre suivant x . La vitesse nulle nécessite le gradient de pression $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$. La solution générale de l'équation de Helmholtz qui satisfait les conditions aux limites s'écrit :

$$p = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos \frac{n_x \pi x}{l_x} \cos \frac{n_y \pi y}{l_y} \cos \frac{n_z \pi z}{l_z}, \quad (1.25)$$

où n signifie trois nombres entiers n_x , n_y et n_z et A_n est une constante complexe arbitraire. Cette solution donne des modes propres dans l'espace fermé, qui sont associés aux fluctuations de la pression. La fréquence propre associée avec chacun de ces modes peut être pour les valeurs données de n_x , n_y et n_z écrite

$$f_n = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2}. \quad (1.26)$$

Quand deux des valeurs de n sont nulles, les fréquences des modes correspondent aux modes axiaux, par exemple $f_{0,1,0}$. Quand une des valeurs est nulle, on obtient les modes tangentiels et finalement, pour tous les $n \neq 0$, les modes deviennent obliques.

1.5 Énergie et intensité acoustique

L'énergie acoustique est donnée par la somme de l'énergie cinétique et potentielle. L'énergie cinétique est associée au volume V :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_V \rho_0 |\vec{v}|^2 dV. \quad (1.27)$$

L'énergie potentielle correspond au travail échangé par un corps lorsque la pression acoustique change le volume dV

$$E_p = - \int_V p dV. \quad (1.28)$$

En supposant que les transformations du fluide restent adiabatiques et que les changements du volume et masse volumique restent relativement négligeables, il est possible de substituer la différence dV et intégrer par rapport la pression acoustique

$$E_p = \frac{V}{\rho_0 c_0^2} \int_p p dp = \frac{V}{2\rho_0 c_0^2} p^2. \quad (1.29)$$

L'énergie totale, donnée par l'addition de la partie cinétique et potentielle, peut après s'écrire

$$E = E_c + E_p = \frac{\rho_0 V}{2} \left(|\vec{v}|^2 + \frac{p^2}{(\rho_0 c_0)^2} \right). \quad (1.30)$$

Comme les ondes se propagent dans le fluide, elles provoquent une transmission d'énergie. La moyenne temporaire de cette énergie dans une période T du cycle harmonique, s'appelle l'intensité acoustique et est définie comme

$$\vec{I} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p \vec{v} dt. \quad (1.31)$$

Pour les ondes planes, où $|\vec{v}| = \frac{p}{\rho_0 c_0}$, l'équation (1.31) se simplifie à la forme suivante :

$$I = \frac{|p|^2}{2\rho_0 c_0}. \quad (1.32)$$

1.6 Impédance acoustique

Pour des ondes acoustiques ordinaires, les variations de pression et de masse volumique sont petites par rapport aux valeurs initiales atmosphériques p_0 et ρ_0 . Il est alors possible de linéariser tous les rapports entre les quantités acoustiques. Pour une onde progressive, loin des sources, la pression, la vitesse et la masse volumique sont l'une à l'autre directement proportionnelles selon la formule suivante :

$$p = \pm Z |\vec{v}|, \quad (1.33)$$

où $Z = \rho_0 c_0$ est l'impédance acoustique du milieu donné. Le signe $+$ s'applique à l'onde qui progresse dans le sens positif et le signe $-$ pour la propagation inverse.

1.7 Absorption, réflexion et transmission de l'onde

Dans cette section sera négligée la dissipation d'énergie due à la viscosité et aux effets thermiques. Les détails concernant les caractéristiques des matériaux peuvent être trouvées, par exemple dans [53]. Le coefficient d'absorption α est une quantité adimensionnelle, fonction de la fréquence et définie par :

$$\alpha = \frac{I_a}{I_i}, \quad (1.34)$$

où I_a représente l'intensité acoustique absorbée et I_i l'intensité incidente.

TAB. 1.1 – Coefficient d'absorption de quelques matériaux d'après le Petit lexique du son, Olivier Blanc, 2002

Matériau	Coefficient d'absorption
Béton	0,01 – 0,03
Mur de plâtre	0,01 – 0,03
Brique	0,02 – 0,05
Verre 6 mm	0,02 – 0,15
Liège 6 mm	0,1 – 0,2
Caoutchouc poreux 6 mm	0,1 – 0,2
Bois	0,1 – 0,3
Moquette	0,05 – 0,65
Laine de verre 25 mm	0,1 – 0,75
Mousse de polyuréthane 6 mm	0,05 – 0,8

Considérons l'incidence normale d'une onde acoustique à l'interface $x = 0$ entre deux milieux différents 1 et 2, où le son se propage aux vitesses c_1 et c_2 (figure 1.6). À cette interface, une part de l'onde plane progressive sera réfléchiée et l'autre part sera transmise dans le milieu 2. L'onde dans le milieu 1 sera composée de l'onde incidente et de l'onde réfléchiée

$$v_1 = v \left(t - \frac{x}{c_1} \right) + v_R \left(t + \frac{x}{c_1} \right) \quad (1.35)$$

et dans le milieu 2, on aura

$$v_2 = v_T \left(t - \frac{x}{c_2} \right). \quad (1.36)$$

L'équation de continuité et de l'équation du mouvement doivent être valables sur la limite : la vitesse et la pression acoustique doivent être égales de part et d'autre de l'interface

$$v_1 = v_2, p_1 = p_2. \quad (1.37)$$

La condition de continuité des vitesses donne l'équation

$$v + v_R = v_T. \quad (1.38)$$

De la condition de continuité des pressions on déduit

$$Z_1 v + Z_1 v_R = Z_2 v_T. \quad (1.39)$$

Ces conditions de continuité conduisent à un système de deux équations algébriques linéaires, d'où l'on tire :

$$v_R = C_R v \quad \text{et} \quad v_T = C_T v; \quad C_R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad \text{et} \quad C_T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}. \quad (1.40)$$

$C_R \in [-1; 1]$ et $C_T \in [0; 2]$ représentent le coefficient de réflexion et de transmission sur l'interface. Par exemple pour la limite l'air – l'eau, le rapport $Z_2/Z_1 \approx 4000$ et les coefficients $C_R \approx -0,9995$ et $C_T \approx 0,0005$. Le signe négatif dans le coefficient de réflexion signifie que lors de la réflexion sur la nappe d'eau, la polarité de l'onde change (la phase bascule de 180°). Cet effet n'arrive pas lors de la réflexion de l'eau à l'air, parce que dans ce cas, le coefficient de réflexion est positif.

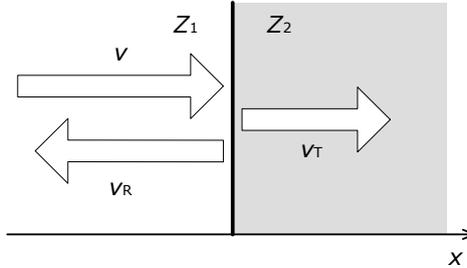


FIG. 1.6 – Réflexion et transmission de l'onde normale à l'interface

Quand l'incidence de l'onde à l'interface n'est pas normale mais oblique, les lois de réflexion et de réfraction selon la figure 1.7 s'appliquent :

$$\alpha = \alpha_R \quad \text{et} \quad \frac{\sin \alpha}{c_1} = \frac{\sin \alpha_T}{c_2}. \quad (1.41)$$

Il est important de noter ici que dans tous les cas, la loi de conservation de l'énergie s'applique à l'incidence de l'onde à l'interface. En d'autres termes, l'énergie de l'onde incidente est la somme de l'énergie de l'onde réfléchie et de l'onde transmise. En se basant sur l'énergie et l'intensité acoustique de l'onde, il est convenable d'introduire les termes de réflexion et de transmissibilité de l'interface :

$$\mathcal{R} = C_R^2 = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \quad \text{et} \quad \mathcal{T} = \frac{Z_2}{Z_1} C_T = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2}. \quad (1.42)$$

Selon la loi de conservation de l'énergie $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1$.

L'efficacité d'atténuation des systèmes de contrôle du bruit est souvent formulée par le paramètre **perte par insertion** (*Insertion Loss*)

$$IL = 20 \log \left| \frac{p_b}{p_b} \right|, \quad (1.43)$$

où p_b et p_b' est la pression acoustique au récepteur avec et sans la barrière.

1.8 Dissipation d'énergie en milieu poreux

Imaginons dans cette partie l'air comme un fluide visqueux et newtonien, un gaz parfait avec ses propriétés thermodynamiques et conduction thermique. Le squelette du matériau est considéré immobile et sa température uniforme et constante. Les phénomènes de propagation sont considérés pour les ondes harmoniques de faible amplitude permettant de rester dans le domaine de l'acoustique linéaire.

Le problème à résoudre est décrit par cinq équations [99]. La dynamique du fluide est régie par l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho_0 j\omega \vec{v} = -\nabla p + (\mu + \eta)\nabla(\nabla \cdot \vec{v}) + \eta \nabla^2 \vec{v}, \quad (1.44)$$

où μ désigne la viscosité dynamique et η la viscosité de volume du fluide. Le squelette étant immobile, la condition aux limites à l'interface Γ s'écrit

$$\vec{v}|_{\Gamma} = 0. \quad (1.45)$$

Le mouvement du fluide doit inclure l'équation de conservation de la masse

$$\nabla \cdot \vec{v} + j\omega \left(\frac{p}{p_0} - \frac{T}{T_0} \right), \quad (1.46)$$

qui fait apparaître un couplage entre le mouvement local du fluide et son comportement thermique. Par

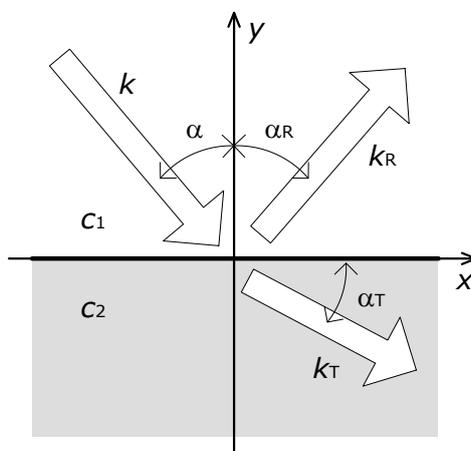


FIG. 1.7 – Réflexion et réfraction de l'onde oblique à l'interface

conséquent, il est nécessaire d'inclure également l'équation de la chaleur :

$$\rho_0 j\omega C_p T = j\omega p + \kappa \nabla^2 T, \quad (1.47)$$

où C_p est la capacité calorifique du fluide à pression constante et κ sa capacité thermique. Le problème est complété par la condition aux limites du squelette isotherme, en considérant la continuité du flux d'énergie à l'interface :

$$T|_{\Gamma} = 0. \quad (1.48)$$

Pour résumer, la viscosité du fluide entraîne les variations de température, provoquant un transfert d'énergie vers l'extérieur du domaine, ce qui se traduit par une perte. Un principe comparable de transfert d'énergie peut être observé dans des mousses acoustiques.

1.8.1 Homogénéisation des structures périodiques

En pratique, la résolution des EDPs couplées pour une géométrie quelconque n'est généralement pas un problème simple à résoudre. Les simplifications peuvent provenir de la géométrie et/ou de la physique, par l'introduction des hypothèses additionnelles. L'idée est de trouver pour un milieu hétérogène une description macroscopique d'un milieu continu équivalent. Les techniques de homogénéisation ne peuvent être appliquées que dans les cas, où la condition de séparation d'échelles est respectée [99] :

$$\epsilon = \frac{l}{L} \ll 1, \quad (1.49)$$

où ϵ est la mesure de séparation d'échelles, l la dimension caractéristique des hétérogénéités et L la dimension caractéristique macroscopique. Cela veut dire, que la dimension microscopique l doit être très petite par rapport à la taille macroscopique L de l'échantillon considéré. Quand la structure du milieu est périodique, la méthode de homogénéisation des structures périodiques (HSP) peut être implémentée. Dans ce cas, il est considéré une cellule idéalisée d'un volume élémentaire Ω qui se répète avec une période de l . Le principe de la méthode HSP peut être trouvé par exemple dans [71, 112].

1.8.2 Effets de dissipation visqueux

Le problème aux limites de l'écoulement local d'un fluide newtonien incompressible en régime harmonique est décrit par les équations suivantes :

$$\frac{j\omega}{\nu} \vec{v}^{(0)} - \nabla_y^2 \vec{v}^{(0)} + \frac{1}{\mu} \nabla_y p^{(0)} = 0, \quad (1.50a)$$

$$\nabla_y \cdot \vec{v}^{(0)} = 0, \quad (1.50b)$$

$$\vec{v}^{(0)}|_{\Gamma} = 0, \quad (1.50c)$$

où $\nu = \frac{\mu}{\rho_0}$ est la viscosité cinématique et $\vec{v}^{(0)}, p^{(0)}$ sont les valeurs Ω -périodiques, (0) étant le volume d'une cellule du matériau poreux. Le problème local d'écoulement est posé grâce à cette condition de périodicité.

1.8.3 Effets de dissipation thermiques

Le problème aux limites de conduction de la chaleur dans un fluide en régime harmonique est décrit par les équations (1.51).

$$-\frac{j\omega}{\nu'} T^{(0)} + \nabla^2 T^{(0)} + \frac{j\omega}{\kappa} p^{(0)} = 0, \quad (1.51a)$$

$$T^{(0)}|_{\Gamma} = 0, \quad (1.51b)$$

où $\nu' = \frac{\kappa}{\rho_0 C_p}$ est la diffusivité thermique du fluide et $T^{(0)}, p^{(0)}$ sont les valeurs Ω -périodiques. En effet, lorsque C_p et κ du squelette sont très grandes par rapport aux valeurs de l'air (ce qui est généralement le cas pour les milieux poreux usuels), le squelette peut être considéré comme un thermostat et la température acoustique T à la surface de contact est égale à zéro. Dans le cas où la quantité de matière solide est très faible (par exemple laines de verre), la capacité calorifique du fluide n'est plus négligeable devant celle du solide et la condition aux limites de température acoustique de l'air à la surface du solide doit être reconsidérée.

1.8.4 Équation de propagation du milieu homogène équivalent

L'équation d'onde macroscopique pour un milieu homogène équivalent prend en compte les effets visqueux et thermiques. Pour le cas de milieu isotrope, on a l'équation suivante :

$$j\omega \frac{\gamma - j(\gamma - 1) \frac{\tilde{k}'(\omega)}{\delta_t(\omega^2)\Phi}}{\gamma P_0} p^{(0)} - \nabla_x \cdot \left(\frac{\tilde{k}}{\mu} \nabla_x P_0 \right) = 0, \quad (1.52)$$

où γ est l'indice adiabatique, \tilde{k}' la perméabilité dynamique thermique, $\delta_t = \sqrt{\frac{\nu'}{\omega}}$ l'épaisseur de couche limite thermique, Φ la porosité et \tilde{k} la perméabilité dynamique visqueuse. En introduisant la densité effective dynamique du fluide, ainsi que son module de compressibilité dynamique, l'équation (1.52) la forme d'une équation de Helmholtz pour le milieu homogène équivalent :

$$\nabla_x^2 p^{(0)} + \frac{\tilde{\rho}(\omega)}{\tilde{K}(\omega)} \omega^2 p^{(0)} = 0, \quad (1.53)$$

où $\tilde{\rho}$ est la masse volumique dynamique et \tilde{K} le module de compressibilité dynamique. La vitesse de l'onde s'écrit

$$\tilde{c} = \sqrt{j\omega \tilde{K} \frac{\tilde{k}}{\mu}} = \sqrt{\frac{\tilde{K}}{\tilde{\rho}}}. \quad (1.54)$$

1.9 Ondes acoustiques dans des tubes

Imaginons un tube de section circulaire S et de longueur L avec un piston rigide à $x = 0$. Le tube se termine à $x = L$ par l'impédance mécanique Z_L . Si le piston vibre harmoniquement à une fréquence suffisamment basse pour que seulement les ondes planes se propagent, la pression acoustique dans le tube est donnée par

$$p = Ae^{j[\omega t + k(L-x)]} + Be^{j[\omega t - k(L-x)]}, \quad (1.55)$$

où A et B sont déterminés par les conditions aux limites $x = 0$ et $x = L$. Pour un guide d'onde circulaire rempli d'air, la fréquence maximale à laquelle seules les ondes planes vont se propager, est donnée par $f_{\max} = 101/a$ [107], où a est le rayon du guide. Par exemple pour un diamètre de 10 cm, la fréquence de coupure est 2 kHz. En utilisant l'équation d'Euler, la vitesse de particules est

$$\vec{v} = \frac{1}{\rho_0 c_0} p \quad (1.56)$$

et l'impédance acoustique des ondes planes dans le tube peut être exprimée par

$$Z = \frac{p}{\vec{v}S} = \frac{\rho_0 c_0}{S} \left[\frac{Ae^{jk(L-x)} + Be^{-jk(L-x)}}{Ae^{jk(L-x)} - Be^{-jk(L-x)}} \right]. \quad (1.57)$$

L'impédance mécanique à $x = L$ peut être écrite dans le cadre de l'impédance acoustique comme

$$Z_L = S^2 Z_A = \rho_0 c_0 S \left(\frac{A+B}{A-B} \right) = \rho_0 c_0 S \left(\frac{1 + \frac{B}{A}}{1 - \frac{B}{A}} \right). \quad (1.58)$$

Définissons

$$A = |A| \quad \text{et} \quad B = |B|e^{j\theta}, \quad (1.59)$$

et pour l'impédance mécanique :

$$Z_L = \rho_0 c_0 S \left(\frac{1 + \frac{|B|}{|A|} e^{j\theta}}{1 - \frac{|B|}{|A|} e^{j\theta}} \right). \quad (1.60)$$

Étant donné le ratio entre l'amplitude incidente et réfléchie et le déphasage θ , l'impédance mécanique de l'échantillon peut être déterminée. La substitution de A et B dans (1.55) par les équations (1.59) nous donne l'expression de l'amplitude de la pression acoustique de l'onde :

$$|p| = \sqrt{(|A| + |B|)^2 \cos^2 \left[k(L - x) - \frac{\theta}{2} \right] + (|A| - |B|)^2 \sin^2 \left[k(L - x) - \frac{\theta}{2} \right]}. \quad (1.61)$$

Quand la terminaison du tube est rigide, toute énergie incidente sera réfléchie avec la même amplitude, par contre une absorption peut être observée le long du paroi. Quand un matériau acoustiquement absorbant est utilisé pour la terminaison, une partie de l'énergie incidente est atténuée par le matériau, les ondes incidentes et réfléchies n'ont plus la même amplitude et un déphasage est introduit à la réflexion. L'amplitude au maximum de pression est $(|A| + |B|)$ et l'amplitude au minimum de pression (dans le nœud) $(|A| - |B|)$. Il n'est pas possible de mesurer $|A|$ et $|B|$ directement, mais le tube d'ondes stationnaires nous permet de déterminer $(|A| + |B|)$ et $(|A| - |B|)$.

Le minimum de pression se produit quand

$$\cos \left[k(L - x) - \frac{\theta}{2} \right] = 0 \quad \text{et} \quad \sin \left[k(L - x) - \frac{\theta}{2} \right] = 1 \quad (1.62)$$

ce qui nécessite

$$k(L - x) - \frac{\theta}{2} = \pi \left(n - \frac{1}{2} \right), \quad (1.63)$$

d'où

$$\theta = 2k(L - x) - \pi(2n - 1). \quad (1.64)$$

n est un nombre entier et $(L - x)$ est la distance entre l'échantillon et le premier minimum de pression ($n = 1$). Le tube d'impédance permet de mesurer cette distance ainsi que le maximum et minimum de pression et en conséquence de déterminer les paramètres de l'échantillon. La relation entre le maximum et le minimum de pression s'appelle le ratio d'onde stationnaire :

$$C_{os} = \frac{|A| + |B|}{|A| - |B|} \quad (1.65)$$

et le coefficient de réflexion de la puissance acoustique est définie par

$$R = \frac{|B|}{|A|} = \frac{C_{os} - 1}{C_{os} + 1}. \quad (1.66)$$

L'impédance complexe mécanique de l'échantillon est obtenue par substitution de (1.64) et (1.66) dans

(1.60) et comme elle peut être une fonction très variable de la fréquence, il est nécessaire de répéter les mesures sur toute la gamme fréquentielle utile. Le coefficient d'absorption de puissance acoustique de l'échantillon est pour une fréquence donnée défini par

$$\alpha = 1 - |R|^2 = 1 - \frac{(C_{os} - 1)^2}{(C_{os} + 1)^2}. \quad (1.67)$$

Une méthode plus rapide pour mesurer le coefficient de réflexion est basée sur l'identification de la fonction de transfert en utilisant deux microphones (figure 1.8). Dans ce cas, la fonction de transfert H_{12} entre deux microphones éloignés de la distance s est déterminée et le coefficient de réflexion est donné par la formule

$$R = \frac{H_{12} - e^{-jks}}{e^{jks} - H_{12}} e^{j2kL}. \quad (1.68)$$

L'impédance Z et le coefficient d'absorption α sont exprimés en fonction de R par équations suivantes :

$$Z = Z_0 \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right) \quad \text{et} \quad \alpha = 1 - |R|^2, \quad (1.69)$$

où $Z_0 = \rho_0 c_0$ est l'impédance de l'air dans le tube.

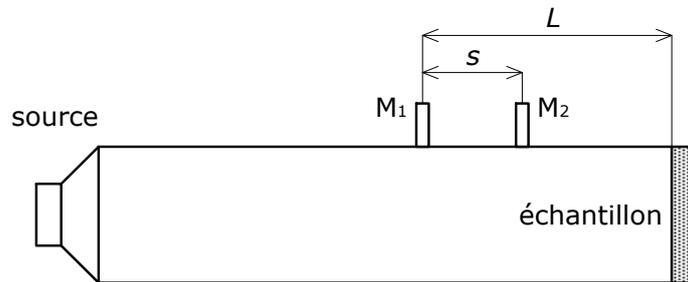


FIG. 1.8 – Méthode avec deux microphones pour mesurer le coefficient de réflexion

1.10 Couplage vibroacoustique

1.10.1 Mécanisme d'absorption du son par une source réelle

L'effet d'un transducteur réel peut être représenté par le modèle de la figure 1.9. Le cône d'un haut-parleur peut être représenté par un piston de la masse M suspendu avec l'amortissement C et la raideur K . Le cône fait un mouvement va-et-vient qui est forcé par le courant électrique dans la bobine du haut-parleur. En régime harmonique, l'équilibre dynamique du piston satisfait :

$$j\omega Mv + Cv + \frac{Kv}{j\omega} = Bli - pA, \quad (1.70)$$

où v est la vitesse du piston, i le courant dans la bobine, p la pression qui agit sur la surface A du piston, Bl est le produit de l'induction par flux magnétique et de la longueur l de la bobine. Définissons maintenant l'impédance mécanique $Z_m = j\omega M + C + \frac{K}{j\omega}$ et l'impédance due aux conditions acoustiques « vues » par le piston $Z_a = \frac{pA}{v}$. L'équation (1.70) devient :

$$(Z_m + Z_a)v = Bli. \quad (1.71)$$

De même manière peut être écrite l'équation du mouvement pour le courant électrique comme fonction des propriétés de la bobine. Pour une bobine de résistance R et d'inductance L :

$$j\omega Li + Ri = u - Bliv, \quad (1.72)$$

où u est la tension électrique appliquée sur la bobine. L'impédance électrique de la bobine est donnée par $Z_e = R + j\omega L$ et 1.72 devient

$$Z_e i = u - Bliv. \quad (1.73)$$

En combinant les équations (1.71) et (1.73), on obtient

$$u = Z_e i + \frac{(Bl)^2 i}{Z_m + Z_a}, \quad (1.74)$$

où $\frac{(Bl)^2 i}{Z_m + Z_a}$ est l'impédance mécanique du haut-parleur. La puissance électrique fournie dans la bobine est donnée par $\frac{1}{2} \Re\{i^* u\}$, on a alors

$$W_e = \frac{1}{2} \Re \left\{ |i|^2 Z_e + \frac{(Bl)^2 |i|^2}{Z_m + Z_a} \right\}. \quad (1.75)$$

Avec $|i|^2 = |v|^2 \frac{|Z_m + Z_a|^2}{(Bl)^2}$, l'équation (1.75) peut être simplifiée :

$$W_e = \frac{1}{2} \Re \left\{ |i|^2 Z_e + |v|^2 Z_m + |v|^2 Z_a \right\}. \quad (1.76)$$

La puissance à l'entrée du haut-parleur est alors dissipée par trois mécanismes principaux : électrique, mécanique et acoustique. Une analyse plus détaillée avec les résultats expérimentaux est donnée dans [119].

1.10.2 Plaque infinie

Imaginons la flexion d'une plaque infinie selon les hypothèses suivantes :

- Plaque mince d'épaisseur h .
- À l'état naturel, la plaque se situe dans le plan de repos xy .
- Le matériau est défini par la masse ρ_0 , le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν .
- Seuls des petits déplacements transverses $u(x, y, t)$ dans la direction z sont considérés.

- L'équation aux dérivées partielles régissant u est de la forme suivante (pas d'effets secondaires) :

$$\rho_0 h \ddot{u} + D \nabla^4 u = 0, \quad (1.77)$$

où la raideur en flexion D est définie comme

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}, \quad (1.78)$$

et l'opérateur ∇^4 s'applique selon la formule suivante :

$$\nabla^4 u = \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 u}{\partial y^4}. \quad (1.79)$$

- On suppose qu'une onde plane harmonique de flexion se propage le long de l'axe x avec la vitesse c_f

La vitesse de la plaque peut donc s'écrire :

$$\dot{u}(x, y, t) = \frac{\partial u}{\partial t} = \hat{u} e^{j(\omega t - k_f x)}, \quad (1.80)$$

où $k_f = \frac{\omega}{c_f} = \frac{2\pi}{\lambda_f}$ est le nombre d'onde associé à l'onde de flexion. Passons maintenant aux hypothèses sur le milieu fluide environnant :

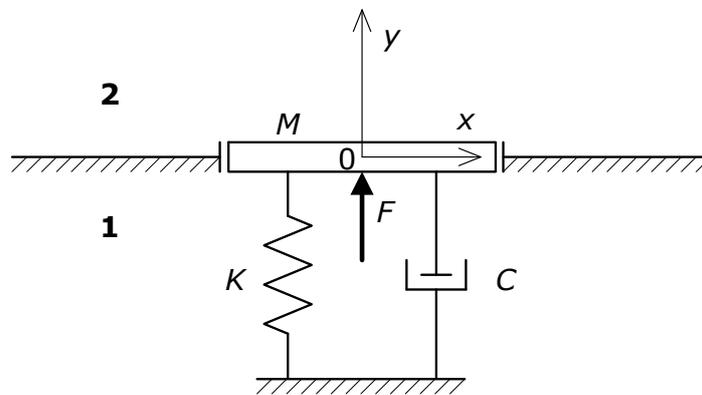


FIG. 1.9 – Système simple couplé à un milieu fluide

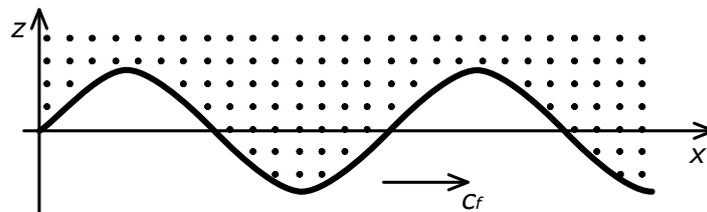


FIG. 1.10 – Flexion d'une plaque infinie

- Le fluide est compressible (ρ_0, c_0) et occupe tout le demi-espace supérieur à la plaque (à l'état naturel $z \geq 0$).
- Le demi-espace inférieur contient le vide.

Évaluons maintenant la pression $p'(x, y, z, t)$ pour $z > 0$. Il s'agit du problème aux limites suivant :

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0, \quad (1.81a)$$

$$\ddot{u} = -\frac{1}{\rho_0} \left. \frac{\partial p'}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (1.81b)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial p'}{\partial t}. \quad (1.81c)$$

La formule (1.81a) représente l'équation des ondes, la formule (1.81b) la continuité des vitesses et la formule (1.81c) la condition de Sommerfeld dans la direction z . La solution recherchée est sous la forme d'onde plane progressive :

$$p'(x, y, z, t) = A e^{i(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)} \quad \text{pour } z \geq 0 \quad (1.82)$$

Dans le cas de l'onde harmonique

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 = \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2. \quad (1.83)$$

Les composants k_x et k_y sont gouvernés par l'onde de flexion, c'est-à-dire que $k_x = k_f = \frac{\omega}{c_f}$ est défini pour la géométrie de l'onde harmonique de la plaque et $k_y = 0 \forall y$ à x donné à cause de la déflexion de la masse. Pour k_z qui prend des valeurs réelles ou imaginaires, on peut écrire alors $k_z = \pm \sqrt{k_0^2 - k_f^2}$ et

$$p'(x, y, z, t) = A e^{i(\omega t - k_f x - k_z z)}. \quad (1.84)$$

La solution (1.82) doit également satisfaire la condition (1.81b), d'où

$$\ddot{u} = i\omega \dot{u} = -\frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial p'}{\partial z} \right]_{\Sigma} = i k_z p'_{\Sigma}, \quad (1.85)$$

d'où la vitesse

$$\dot{u}(x, y, t) = \frac{k_z}{\omega \rho_0} p'_{\Sigma}, \quad (1.86)$$

Σ représente la surface de la plaque. La solution finale prend donc la forme suivante :

$$A = \frac{\omega \rho_0 \hat{u}}{k_z} \quad (1.87)$$

Impédance de rayonnement

L'impédance de rayonnement par unité de surface de la plaque est définie comme

$$Z_{\text{rad}} = R_{\text{rad}} + iX_{\text{rad}} = \frac{p'_{\Sigma}}{\dot{u}} = \frac{\omega \rho_0}{k_z} = \pm \frac{\rho_0}{\sqrt{\left(\frac{1}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{c_f}\right)^2}}, \quad (1.88)$$

ou

$$Z_{\text{rad}} = \pm \frac{\rho_0 c_0 k_0}{\sqrt{k_0^2 - k_f^2}}. \quad (1.89)$$

Selon le rapport entre c_f et c_0 , trois cas différents sont possibles :

1. $c_f > c_0$: dans ce cas $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_f^2}$ est réel et positif (condition de Sommerfeld) et l'impédance

$$Z_{\text{rad}} = \frac{\rho_0 c_0 k_0}{\sqrt{k_0^2 - k_f^2}} = \rho_0 c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_f}\right)^2} \quad (1.90)$$

est réelle et purement résistive :

$$Z_{\text{rad}} = R_{\text{rad}} = \rho_0 c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_f}\right)^2} = \tilde{c}. \quad (1.91)$$

$\tilde{c} = \rho_0 c_0$ lorsque c_f est positif. $X_{\text{rad}} = 0$, donc pas de masse ajoutée ($\tilde{m} \equiv 0$). Le champ de pression acoustique est alors donné par l'expression suivante :

$$p'(x, y, z, t) = \frac{\hat{u} \omega \rho_0}{\sqrt{k_0^2 - k_f^2}} e^{i\omega t - k_f x - \sqrt{k_0^2 - k_f^2} z}, \quad (1.92)$$

qui représente une onde plane harmonique progressive qui se propage selon $\vec{k}_0 = k_f \vec{x} + k_z \vec{z}$, où \vec{x} et \vec{z} sont les vecteurs unitaires des axes x et z (figure 1.11) et $\cos \vartheta = \frac{\sqrt{k_0^2 - k_f^2}}{k_0}$.

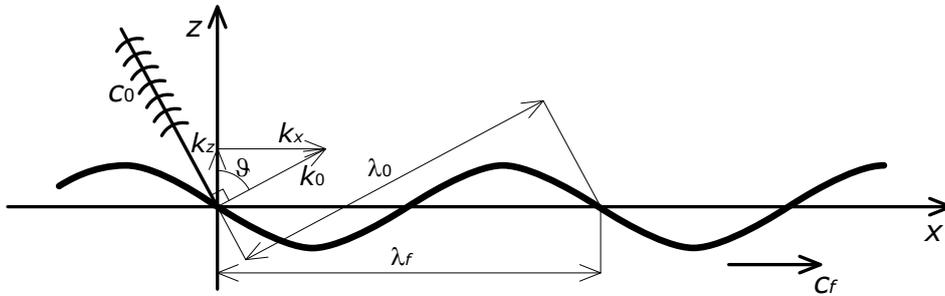


FIG. 1.11 – Plaque infinie pour $c_f > c_0$

2. $c_f < c_0$: dans ce cas $k_z = \pm i\sqrt{k_f^2 - k_0^2}$ est imaginaire et le terme $e^{-ik_z z}$ dans l'équation (1.84) conduit à choisir le signe « - », car la pression ne peut que décroître :
 $k_z = -i\sqrt{k_f^2 - k_0^2}$. L'impédance de rayonnement par unité de surface s'écrit :

$$Z_{\text{rad}} = iX_{\text{rad}} = i \frac{\rho_0}{\sqrt{\left(\frac{1}{c_f}\right)^2 - \left(\frac{1}{c_0}\right)^2}}. \quad (1.93)$$

Il n'y a pas de rayonnement, $R_{\text{rad}} \equiv 0$, $\tilde{c} = 0$. La masse ajoutée par unité de surface est définie par

$$\tilde{m} = \frac{X_{\text{rad}}}{\omega} = \frac{\rho_0}{\sqrt{k_f^2 - k_0^2}}. \quad (1.94)$$

Le champ de pression (champ proche hydrodynamique) est exprimé par

$$p'(x, y, z, t) = \frac{\ddot{u}\rho_0}{\sqrt{k_f^2 - k_0^2}} e^{-\sqrt{k_f^2 - k_0^2}z}, \quad (1.95)$$

où $\ddot{u} = -\omega^2 \hat{u} e^{i(\omega t - k_f x)}$. Les particules « tournent » en ellipses autour de leur position équilibre au voisinage de la plaque (figure 1.12).

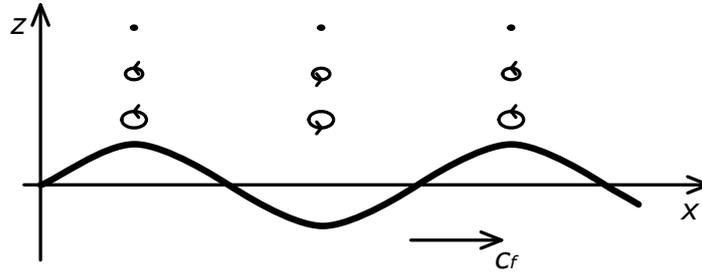


FIG. 1.12 – Plaque infinie pour $c_f < c_0$

3. $c_f = c_0$: dans ce cas $k_z \equiv 0$. L'orientation de k_0 est parallèle avec l'axe x et k_f (figure 1.13). Le plan d'onde est perpendiculaire à l'axe x et $\vartheta = \frac{\pi}{2}$. La pression à l'interface $p'_{\Sigma} \cong \infty$ donc $Z_{\text{rad}} = R_{\text{rad}} = \infty$ et la coïncidence acoustique conduit au couplage spatial optimal.

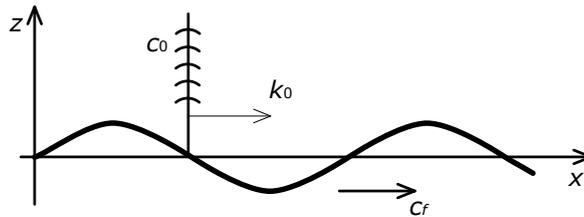


FIG. 1.13 – Plaque infinie pour $c_f = c_0$

Résumé des trois cas étudiés

- Si $c_f < c_0$: pas de rayonnement acoustique.
- Si $c_f > c_0$: que du rayonnement acoustique.
- Si $c_f = c_0$: la coïncidence acoustique apparaît.

Le rayonnement acoustique dans l'équation (1.96) est schématisé dans la figure 1.14.

$$\sigma_{\text{rad}} = \frac{R_{\text{rad}}}{\rho_0 c_0}. \quad (1.96)$$

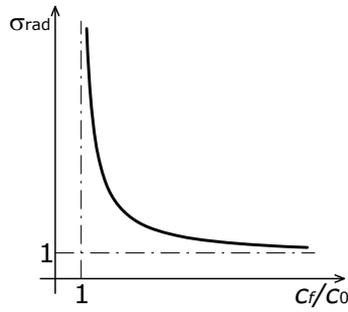


FIG. 1.14 – Rayonnement acoustique de la plaque infinie

Pour déterminer la vitesse de propagation c_f d'une onde de flexion sur une plaque infinie dans le vide, on part des formules (1.77) et (1.78) en vibrations libres. Suivant l'hypothèse que $u(x, y, t) = \hat{u}e^{i(\omega t - k_f x)}$, il vient

$$-\rho_0 h \omega^2 + D k_f^4 = 0, \quad (1.97)$$

d'où

$$c_f = \sqrt{\omega} \sqrt[4]{\frac{D}{\rho_0 h}} = \sqrt{\omega} \sqrt[4]{\frac{E h^2}{12 \rho_0 (1 - \nu^2)}}. \quad (1.98)$$

On a donc une relation de dispersion $c_f = f(\omega)$. La fréquence critique de coïncidence acoustique est donnée par :

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{c_0^2}{2\pi \sqrt{\frac{E h^2}{12 \rho_0 (1 - \nu^2)}}}. \quad (1.99)$$

1.11 Conclusion

Ce chapitre présente de manière simple les principes de base de l'acoustique. Après l'introduction de l'équation des ondes et des conditions aux limites, les différentes quantités acoustiques sont discutées. La présentation des termes tels que : onde stationnaire, énergie et intensité acoustique, impédance, absorption, réflexion et transmission de l'onde, est suivie par une introduction simple aux problèmes vibro-acoustiques qui sont illustrés par deux exemples : modélisation d'une source acoustique (haut-parleur) et comportement d'une plaque infinie.

Chapitre 2

Historique du contrôle de bruit ; méthodes et algorithmes

2.1 Introduction

Le contrôle du bruit a une très longue histoire et les premières tentatives dans sa fraction active ont commencé avant la première guerre mondiale. Du point de vue des méthodes utilisées pour la diminution des niveaux acoustiques, les stratégies peuvent être divisées en plusieurs groupes selon la technologie utilisée (figure 2.1) :

- **Méthodes passives** – barrières, encastrement, matériaux poreux absorbants, résonateurs, silencieux, ... Elles sont utilisées pour des hautes fréquences.
- **Méthodes actives** – nécessitent de l'énergie externe pour alimenter des transducteurs de contrôle ; utilisent des loi de contrôle plus ou moins compliquées pour diminuer la pression acoustique autour des actionneurs. Elles sont utilisées pour des basses fréquences.
- **Méthodes hybrides** – résultent d'un compromis entre les deux méthodes précédentes exploitant leurs avantages respectifs des deux méthodes. Elles peuvent élargir la bande fréquentielle efficace.
- **Méthodes de contrôle aux bords** – ajustent adéquatement les conditions aux limites du domaine acoustique contrôlé pour changer la propagation des ondes et ainsi réduire le transfert acoustique. Elles existent sous la forme de systèmes purement passifs, purement actifs et hybrides.

2.2 Historique du contrôle actif de bruit

En 1933, Paul Lueg a déposé en Allemagne et ultérieurement aux États-Unis son brevet *Process of silencing sound oscillations* [82] (fig. 4) basé sur l'idée simple d'éliminer le bruit en utilisant son interférence avec un « anti-bruit » – la copie déphasée de la perturbation primaire. Malgré le peu d'at-

tention et d'intérêt pour cette invention à l'époque et son oubli pendant les 20 années suivantes, elle est aujourd'hui acceptée comme la toute première publication sur le contrôle actif du bruit. L'idée de Lueg a largement progressé dans les années 1950, mais il n'y avait toujours pas assez de ressources technologiques pour des réalisations pratiques significatives. C'est seulement avec le développement rapide des ordinateurs numériques dans les années 1970 et 80, que les connaissances théoriques ont pu être converties en applications pratiques. Depuis, le domaine de contrôle actif a connu un développement important et soutenu et le thème est toujours largement étudié dans les universités et laboratoires de recherche avec de nombreuses publications scientifiques [41, 42, 43, 50, 94, 105, 128].

Les pionniers dans le domaine du contrôle du bruit étaient Olson et May, qui ont publié en 1953 la première expérience de validation en contrôle actif du bruit. Dans leurs « Electronic Sound Absorber » est exploitée une boucle rétroactive électroacoustique pour limiter la pression acoustique autour du microphone d'erreur, placé près du haut-parleur secondaire. Les méthodes de l'absorption active ont été ensuite étudiées par nombreux auteurs, par exemple Guicking *et al.* ont expérimenté les techniques avec un tube de Kundt se terminant par un haut-parleur contrôlé [47]. Un circuit de contrôle analogique avec entrée alimentée par une sonde de deux microphones pour la suppression des instabilités de la boucle rétroactive a permis d'obtenir un coefficient de réflexion entre 0 et 150 % pour des fréquences inférieures à 1000 Hz (le contrôle d'impédance permet d'obtenir une absorption élevée, mais également sur-réflexion « overreflection »). Cette méthode a été testée ultérieurement dans une chambre anéchoïque [48] où un réseau de 3×3 haut-parleurs a été employé pour contrôler les ondes planes d'incidence normale et oblique. Le coefficient de réflexion a pu dans ce cas prendre des valeurs entre 10 et 200 % pour les ondes sinusoïdales. Les effets du champ proche ont causé des problèmes importants avec la précision et les tests en large bande n'ont pas conduits à de bons résultats.

Concernant les applications pratiques, le premier système expérimental démontrant le potentiel du

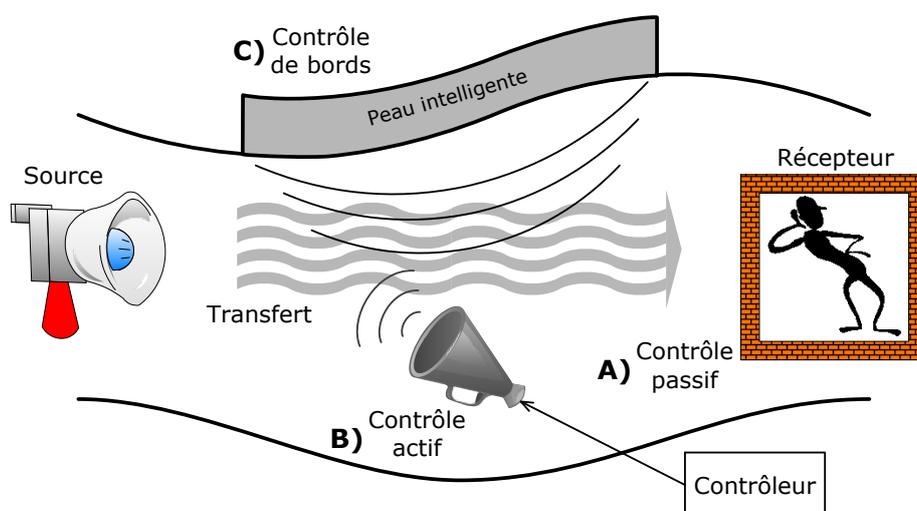


FIG. 2.1 – Illustration de différentes approches de contrôle du bruit

contrôle actif du bruit a été présenté en 1953 par Olson et May [96]. Leur *Electronic Sound Absorber* permet de créer une zone silencieuse autour de la tête d'un individu exposé à un champ acoustique. Simhouser et Hawley ont présenté en 1955 *An Active Ear Defender* [121] avec un remarquable intérêt pour réduire l'exposition au bruit des pilotes. Ils ont effectué ultérieurement avec Meeker [87, 120] plusieurs analyses et expériences et leur idée est devenue le plus courant dispositif ANC avec application commerciale. Autre exemple qui a connu un succès industriel représente le contrôle actif du bruit dans les conduits (climatisation), où l'exploitation du contrôle est plus facile grâce à l'utilisation du microphone de référence en amont pour identifier les perturbations arrivant dans le système et en conséquence réduire les niveaux du bruit qui se propage en aval. Il existe un grand nombre de publications sur ce thème [8, 22, 116, 127, 137], aussi bien que sur le bruit des ventilateurs et turboréacteurs [28, 64, 65, 105], bruit industriel de basse-fréquences [75, 100] et dans le domaine de réduction du bruit dans les habitacles des avions, hélicoptères et automobiles [16, 46, 50].

Le bruit émis dans des tubes est traditionnellement réduit à l'aide de dispositifs absorbants passifs de type résonateurs à réaction localisée accordés en quart de longueur d'onde. Depuis quelques années, des techniques utilisant le contrôle actif se sont développées essentiellement dans des laboratoires de recherche. Les possibilités technologiques offertes aujourd'hui permettent d'imaginer des dispositifs basés sur des réseaux de mini-actionneurs et capteurs (transducteurs) dont on pourrait tapisser la surface interne des conduits, afin d'agir sur la transmission du bruit. Ces nouvelles technologies ouvrent des perspectives totalement nouvelles en terme de réduction de bruit, mais nécessitent de repenser complètement les stratégies de contrôle associées.

2.3 Méthodes du contrôle du bruit

2.3.1 Méthodes passives

En principe, il n'existe que deux techniques pour résoudre le problème du contrôle passif du bruit : mettre une barrière entre la source et l'observateur [59, 90] ou limiter l'émission de la source (figure 2.1). Il est pourtant impossible d'enfermer la source dans sa totalité. Il reste alors à créer des murs pour réorienter le flux de puissance acoustique et créer une zone de silence derrière ce mur. Pour être efficace, une barrière acoustique doit être construite avec un matériau lourd (de masse volumique élevée). Plus les basses fréquences doivent être contrôlées, plus épaisse doit être la barrière, mais pour les fréquences inférieures à 500 Hz, l'épaisseur de la barrière prend les dimensions de l'ordre du mètre, ce qui rend le système quasiment inutilisable en pratique. C'est pourquoi on cherche à développer des systèmes avec un traitement actif, qui ont le potentiel d'être efficaces en basses fréquences.

Quand les ondes acoustiques rencontrent un mur, une partie d'énergie sera réfléchiée, une partie passera à travers la barrière et une partie sera transmise par diffraction selon la théorie de Fresnel (fig. 2.2).

Le champ sonore derrière la barrière comportera la perturbation des ondes diffractées sur le haut du mur (et les côtés pour un mur non-infini). La diffraction représente la modification de la direction de propagation d'une onde lorsqu'elle rencontre un obstacle. Les paramètres importants pour déterminer les niveaux acoustiques lors de la diffraction sont donnés par la loi de Fresnel, qui définit le rapport entre les dimensions de la source et celles de la barrière, la distance entre ces deux grandeurs et la longueur d'onde :

$$N = \frac{2D}{\lambda}, \quad (2.1)$$

où N représente le nombre de Fresnel et $D = A + B - d$ (figure 2.2). L'atténuation de la barrière augmente non-linéairement avec le nombre de Fresnel et est plus faible pour les sources mobiles. L'atténuation passive du bruit peut également être basée sur le principe de dissipation d'énergie (absorption, amortissement). Les matériaux absorbants le son représentent tels que : laine minérale, fibres de différents matériaux (verre, polyester, carbone), mousses en polyuréthane, polyimide et mélamine, vinyle avec des couches de mousse, sont utilisés dans les barrières. L'efficacité de tous ces matériaux est très dépendante de la fréquence (fig. 2.3).

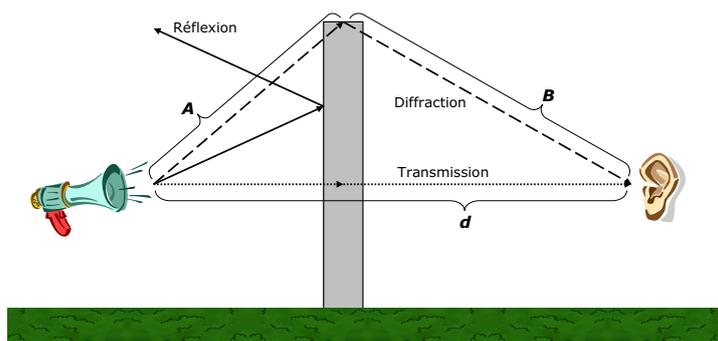


FIG. 2.2 – Diffraction d'ondes acoustiques sur une barrière

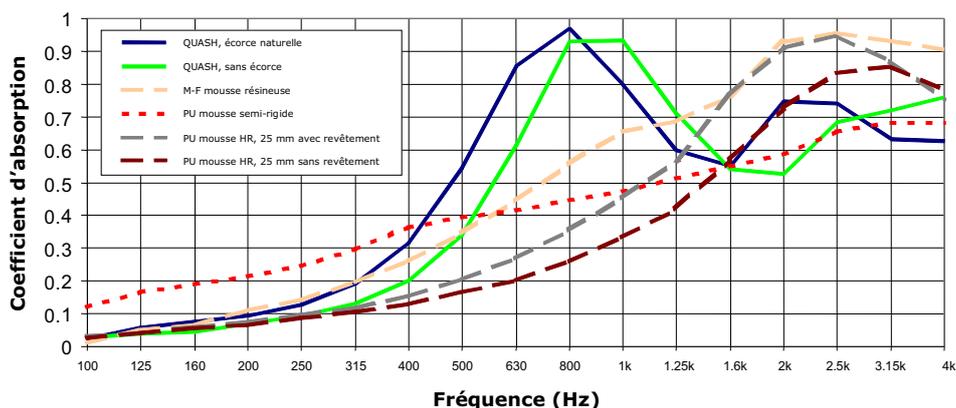


FIG. 2.3 – Coefficient d'absorption de différents matériaux, épaisseur 30 mm, mesures dans le tube à impédance d'après [25]. QUASH : mousse spéciale à larges cellules fermées, M-F : melamine-formaldehyde, PU : polyuréthane, HR : haute résilience

Les approches pour diminuer le bruit dans des conduits proposent plus de choix concernant les mé-

thodes : résonateurs de côtés (Helmholtz, fig. 2.6), chambres d'expansion [108], silencieux [45, 67], méthodes dissipatives (matériaux absorbants poreux). Les filtres de Helmholtz sont efficaces dans une bande étroite autour de la fréquence de résonance (équation (2.2)). Les chambres d'expansion permettent d'obtenir une atténuation sonore dans une bande fréquentielle plus large que les résonateurs de Helmholtz, mais le fonctionnement correct se situe toujours en dessus de la résonance de la cavité (à la résonance même, le son est amplifié). Les techniques dissipatives ont pour objectif d'absorber le champ sonore le long du conduit en convertissant l'énergie acoustique en chaleur. Ces techniques reposent le plus souvent sur des matériaux poreux déposés sur les parois du conduit. La performance de cette approche dépend surtout de l'épaisseur des couches absorbantes, de la surface traitée et de la fréquence et n'est généralement pas très efficace pour les ondes planes.

Le traitement de l'amortissement vibratoire repose généralement sur les matériaux viscoélastiques [104] transformant l'énergie vibratoire en chaleur. L'inconvénient de ce type de matériaux est la dépendance de leurs propriétés avec la température et la fréquence. D'autres possibilités concernent les amortisseurs de masse accordée, absorbeurs dynamiques, piézos shuntés, amortisseurs magnétiques.

On peut mentionner également dans ce chapitre les méthodes semi-actives, connues aussi sous le nom de passives-adaptatives, qui améliorent le traitement purement passif avec l'ajustement de leurs propriétés selon les changements dans la structure acoustique/vibratoire contrôlée. Les paramètres qui s'adaptent aux changements peuvent être par exemple la raideur, l'amortissement ou le coefficient d'absorption [1, 38, 68]. Ces méthodes sont très populaires, étant plus polyvalentes que les techniques passives et plus abordables que les méthodes actives, en termes de coût et de consommation d'énergie.

Il existe grand nombre de publications sur les méthodes passives. La plupart concernent la modélisation numérique et l'étude expérimentale de différents matériaux et formes de barrières, généralement pour des applications le long de voies ferrées ou d'autoroutes. Il s'agit de simulations simples du champ de pression acoustique en 2D avec une source ponctuelle ou linéique incohérente et une épaisseur constante de la barrière [26, 37], en tenant compte de la diffraction à ses extrémités [62, 79, 118], des conditions atmosphériques [90, 110], des effets atténuants de la terre [60]. L'accent est surtout mis sur la recherche du matériaux et du profil avec les meilleures conditions absorbantes possibles [20, 130, 131]. Un exemple des résultats obtenus par ce type d'études est donné en figure 2.4, où la perte par insertion IL selon (1.43) est utilisée comme critère de performance.

Keane [69] a développé une méthode pour optimiser la conception de la structure porteuse grâce à l'algorithme génétique. La nouvelle structure optimisée offre des caractéristiques passives intrinsèques de filtration du bruit. L'avantage de cette méthode est qu'elle propose de grandes atténuations jusqu'à 60 dB pour un coût modeste.

Matériaux absorbants

Les matériaux poreux acoustiques peuvent être divisés en 3 grandes catégories suivant leurs microstructures : matériaux fibreux, matériaux cellulaires et matériaux granulaires. Ces matériaux possèdent des propriétés particulières en acoustique, en mécanique, en thermique.

La gamme de matériaux fibreux et assimilés (feutres, ...) regroupe les laines de verre ou de roche (qui se différencient principalement par leur densités) ainsi que les matériaux à base de fibres végétales (bois, chanvre, ...) et animales (plumes de canard, ...). Ces matériaux ont de bons propriétés acoustiques. Les laines minérales présentent également de très bonnes performances d'isolation thermique. Les laines minérales sont plus communément envisagées pour des applications bâtiments (laines de roches et de verre pour leurs propriétés d'isolation thermique) alors que les feutres et les laines de verre sont utilisés pour des applications automobiles. Les mousses polymères sont généralement plus homogènes, mais leur coût est supérieur au prix des matériaux fibreux et assimilés. Les mousses à cellules ouvertes (mousses acoustiques) laissent pénétrer l'onde acoustique et permettent ainsi la dissipation d'énergie acoustique à l'intérieur du matériau. En raison de leur meilleure tenue à la dégradation, les mousses sont envisagées pour le traitement acoustique des capotages de moteur industriel ou d'électroménager (lave-linge, ...).

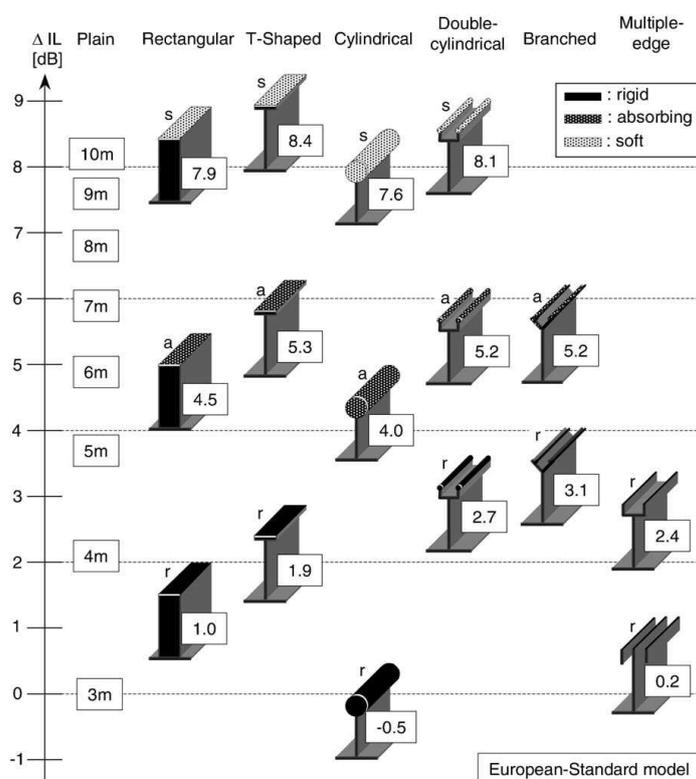


FIG. 2.4 – Comparaison des performances de différentes formes de barrières de 3 m de haut [59] ; ΔIL représente le changement de IL (formule 1.43) relativement à la barrière plate de référence. Les numéros encadrés sur la gauche représentent la hauteur de la barrière plate équivalente.

Des informations sur la propagation du son dans des matériaux poreux et leur modélisation peuvent être trouvées par exemple dans [2].

Les absorbants métalliques [80] présentent une bonne homogénéité, possèdent de bonnes propriétés de thermiques et sont également de bons conducteurs électriques. Des matériaux fibreux métalliques sont utilisés à des fins acoustiques dans les nacelles de certains hélicoptères et des mousses de cuivre devraient remplacer les volumineux et bruyants ventilateurs des micro-processeurs d'ordinateur.

Les mousses auxétiques [113] possèdent un coefficient de Poisson négatif. Ceci correspond à la situation où la compression de l'échantillon dans une direction provoque la contraction dans la direction perpendiculaire. Cette caractéristique particulière semble offrir un potentiel intéressant pour la réalisation du compromis acoustique-choc. Aucune production à grande échelle n'existe aujourd'hui, mais cette classe de matériaux présente un potentiel important d'innovation.

Les matériaux à double porosité présentent un accroissement des performances d'absorption du matériau de base si ces deux échelles de porosité sont suffisamment différentes pour que des phénomènes de diffusion de pression puissent apparaître. Ces deux échelles de porosité peuvent être naturelles ou artificielles (par perforation). Par exemple, les matériaux en fibre de bois et les mousses minérales ou métalliques possèdent la double porosité. Des études récentes ont permis d'obtenir des résultats encourageants pour des applications dans le domaine du bâtiment et pour le contrôle du bruit émis par les machines encoffrées [3, 117].

Les matériaux granulaires sont constitués d'un empilement de particules élémentaires qui peuvent être très différentes : minéral, élastomère, céramique, métal, produit recyclé, ... Les performances vibro-acoustiques de ces matériaux dépendent de la nature, de la forme des particules et de leur empilement. En général, le coefficient d'absorption acoustique est intéressant dans une gamme de fréquence plus ou moins étroite suivant la taille des granulats. Les matériaux à base de sphères creuses possèdent de bonnes propriétés de résistance aux chocs mais présentent de faibles propriétés d'absorption acoustique tant que les sphères ne sont pas elles-mêmes poreuses. Les matériaux granulaires sont envisagés pour le contrôle du bruit des sources industrielles et pour la réduction des sources sonores localisées dans un environnement hostile (écoulement, température, ...).

Les matériaux composites présentent généralement de faibles propriétés d'absorption acoustique dues à leur faible porosité et de faibles performances en isolation en raison de leur faible rapport masse / rigidité. Par contre, ils offrent de propriétés intéressantes pour la réalisation du compromis acoustique/choc.

Les plaques micro-perforées [4] et les films possèdent des propriétés d'absorption acoustique intéressantes et leur utilisation est en particulier exploitée pour protéger un matériau poreux des dégradations physiques.

Résonateur de Helmholtz

Le résonateur de Helmholtz est un récipient de gaz (habituellement air) avec un trou ou un goulot déjà connu en Grèce antique. Il est dénommé par Hermann von Helmholtz qui a publié ses propriétés en 1862 dans son œuvre « sur les sensations du tone » qui aborde la perception de musique et des vibrations. Son oscillateur a été construit pour accentuer des fréquences particulières dans un son complexe, démontrer la théorie de la qualité du son et prouver que le son peut être décomposé en sons simples élémentaires. Le volume d'air dans le goulot du résonateur se comporte comme une masse couplée à l'élasticité de l'air à l'intérieur de la cavité. Cette effet est analogue au système à un degré de liberté de la figure 2.5. La fréquence de ces oscillations peut être déterminée par l'équation suivante :

$$f_H = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{LV_0}}, \quad (2.2)$$

où S est la section du goulot, L sa longueur et V_0 le volume du résonateur.

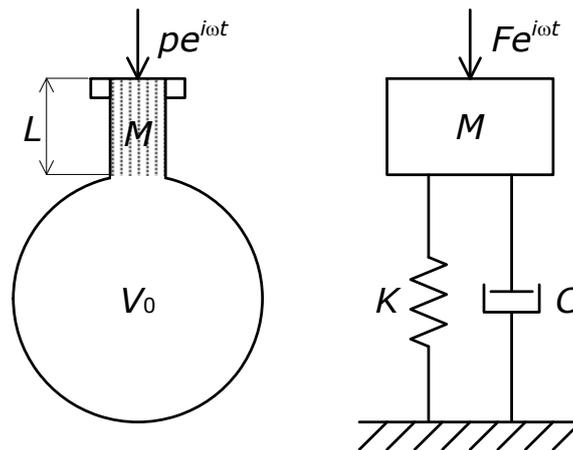


FIG. 2.5 – Résonateur de Helmholtz avec son modèle équivalent

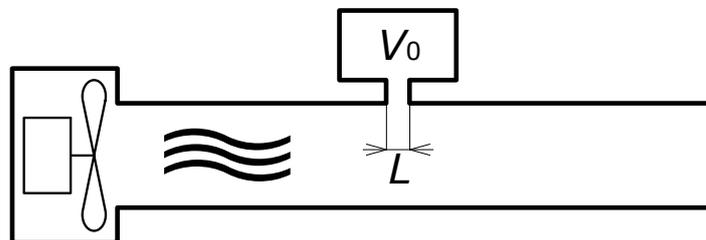


FIG. 2.6 – Résonateur de Helmholtz dans un conduit

Quand le résonateur de Helmholtz est placé par exemple dans un conduit avec les ondes acoustiques, il « absorbe » la composante du son se propageant dans le conduit à la fréquence qui correspond à sa fréquence propre. C'est une solution très simple pour diminuer les niveaux acoustiques, mais l'inconvénient est que la bande fréquentielle efficace est très limitée. Une amélioration consiste à proposer des

résonateurs réglables dont la fréquence de résonance peut être ajustée selon les conditions du système à contrôler (par exemple par variation du volume d'air dans le résonateur [24]).

Bedout *et al.* ont proposé des résonateurs de Helmholtz avec une paroi accordable : variation du volume de l'enceinte par un mélange robuste d'algorithmes en boucle rétroactive fermée et en boucle ouverte [24]. Dans leur expérience, un seul microphone a permis d'atteindre une réduction du bruit de 30 dB à des fréquences précises dans le conduit.

Nagaya *et al.* ont développé un résonateur de Helmholtz rotatif auto-réglable à deux étapes contrôlé par un sonomètre qui analyse la transformée de Fourier du bruit [91]. Leur système a été validé sur des prototypes ayant permis de contrôler avec succès des composantes haute fréquentielles variant avec le temps.

Selamet et Lee ont testé l'influence de modifications du goulot (longueur, forme, perforations) d'un résonateur Helmholtz sur la transmissibilité [114]. Ils ont démontré dans leurs modèles en éléments frontières et confirmé par les résultats expérimentaux que la résonance peut être facilement contrôlée sans changer le volume du résonateur.

Kostek avec Franchek ont présenté un système de contrôle hybride pour atténuer le bruit multi-tonal dans des conduits [73]. Leur résonateur de Helmholtz est réalisé avec un cylindre pneumatique d'air contrôlé par un moteur de courant continu qui varie le volume du résonateur selon les conditions du système par un algorithme en boucle de rétroaction fermée.

Estève et Johnson ont travaillé sur le contrôle du bruit large bande dans le profilage de charge utile des fusées [32]. Leur système est composé d'absorbeurs passifs distribués de vibrations et des résonateurs de Helmholtz adaptatifs. Les résultats numériques ont été vérifiés par l'expérience et ont confirmé le bon fonctionnement dans la bande de fréquences 40 à 160 Hz.

2.3.2 Méthodes actives

Les systèmes de contrôle actif permettent l'atténuation du son en introduisant dans l'environnement un second champ acoustique contrôlé. Pour que le contrôle fonctionne correctement, il est nécessaire de connaître les caractéristiques du champ primaire indésirable, la réponse du système acoustique et d'optimiser l'emplacement des microphones et des haut-parleurs. Comme les systèmes analogiques sont rarement utilisés actuellement, on n'abordera que des systèmes numériques, qui sont simples à développer et présentent beaucoup d'avantages (voir section 2.4.2 sur la page 52). L'implémentation de la loi de contrôle se fait par les filtres numériques, programmés avec un processeur de signal numérique (DSP, *Digital Signal Processor*).

Les types des systèmes ANC sont basées sur deux techniques essentielles de contrôle : *feed-forward*

et *feedback*. Chacune des deux méthodes présente des avantages et des inconvénients et le choix dépend entièrement de la possibilité de mesurer la référence de perturbation primaire en amont du contrôleur, condition indispensable pour pouvoir implémenter l'algorithme adaptatif *feed-forward*. Les filtres adaptatifs sont préférables, car ils peuvent réagir aux changements des conditions externes (température, écoulement de l'air, vieillissement de haut-parleur de contrôle, ...).

Roure et Carme [13] ont proposé dans les années 1980 un casque anti-bruit actif avec le contrôle simple analogique en boucle fermée (figures 2.7 et 2.8). Leur système dispose d'un microphone connecté par un filtre de rétroaction avec un haut-parleur. Cette solution permet d'améliorer significativement la protection des personnes exposées à des bruits basses fréquences intenses (aéroports). Ce système permet une bonne atténuation dans la gamme entre 50 et 500 Hz, bande dans laquelle les casques passifs classiques perdent leur efficacité. C'est la première application de contrôle actif du bruit qui a été largement commercialisée.

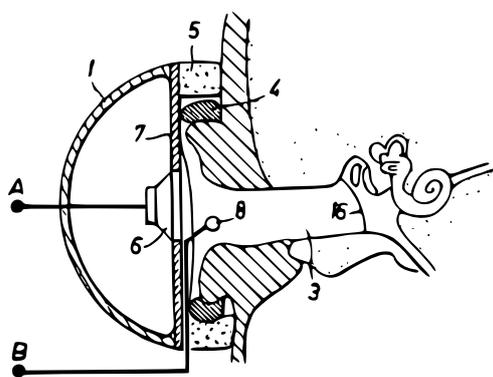


FIG. 2.7 – Brevet de casque anti-bruit [13]

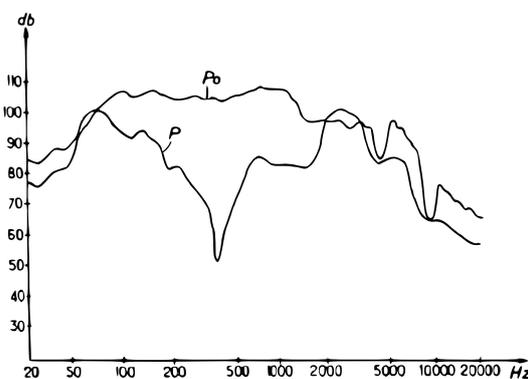


FIG. 2.8 – Fonction de transfert avec et sans contrôle [13]

Özyörük a publié avec ses collègues [98] des travaux sur la prédiction du bruit des turboréacteurs. Ils ont développé des méthodes numériques dans le domaine temps-fréquence pour étudier l'influence des revêtements (placement optimal, influence des impédances) sur le rayonnement acoustique du moteur.

Applications dans le secteur automobile

Le confort acoustique dans les voitures a été fortement amélioré au cours des deux dernières décennies et réduire le bruit résiduel actuel demande de sérieux efforts. Les sources principales du bruit dans les véhicules routiers sont le moteur, l'échappement, le contact pneumatiques – chaussée et le bruit aérodynamique.

Le bruit du moteur est en grande partie produit par les vibrations liées aux mouvements des masses (pistons, bielles, vilebrequin) et aux forces appliquées au moteur par des combustions. En régime permanent, il s'agit d'un bruit périodique et la facilité d'obtenir un signal de référence, que ce soit avec un

capteur optique, magnétique, vibratoire ou acoustique, permet d'employer avantageusement les systèmes *feed-forward*. Les variations du régime du moteur sont assez lentes et permettent de calculer en temps réel les signaux de contrôle grâce à un algorithme adaptatif, tel que FXLMS. Le contrôle actif du bruit dans les voitures est alors techniquement possible, mais dans la pratique sont rencontrées de nombreuses contraintes [46], pas seulement technologiques mais notamment de coût, qui n'est pas négligeable dans le cas des systèmes actifs.

Le bruit d'échappement peut également être considéré comme périodique, deux expulsions de gaz se produisent par tour d'un moteur de la plupart des véhicules. Un signal de référence pris au niveau du moteur est de nouveau envisageable et l'emploi d'un algorithme adaptatif en boucle ouverte est alors possible. En pratique, plusieurs dispositifs ont été testés, particulièrement avec des haut-parleurs optimisés comme sources secondaires pour résister à un environnement agressif. Une autre solution propose un volet oscillant qui change activement le débit dans la ligne d'échappement. Des silencieux actifs ont également été développés, notamment pour des véhicules lourds [72]. Il existe même des solutions brevetées (*cf.* figure 2.9).

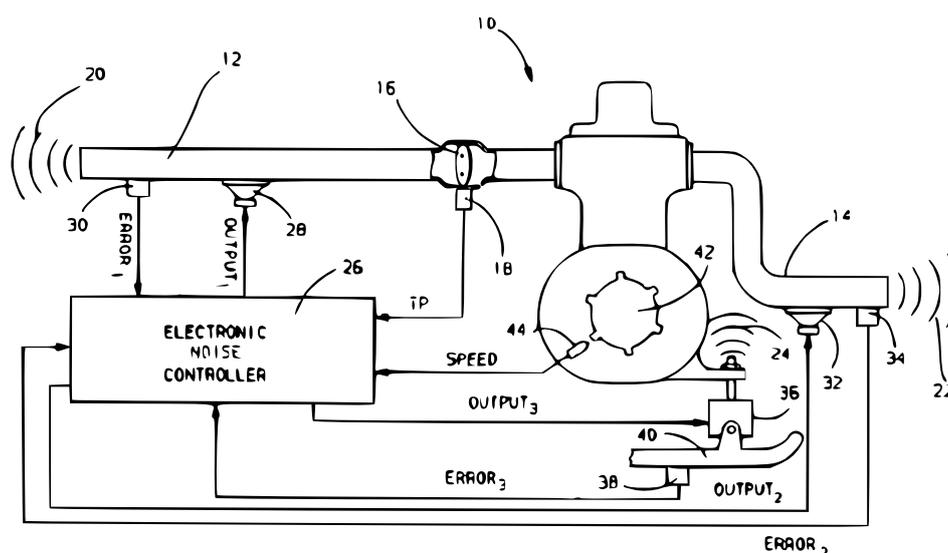


FIG. 2.9 – Brevet d'un système de contrôle actif du bruit d'échappement [138]

Le bruit de roulement produit par le contact des pneus avec la chaussée est assez complexe, large bande et dépend de nombreux conditions. Les ondes acoustiques produites par le roulement rayonnant surtout vers l'extérieur sont alors assez peu prédictibles et des tentatives de contrôler ce bruit sont limitées aux rayonnements dans l'habitacle du véhicule, ce qui pose déjà de grandes difficultés.

Les sources du bruit aérodynamique sont d'une part les appendices (rétroviseurs, essuie-glaces, serrures de portières, ...) et d'autre part les fluctuations de pression dans la couche limite turbulente autour de la voiture, qui viennent exciter les surfaces de la voiture et rayonnent en retour du bruit dans l'habitacle. La complexité et imprévisibilité du bruit aérodynamique fait que seulement les méthodes passives sont utilisées pour diminuer les niveaux acoustiques, même si l'atténuation des résonances à basses fré-

quences est possible par des méthodes actives.

Applications en aéronautique

Une contrainte particulièrement aiguë dans le domaine de l'aéronautique est celle de la masse des systèmes embarqués. Si une solution active de réduction du bruit s'avérait globalement bien plus légère qu'une solution passive, les contraintes de coût, de mise en place et de maintenance pourraient être reléguées au second plan.

Le niveau du bruit est particulièrement élevé dans les avions à hélices. La fréquence fondamentale de ce bruit est liée à la vitesse de rotation du moteur et le signal de référence est donc facilement disponible pour pouvoir implémenter les algorithmes *feed-forward*. Les systèmes de contrôle existent [31, 109] et sont même commercialisés dans certains avions Saab.

Le bruit des turbo-réacteurs est dû à la turbulence du jet en sortie, à la combustion, à la soufflante qui émet un sifflement caractéristique autour de 2 kHz. Ce bruit périodique est produit par l'écoulement du passage des aubes du rotor devant les éléments du stator. Plusieurs programmes de recherche concernent la réduction du bruit de soufflante par des moyens actifs car les solutions passives suffisent à peine à satisfaire les normes en vigueur [12, 93, 126]. Les résultats du contrôle actif du bruit de soufflante obtenus au sol sont très satisfaisants, ils conduisent à une atténuation très supérieure à celle permise par les dispositifs passifs. Par contre en vol les conditions sont très défavorables et les transducteurs assez puissant, légers et résistants ne sont pas encore disponibles.

Le bruit dû à la couche limite turbulente représente une contribution majeure à l'intérieure des avions. Il s'agit du bruit large-bande, peu prévisible et la multitude des sources tout au long de l'habitacle ne facilite pas la mise en œuvre expérimentale. Certaines études ont pourtant été menées en soufflerie pour diminuer les vibrations de chaque panneau individuellement avec des algorithmes en boucle fermée [136].

Également est proposé et étudié le contrôle actif de l'écoulement avec une variété d'actionneurs spécialisé pour traiter les surfaces portantes. Les travaux consistent surtout à évaluer l'interaction d'une force secondaire sur l'écoulement.

Les effort pour diminuer le bruit dans les moteurs d'avions subissent de nombreuses contraintes : hautes températures dans des conduits chauds (jusqu'à 650 °C) / basses températures dans des conduits froids (jusqu'à -50 °C), pression statique jusqu'à 150 kPa, écoulements rapides, ... Même si l'implémentation des techniques actives est envisagée, dans les applications pratiques sont jusqu'alors utilisés essentiellement les traitements passifs, basés sur des matériaux absorbants (traitements résistifs / réactifs : SDOF, 2DOF, 3DOF à peaux perforées, traitements en volume avec des matériaux fibreux ou poreux) [66]. La localisation de ces systèmes dans un turboréacteur est présentée sur la figure 2.10.

Autres applications

Les transformateurs de puissance sont des sources du bruit très gênant, surtout quand ils sont installés à proximité des zones résidentielles. Leurs « fredonnement » typique est dû aux frictions des tôles magnétiques qui se déforment sous le champ magnétique oscillant à 50 Hz. Ce bruit est composé de fréquences qui sont les multiples entiers de la fréquence de base du courant électrique alternatif. Pour un contrôle actif efficace, plusieurs sources secondaires sont nécessaires autour du transformateur, mais la simplicité d'obtenir le signal de référence permet avec avantage d'employer un algorithme adaptatif qui peut réagir en temps réel aux changements des conditions atmosphériques et la puissance délivrée par le transformateur. La modélisation du rayonnement acoustique et l'optimisation de la position des transducteurs à l'aide d'algorithmes génétiques ont permis d'obtenir expérimentalement une atténuation entre 100 et 200 Hz de l'ordre de 15 dB dans toutes les directions. Plusieurs solutions ont été exploitées dans le monde, surtout dans les cas particuliers où le remplacement du transformateur par un modèle plus moderne et moins bruyant serait trop coûteux [35, 70].

Les écrans anti-bruit actifs font l'objet de nombreuses recherches [83, 132, 134], mais leur application en extérieur pose des problèmes technologiques : d'une part, le bruit à traiter est souvent très complexe, large-bande et imprévisible, les sources mobiles (aéroports, voies ferrées, autoroutes, ...). Il n'est donc en général impossible d'obtenir un signal de référence. D'autre part, les conditions atmosphériques (température, vitesse et direction du vent, ...) accentuent la difficulté d'implémentation pratique. La mise en place de ces systèmes est limitée aux très basses fréquences : avec 2 ou 3 actionneurs par longueur d'onde pour être efficace, le nombre de transducteurs nécessaires devient vite trop élevé. Une antenne anti-bruit a été installée à proximité de l'aérodrome de Lyon St. Exupéry [35], mais son atténu-

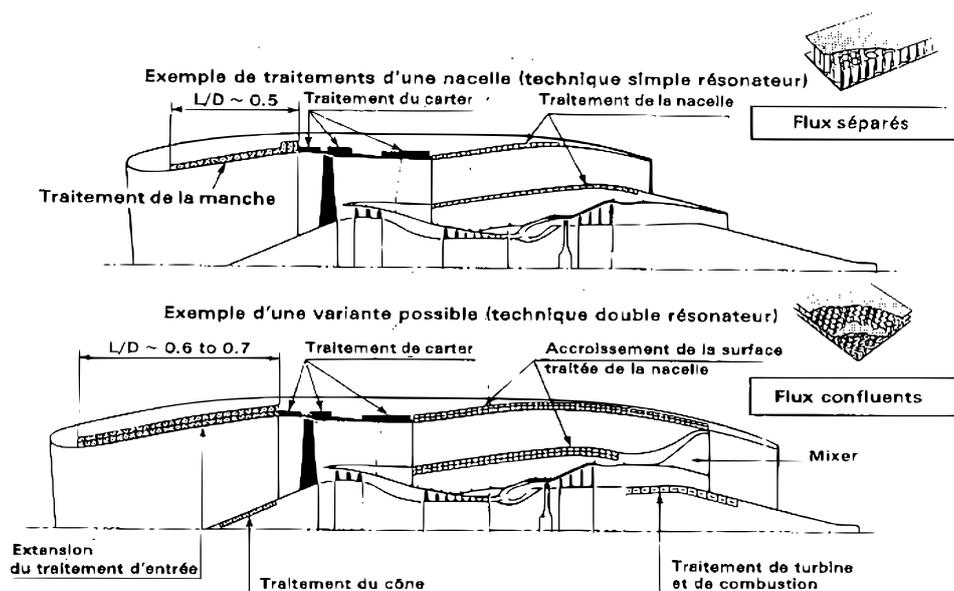


FIG. 2.10 – Emplacement habituel des traitements anti-bruit d'un turboréacteur d'avion [66]

tion de quelques dB entre 50 et 300 Hz n'a que de peu d'effet sur le bruit perçu, car l'énergie audible importante des avions en décollage et atterrissage se situe en dehors de cette bande.

Actionneurs spécialisés

L'un des éléments essentiels des systèmes actifs est sans doute le convertisseur d'énergie (transducteur), qui transforme l'énergie entrante (généralement électrique) sur une autre forme d'énergie, par exemple acoustique pour le contrôle du bruit, ou mécanique quand les vibrations sont contrôlées. Il est évident que les transducteurs sont soumis à des exigences d'efficacité, de puissance, de linéarité, de conditions opérationnelles, mais également aux contraintes par rapport le prix et à l'accessibilité. L'actionneur le plus répandu dans le domaine du contrôle des ondes acoustiques est pour ses propriétés (large bande fréquentielle, puissance) sans doute le transducteur électrodynamique – haut-parleur, dont le principe de fonctionnement a déjà été breveté en 1898 par Oliver Lodge et au début du 20^e siècle perfectionné par Rice et Kellogg.

Récemment, un grand effort est consacré à la recherche de principes alternatifs de conversion, par exemple électrostatique ou piézoélectrique. Le transducteur électrostatique est en principe un condensateur avec deux électrodes planes parallèles, une fixe et l'autre mobile (membrane). La force d'attraction créée par la tension électrique entre les électrodes provoque le déplacement de la membrane. Dans le cas du transducteur à deux actions, la membrane est insérée entre deux électrodes fixes perforées, ce qui permet une émission acoustique de part et d'autre.

Les transducteurs piézoélectriques sont basés sur les effets dans des cristaux (quartz), céramiques (PZT – titano-zirconate de plomb) et polymères (PVDF – polyfluorure de vinylidène). Le champ électrique entre les électrodes produit une déformation mécanique de ces matériaux. L'inconvénient principal est la nécessité d'une très haute tension électrique pour obtenir de relativement petits déplacements, mais si ce signal d'excitation ne dépasse pas une certaine limite, le comportement de ces matériaux est linéaire.

Heydt *et al.* ont développé et étudié la performance d'un nouveau actionneur électroacoustique en utilisant un film de polymère électrostrictif (EPF) à base du silicone [51, 52]. Ils ont démontré qu'un tel transducteur compact peut provoquer de grands déplacements et en conséquence de très hautes pressions acoustiques. Zhu *et al.* ont utilisé un actionneur mince basé sur la technologie NXT (New Transducer Ltd.) pour développer des panneaux intelligents contrôlés activement dont la surface permet d'obtenir un coefficient de réflexion prédéfini (réflecteur / absorbeur parfait, limiteur de transmission) [140]. La technologie NXT est basée sur le principe de la distribution efficace des modes vibratoires. Par rapport au haut-parleur conventionnel, la réponse fréquentielle de ce panneau ne propose pas une fonction plate, idéale pour le contrôle *feedback*, mais la dynamique consistante et répétitive a permis d'implémenter avec succès l'algorithme *feed-forward*. Lissek et Meynial ont développé un transducteur isodynamique comme alternative du haut-parleur classique pour l'utilisation dans des matériaux actifs acoustiques [81]. Leurs matériaux actifs utilisaient des cellules réagissant localement, qui contenaient les transducteurs

avec la boucle de rétroaction *feedback*. Après avoir modélisé le système en éléments finis, ils ont obtenu expérimentalement un coefficient d'absorption supérieur à 0,7 dans la gamme de fréquences entre 30 et 500 Hz. Bai et Liu ont construit un panneau multi-exciteur [7]. Dans le modèle numérique, ils ont considéré le couplage entre l'acoustique et les systèmes mécaniques et électriques et calculé les indices de performance tels que la réponse fréquentielle, puissance acoustique et réponse directionnelle. L'algorithme génétique a été utilisé pour déterminer l'emplacement optimal des excitateurs et les retards des signaux d'entrée. Les expériences dans une chambre sourde avec le panneau simplement appuyé et commandé par trois excitateurs ont confirmé l'amélioration de l'omni-directivité et de la puissance acoustique pour toutes les fréquences.

Guigou et Fuller [50] ont utilisé l'algorithme FXLMS multi-chaîne pour contrôler une « surface intelligente » de mousse PVDF (figure 2.11) à l'intérieur de l'avion. Ils ont démontré le potentiel des mousses PVDF comme amélioration de revêtements passifs conventionnels.

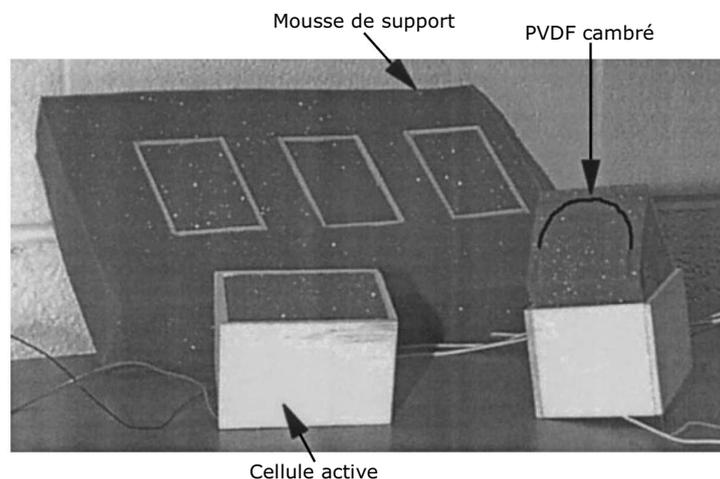


FIG. 2.11 – Revêtement PVDF [50]

Narayanan et Balamurugan [92] ont publié la modélisation en éléments finis des structures distribuées intelligentes piézo-laminées pour diminuer les vibrations des structures excitées par chocs, signaux harmoniques et aléatoires. Leurs systèmes avec plusieurs algorithmes de contrôle en boucle fermée se sont montrés comme appropriés pour des structures légères de haute performance.

Gentry *et al.* [44] ont introduit une mousse intelligente pour la réduction passive-active du bruit (figure 2.12). Leur dispositif utilise une mousse acoustique en polyuréthane (pour limiter passivement les hautes fréquences) dans laquelle est introduit un film PVDF destiné à atténuer activement les composants basses fréquences. Leur système contrôlé par l'algorithme en boucle ouverte LMS a donné de bons résultats dans une large bande de fréquences entre 200 et 1600 Hz.

Stöbener et Gaul ont utilisé un réseau de capteurs et actionneurs PVDF pour réduire le bruit et les vibrations de carrosserie de voitures [123]. L'analyse modale leur a permis de correctement placer les transducteurs pour pouvoir amortir les fréquences des modes choisis.

2.3.3 Méthodes de contrôle aux bords

Des stratégies classiques de contrôle actif du bruit, comprenant les approches *locales* et *globales* utilisant des algorithmes adaptatifs du type *feedback* ou *feed-forward*, ont été enrichies ces dernières années par le contrôle actif d'impédance acoustique [38, 86]. Tandis que les méthodes de contrôle local permettent fondamentalement une réduction de pression aux endroits particuliers prédéfinis par le placement des microphones d'erreur, les méthodes globales traitent la réduction d'énergie acoustique globale ou de puissance rayonnée par la source primaire [94]. Les deux stratégies précédentes agissent directement sur le milieu acoustique en employant des sources secondaires tandis que la méthode de contrôle d'impédance tend à ajuster les propriétés acoustiques des interfaces frontières pour induire la diffusion sonore appropriée. Cependant, l'implémentation du contrôle d'impédance semble être beaucoup plus complexe en raison de la nécessité d'observer non seulement la pression, mais également la vitesse correspondante.

À côté des travaux scientifiques cités ci-dessus, qui peuvent être appelés « contrôle d'impédance direct », Guicking et Lorentz ont étudié également une combinaison de « limiteur ponctuel du bruit » avec un tissu acoustiquement résistant [49]. L'actionneur avec le capteur de référence ont été placés derrière une couche du matériau poreux pour relier la résistance acoustique (ayant une valeur choisie convenablement) avec une petite impédance active pour que l'impédance totale, « vue » par l'onde arrivante, soit approximativement égale à la résistance du tissu. Ainsi, par le frottement dans la couche poreuse, ils ont obtenu une croissance de la dissipation acoustique dans la bande des basses fréquences. Ce système a été présenté comme l'équivalent actif du résonateur de Helmholtz (amortisseur $\lambda/4$), qui représente une méthode passive conventionnelle pour l'amélioration de l'absorption acoustique des matériaux poreux.

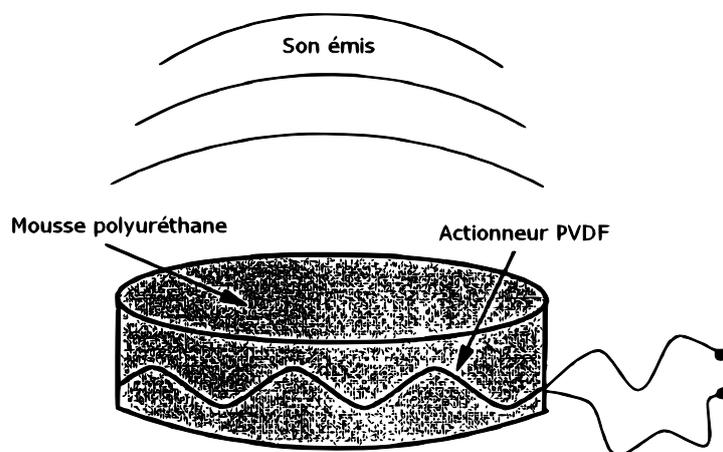


FIG. 2.12 – Mousse intelligente PVDF [44]

Le contrôle actif de l'impédance acoustique est basé sur la loi de Darcy selon la figure 2.13 :

$$\sigma = \frac{p_1 - p_2}{|\vec{v}|e}, \quad (2.3)$$

où σ est la résistivité de l'échantillon, p_1 et p_2 sont les pressions acoustiques devant et derrière la couche poreuse \vec{v} la vitesse des ondes incidentes et e l'épaisseur de la couche. La résistance du matériau poreux au passage de l'air est donnée par $R = \sigma e$. À part le contrôle direct d'impédance acoustique par le traitement simultané de la vitesse de la membrane d'un haut-parleur et de la pression acoustique dans sa proximité [38] (figure 2.14), d'autres méthodes emploient la loi de Darcy pour induire une impédance appropriée en contrôlant la pression acoustique sur la face arrière d'une couche poreuse bien projetée [38, 76] (figure 2.15). Ce dispositif représente l'équivalent actif d'un amortisseur $\lambda/4$ bien connu (résonateur de Helmholtz) pour améliorer l'absorption en basses fréquences d'un échantillon mince d'un matériau poreux. Cette idée, premièrement proposée par Olson et Mai [96], consiste à maintenir l'impédance basse sur la face arrière de l'interface passive en utilisant un système de contrôle actif. Cette méthode a été expérimentalement étudiée dans un tube d'impédance par Guicking et Lorentz [49] qui ont précisé également les avantages de la solution de contrôle actif par rapport aux méthodes purement passives conventionnelles.

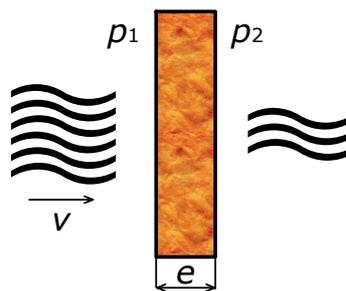


FIG. 2.13 – Résistivité d'un matériau poreux, loi de Darcy

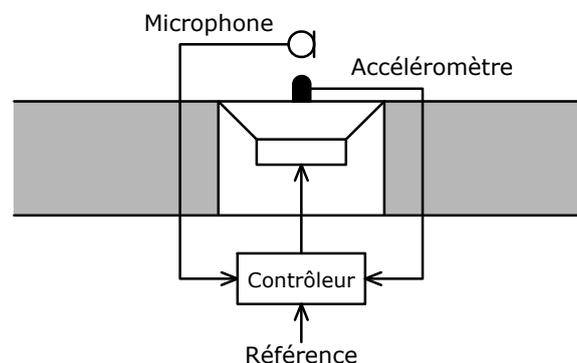


FIG. 2.14 – Contrôle direct d'impédance acoustique

La croissance de l'intérêt pour les méthodes adaptatives avec boucle d'anticipation *feed-forward* a permis d'autres travaux concernant le contrôle de l'impédance dans des systèmes unidimensionnels.

Orduña-Bustamante et Nelson ont construits avec succès un amortisseur actif pour des ondes périodiques, aléatoires et transitoire [97]. Dans leur système, ils ont employé l'algorithme FXLMS, qui a traité les signaux des deux microphone pour obtenir l'impédance demandée sur un côté de leur tube d'impédance dans la bande jusqu'à 1 kHz. Pour le même but et en utilisant des algorithmes similaires, Nichols et Darlington [95] ainsi que Thenail et Galland [124] ont développé des systèmes pour contrôler l'impédance de surface de haut-parleurs secondaires à l'aide du traitement de la vitesse de la membrane et de la pression acoustique pariétale.

Pour compléter les expériences présentées ci-dessus, il convient de mentionner d'autres applications, liées à l'acoustique sous-marine et à la propagation des ultra-sons. L'aptitude à supprimer des ondes réfléchies à la surface d'eau a été étudiée pour différents guides d'onde remplis d'eau et terminés par une couche active. Des polymères piézoélectriques ont généralement été utilisés pour les capteurs ainsi que pour les actionneurs, solutions permettant d'atténuer simultanément la réflexion et la transmission des ondes d'incidence normale (par exemple Howarth *et al.* [56, 57]). Dans le domaine de la propagation d'ultra-sons, Ruppel et Shields ont construit des panneaux planaires actifs élargis [106] capables d'absorber dans l'air des ondes planes d'incidence oblique.

Hormis ces différents dispositifs offrant efficacement des changements actifs d'impédance, l'importance de l'atténuation du son a été longtemps un sujet de recherches remarquables quant à son application à la diminution du bruit [34, 61, 94]. Nelson et Elliot ont considéré dans [30] une nouvelle stratégie de contrôle global pour la réduction du bruit. Ils ont utilisé l'énergie totale acoustique du milieu ambiant ou la puissance globale des sources dans le champ ouvert comme fonctions objectifs à minimiser. Il a été démontré que l'atténuation maximale du son peut être une stratégie sub-optimale, mais utile pour la réduction des niveaux acoustiques de résonances dans les espaces fermés. Ces résultats ont été obtenus avec une boucle *feed-forward*, ce signifie qu'ils ont travaillé avec une seule fréquence et un signal précis de référence à cette même fréquence a été exigé. Une approche alternative avec la boucle rétroactive *feedback* a été adoptée plus tard par Clark *et al.* [14, 15]. L'application du contrôle direct rétroactif en acoustique propose une atténuation supplémentaire, qui garantit une meilleure dissipation d'énergie et contribue à la stabilité du système.

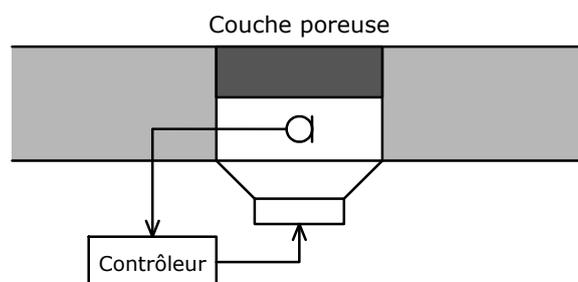


FIG. 2.15 – Contrôle d'impédance avec une couche poreuse

Galland *et al.* étudient depuis plusieurs années le contrôle actif d'impédance dans le contexte d'atténuation du bruit. Leurs méthodes utilisent les algorithmes *feed-forward* et *feedback* pour le contrôle direct et hybride actif/passif de l'impédance de surface et elles ont été testées initialement dans un tube d'impédance [124, 125], puis dans une chambre anéchoïque [38]. Le contrôle direct d'impédance est basé sur le traitement simultané de la vitesse du mouvement de la membrane d'un haut-parleur et de la pression acoustique pariétale à l'aide de l'algorithme *feed-forward* (Fig. 2.16), tandis que la méthode hybride demande seulement un microphone et un contrôleur simple en boucle *feedback* pour gérer le système de 3×3 haut-parleurs placés derrière une couche du matériau poreux (Fig. 2.17). Dans d'autres travaux, Galland a remplacé le haut-parleur par l'actionneur piézoélectrique et cette approche a permis la miniaturisation et le développement de systèmes avec de nombreuses cellules actives distribuées [54, 55, 115].

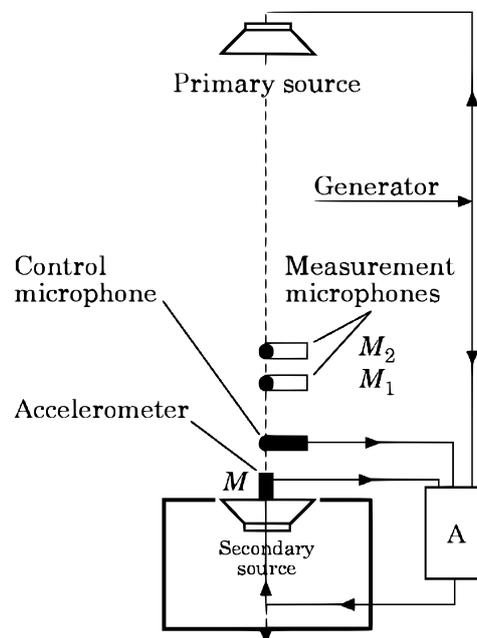


FIG. 2.16 – Système pour le contrôle direct d'impédance acoustique d'après [38]

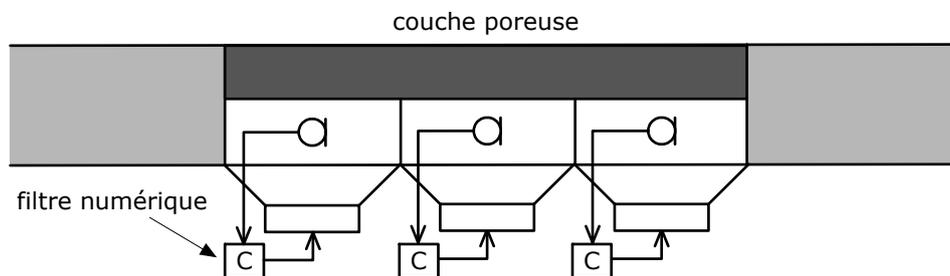


FIG. 2.17 – Système de contrôle hybride actif/passif d'impédance acoustique

Johnson et Fuller ont présenté un système pour le contrôle en large-bande de la radiation d'une plaque en utilisant une « peau active » piézoélectrique (Fig. 2.18 et 2.19) [63]. Dans cette expérience, ils ont

utilisé un réseau d'éléments piézoélectriques contrôlés indépendamment qui réagissent sur l'impédance de radiation structurelle continue au lieu de la vibration structurelle. Leur modèle numérique permet dans la bande entre 250 et 750 Hz une atténuation de l'ordre de 10 dB et les résultats expérimentaux avec l'algorithme FXLMS ont confirmé le comportement prévu dans la bande 175 – 600 Hz avec une atténuation de la puissance émise jusqu'à 12 dB. À côté de la méthode *microphone error sensing*, ils ont testé également la méthode de *structural acoustic sensing*, mais cette dernière s'est révélée moins efficace avec la diminution de l'atténuation de l'ordre de 5 dB.

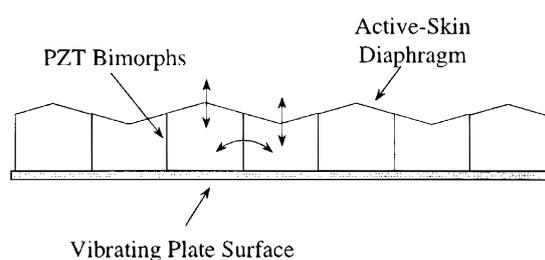


FIG. 2.18 – Concept de la peau-active d'après Johnson et Fuller [63]

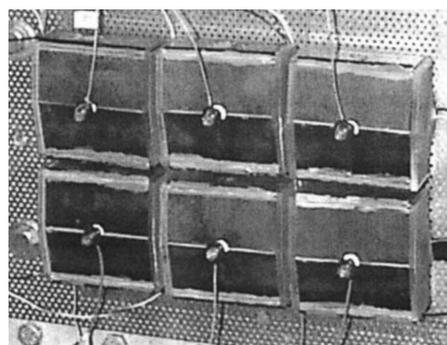


FIG. 2.19 – Vue sur le montage [63]

Benassi et Elliott ont étudié le contrôle local des vibrations en utilisant des actionneurs à inertie avec un algorithme en boucle fermée pour contrôler le déplacement ou la force [10, 11]. Par rapport aux transducteurs réactifs, les actionneurs à inertie ne nécessitent pas de réagir sur la structure de base et peuvent être directement installés sur la structure vibrante. Ils ont modélisé plusieurs stratégies de contrôle, analysé leur stabilité et les performances par une formulation dans le domaine fréquentiel et vérifié les modèles numériques par l'expérience.

Krüger a décrit différents modèles pour le calcul de revêtements actifs absorbants avec la commande de rétroaction proportionnelle appliquée dans des silencieux utilisés dans les conduits rectangulaires de climatisation [74]. Son système est constitué des cassettes actives avec des microphones et haut-parleurs liés par un simple contrôleur en boucle rétroactive 2.20. Les modèles validés par l'expérience ont montré que la combinaison des revêtements actifs et passifs apporte une atténuation élevée pour une large bande fréquentielle.

Samejima [111] a développé un régulateur optimal quadratique qui varie activement l'impédance acoustique du diaphragme d'un transducteur électro-acoustique en modifiant des paramètres de conception. Son système est basé sur la description par le système d'état du circuit électrique équivalent du transducteur. Ses simulations indiquent une variation considérable de l'impédance dans une large gamme de fréquences même en dessous de la résonance du transducteur. Son système ne nécessite pas de microphone pour son fonctionnement et permet une grande stabilité sous conditions sévères.

Corsaro *et al.* ont étudié une dalle capteur-actionneur pour contrôler activement les caractéristiques de transmission et réflexion des structures sous-marines [19]. Leur dalle carrée 25×25 cm est composée

de l'actionneur et de capteurs de pression et de vitesse de particules. Les fonctions de transfert compliquées du système ont permis d'identifier la performance du transducteur, les résonances internes et les mécanismes du couplage interne et externe.

Cobo *et al.* ont travaillé sur un système large bande avec deux couches pour l'absorption du bruit par des techniques hybrides actives-passives [17]. Leur système contient une couche poreuse pour absorber passivement les hautes et moyennes fréquences devant une chambre d'air. Ils ont implémenté deux méthodes de contrôle actif : libération de pression et conditions d'adaptation de l'impédance. Les tests expérimentaux dans un tube en ondes planes ont montré la meilleure performance de la première méthode pour certaines combinaisons de matériaux et paramètres géométriques.

2.4 Algorithmes

Les recherches et développements en contrôle actif des structures et en acoustique sont aujourd'hui très répandues dans les laboratoires, même si les applications industrielles restent encore confidentielles. La plupart des techniques propres à la mécanique sont basées sur le contrôle en boucle fermée, souvent co-localisé. Dans le monde de l'acoustique, seules ont subsisté les méthodes de contrôle adaptatif dites LMS ou FXLMS dont l'avantage principal est leur robustesse aux incertitudes du modèle.

Les sections suivantes présentent une courte et simple introduction à la problématique du contrôle numérique. Une étude plus approfondie des méthodes et algorithmes donne par exemple [29, 94].

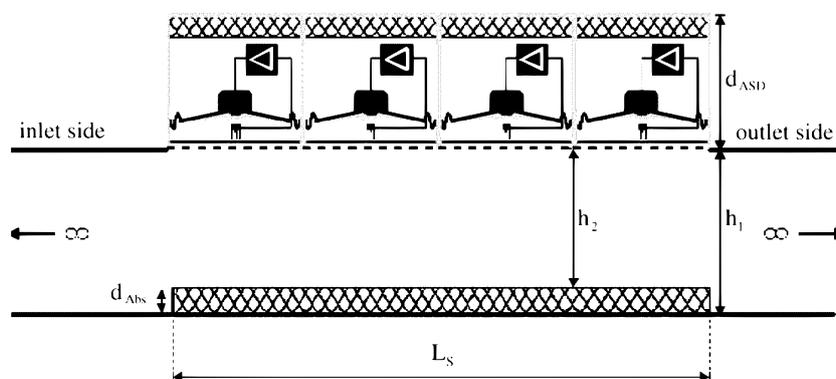


FIG. 2.20 – Silencieux active dans un conduit selon Krüger [74]

2.4.1 Systèmes linéaires

Pour définir la linéarité, introduisons le système avec une entrée $f(t)$, dont la fonction de transfert h crée à la sortie le signal $g(t)$:

$$g(t) = H[f(t)]. \quad (2.4)$$

Le transfert H implique des opérations basiques, telles que multiplication par une constante, élévation à une puissance, division, intégration et aussi compression du signal d'entrée $f(t)$ et autres. Le système, vis-à-vis son entrée, est appelé linéaire, si et seulement s'il satisfait le « principe de superposition ». Pour deux entrées du système $f_1(t)$ et $f_2(t)$ et deux constantes a, b doit être satisfaite l'équation suivante :

$$H[af_1(t) + bf_2(t)] = aH[f_1(t)] + bH[f_2(t)]. \quad (2.5)$$

Le principe de superposition est dans le contrôle actif très important et bien que les perturbations acoustiques sont dans la pratique seulement approximativement linéaires, il est généralement possible de négliger les composants non-linéaires le plus souvent à leurs effets « petits » sur la pression acoustique normale.

La description du système acoustique mène fréquemment à des systèmes d'équations différentielles ordinaires. De plus, pour simplification, les coefficients de ces équations ne sont pas considérés comme fonctions de temps. Pour faciliter la tâche, il est préférable d'utiliser la transformée de Laplace (forme généralisée de la transformée de Fourier), conduisant à un système d'équations algébriques. La transformée de Laplace unilatérale est pour une fonction temporelle $f(t)$ définie par

$$F(s) = \int_0^{\infty} f(t)e^{-st} dt, \quad (2.6)$$

où la variable complexe s indique l'opérateur de Laplace et si on le substitue par $j\omega$, l'équation (2.6) prend une forme analogue à celle de la transformée de Fourier. Ainsi, il est possible de décrire un système physique général à l'aide de sa fonction de transfert et en profiter pour travailler avec des équations algébriques ordinaires à la place de la description différentielle [94].

2.4.2 Filtres numériques

Un filtre est un circuit électronique qui réalise une opération de traitement du signal. Il atténue certaines composantes d'un signal et en laisse passer d'autres. Un filtre modifie certaines parties d'un signal d'entrée dans le domaine temps et / ou fréquence. D'après la théorie de Fourier, tout signal réel peut être considéré comme composé d'une somme de signaux sinusoïdaux (en nombre infini si nécessaire). Le rôle du filtre est de modifier la phase et l'amplitude de ces composantes. Les filtres numériques sont réalisés soit par des circuits intégrés dédiés, des processeurs programmables (microcontrôleurs), ou par logiciel dans un ordinateur.

Par rapport au traitement analogique, les filtres numériques sont plus faciles à employer dans les contrôleurs électroniques en raison de leurs nombreux avantages :

- **Flexibilité** – le filtre est appliqué dans le DSP sous la forme d'un programme informatique. Il est donc relativement simple de changer ce programme et d'ajuster les coefficients du filtre pour changer la réponse du système.
- **Adaptabilité** – avec le même matériel, l'algorithme peut être programmé comme auto-adaptable. Par exemple, pour ajuster les coefficients automatiquement avec le changement de la température.
- **Précision** – les processeurs typiques de 16 bits sont assez précis pour obtenir un contrôle fin de l'amplitude et de la phase des signaux.
- **Stabilité** – la réponse des filtres numériques dépend seulement des valeurs fixes de coefficients et du signal de l'oscillateur quartz. La caractéristique des filtres numériques est alors très stable.
- **Coût** – la volume du marché, la concurrence et la production de masse baissent le prix des composants. De plus, les améliorations de la conception et de la fabrication de semi-conducteurs ont permis la croissance rapide de performances.

Signaux échantillonnés

Le signal échantillonné est par rapport un signal continu donné seulement dans des points individuels concrets du domaine de temps. Il est extrait du signal analogique par prélèvement d'échantillons avec un convertisseur analogique-numérique (A/D). Un tel signal échantillonné représente ensuite une séquence $f(n)$, où n peut prendre seulement des valeurs entières. La transformée de Fourier pour convertir une séquence quelconque du domaine de temps en domaine de fréquence est donnée par la formule suivante :

$$F(e^{j\omega T}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n)e^{-j\omega T n}, \quad (2.7)$$

où $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire et T le pas d'échantillonnage. De plus, le produit ωT est souvent appelé la fréquence normalisée.

Transformée en z

De la même manière que la transformée de Laplace est la généralisation de la transformée de Fourier dans l'espace continu, la transformée en z est sa généralisation dans l'espace échantillonné lors de la substitution de l'exponentielle $e^{j\omega T}$ par l'opérateur complexe z :

$$F(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n)z^{-n}. \quad (2.8)$$

Une propriété importante de la transformée en z est sa forme pour la séquence décalée d'un échantillon :

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n-1)z^{-n} = z^{-1}F(z), \quad (2.9)$$

$F(z)$ est la transformée en z de la séquence originale $f(n)$ (sans décalage) et z^{-1} dénote le retard unitaire. Cet opérateur est fréquemment utilisé dans des schémas pour le bloc qui garde à sa sortie la séquence entrante, retardée d'un échantillon.

Systèmes numériques

Un système numérique, ainsi qu'un système analogique, convertit le signal entrant en signal de sortie (généralement différent). Ces deux signaux sont cependant dans notre cas des séquences de numéros. Quand $f(n)$ dénote la séquence d'entrée et $g(n)$ celle de sortie, le transfert H de tel système est donné par la relation de récurrence

$$g(n) = H[f(n)]. \quad (2.10)$$

Pour simplifier le travail, les systèmes numériques sont également considérés comme linéaires et invariants en temps et le principe de superposition (2.5) est valable quand la variable temporelle t est remplacée par le nombre d'échantillons n .

Filtres FIR et IIR

Le filtre numérique dont la réponse impulsionnelle est zéro après un certain nombre fini d'échantillons, est appelé « filtre à réponse impulsionnelle finie » (*Finite Impulse Response*, FIR). L'implémentation la plus ordinaire d'un tel filtre consiste à l'application d'un système numérique dont la sortie est la somme pondérée du nombre fini d'entrées précédentes :

$$g(n) = \sum_{i=0}^{I-1} a_i f(n-i), \quad (2.11)$$

I signifie le nombre de coefficients du filtre. Sur la figure 2.21 est représenté le schéma d'implémentation de ce type de filtre, qui est souvent appelé *all zero* ou *moving average* (MA). Les propriétés importantes du filtre FIR sont les suivantes :

- quand les coefficients sont limités, le filtre est toujours stable ;
- si la réponse impulsionnelle est symétrique autour de la moitié de la longueur du filtre, la réponse de phase correspond au retard propre et le filtre est appelé « avec la phase linéaire » ;
- les changements dans la réponse fréquentielle du filtre, provoqués par des petites variations de n'importe quel coefficient, sont petits et facilement prévisibles.

Un filtre numérique dont la réponse impulsionnelle ne se stabilisera jamais au zéro absolu est appelé « filtre à réponse impulsionnelle infinie » (*Infinite Impulse Response*, IIR) et est implémenté le plus souvent à l'aide de l'équations de récurrence dans sa forme complète :

$$g(n) = \sum_{i=0}^{I-1} a_i f(n-i) + \sum_{k=1}^K b_k g(n-k). \quad (2.12)$$

Autres appellations de ce filtre sont *pole-zero* ou *recursive*, car la sortie du filtre dépend à la fois du signal d'entrée et du signal de sortie. Il possède ainsi une boucle de contre-réaction. Le schéma illustrant un exemple de son implémentation est représenté en figure 2.22. Un filtre IIR est caractérisés notamment par les propriétés suivantes :

- il n'est pas toujours stable : ses pôles peuvent apparaître en dehors du cercle unitaire ;
- il ne permet pas d'obtenir la « phase linéaire » ;
- de petites variations de n'importe quel des coefficient b_k peuvent provoquer des grands changements dans la réponse fréquentielle, quand les pôles sont près du cercle unitaire.

Il est en général plus simple d'obtenir les propriétés satisfaisantes et passages raides entre les bandes passantes et bandes bloquantes avec un nombre de coefficient plus petit quand les filtres IIR sont employés au lieu des filtres FIR. Pour trouver les bons coefficients du filtre, les méthodes de développement dans le domaine de fréquence ou le « design optimal » peuvent être utilisés. Un chapitre à part pourrait être rempli avec les méthodes de conception des filtres numériques adaptatifs, qui proposent, grâce aux méthodes itératives ou adaptatives, d'ajuster les coefficients du filtre pour atteindre de résultats optimaux. L'une des méthodes adaptatives les plus connues est l'algorithme LMS. Un représentant plus compliqué des méthodes adaptatives est l'algorithme *Recursive Least Squares* (RLS), qui corrige quelques défauts du LMS dans le domaine stationnaire, mais qui apparaît potentiellement moins efficace pour les signaux non-stationnaires.

2.4.3 Contrôle *Feed-forward*

Le système *feed-forward* est un système qui réagit aux changement de propriétés environnementales pour maintenir les paramètres de contrôle aux valeurs désirées et qui répond aux perturbations

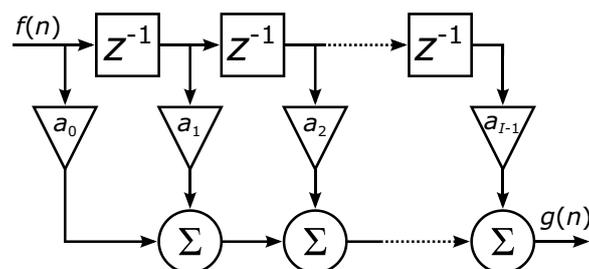


FIG. 2.21 – Implémentation d'un filtre FIR

mesurées de manière prédéfinie. Plusieurs conditions sont nécessaires pour implémenter l'algorithme *feed-forward* : les perturbations primaires doivent être observables, la réponse du système à la perturbation doit être connue et le temps pour que la perturbation affecte la sortie du système doit être plus long que le temps nécessaire au contrôleur *feed-forward* pour réagir. Si toutes ces conditions sont accomplies, le système *feed-forward* peut être très efficace et rapide. Le système *feedback*, contrairement au *feed-forward*, peut réagir aux perturbations aléatoires et imprévisibles, parce qu'il dispose du signal d'erreur qui vérifie continuellement la sortie du système, mais le grand désavantage de l'algorithme *feedback* est sa sensibilité aux instabilités dont ne souffre pas un système *feed-forward*.

Le contrôleur *feed-forward* est en principe l'élément « V » dans le brevet original de Lueg dans la figure 4 de l'introduction (page 5). Pour que cet algorithme puisse être utilisé, il est nécessaire de connaître le signal de référence du capteur de détection placé en amont, couplé avec la perturbation primaire en dessus de la source secondaire. Ce signal est lié avec le contrôleur électronique (en pratique une forme du filtre électronique), qui commande la source secondaire. La sortie acoustique de la source secondaire peut être contrôlée de façon que l'inverse du son primaire soit imité à l'instant où ce son atteint la position de la source secondaire. Si le système est bien conçu, l'interférence destructive atténue le champ de la source primaire.

« En aval » en dessous de la source secondaire peut être placé un capteur d'erreur, qui suit le comportement correct et la performance du système. Sur la base de cette information, les paramètres du contrôleur peuvent être ajustés pour améliorer l'efficacité. L'objectif est de minimiser ce signal d'erreur soit dans le domaine fréquentiel soit dans le temps (continu ou échantillonné). Le diagramme de blocs

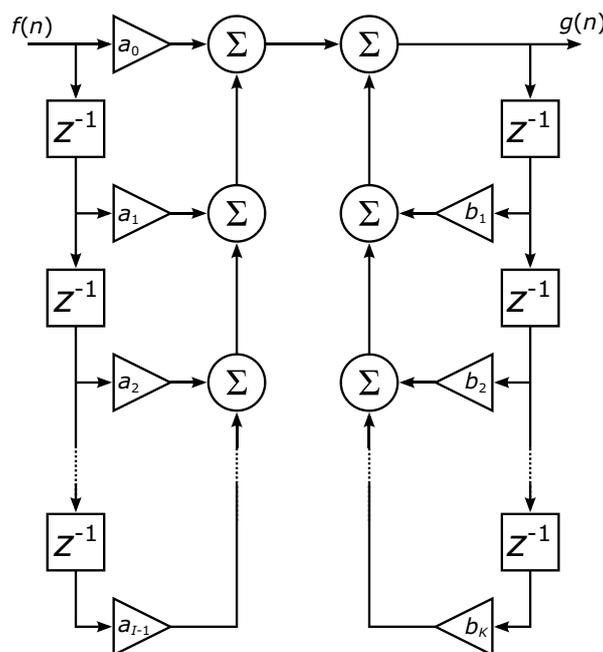


FIG. 2.22 – Implémentation d'un filtre IIR

dans la figure 2.23 représente un système de contrôle monochaine avec l'algorithme *feed-forward*. En supposant linéaires tous les éléments électriques et acoustiques du système physique, la « voie d'erreur » entre la source secondaire et le capteur d'erreur peut être précisément caractérisée. Même si la linéarité du système complet n'est pas parfaite en pratique, surtout pour les convertisseurs électro-acoustiques, l'utilisation de composants de qualité offre une approximation satisfaisante quand ils opèrent dans les limites de leur gamme dynamique. Introduisons maintenant en utilisant la transformée de Fourier les variables suivantes :

- $E(\omega)$... signal du capteur d'erreur ;
- $X(\omega)$... signal de référence ;
- $Y(\omega)$... signal d'entrée du contrôleur ;
- $D(\omega)$... contribution de la source primaire au signal du capteur d'erreur ;
- $C(\omega) = E(\omega)/Y(\omega)$... réponse fréquentielle de la voie de transfert ;
- $G(\omega) = Y(\omega)/X(\omega)$... réponse fréquentielle du contrôleur.

La réponse globale du système au point du capteur d'erreur, qui est le signal recherché pour la minimisation, est donnée par la formule suivante :

$$E(\omega) = D(\omega) + G(\omega)C(\omega)X(\omega). \quad (2.13)$$

Ce principe fondamental du contrôle *feed-forward* est approfondi par d'autres méthodes, qui abordent par exemple le contrôle d'harmoniques individuels du son périodique, le contrôle avec la synthèse en forme d'onde (*waveform*), le contrôle du son aléatoire, ... Il est possible d'appliquer les méthodes travaillant dans le domaine de temps ou de fréquence, les contrôleurs avec des filtres adaptatifs et enfin les systèmes à plusieurs chaînes.

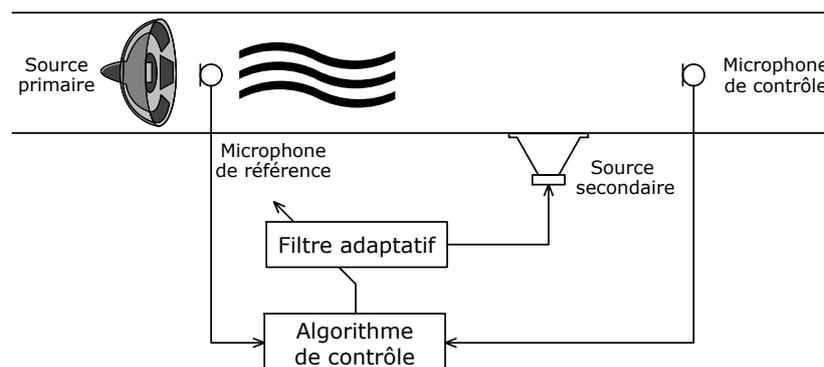


FIG. 2.23 – Principe d'un système *feed-forward*

L'algorithme *feed-forward* est généralement mieux adapté pour le contrôle des signaux périodiques dans une bande fréquentielle étroite, où il est souvent très efficace. L'avantage de ce type de système est que pour son fonctionnement, il ne nécessite pas de modèle du système. L'inconvénient principal est qu'il exige le signal de référence anticipé « suffisamment » en avance pour pouvoir appliquer les calculs, souvent très compliqués.

2.4.4 Contrôle *feedback*

Dans un système avec le contrôle *feedback*, le signal du capteur est amplifié et à travers de contrôleur retourné au transducteur secondaire. Ce convertisseur secondaire produit le signal acoustique qui s'ajoute aux perturbations primaires et crée l'interférence souhaité (Fig. 2.24). Pour garder la consistance avec la section précédente, introduisons les variables suivantes en se basant sur la transformée de Fourier :

- $E(\omega)$... signal propre du capteur d'erreur ;
- $D(\omega)$... contribution de la source primaire sur la sortie du capteur d'erreur ;
- $C(\omega)$... fonction de transfert entre l'entrée de la source secondaire et la sortie du capteur d'erreur ;
- $G(\omega)$... fonction de transfert du contrôleur.

L'équation suivante est valable pour le signal du capteur d'erreur selon le principe de superposition des variables du système :

$$E(\omega) = D(\omega) + G(\omega)C(\omega)E(\omega) \quad (2.14)$$

Bien que le système *feedback* paraisse simple, son l'implémentation est délicate, car il est nécessaire d'éviter les instabilités induites par la boucle de rétroaction. L'un des exemples de l'algorithme *feedback* est le système LQR (*Linear-Quadratic Regulator*), qui utilise pour minimisation la fonctionnelle quadratique comme fonction de pondération. Une version améliorée est l'algorithme LQG (*Linear-Quadratic-Gaussian*), qui ajoute un estimateur opérant indépendamment et contribuant à l'optimisation du comportement. Une autre possibilité est d'employer les méthodes se basant sur les formulations modernes dans l'espace d'état.

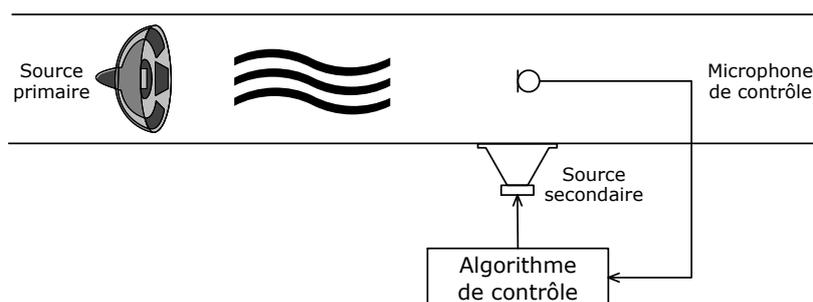


FIG. 2.24 – Exemple d'utilisation d'algorithme *feedback*

En général, les méthodes *feedback* peuvent être classées comme méthodes globales, souvent avec une efficacité élevée même dans des gammes fréquentielles plus larges. Elles sont applicables pour des signaux généralement plus compliqués, éventuellement les signaux non-stationnaires. Parmi les inconvénients figurent la nécessité de connaître le mieux possible la description physique du système contrôlé et de résoudre le problème d'instabilité, déjà mentionné.

2.4.5 Algorithme LMS

L'algorithme LMS adapte simultanément à chaque pas, tous les coefficients de son filtre FIR pour que l'erreur quadratique moyenne (LMS) soit minimale :

$$h_i(n+1) = h_i(n) - \alpha e(n) f(n-i) \forall i, \quad (2.15)$$

où α désigne le coefficient de convergence, $h_i(n)$ le i -ième coefficients du filtre dans le pas temporel n et $e(n)$ la séquence d'erreur. Sur la figure 2.25 sont représentés les signaux utiles pour l'algorithme LMS ($d(n)$ signifie le signal au microphone d'erreur dû au champ primaire).

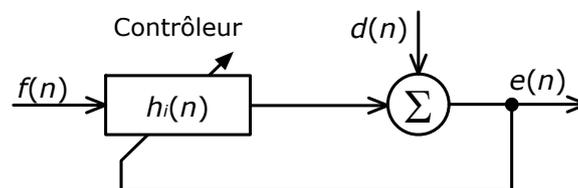


FIG. 2.25 – Représentation d'un filtre adaptatif LMS

2.4.6 Algorithme FXLMS

L'algorithme FXLMS introduit l'utilisation du signal de référence filtré $r(n)$ à la place de $x(n)$ dans l'algorithme LMS classique. L'équation de reconstruction devient

$$h_i(n+1) = h_i(n) - \alpha e(n) r(n-i), \quad (2.16)$$

La séquence $r(n)$ est obtenue par filtration du signal de référence $x(n)$ avec la réponse de la voie d'erreur. En pratique, un filtre électrique est souvent utilisé pour la modélisation de la voie d'erreur et le signal de référence filtré est généré en passant le signal de référence par ce filtre $C(z)$ (figure 2.26).

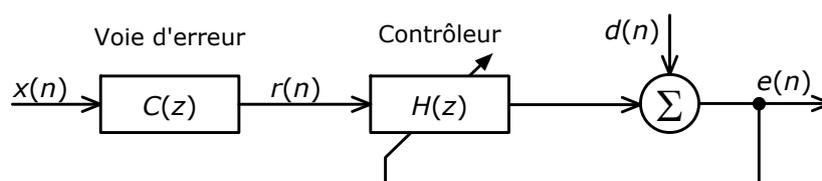


FIG. 2.26 – Schéma bloc de l'algorithme FXLMS

2.4.7 Algorithme RLS

Cet algorithme est introduit pour palier certaines insuffisances du LMS, en particulier la faible vitesse de convergence dans certaines situations et la possibilité de traiter des signaux non-stationnaires. Le problème à traiter est le même que pour l'algorithme LMS (figure 2.27), seule l'implémentation change. La sortie du filtre $y(n)$ est relié à l'entrée par

$$y(n) = \sum_{i=1}^{I-1} a_i(n)x(n-i) + \sum_{k=1}^K b_k(n)y(n-k), \quad (2.17)$$

où $a_i(n)$ et $b_k(n)$ sont i -ième et k -ième coefficient direct et récursif du contrôleur définis par

$$a_i(n+1) = a_i(n) - \alpha e(n)r(n-i), \quad (2.18a)$$

$$b_k(n+1) = b_k(n) - \alpha e(n)s(n-k). \quad (2.18b)$$

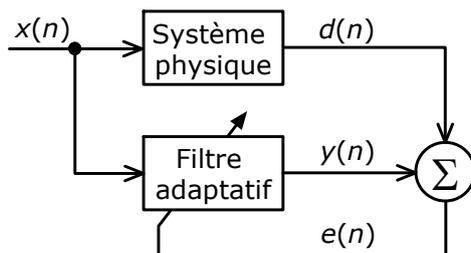


FIG. 2.27 – Schéma bloc de l'algorithme RLS

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, qui synthétise la bibliographie et l'état de l'art des technologies actuelles, est résumé l'historique du contrôle actif du bruit. De nombreux travaux de recherche sur les méthodes actives, passives et hybrides sont cités et les applications pratiques illustrent les difficultés à confronter. En fin de chapitre, un court et simple résumé présente les méthodes et algorithmes standards utilisés dans le domaine de contrôle actif du bruit.

Chapitre 3

Nouvelle stratégie distribuée du contrôle d'impédance

3.1 Introduction

Le programme de recherche dont ce mémoire présente certains résultats, vise le développement de systèmes de contrôle distribués totalement différents des méthodes classiques jusqu'alors utilisées. L'objectif est de concevoir un système intégré contenant les éléments de transduction, les circuits électroniques de pilotage et les sources d'énergie (si nécessaire) dont le comportement global présente de très bonnes propriétés acoustiques.

La fabrication d'un réseau de mini-actionneurs et capteurs couvrant une surface est considérée, afin d'agir sur la propagation du bruit au voisinage de cette surface active. Ces nouvelles technologies ouvrent de nombreuses perspectives innovatrices mais, pour en profiter, il est indispensable de repenser complètement les stratégies de contrôle associées pour quantifier l'efficacité qui peut être espérée par l'implémentation de ces nouvelles technologies de réduction du bruit dans une large bande fréquentielle.

L'objectif est de créer un système intégré avec de bonnes propriétés acoustiques globales, qui contiendrait les transducteurs (actionneurs et capteurs), les circuits électroniques de pilotage (microcontrôleur), les circuits de conditionnement du signal et les sources d'énergie. Les notions théoriques sont complexes car le système de contrôle distribué multi-échelle est relié étroitement aux problèmes techniques d'implémentation du réseau de transducteurs en technologie MEMS.

Le but est de formuler une modification de l'impédance acoustique d'une paroi pour limiter le transfert des ondes acoustiques dans un milieu fluide. L'absorption totale des ondes d'incidence normale est

définie par l'impédance acoustique

$$Z = \rho_0 c_0. \quad (3.1)$$

Évidemment, les ondes acoustiques ne sont pas toujours sous incidence normale et le type d'opérateur recherché devient alors plus complexe. Une étude appropriée a été menée pour retrouver l'opérateur générant le contrôle actif et satisfaire aux propriétés recherchées. Cependant, un problème difficile apparaît avec la limitation du transfert de l'énergie acoustique des ondes n'interceptant pas la surface active, qui sont physiquement **incontrôlables**. Pour garantir une absorption sonore efficace, une impédance théorique optimale $Z(j\omega)$ peut être imaginée [76]. Cette variable est dépendante des perturbations, des conditions aux limites, de la vitesse et de la fréquence. Cette dépendance rend problématiques les applications en large bande de fréquences en exploitant les opérateurs temporeux locaux. La gamme fréquentielle peut être élargie en introduisant le nombre d'onde comme valeur de dépendance, et aussi, en implémentant un opérateur spatio-temporel non-local en forme générale pseudo-dérivée [88].

Une impédance conçue de façon optimale [39, 115] est une fonction dépendante à la fréquence $Z(j\omega)$, reliant la pression acoustique et la vitesse. Tandis que son implémentation expérimentale permet de contrôler ces quantités pariétales en employant seulement l'opérateur temporel, il semble très intéressant d'introduire également une dépendance de nombre d'onde $Z = Z(j\omega, j\vec{k})$ afin d'améliorer l'efficacité et la polyvalence [84, 85, 88]. L'implémentation en temps réel d'un tel contrôle pariétal optimal nécessite un opérateur différentiel partiel complexe avec des dérivées non seulement temporelles, mais également spatiales [58]. Cette approche exige beaucoup de ressources (mémoire, vitesse de traitement) et l'utilisation d'un contrôleur centralisé classique (figure 3.1) n'est pas favorable aux applications pratiques.

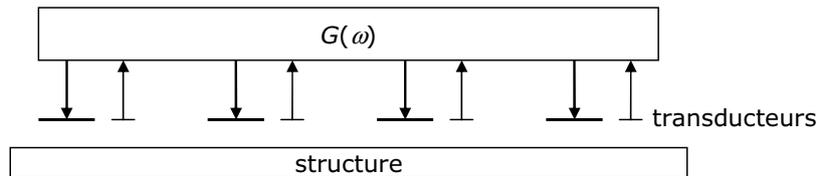


FIG. 3.1 – Système complètement centralisé

La méthode de conception de la stratégie de contrôle adoptée relie les objectifs recherchés, définis par la spécification d'un nouveau concept des lois actives co-localisées ou quasi co-localisées. Pour cela, considérons un système représenté schématiquement sur les figures 3.2 et 3.3. Il s'agit d'une interface fluide-structure, couverte par un réseau de capteurs et actionneurs reliés par un circuit électronique de contrôle. La figure 3.2 montre un système complètement décentralisé où chaque capteur contrôle seulement un actionneur alors que sur la figure 3.3 est présenté un système décentralisé du premier ordre où chaque actionneur reprend le signal des deux capteurs voisins. Le problème d'optimisation est ici de conférer à cette surface des propriétés d'absorption pour que toute onde incidente interceptée par la surface sous n'importe quel angle se réfléchisse le moins possible. Dans le cas d'onde d'incidence normale, l'impédance optimale de paroi s'écrit avec l'équation 3.1, alors une architecture localisée suf-

fit à réaliser théoriquement l'opérateur. Dans d'autres cas, la formule est beaucoup plus complexe et connue seulement sous la forme mathématique d'un opérateur pseudo-différentiel, ce qui nécessite une implémentation complètement décentralisée [84, 85, 88].

La quasi-colocalisation entre les capteur et actionneurs permet d'éviter les problèmes de robustesse des systèmes avec boucle de rétroaction et de se concentrer sur la recherche de performance qui dépend en majeure partie du type de convertisseurs utilisés, mais également de la loi physique $G_i(j\omega, j\vec{k})$ les reliant. Cette loi doit être décentralisée au maximum afin d'éviter les retards indésirables et par conséquent les déphasages des signaux induits par le système centralisé ordinaire avec un grand nombre de voies d'entrée et de contrôle. L'utilisation de l'opérateur spatial n'est pas possible dans un système complètement décentralisé tel que représenté en figure 3.2, alors que l'interconnexion des transducteurs dans le système centralisé du premier ordre de la figure 3.3 permet l'utilisation d'un opérateur du premier ordre en espace. En raison de limitations technologiques, certains types de variables (par exemple des signaux d'entrée) ne peuvent pas être utilisés. Les propriétés mécaniques de transducteurs ne se rapprochant pas nécessairement de celles d'un ressort en mode quasi-statique, il est alors convenable d'utiliser leur réponse dynamique réelle pour la synthèse de contrôle.

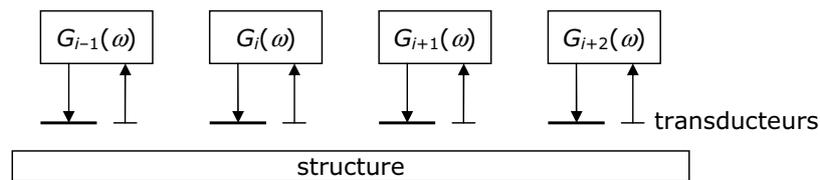


FIG. 3.2 – Système distribué, centralisé d'ordre 0

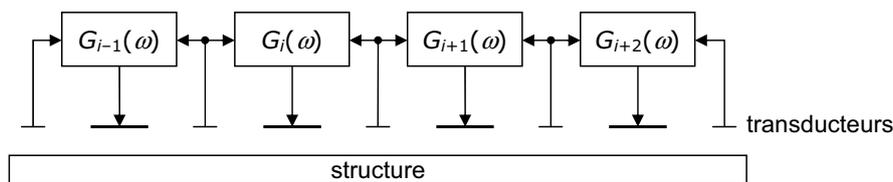


FIG. 3.3 – Système distribué quasi-colocalisé et centralisé du 1^{er} ordre

Prenant un exemple simple, il est possible d'appliquer cette méthode à la conception du système actif et de démontrer son efficacité. La section suivante est consacrée à la synthèse numérique de la loi de contrôle orientée à la propagation des ondes planes dans un tube. Les caractéristiques physiques et les dimensions sont fixés et une étude numérique de propriétés de ce système est présentée avec les résultats de tests expérimentaux. Dans la section suivante est discutée la comparaison de cette méthode avec un algorithme classique en boucle ouverte.

La condition aux limites pour le contrôle de l'énergie totale acoustique mène à la recherche de la non-réflexion de toutes les ondes d'incidence quelconque. Il est possible de regarder le système étudié comme si toutes les ondes se propageaient dans un domaine supposé infini. Récemment, un grand effort a été consacré à la caractérisation de ce type de condition absorbante, d'une part pour trouver la solution

numérique de problème en milieu ouvert (condition de Sommerfeld), d'autre part pour l'application au contrôle des ondes acoustiques dans un domaine fermé.

Le problème principal de cette méthode est son implémentation, qui correspond explicitement avec le processus mentionné ci-dessus et est permet de respecter la complexité de l'opérateur mathématique utilisé. Cet opérateur naturellement pseudo-différentiel est non-local en temps et en espace. Différentes démarches mathématiques ont été proposées pour la réalisation numérique, par exemple la représentation de diffusion selon Matignon *et al.* [85].

3.2 Le problème du contrôle

Dans cette section est proposé un terme opérationnel pour application au cas général de l'absorption totale des ondes acoustiques 2D sous tout angle d'incidence à l'aide d'une condition aux limites active.

Pour synthétiser la stratégie de contrôle, considérons un problème d'absorption active totale de l'énergie acoustique dans un demi-plan. L'absorption totale des ondes acoustiques à l'aide d'une surface active en 2D ne représente pas suffisamment les objectifs pratiques. Il est important de noter que la méthode citée peut être extrapolée en général aux systèmes beaucoup plus complexes, mais dans cette section est présentée l'application simple au système physique concret.

Considérons le système représenté en figure 3.4, où l'énergie acoustique est située dans le demi-plan gauche $\Omega_L = \mathbb{R}_x^- \times \mathbb{R}_y$. Sur la droite de contrôle $\Gamma = \delta(x) \times \mathbb{R}_y$ est appliquée la pression acoustique $p(y, t) = p_\Gamma$ et le gradient normal de pression $w(y, t) = \partial_x p_\Gamma$ est utilisé comme mesure. Les équations du système sont alors :

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0 \text{ on } \Omega_L \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ p(0, y, t) = p_\Gamma, \\ w(y, t) = \frac{\partial p(0, y, t)}{\partial x}. \end{cases} \quad (3.2)$$

On cherche à définir la relation $p = G(w)$ pour que les ondes ne se réfléchissent pas sur la droite de contrôle $x = 0$. Ce type de contrôle est asymptotiquement stable, car l'énergie totale à l'intérieur du domaine acoustique étudié ne peut que diminuer. Les équations suivantes représentent la solution cherchée :

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0 \text{ on } \Omega_L \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \Delta \theta = 0 \text{ on } \mathbb{R}_x^{*+} \times \mathbb{R}_y \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ p(0, y, t) = \theta(0, y, t), \\ \frac{\partial \theta(0, y, t)}{\partial x} = \frac{\partial p(0, y, t)}{\partial x}, \end{cases} \quad (3.3)$$

avec les conditions initiales $p(x, y, 0) = p_0$ et $\partial_t p(x, y, 0) = \dot{p}_0$. Le système d'équations (3.3) peut être interprété comme l'équation d'onde de contrôle. Dans ce cas, la fonction de contrôle $p = G(w)$ est

définie complètement par le système

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \Delta \theta = 0 \text{ on } \mathbb{R}_x^{*+} \times \mathbb{R}_y \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \theta(0, y, t) = p_\Gamma, \\ w(y, t) = \frac{\partial \theta(0, y, t)}{\partial x}. \end{cases} \quad (3.4)$$

Par une simple symétrisation, le système (3.4) peut être étendu à tout \mathbb{R}_x . La loi de contrôle G s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \Delta \theta = -2\delta(x)w(y, t) \text{ on } \mathbb{R}_x \times \mathbb{R}_y \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \theta(0, y, t) = p_\Gamma. \end{cases} \quad (3.5)$$

En utilisant la transformée de Fourier, les variables x , y et t deviennent ξ , η et τ et le système d'équations se transforme en forme suivante :

$$\begin{cases} \left(-\frac{4\pi^2}{c_0^2} \tau^2 + 4\pi^2 \xi^2 + 4\pi^2 \eta^2 \right) \tilde{\theta} = -2\tilde{w}, \\ \tilde{p}_\Gamma = \int \tilde{\theta} d\xi. \end{cases} \quad (3.6)$$

Pour la fonction G recherchée, on obtient dans l'espace de Fourier

$$\tilde{p} = G(\eta, \tau) \tilde{w} = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\eta^2 - \frac{\tau^2}{c_0^2}}} \tilde{w}. \quad (3.7)$$

L'opérateur pseudodifférentiel ainsi obtenu aura alors la forme $\frac{-1}{\sqrt{\partial_y^2 - \partial_t^2}}$ et il s'agit du terme pour l'impédance de l'absorption totale des ondes sur la droite $x = 0$. Il n'est pas nécessaire d'étudier en détail la formulation diffusive de cet opérateur, ce qui rend possible sa réalisation concrète en temps réel. Il est cependant important de souligner que ce type d'opérateur demande un traitement rapide de calculs relativement compliqués. Une grande partie de la recherche dans ce domaine est consacrée à l'implémentation

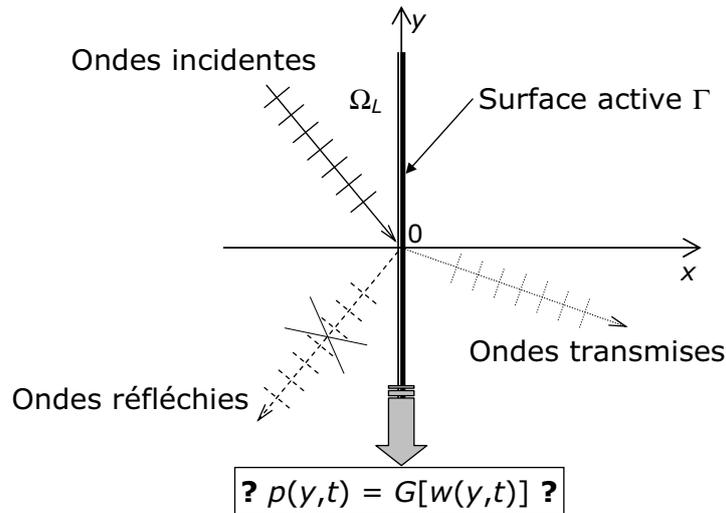


FIG. 3.4 – Schéma du système d'ondes acoustiques contrôlées

de la représentation diffusive et sa simplification éventuelle.

3.3 Synthèse du problème

Nous conservons une architecture quasi-axisymétrique capable de filtrer spatialement les ondes à un ou deux diamètres nodaux. Ce principe de filtrage modal est très utilisé en dynamique des structures et permet réellement de limiter les effets résiduels de type *spill-over*. Nous adoptons donc une modélisation totalement axisymétrique. La connexion de contrôle est celle présentée en figure 3.3. Cette distribution permet en effet de discrétiser facilement le contrôleur donné par l'équation (3.9).

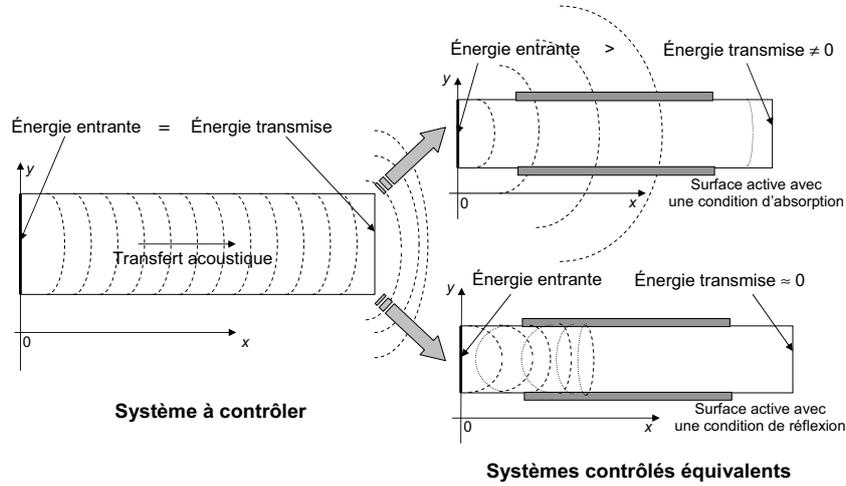


FIG. 3.5 – Comparaison d'une surface absorbante et réfléchissante dans un système acoustique

Tout d'abord, considérons le problème dans deux dimensions décrit par le système d'équations (3.8), qui représente le système vibro-acoustique de la figure 3.6 ; $u(x, t)$ est la variable de contrôle et $m(x, t)$ la mesure saisie

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0 \text{ sur } \mathbb{R}_x \times \mathbb{R}_y^* \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{\partial p(x, 0, t)}{\partial y} = u(x, t), \\ m(x, t) = p(x, 0, t). \end{cases} \quad (3.8)$$

Comme indiqué en figure 3.6, la variable de contrôle $u(x, t)$ est proportionnelle à l'accélération normale $\ddot{d}(x, t)$ de la surface active. L'objectif du contrôle est de garantir la réflexion des ondes incidentes de façon que le nombre d'onde k_x^i soit négatif pour toute onde incidente. Ainsi, l'énergie totale acoustique interceptée par la surface active retourne dans la direction négative de l'axe x afin d'annuler le transfert de énergie acoustique dans la direction positive de x . Cette représentation simple du problème peut être directement appliquée au cas d'un tube et permettre une réduction notable de l'énergie acoustique transmise à travers le système.

En traitant le problème de l'application de cette méthode sur notre système, deux autre remarques

doivent être évoquées. Premièrement, si les transducteurs électrodynamiques classiques sont considérés, leur mode d'opération ne génère pas directement la pression acoustique, mais le gradient de pression. En d'autres termes, la méthode doit être adaptée pour agir sur cette condition. Les détails sur le mode d'opération des transducteurs sont développés dans la section 3.6.2. Deuxièmement, il paraît judicieux de concevoir une stratégie basée sur l'opérateur différentiel et pas pseudo-différentiel à cause de sa complexité et de la difficulté liée à son retard induit dans l'implémentation en temps réel.

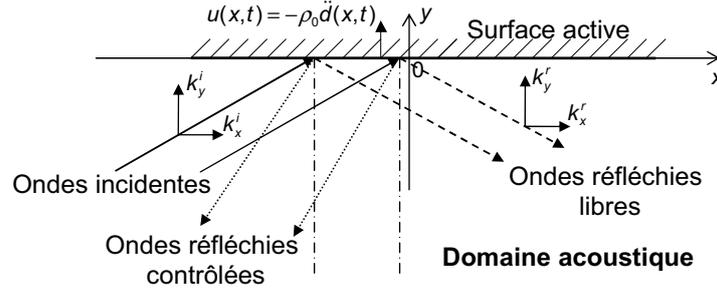


FIG. 3.6 – Système d'ondes acoustiques en interaction avec une surface active

3.4 Définition du contrôle

Le contrôle est imposé par l'équation (3.9), qui représente l'équation traditionnelle d'advection dont la direction de transport est suivant l'axe $(\vec{0x})$ vers les valeurs négatives de x .

$$u(x, t) = - \left(\frac{1}{c_a} \frac{\partial p(x, 0, t)}{\partial t} - \frac{\partial p(x, 0, t)}{\partial x} \right), \quad (3.9)$$

où le paramètre de contrôle c_a représente la célérité associée à l'équation d'advection. Il s'avère que les meilleurs résultats sont obtenus pour $c_a = c_0$ et cette valeur est conservée dans toutes les parties suivantes. Une discussion concernant le choix du paramètre c_a est présentée dans la section 3.5. Cette approche non-traditionnelle peut être justifiée par considération des résultats classiques concernant le couplage du fluide avec la structure [33] et en particulier le calcul des fréquences de la concordance acoustique. Le contrôle consiste à imposer le transport solide avec seulement une direction de propagation, direction qui est évidemment opposée à celle dont la transmission doit être minimisée.

Le problème de contrôle est défini par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0 \text{ sur } \mathbb{R}_x \times \mathbb{R}_y^* \times \mathbb{R}_t^+, \\ \frac{\partial p(x, 0, t)}{\partial y} = \frac{\partial m(x, t)}{\partial x} - \frac{1}{c_a} \frac{\partial m(x, t)}{\partial t}, \\ m(x, t) = p(x, 0, t), \\ \text{source primaire} + \text{conditions initiales.} \end{cases} \quad (3.10)$$

La symétrisation du problème (3.10) nous permet d'obtenir le système équivalent (3.11), défini sur

tout $\mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}_t^{*+}$.

$$\begin{cases} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 2\delta(y) \left(\frac{1}{c_a} \frac{\partial m(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial m(x,t)}{\partial x} \right) \text{ sur } \mathbb{R}_x \times \mathbb{R}_y \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ m(x,t) = p(x,0,t), \\ \text{source primaire + conditions initiales.} \end{cases} \quad (3.11)$$

En utilisant la transformée de Fourier en x , y et t , associés respectivement avec les variables de Fourier ξ , η et τ , la solution de pression de contrôle du système (3.11) est réécrite formellement

$$\left(-\frac{4\pi^2}{c_0^2} \tau^2 + 4\pi^2 \xi^2 + 4\pi^2 \eta^2 \right) \tilde{P}(\xi, \eta, \tau) = 2 \left(\frac{2\pi j}{c_a} \tau - 2\pi j \xi \right) \tilde{m}(\xi, \tau), \quad (3.12)$$

où $\tilde{m}(\xi, \tau)$ est la transformée de Fourier de $p(x, 0, t)\delta(y)$:

$$\tilde{m}(\xi, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(\xi, \eta, \tau) d\eta. \quad (3.13)$$

La deuxième partie de l'équation (3.12) étant une fonction des seules variables ξ et τ , on obtient alors en utilisant (3.13)

$$\tilde{m}(\xi, \tau) \cdot \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j \frac{\tau}{c_a} - j \xi}{-\frac{\tau^2}{c_0^2} + \xi^2 + \eta^2} d\eta = \hat{P}(\xi, \tau) \cdot \frac{j \left(\frac{\tau}{c_a} - \xi \right)}{\sqrt{\xi^2 - \frac{\tau^2}{c_0^2}}}. \quad (3.14)$$

La fonction \tilde{m} , la transformée de Fourier de la pression acoustique $p(x, 0, t)$, est non nulle si et seulement si

$$i \left(\frac{\tau}{c_a} - \xi \right) = \sqrt{\xi^2 - \frac{\tau^2}{c_0^2}}. \quad (3.15)$$

L'équation (3.15) peut être immédiatement réduite à la condition nécessaire et suffisante :

$$2\xi^2 - \frac{2\xi\tau}{c_a} + \left(\frac{1}{c_a^2} - \frac{1}{c_0^2} \right) \tau^2 = 0. \quad (3.16)$$

3.5 Contrôlabilité

En utilisant la propriété fondamentale des équations pour des ondes homogènes $\xi^2 - \frac{\tau^2}{c_0^2} \leq 0$, les valeurs de ξ sont les racines du polynôme (3.16) dont le déterminant est $\Delta = 4\tau^2 \left(\frac{2}{c_0^2} - \frac{1}{c_a^2} \right)$.

- Cas n° 1 : déterminant $\Delta > 0$. Nous avons $c_a^2 > \frac{c_0^2}{2}$ et

$$\xi_{1,2} = \frac{\tau}{2c_a} \pm \frac{\tau}{2} \sqrt{\frac{2}{c_0^2} - \frac{1}{c_a^2}}.$$

Ses racines sont positives si et seulement si $c_0^2 \geq c_a^2$ et les ondes obtenues se propagent le long de

$(\vec{0}x)$ avec le nombre d'onde positif, c'est-à-dire de $+\infty$ à $-\infty$. Si $c_0^2 < c_a^2$, deux ondes existent où l'une se déplace de $+\infty$ à $-\infty$ et l'autre de $-\infty$ à $+\infty$.

- Cas n° 2 : déterminant $\Delta = 0$. Nous avons $c_a^2 = \frac{c_0^2}{2}$ et

$$\xi = \frac{\tau}{2c_a}.$$

Il y a deux ondes avec le même nombre d'onde qui se propagent de $+\infty$ à $-\infty$ à la même vitesse.

- Cas n° 3 : déterminant $\Delta < 0$. Nous avons $c_a^2 < \frac{c_0^2}{2}$ et

$$\xi_{1,2} = \frac{\tau}{2c_a} \pm j \frac{\tau}{2} \sqrt{\frac{1}{c_a^2} - \frac{2}{c_0^2}}.$$

Il y a deux ondes complexes atténuées qui se propagent de $+\infty$ à $-\infty$. Le long de $(\vec{0}x)$ on a

$$m(x, t) = m_0 e^{\pm \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{c_a^2} - \frac{1}{c_0^2}} x} e^{j(\omega t + \frac{\tau}{2c_a} x)}.$$

Ces ondes sont instables et divergentes et ne doivent pas exister dans notre système.

La transformée de Fourier nous donne $\eta = \xi - \frac{\tau}{c_a}$ et les valeurs de η peuvent être trouvées :

- Cas n° 1 : $c_a^2 > \frac{c_0^2}{2}$

$$\begin{aligned} \xi_{1,2} &= \frac{\tau}{2c_a} \pm \frac{\tau}{2} \sqrt{\frac{2}{c_0^2} - \frac{1}{c_a^2}} \\ \Rightarrow \eta_{1,2} &= -\frac{\tau}{2c_a} \pm \frac{\tau}{2} \sqrt{\frac{2}{c_0^2} - \frac{1}{c_a^2}}. \end{aligned}$$

Pour $c_0^2 \geq c_a^2$, les ondes se propagent de $-\infty$ à $+\infty$ sur la droite $(\vec{0}y)$ et une absorption complète est assurée sur la surface. Quand $c_0^2 < c_a^2$, une onde réfléchie est obtenue.

- Cas n° 2 : $c_a^2 = \frac{c_0^2}{2}$

$$\xi = \frac{\tau}{2c_a} \quad \Rightarrow \quad \eta = -\frac{\tau}{2c_a}.$$

- Cas n° 3 : $c_a^2 < \frac{c_0^2}{2}$

$$\begin{aligned} \xi_{1,2} &= \frac{\tau}{2c_a} \pm j \frac{\tau}{2} \sqrt{\frac{1}{c_a^2} - \frac{2}{c_0^2}} \\ \Rightarrow \eta_{1,2} &= -\frac{\tau}{2c_a} \pm j \frac{\tau}{2} \sqrt{\frac{1}{c_a^2} - \frac{2}{c_0^2}}. \end{aligned}$$

Ici les ondes se déplacent de $-\infty$ à $+\infty$. Comme on est situé sur $x < 0$, la propagation le long de $(\vec{0}y)$ est évanescence.

Finalement, si on évite la condition $c_a^2 < \frac{c_0^2}{2}$, les ondes réelles avec $\xi > 0$ pour toutes les fréquences τ et les angles d'incidence peuvent être trouvées. Le champ acoustique obtenu se propage seulement dans la direction x décroissante, ce qui veut dire qu'il n'y aura pas d'ondes transmises à droite du domaine. L'objectif fixé est alors réalisé. Important est qu'une démonstration formelle peut prouver l'existence de

l'onde qui admet la transformée de Fourier sur tout $\mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}_t^{*+}$. Seules les ondes qui sont interceptées par la surface de contrôle seront réfléchies à gauche de la normale au point d'incidence. Ainsi, l'énergie acoustique sera transférée vers les x négatifs.

3.6 Modélisation numérique du problème

Introduisons maintenant dans la loi de contrôle la discrétisation spatiale et temporelle :

$$p_i = p(idz, t), \quad (3.17a)$$

$$\dot{p}_i = \frac{\partial p(idz, t)}{\partial t} = \frac{p(idz, t) - p(idz, t - dt)}{dt}. \quad (3.17b)$$

La loi de contrôle est alors définie par l'équation suivante :

$$\frac{\partial p(z, R, t)}{\partial r} = - \left(\frac{1}{c_a} \frac{\dot{p}_{i+1} + \dot{p}_i}{2} - \frac{p_{i+1} - p_i}{dz} \right) \text{ pour } z \in [idz, (i+1)dz]. \quad (3.18)$$

3.6.1 Application de la méthode à un modèle simple

Pour vérifier la loi de contrôle, un simple modèle 2D avec une source ponctuelle a été créé. Trois conditions aux limites différentes sont implémentées dans ce modèle : 1) paroi rigide ; 2) condition de propagation (sur le demi-cercle) ; 3) la loi de contrôle (3.18) est implémentée directement sur les surfaces 1 – 6. On voit clairement sur les figures 3.7 et 3.8 une atténuation de la pression acoustique le long de la surface contrôlée. Le fonctionnement correct de la loi de contrôle est alors vérifié et l'algorithme peut être implémenté sans aucune simplification dans des modèles plus complexes multiphysiques.

3.6.2 Qualification numérique de la méthode

Le système acoustique représenté sur la figure 3.9 (les dimensions ne sont pas en échelle) comprend le tube de Kundt de longueur $L = 1,84$ m et de rayon $R = 0,05$ m. Sur le côté gauche du tube se trouve un haut-parleur qui injecte les perturbations sonores dans le système. À la distance $L = 1,84$ m commence la zone active de longueur $L_a = 0,4$ m composée en alternance de 7 circonférences d'actionneurs et de 8 circonférences de capteurs. Chacune de ces chaînes de transducteurs est composée de quatre éléments interconnectés parallèlement. On préserve alors l'architecture quasi axisymétrique qui permet l'atténuation spatiale des ondes. En effet, ces ondes seront quasi insensibles à la commande de contrôle et quasi non-mesurables par le réseau de capteurs. Ce principe de la filtration modale est souvent utilisée dans la dynamique des structures pour limiter les effets résiduels du type *spill-over*. Le modèle complètement axisymétrique est alors adopté et seule une moitié du système est modélisée pour réduire

le temps de calcul.

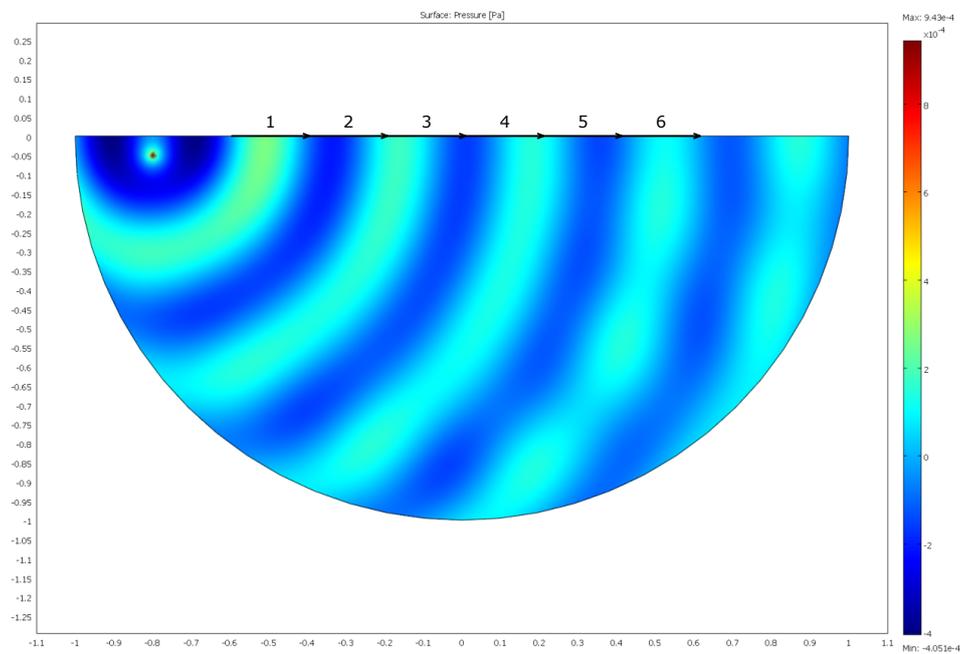


FIG. 3.7 – Modèle simple sans contrôle

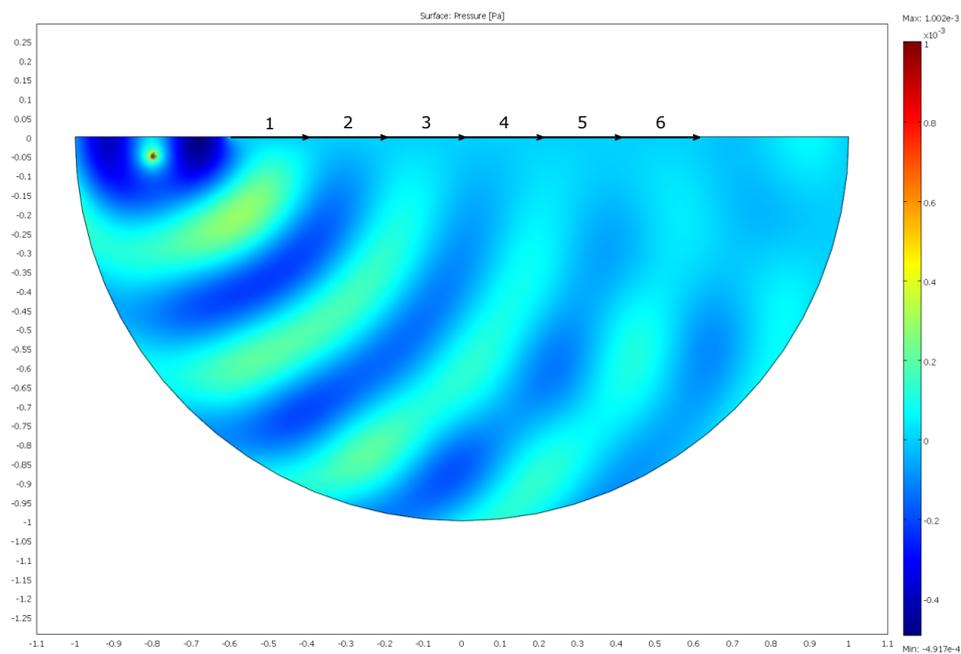


FIG. 3.8 – Modèle simple avec contrôle

L'interconnexion de contrôle utilisée est présentée dans la figure 3.3. Cette distribution permet en effet de discrétiser facilement la loi de contrôle par l'équation (3.9). Pour la modélisation en éléments finis a été utilisé l'environnement COMSOL Multiphysics™ et les calculs de post-traitement ont été réalisés avec MATLAB®.

Modélisation des haut-parleurs et de l'interaction fluide – structure

L'équation aux dérivées partielles modélisant le comportement axisymétrique de chacune des i membranes des haut-parleurs de contrôle est donnée par :

$$\bar{\rho}_{0\text{hp}} \ddot{d}_i + c_{\text{hp}} \dot{d}_i + k_{\text{hp}} d_i + T_{\text{hp}} \Delta d_i = p \cdot l_{\text{hp}} + g_e v_i. \quad (3.19)$$

Ce modèle correspond à celui d'une corde tendue de tension $T_{\text{hp}} = 63 \cdot 10^3 \text{ N}\cdot\text{m}$ reposant sur une distribution linéique de raideur et d'amortisseurs $k_{\text{hp}} = 63 \cdot 10^3 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ et $c_{\text{hp}} = 250 \text{ N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$ ayant une masse linéique $\bar{\rho}_{0\text{hp}} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}$. Ces caractéristiques mécaniques ont été déterminées pour recaler des courbes de caractérisation de micro haut-parleurs Monacor SP-11/2R, 8Ω , $0,2 \text{ W}$, dont la réponse fréquentielle est présentée en figure 3.10. Les efforts extérieurs sont induits par la pression exercée sur la longueur de l'actionneur supposé ici rectangulaire pour des raisons de simplicité et par les efforts de contrôle $g_e v_i$; g_e étant le gain statique du couplage électrique intégrant l'amplificateur, le circuit RL et le couplage par les forces de Laplace, v_i la tension injectée.

Cette approche par membranes rectangulaires ne modifie en aucun cas le comportement du système couplé si on reste dans les longueurs d'onde supérieures aux dimensions de la membrane. La coupure fréquentielle de notre actionneur élémentaire est donnée par relation

$$l_{\text{hp}} = \frac{\lambda}{2}, f_c = \frac{c_0}{\lambda}, \quad (3.20)$$

et pour $l_{\text{hp}} = 4 \text{ cm}$, la fréquence $f_c \approx 4290 \text{ Hz}$. Les trois premiers modes propres de la membrane de

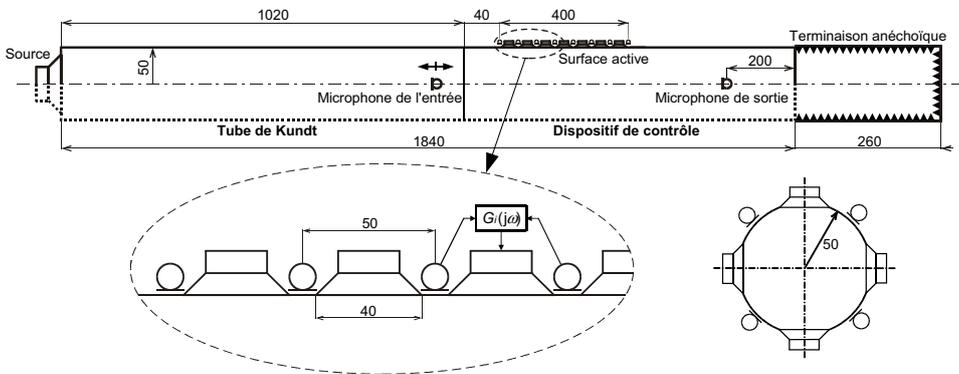


FIG. 3.9 – Schéma du système vibro-acoustique modélisé

haut-parleur sont représentés dans la figure 3.11. Un système quasi-rigide est obtenu entre 0 et 4000 Hz. Le premier mode de suspension du transducteur est situé à 798.95 Hz. La bande nominale des fréquences de ce générateur acoustique est alors entre 800 et 4000 Hz. Notre étude est limitée aux fréquences comprises entre 100 et 3000 Hz pour rester en dessous de la coupure acoustique. Le comportement mécanique du système dans cette gamme fréquentielle peut être simplifié en soulignant que le premier mode de suspension domine dans l'expression de l'accélération de la membrane. Comme l'étude est menée au-delà de fréquence de ce mode, il peut s'écrire $d_i(r, t) \approx 1 \times d_i^1(t)$ avec

$$M_{\text{hp}} \ddot{d}_i^1 = \int_{\Gamma_i} p(z, R, t) l_{\text{hp}} dz + g_e v_i l_{\text{hp}}. \quad (3.21)$$

L'accélération du système obtenu est alors directement proportionnelle à la tension électrique de contrôle si la pression extérieure est nulle afin de rester dans le cadre de l'expression de contrôle donnée dans la section 3.3. Le système d'équations aux dérivées partielles modélisant le comportement du problème

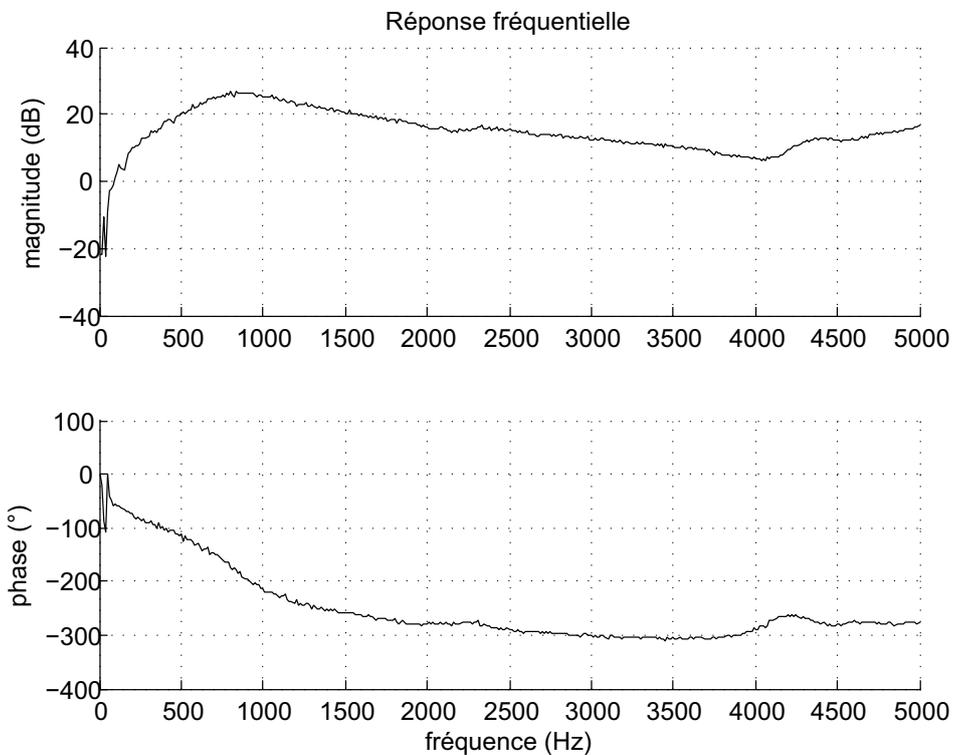


FIG. 3.10 – Réponse fréquentielle de la membrane du haut-parleur de contrôle

complet couplé axisymétrique s'écrit

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{r}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial p}{\partial z} \right) \right] = 0 \text{ sur } \Omega \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{\partial p(0,r,t)}{\partial z} = F_{\text{ext}} \text{ sur } \Gamma_0 \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{\partial p(z,R,t)}{\partial r} = -\rho_0 \ddot{d}_i(z,t) \text{ sur } \Gamma_i \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{\partial p(z,R,t)}{\partial r} = 0 \text{ sur } \Gamma_R \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{\partial p(L,r,t)}{\partial z} = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \text{ sur } \Gamma_\infty \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \frac{\partial p(z,0,t)}{\partial r} = 0 \text{ sur } \Gamma_{\text{sym}} \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \bar{\rho}_{0\text{hp}} \ddot{d}_i + c_{\text{hp}} \dot{d}_i + k_{\text{hp}} d_i + T_{\text{hp}} \Delta d_i = p \cdot l_{\text{hp}} + g_e v_i \text{ sur } \Gamma_i \times \mathbb{R}_t^{*+}, \\ \text{conditions initiales.} \end{array} \right. \quad (3.22)$$

Γ_0 est la limite de source sur le côté gauche du tube, Γ_i représente la limite de contrôle du haut-parleur i , Γ_R la limite réfléchissante, Γ_∞ est la limite de radiation (non-réflexion) sur le côté droit du tube et Γ_{sym} représente la limite de la symétrie (figure 3.17).

Supposant les hypothèses introduites précédemment. L'équation (3.21) est vérifiée avec $M_{\text{hp}} = \int_{\Gamma_i} \bar{\rho}_{0\text{hp}} dz$ dans la gamme d'utilisation des haut-parleurs. L'équation de continuité des vitesses normales sur l'interface fluide-membrane s'écrit alors :

$$\frac{\partial p(z, R, t)}{\partial z} \approx -\frac{\rho_0}{M_{\text{hp}}} \left(\int_{\Gamma_i} p(z, R, t) l_{\text{hp}} dz + g_e v_i l_{\text{hp}} \right) \text{ on } \Gamma_i \times \mathbb{R}_t^{*+}. \quad (3.23)$$

Il y a une relation directe entre la dérivée normale de la pression sur l'interface de la membrane et le voltage de contrôle des actionneurs. La loi théorique de contrôle définie dans la section 3.2 peut alors être directement implémentée.

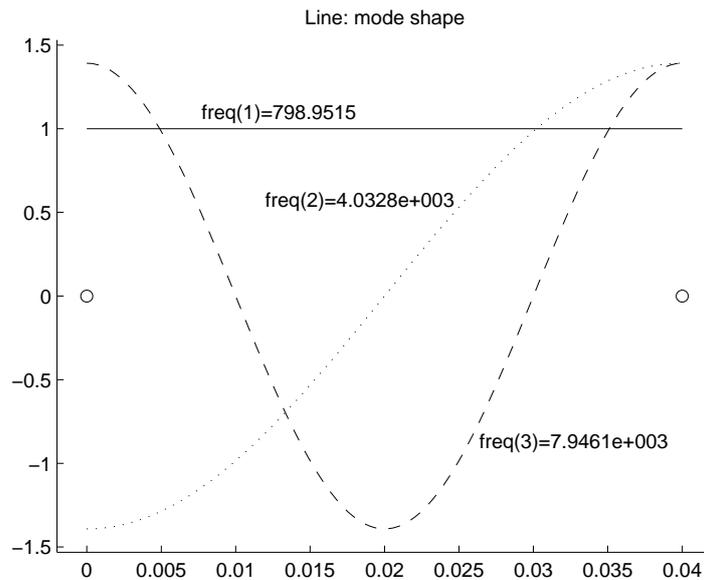


FIG. 3.11 – Trois premiers modes propres de l'actionneur

Mise en œuvre de la forme discrétisée du contrôle

L'équation de contrôle (3.9) développée en deux dimensions peut être appliquée directement pour le contrôle de l'écoulement à l'intérieur du tube. La loi de contrôle est donc appliquée sous forme discrète à la distribution des transducteurs acoustiques. Pour cela, la discrétisation spatiale est introduite $p(idz, t) = p_i$ et $\frac{\partial p(idz, t)}{\partial t} = \dot{p}_i$ avec la distribution des capteurs de pression présentée sur la figure 3.12. La discrétisation spatiale est définie par la distance entre les chaînes de microphones (dans notre cas $dz = 0,05$ m) et le diamètre de l'actionneur (sa longueur dans le modèle est $l_{hp} = 0,04$ m). La loi de contrôle s'écrit sous forme discrète :

$$\frac{\partial p(z, R, t)}{\partial r} = - \left(\frac{1}{c_a} \frac{\dot{p}_{i+1} + \dot{p}_i}{2} - \frac{p_{i+1} - p_i}{dz} \right) \text{ pour } z \in [idz, (i+1)dz]. \quad (3.24)$$

En utilisant l'hypothèse de réponse monomodale du haut-parleur, la tension de contrôle $v_i(t)$ doit être imposée. Elle représente une discrétisation d'Euler de la tension à appliquer pour suivre « au mieux » l'équation aux dérivées partielles qualifiant le contrôle théorique. Au premier ordre, la formule obtenue est la suivante :

$$v_i(t) = -\frac{l_{hp}}{g_e} F1 \left(\frac{p_{i+1} + p_i}{2} \right) + \frac{M_{hp}}{\rho_0 g_e l_{hp}} \left[\frac{1}{c_a} D \left(\frac{p_{i+1} + p_i}{2} \right) - F2 \left(\frac{p_{i+1} - p_i}{dz} \right) \right]. \quad (3.25)$$

F1 et F2 représentent des filtres de conditionnement simples utilisés pour l'implémentation pratique du contrôle, qui est valide pour les hypothèses expliquées précédemment. Les fonctions de transfert de ces filtres sont données par les équations (3.26), où la valeur optimale de la variable ω_{opt} a été identifiée pendant les expériences à $\omega_{opt} = 2\pi \cdot 1450 \text{ s}^{-1}$.

$$F1(s) = \frac{\omega_{opt}}{s + \omega_{opt}}, \quad (3.26a)$$

$$F2(s) = \frac{\omega_{opt}^2}{(s + \omega_{opt})^2}, \quad (3.26b)$$

s est l'opérateur de Laplace. La dérivée temporelle de la pression est implémentée par un filtre numérique avec la fonction de transfert dans l'équation (3.27), $\omega_{der} = 2\pi \cdot 1500 \text{ s}^{-1}$.

$$D(s) = \frac{\omega_{der}^2 \omega_{opt} s}{(s + \omega_{der})^2 (s + \omega_{opt})}, \quad (3.27)$$

Afin de faciliter la mise en œuvre de ce contrôle qui n'est valide que dans le cadre des hypothèses explicitées précédemment, la discrétisation des tensions de contrôle est filtrée par un filtre passe bande, représenté par le diagramme de Bode sur les figures 3.13 et 3.14. De même, les mesures effectuées sur le modèle éléments finis sont les valeurs de pressions et non de vitesses des pressions. Pour accéder à ces dernières, lors de la mise en œuvre expérimentale, un filtre dérivatif du premier ordre (*cf.* figure 3.15) est introduit.

Lors du développement théorique, une interface active distribuée a été supposée sur toute une droite. Ici, on est en présence d'une semi-distribution de transducteurs sur un segment fini de tube. Afin de limiter les effets de bords induits, la pondération des tensions est introduite par des coefficients correspondants à une fenêtre de Hanning : $v_{iapp}(t) = \text{Hanning}(i) \cdot v_i(t)$, $i = 1, \dots, 7$ (figure 3.16).

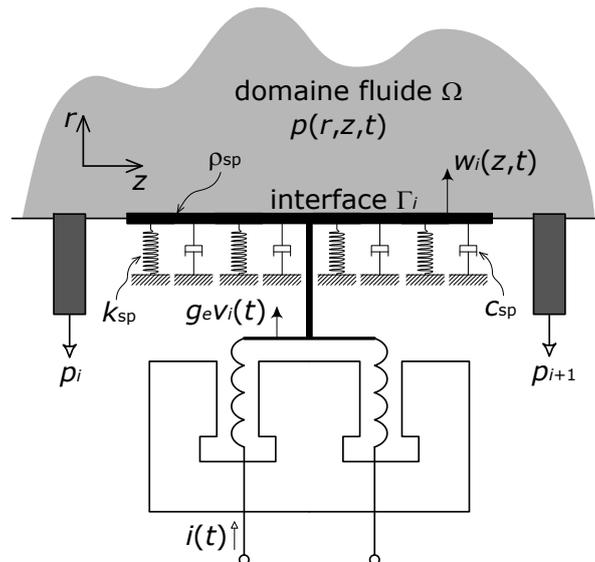


FIG. 3.12 – Représentation de la distribution des transducteurs

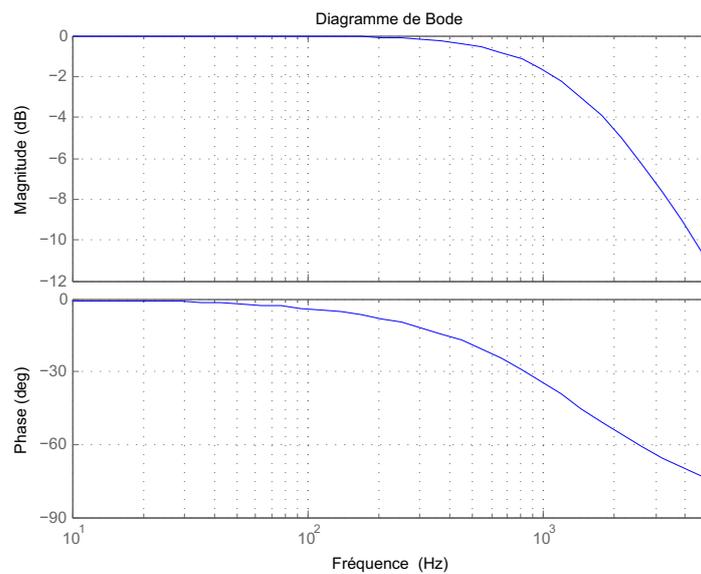


FIG. 3.13 – Caractéristique fréquentielle du filtre de conditionnement F1

3.6.3 Modélisation 2D

Pour la modélisation numérique est utilisé l'environnement FEMLAB™, plus tard renommé à COMSOL Multiphysics™, qui permet d'utiliser dans un même modèle plusieurs modules physiques et ainsi de modéliser le couplage de notre problème multi-physique.

Le système modélisé dans FEMLAB™ correspond aux équations (3.22) sans aucune simplification. Ce modèle est ensuite exporté sous MATLAB® où la loi de contrôle est appliquée, discrète en espace

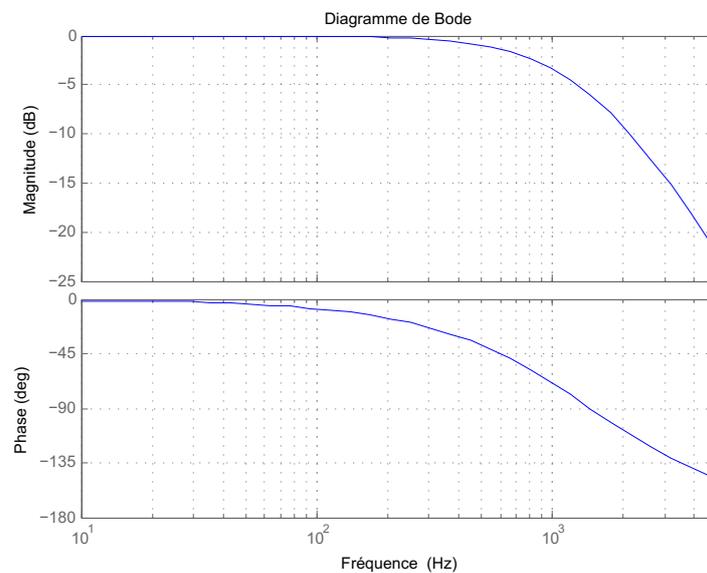


FIG. 3.14 – Caractéristique fréquentielle du filtre de conditionnement F2

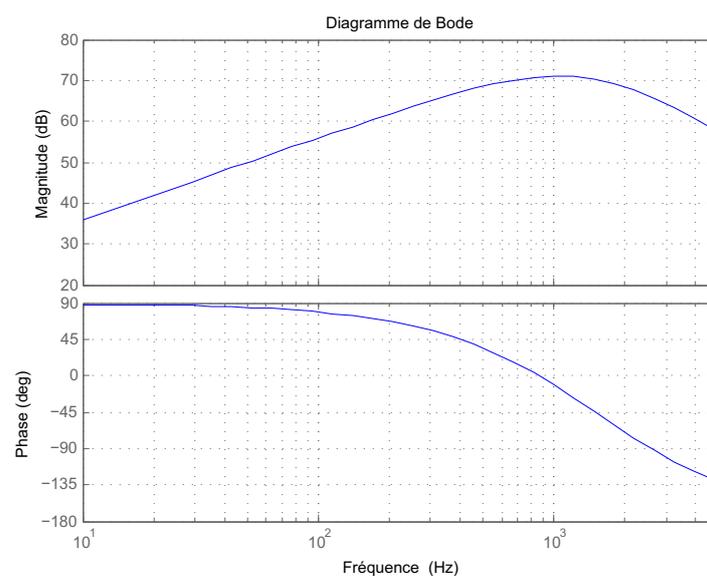


FIG. 3.15 – Caractéristique fréquentielle du filtre dérivatif

et continue en temps telle que décrite dans la section précédente. Il est important de noter ici que le système contrôlé obtenu est numériquement **stable**. Les calculs fréquentiels sont effectués dans la bande 10 – 3000 Hz. Le domaine acoustique ainsi que la partition des bords du système sont présentés sur la figure 3.17. Pour imposer une pression crête de 120 dB c'est-à-dire une valeur crête de $p_c = 20$ Pa, la condition de Neumann est fixée sur la limite de source Γ_0 telle que : $F_{\text{ext}} = \frac{\omega}{c_0} p_c$.

Afin de quantifier l'efficacité du contrôle, la puissance acoustique rayonnée à travers chacun des bords du domaine où un échange énergétique est possible (Γ_0 , Γ_i and Γ_∞) a été calculé en post-traitement. L'expression de cette puissance rayonnée par cycle est donnée par l'équation (3.28) dans le cas de la solution harmonique pour le système axisymétrique

$$P_{Ai} = \frac{1}{2} \int_{\Gamma} \Re \left(r \frac{2\pi i}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p}{\partial \vec{n}} p^* \right) d\Gamma, \quad (3.28)$$

où \Re représente la partie réelle d'un nombre complexe, \vec{n} est le vecteur normal de la limite concrète Γ et * indique la quantité complexe conjuguée. Les résultats sont représentés sur la figure 3.18. L'énergie transférée à travers les limites diminue avec la fréquence et dépend de l'efficacité du contrôle.

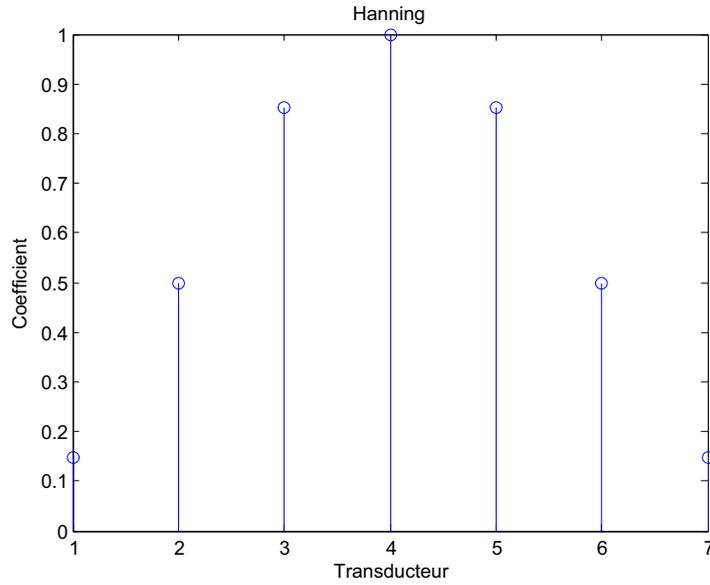


FIG. 3.16 – Fenêtre de Hanning utilisée

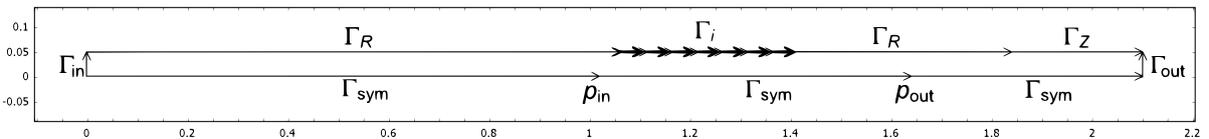


FIG. 3.17 – Limites du domaine acoustique modélisé

Les figures 3.19 – 3.21 présentent les distributions de pression harmonique à l'intérieur du domaine acoustique avec et sans contrôle. Le contrôle appliqué au système permet effectivement de limiter le transfert d'énergie acoustique à travers le tube. L'efficacité de la stratégie est dépendante de la fréquence, comme l'indique le diagramme de Bode du transfert acoustique entre F_{ext} et la pression au centre du tube représenté sur la figure 3.22. Les ondes acoustiques à 100 et 200 Hz sont passivement atténuées par les membranes des haut-parleurs. En effet, le taux d'amortissement important de ces transducteurs sur leur premier mode de suspension à 80 Hz leur permet d'absorber passivement de l'énergie dans une bande de fréquences autour de la résonance. C'est exactement ce qui est observé sur les résultats sans contrôle à 100 et 200 Hz.

Les résultats montrent que l'efficacité du système est très bonne dans la bande 700 – 2000 Hz et même au delà de la coupure fréquentielle $f_c \approx 4300$ Hz. Les figures 3.23 à 3.24 représentent les déplacements des membranes des haut-parleurs avec et sans contrôle. Les déplacements de contrôle sont importants en basses fréquences 100, 200 Hz dans la gamme où le contrôle ne permet pas de limiter le transfert acoustique. Ils sont de l'ordre de 20 μm à 100 Hz et de 15 μm à 200 Hz. Une commande non linéaire permettant de saturer les niveaux de contrôle devrait empêcher cette augmentation du transfert acoustique en limitant considérablement les déplacements de ces membranes. Pour les autres fréquences d'étude les déplacements des actionneurs diminuent avec la fréquence de 5 μm à 400 Hz jusqu'à 0,4 μm à 3000 Hz.

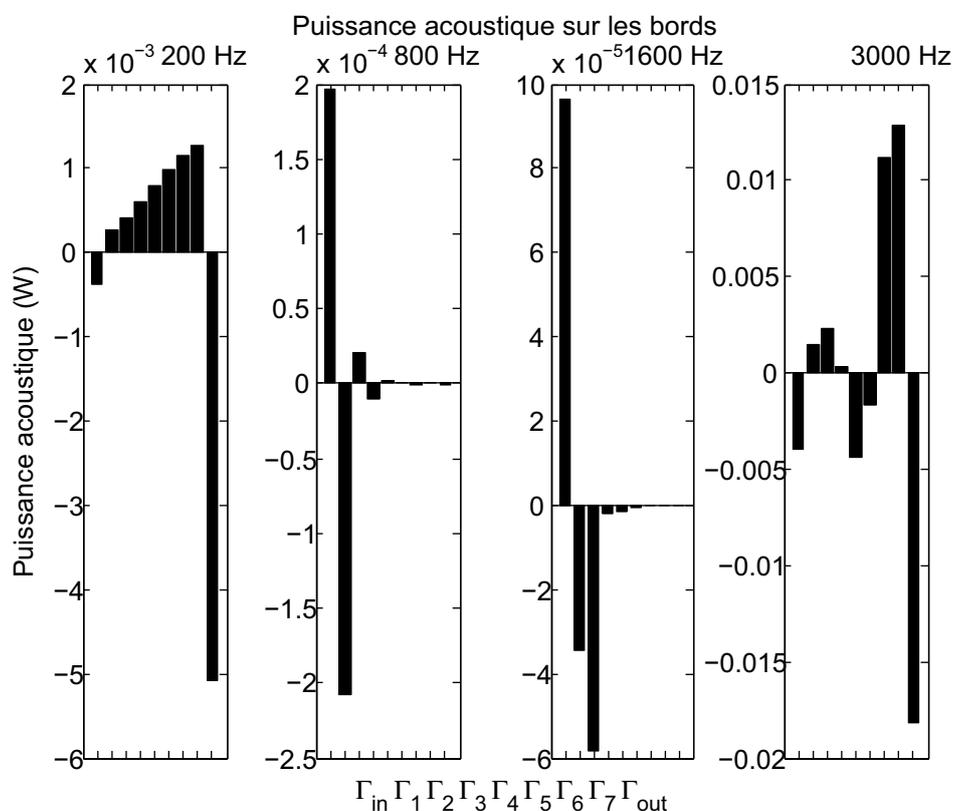


FIG. 3.18 – Puissance rayonnée à travers des bords du domaine acoustique

Pour cette dernière simulation, les membranes des actionneurs commencent à se déformer, ce ne sont plus des pistons rigides. Cette propriété est dépendante de la raideur interne introduite sur ces systèmes. Il faut souligner ici que cette raideur interne est un paramètre dimensionnant très important permettant de qualifier la bande d'utilisation du système, mais influençant également l'efficacité du contrôle notamment par rapport aux problèmes de *spill-over* non discutés ici. Cette rigidité doit être la plus grande possible. Les valeurs obtenues permettent de valider l'idée selon laquelle de tels dispositifs réalisés en technologie silicium sont viables pour le contrôle de la transmissibilité des ondes acoustiques dans ce type de tube. La figure 20 présente les puissances sortantes du système. Elle montre explicitement de combien le transfert acoustique du système est diminué lors de la mise en œuvre du contrôle. Seul les calculs en basses fréquences montrent une augmentation de ce transfert acoustique. Une saturation de la commande des actionneurs devrait éliminer cet effet indésirable. Pour l'ensemble des autres fréquences d'étude la puissance transmise est largement diminuée.

Comparaison de la méthode avec l'algorithme en boucle-ouverte

Le même modèle 2D en éléments finis créé précédemment en utilisant l'environnement COMSOL Multiphysics™ a été utilisé comme source pour un algorithme *feed-forward* développé en MATLAB®, et ceci pour la comparaison théorique avec notre contrôle distribué. La méthode *feed-forward* est largement

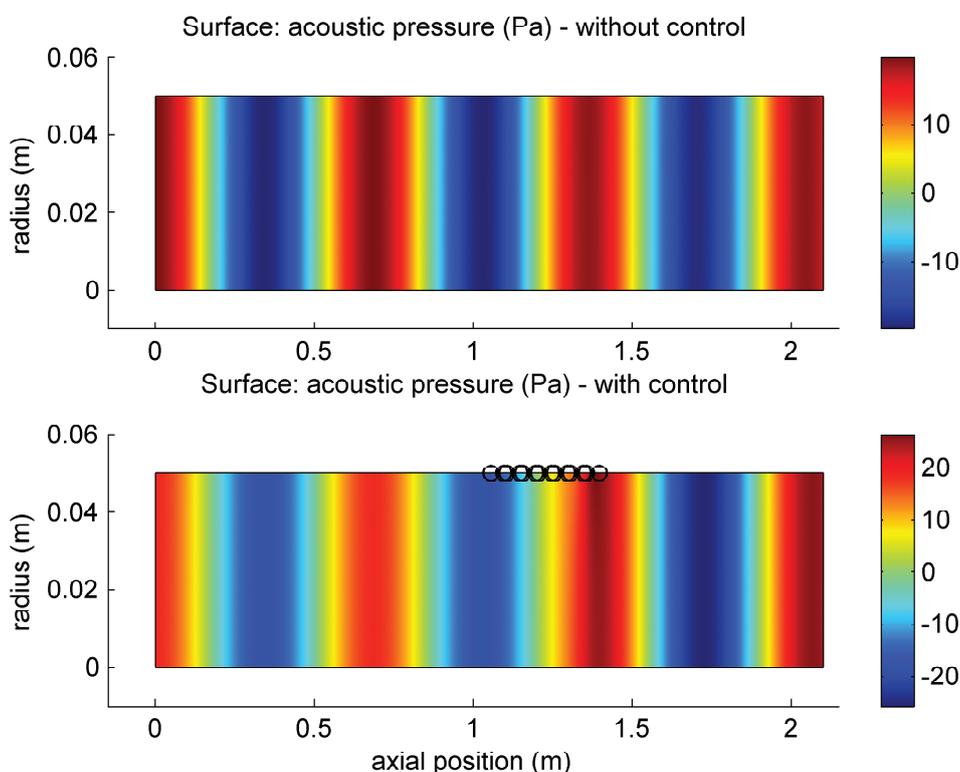


FIG. 3.19 – Distribution de pression acoustique avec et sans contrôle, fréquence 500 Hz

utilisée quand le signal de référence de la source est disponible. Le système de contrôle actif à une chaîne est schématiquement représenté sur la figure 3.25. Il est important de noter ici que tous les éléments du système sont considérés comme linéaires. Avec cette hypothèse, la réponse fréquentielle de la voie d'erreur s'écrit suivant la transformée de Fourier :

$$C(\omega) = \frac{E(\omega)}{Y(\omega)}, \quad (3.29)$$

où la contribution de la source primaire est supposée être $D(\omega) = 0$. La réponse totale au capteur d'erreur s'écrit :

$$E(\omega) = D(\omega)X(\omega) + G(\omega)C(\omega)X(\omega) \quad (3.30)$$

et quand on impose le signal d'erreur $E(\omega) = 0$, l'équation du contrôleur s'écrit

$$G(\omega) = C(\omega)^{-1}D(\omega). \quad (3.31)$$

L'équation (3.31) a été implémenté sur chacune de 7 chaînes de transducteurs de contrôle et la fonction de transfert de la source a été déterminée pour comparer les résultats avec notre contrôle distribué. La figure 3.26 montre que l'efficacité de l'algorithme *feed-forward* reste similaire dans toute la bande fréquentielle alors que la méthode distribuée ne fonctionne pas correctement en basses fréquences

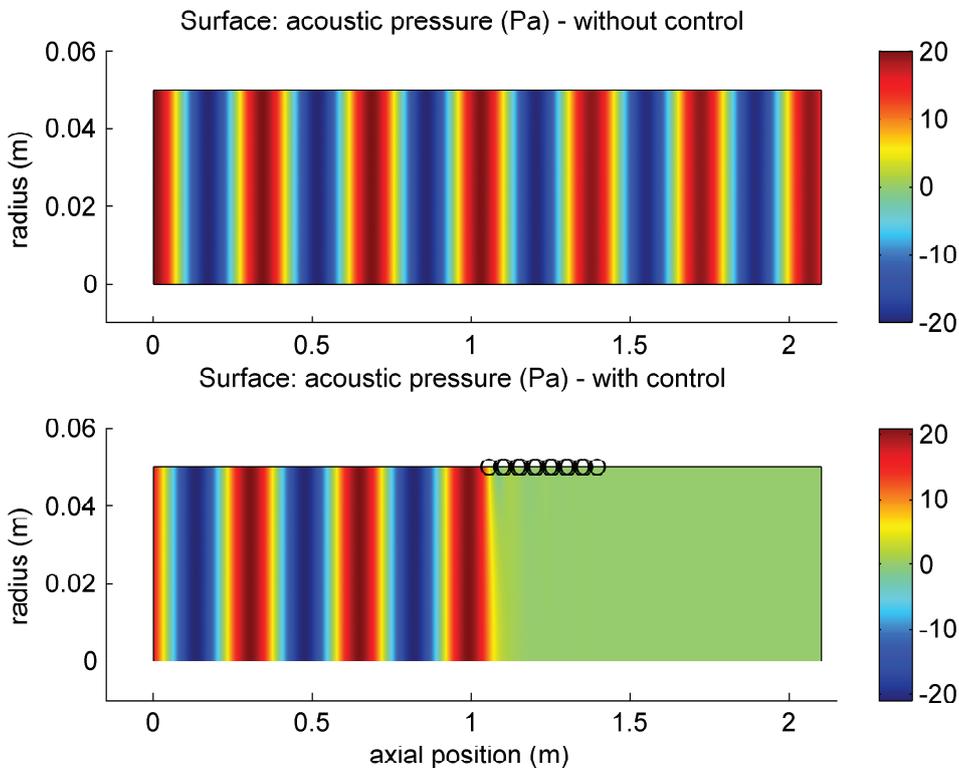


FIG. 3.20 – Distribution de pression acoustique avec et sans contrôle, fréquence 1000 Hz

à cause du premier mode de suspension des transducteurs. Mais à partir de $f = 800$ Hz, l'atténuation du contrôle distribué commence à être inférieure à celle de la stratégie distribuée et prouve son potentiel pour les hautes fréquences.

Pour comparer les deux méthodes, la puissance acoustique a été calculée pour chaque haut-parleur de contrôle en utilisant l'équation (3.28). La figure 3.27 montre que l'énergie nécessaire pour notre contrôle distribué est inférieure à celle de l'algorithme *feed-forward*, spécialement pour les hautes fréquences où la méthode distribuée absorbe de l'énergie acoustique avec une meilleure efficacité.

3.7 Modélisation 3D

Lors de la modélisation 3D s'est révélé l'inconvénient de l'environnement COMSOL qui rend pas possibles les calculs du modèle complet multi-physique à cause d'une grosse consommation de mémoire. Le comportement de l'algorithme de contrôle a été alors vérifié sur un modèle harmonique simplifié, dans lequel les effets physiques des transducteurs sont négligés. Les résultats avec et sans contrôle confirmant le fonctionnement correct du système sont présentés sur les figures 3.28 et 3.29.

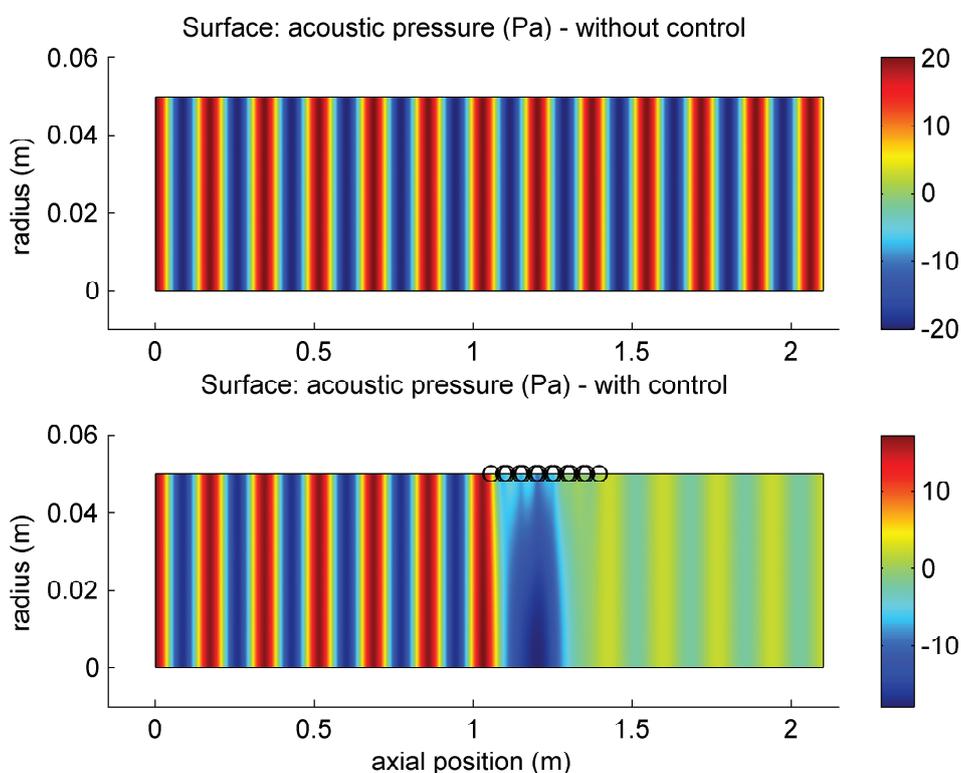


FIG. 3.21 – Distribution de pression acoustique avec et sans contrôle, fréquence 2000 Hz

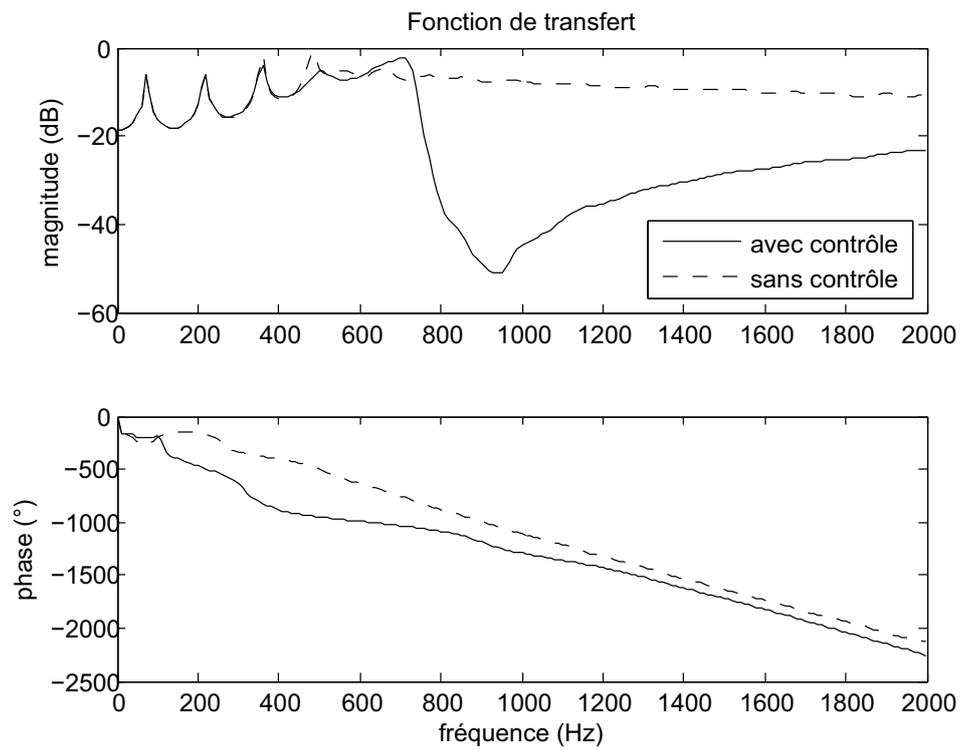


FIG. 3.22 – Fonction de transfert entre la pression à l'entrée et à la sortie

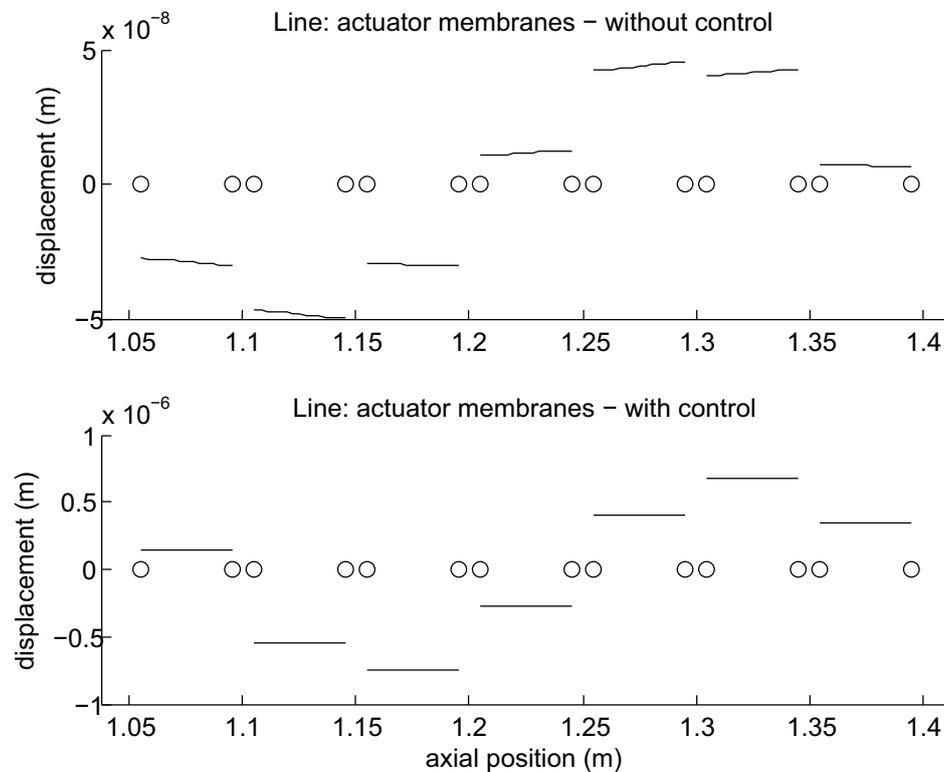


FIG. 3.23 – Déplacement de chaque actionneur avec et sans contrôle, fréquence 1000 Hz

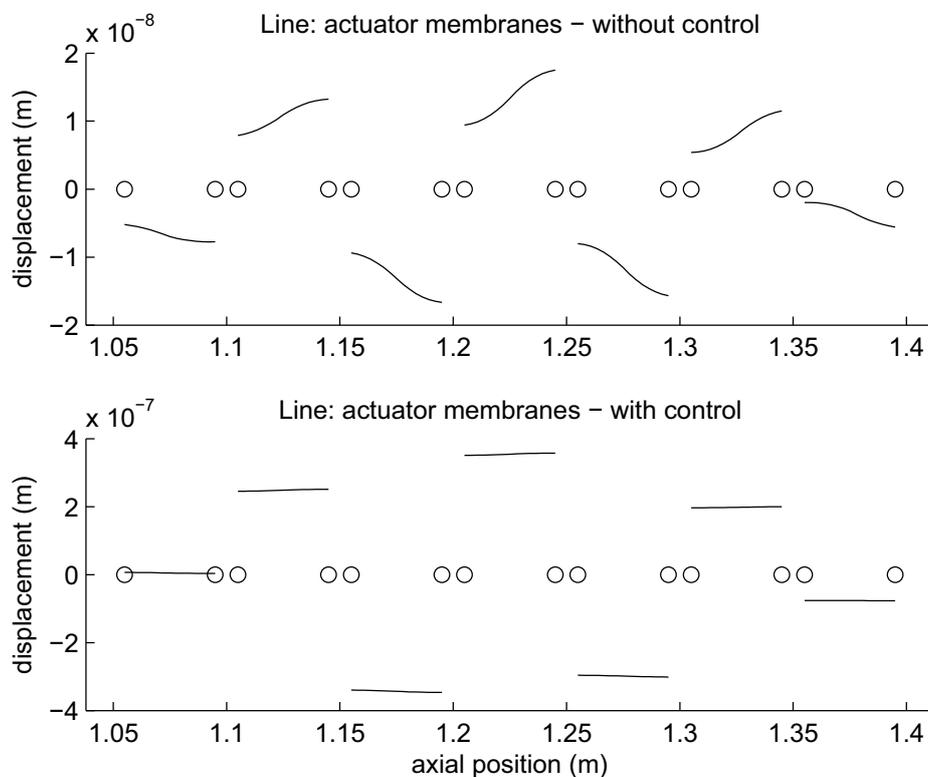


FIG. 3.24 – Déplacement de chaque actionneur avec et sans contrôle, fréquence 3000 Hz

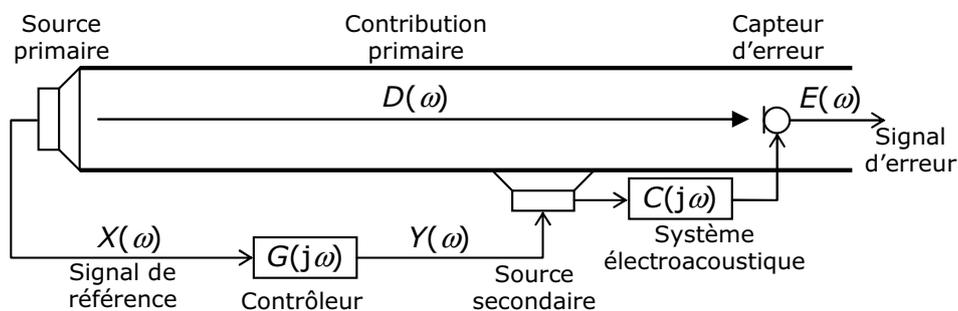


FIG. 3.25 – Système de contrôle actif type *feed-forward*

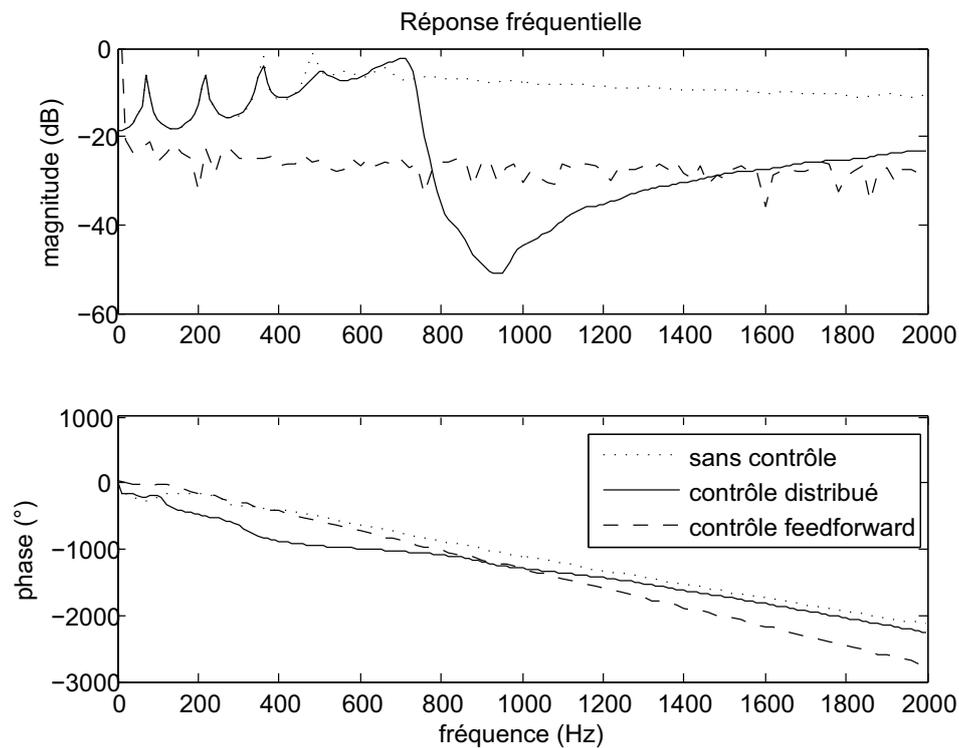


FIG. 3.26 – Comparaison de la fonction de transfert pour l'algorithme distribué et *feed-forward*

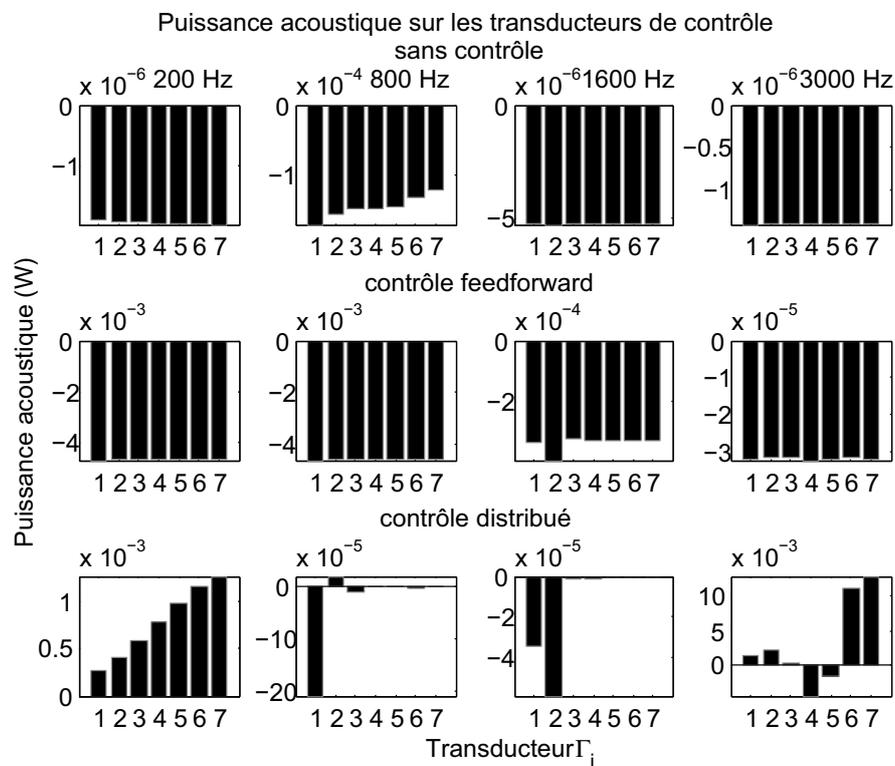


FIG. 3.27 – Intensité acoustique pour le système distribué, *feed-forward* et sans contrôle

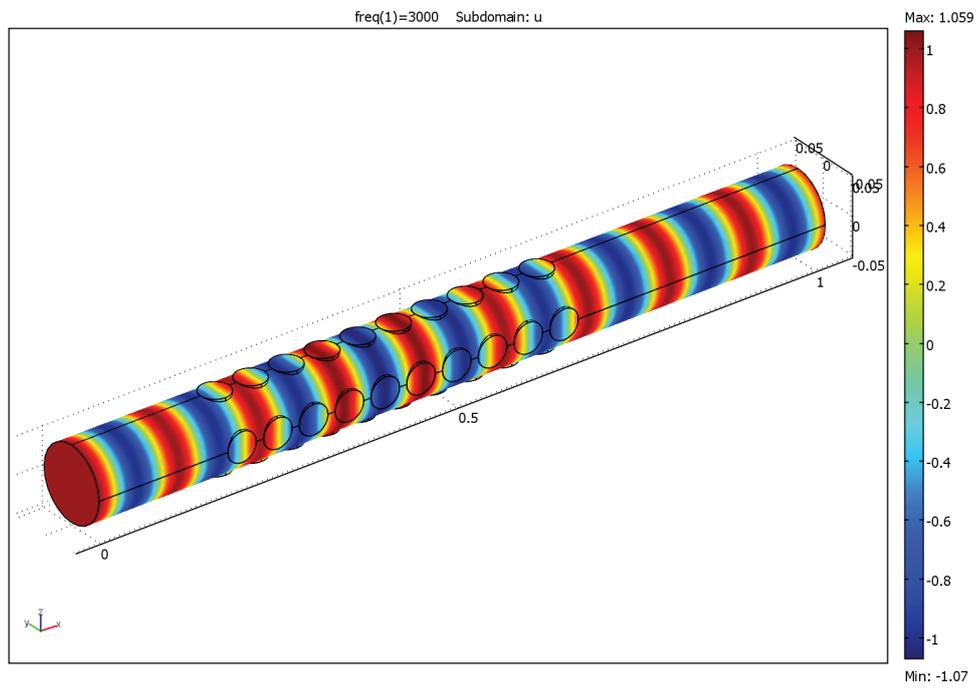


FIG. 3.28 – Modèle 3D du tube de Kundt sans contrôle

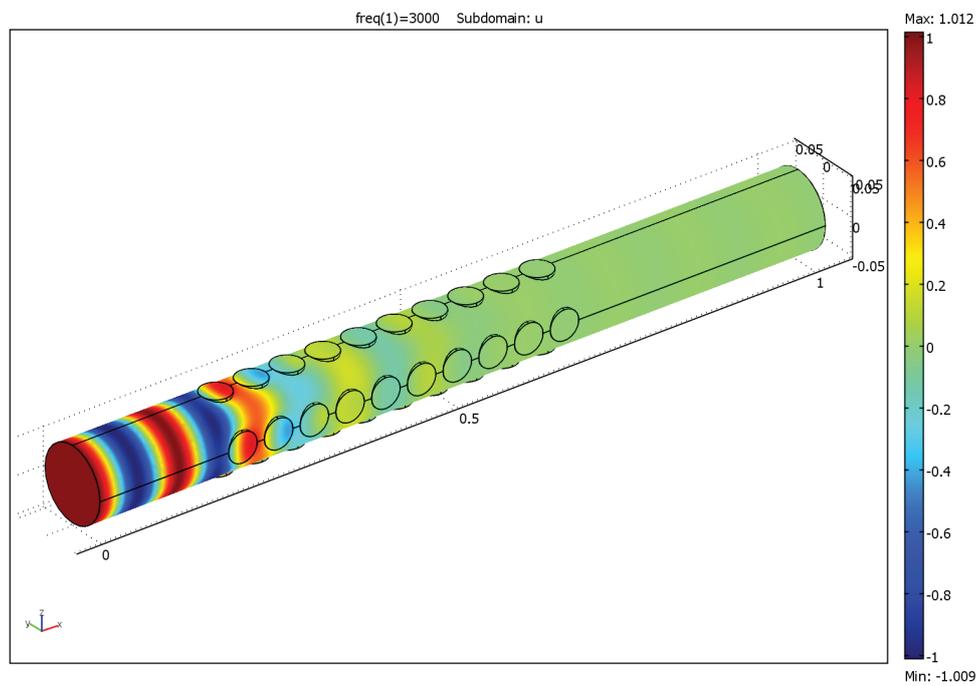


FIG. 3.29 – Modèle 3D du tube de Kundt avec contrôle

3.8 Conclusion

Ce chapitre a pour but d'exploiter la théorie de la nouvelle méthode de contrôle actif du bruit développée dans notre laboratoire. Après la dérivation de la loi de contrôle, la discrétisation spatiale et temporaire est introduite. L'algorithme de contrôle est d'abord validé sur un modèle simple avant d'implémenter la loi dans un modèle multi-physique assemblé complet. Les résultats expérimentaux montrent clairement le potentiel de la méthode.

Par rapport aux algorithmes classiques du type *feed-forward* et *feedback*, cette nouvelle loi de contrôle est facile à implémenter et ne nécessite aucun modèle de comportement du système à contrôler, aucune mesure de la perturbation primaire à l'entrée et aucun signal d'erreur à la sortie. De plus, une meilleure stabilité et robustesse sont généralement assurées. Vis-à-vis des réseaux de cellules individuelles sans interconnexion entre les voisins (par exemple les cellules hybrides de M.-A. Galland [116, 38, 55]), la stratégie distribuée ne souffre pas d'instabilités dues aux interférences entre les cellules voisines et surtout sa consommation d'énergie est beaucoup moins importante. Enfin, contrairement aux méthodes passives avec les matériaux absorbants, l'atténuation est aussi assurée en théorie dans la gamme de basses fréquences. En pratique sont cependant confrontées la discrétisation spatiale, la taille (puissance) des transducteurs et les limitations technologiques (linéarité, variation de paramètres, conditions environnementales) et le choix d'un compromis devient indispensable.

Chapitre 4

Application à la propagation d'ondes dans un tube

4.1 Introduction

Dans ce chapitre est présentée l'implémentation expérimentale de la méthode de contrôle actif d'impédance de la surface présentée dans le chapitre précédent. Il s'agit d'un système simple constitué d'un tube de section droite circulaire, dans lequel sont envoyées les ondes planes par le haut-parleur de source placé à une extrémité du tube et à l'autre extrémité est installée une terminaison anéchoïque, assurant dans la limite du possible la non-réflexion des ondes en arrière. Dans la partie centrale du tube est placé le système de contrôle composé successivement de 8 chaînes de microphones et de 7 chaînes de haut-parleurs. Chaque de ces chaînes contient 4 transducteurs (microphones / haut-parleurs) connectés en parallèle. Ce chapitre précise tout d'abord la discrétisation et l'implémentation numérique de la loi dérivée dans le chapitre précédent. Puis est introduite la modélisation 3D du problème en méthode des éléments finis dans l'environnement COMSOL Multiphysics™. Enfin sont décrites la mise en œuvre de l'expérience et les tests pratiques et l'efficacité de la méthode comparée aux résultats obtenus avec un algorithme ordinaire de type *feed-forward*.

4.2 Implémentation expérimentale

Après avoir modélisé le problème numériquement, un dispositif expérimental de contrôle actif des ondes acoustique dans le tube de Kundt a été développé et testé. Cet appareil simple, réservé notamment aux ondes planes, a fourni beaucoup de données grâce aux mesures de couplage entre les transducteurs et le milieu fluide. Il a permis de valider l'efficacité de ce système pour l'absorption de l'énergie acoustique.

Le développement de ce système de transducteurs a rendu possible l'implémentation de la stratégie de contrôle distribuée, présentée ci-dessous.

Le montage expérimental réalisé au laboratoire et schématisé en figure 4.1 implémente précisément les équations de contrôle testées numériquement. Nos ressources matérielles (dSPACE® DS1104 R&D Controller Board) ont permis d'utiliser 7 chaînes d'actionneurs et 8 chaînes de capteurs pour implémenter la stratégie de contrôle. Deux vues du dispositif de contrôle sont données par les figures 4.2 et 4.3. L'actionneur de contrôle choisi est un haut-parleur électro-dynamique ordinaire de diamètre 4 cm et ses propriétés mécaniques sont données dans l'équation (3.19). Les microphones miniatures électrets de diamètre 5 mm sont utilisés comme capteurs.

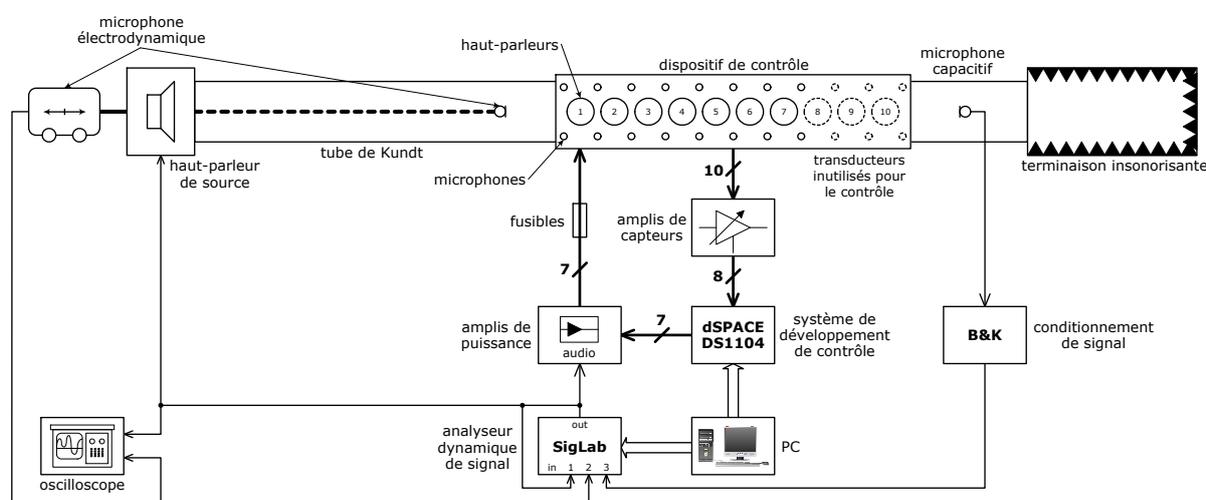


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif expérimental pour effectuer les mesures dans un tube de Kundt

La figure 4.4 précise le retard entre les 8 voies de microphones pour une impulsion à l'entrée du tube. Sur la figure 4.5 sont présentés les réponses fréquentielles des microphones validant une bonne calibration correcte des capteurs. Toutes les mesures de la fonction de transfert entrée → sortie du tube sont présentées en figures 4.6 et 4.7. La figure 4.8 montre la même fonction de transfert pour différents gains de contrôle positifs et négatifs. Les images 4.10 – 4.23 précisent les fonctions de transfert entre les différentes voies de transducteurs.

4.3 Résultats expérimentaux

Avec les haut-parleurs *Monacor* utilisés, la bande fréquentielle efficace est réduite au domaine de 700 à 1200 Hz. Les limitations sont dues aux caractéristiques mécaniques des transducteurs utilisés, en particulier au premier mode propre de pompage des haut-parleurs à 780 Hz – équation (3.19).

Les résultats montrent le bon fonctionnement du système par rapport aux calculs numériques pré-

sentés précédemment. La diminution du transfert acoustique est de type large bande avec une forme

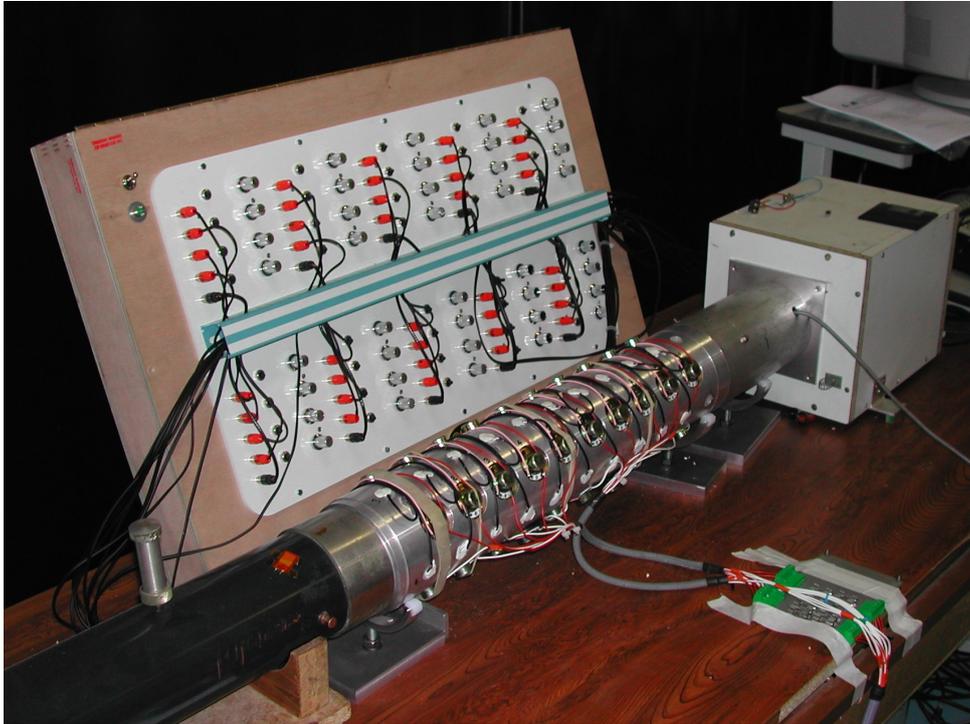


FIG. 4.2 – Dispositif du contrôle

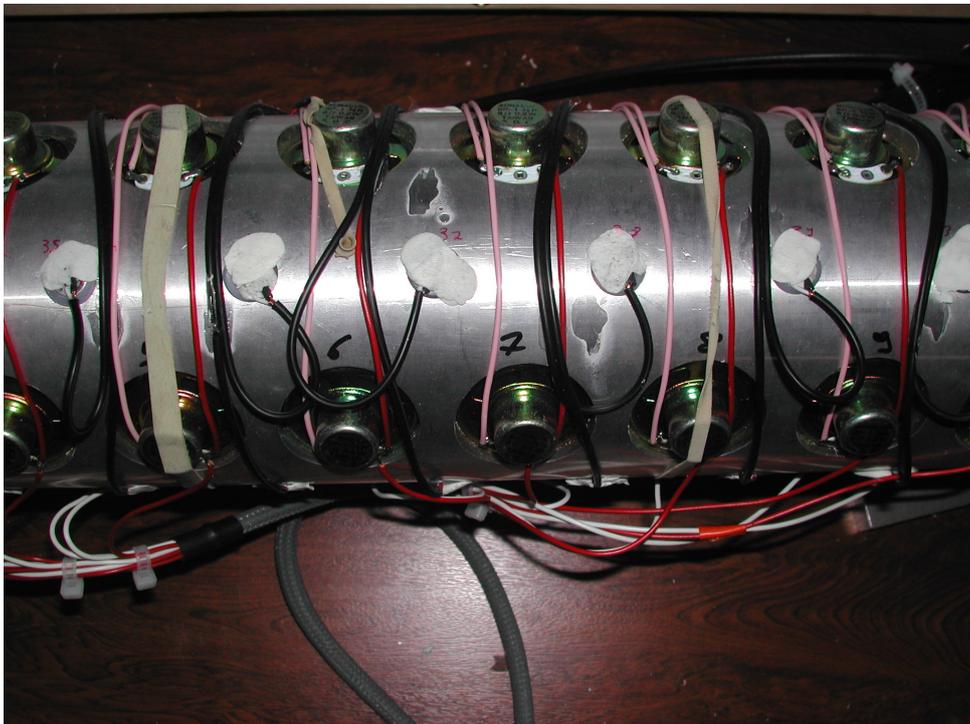


FIG. 4.3 – Détail sur les transducteurs

comparable à celle présentée sur la figure 3.22. Plusieurs points méritent d'être mentionnés. Les maximum d'amplitude sont causés par la terminaison du tube, qui est loin d'être parfaitement anéchoïque et leurs fréquences correspondent aux modes d'ondes stationnaires dans le tube. Il apparaît clairement que la bande dépend de la discrétisation expérimentale des transducteurs. On cherche donc à raffiner notre

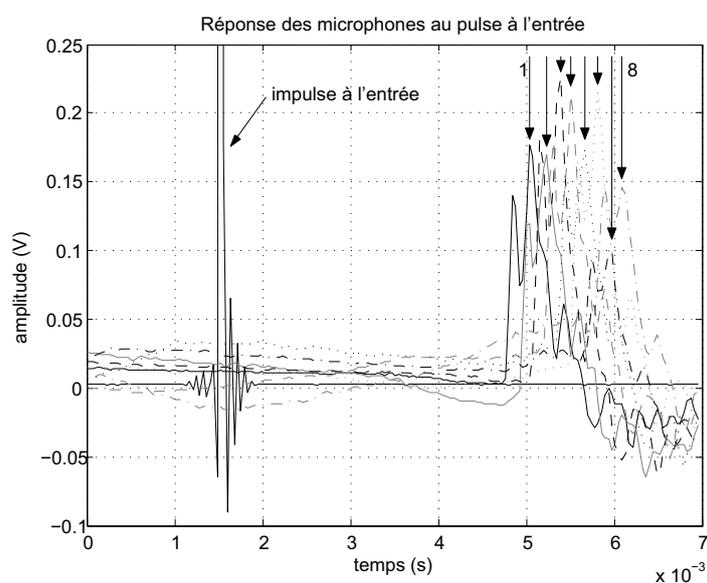


FIG. 4.4 – Réponse des microphones à l'impulsion sur l'entrée

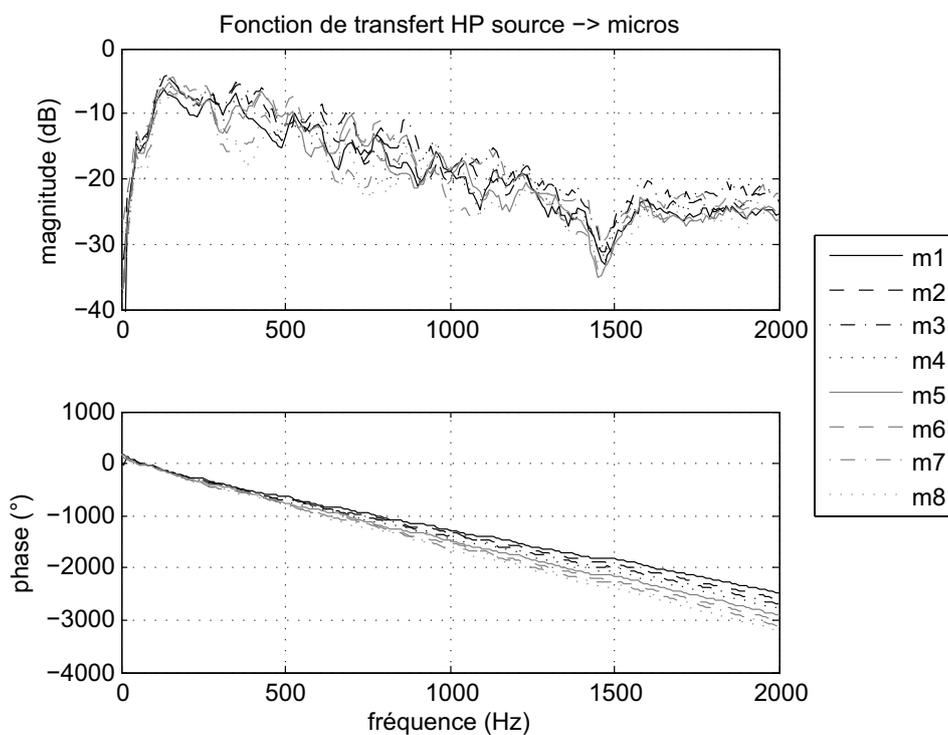


FIG. 4.5 – Vérification de la calibration des microphones

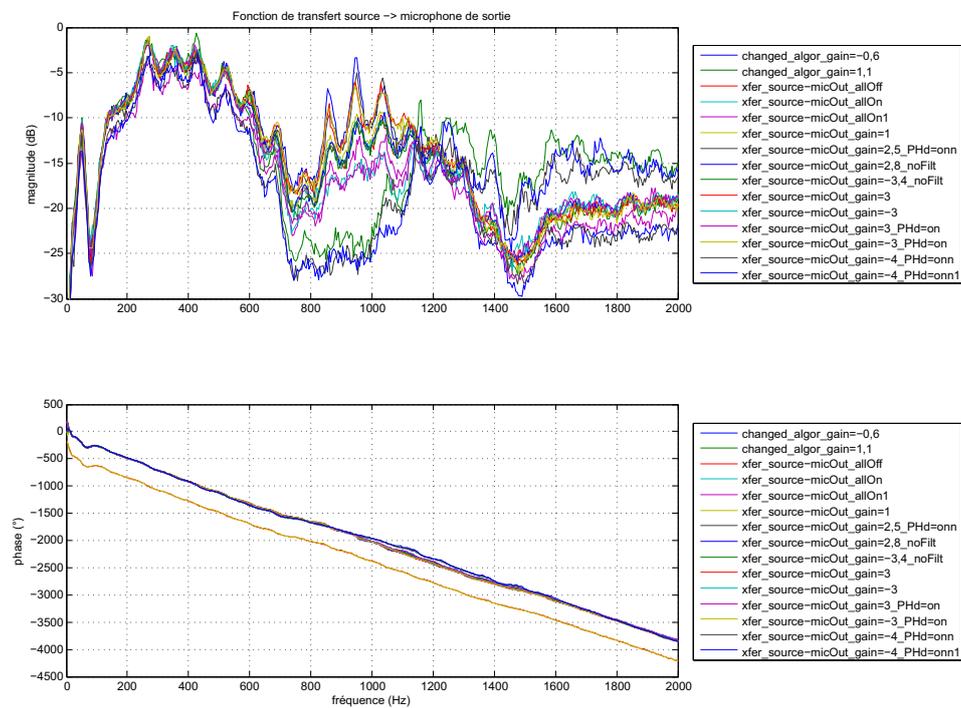


FIG. 4.6 – Comparaison de fonction de transfert pour toutes les mesures

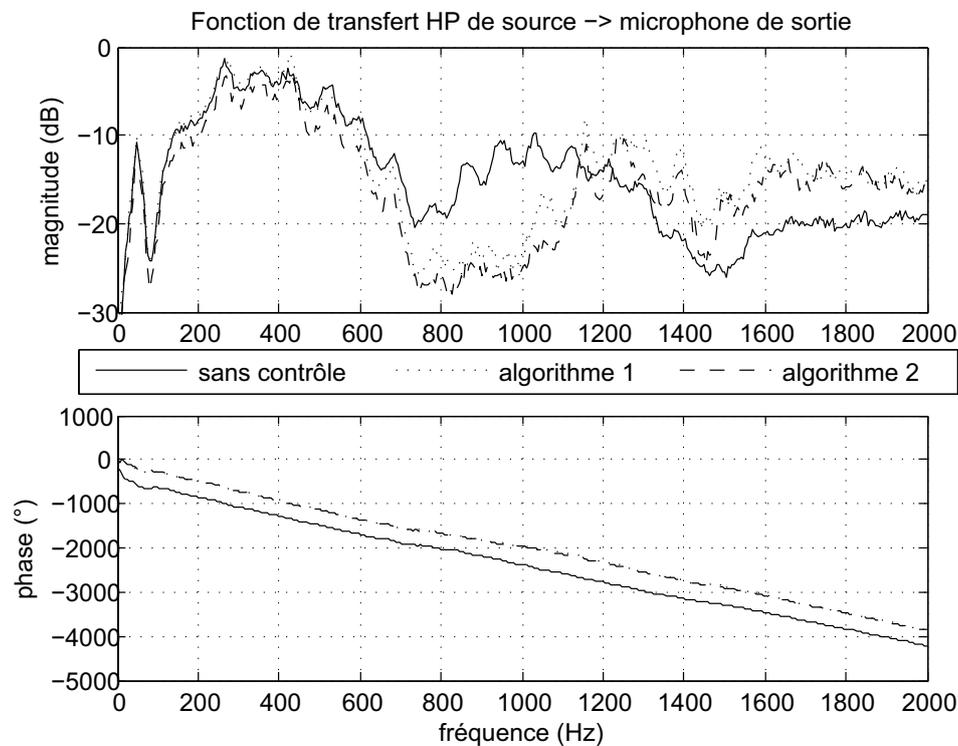


FIG. 4.7 – Fonction de transfert pour deux filtres de conditionnement différents; algorithme 1 : contrôle avec le filtre F2 selon l'équation (3.26b), algorithme 2 : contrôle sans le filtre F2

banc d'essai afin de montrer expérimentalement l'influence de la distribution spatiale sur l'efficacité. Les résultats devraient justifier un développement avec de nouvelles micro-électrotechniques, voir des technologies MEMS beaucoup plus onéreuses. De plus, des problèmes de *spill-over* sont apparus dans des hautes fréquences. Ces problèmes peuvent provenir de plusieurs origines :

- Le dispositif expérimental réalisé n'est pas parfaitement axisymétrique. Les effets induits de couplage avec les modes progressifs acoustiques introduisent des perturbations incontrôlables de hautes fréquences qui peuvent provoquer les instabilités. Cet effet est totalement comparable à ce-

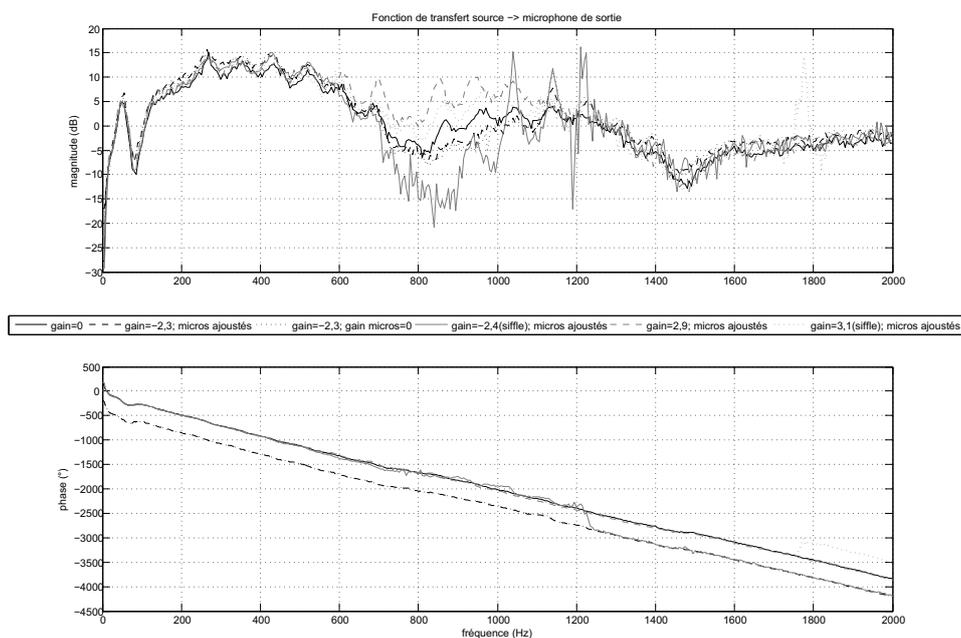


FIG. 4.8 – Fonction de transfert pour de différentes amplifications

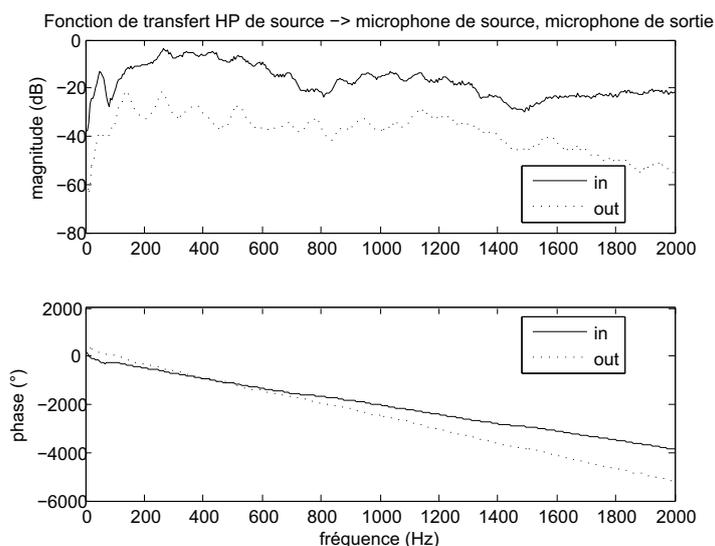


FIG. 4.9 – Fonction de transfert entre la source et les microphones d'entrée et de sortie

lui bien connu sous le nom de *spill-over*.

- Le retard temporel dans la boucle de contrôle est l'un des problèmes majeurs de ce type d'application. Comme le système complètement centralisé a été utilisé pour implémenter la boucle rétroactive, le retard peut atteindre 0,4 ms. Ainsi il faut mentionner la fréquence de coupure induite autour de $df/2 = 1250$ Hz. Ce problème apparaît comme le facteur le plus limitant pour les applications expérimentales.
- La technique de discrétisation utilisée pendant l'implémentation de l'opérateur dérivatif partiel constitue également pour les tests expérimentaux un facteur limitant.

Il n'y a pas une corrélation parfaite entre les résultats numériques et expérimentaux (figure 4.24) mais le but principal de cette étude n'était pas de réaliser un modèle précis du tube de Kundt avec notre terminaison anéchoïque « faite maison », mais de quantifier la stratégie de contrôle. Le comportement passif du modèle numérique a été ultérieurement ajusté selon les données expérimentales et les différences

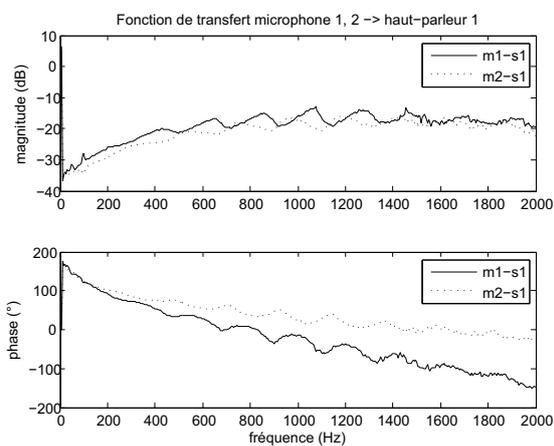


FIG. 4.10 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 1 et les microphones voisins

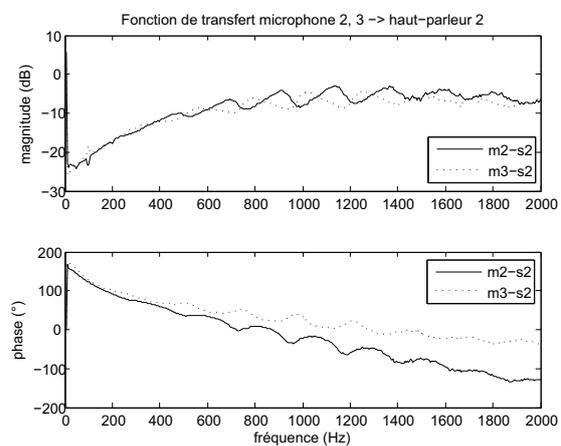


FIG. 4.11 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 2 et les microphones voisins

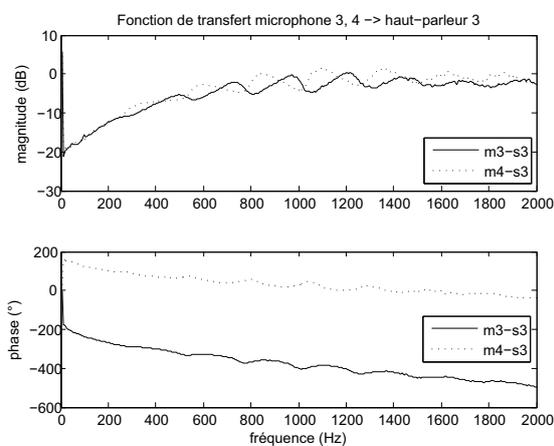


FIG. 4.12 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 3 et les microphones voisins

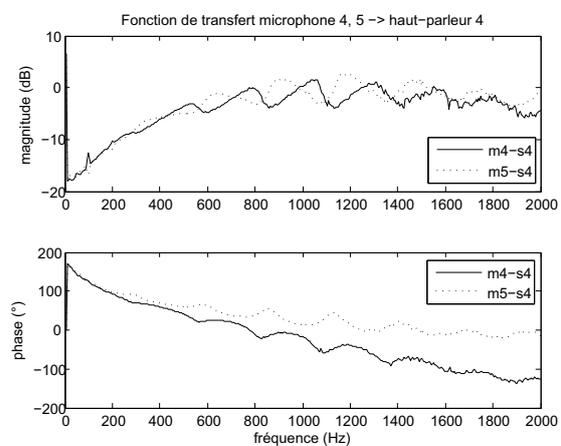


FIG. 4.13 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 4 et les microphones voisins

entre calculs et essais ont été réduites. Mais le modèle simplifié nous a permis de préciser les caractéristiques physiques principales du système et les tests expérimentaux ont souligné la fonctionnalité espérée dans la bande fréquentielle efficace sans problèmes d'instabilité. Une grande robustesse s'avère comme propriété fondamentale de cette stratégie distribuée. De nouveaux calculs vont être développés pour introduire tous ces aspects et chercher un optimum de fonctionnement afin de traiter ces difficultés. Autre solution pour traiter ces contraintes induites limitant la bande de fréquences : exploiter un système de contrôle hybride utilisant en parallèle un panel passif optimal fabriqué avec de la mousse dédiée. De plus, il apparaît clairement que la bande efficace (ici entre 700 et 1200 Hz) dépend de la discrétisation spatiale de transducteurs et du retard temporel de la boucle de contrôle. Les travaux ultérieurs consacrés au raffinement de la mise en œuvre seraient utiles afin de préciser expérimentalement l'influence de la distribution spatiale sur l'efficacité du système. Une implémentation complètement décentralisé de la loi

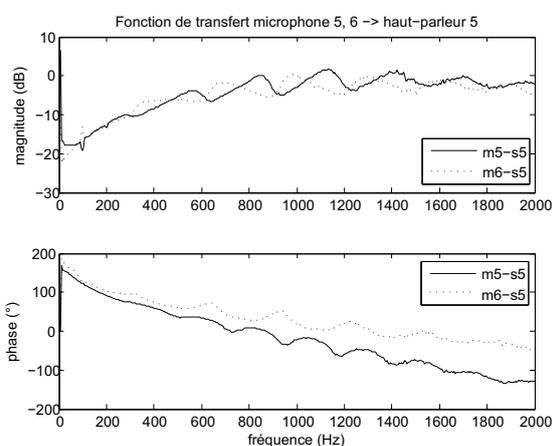


FIG. 4.14 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 5 et les microphones voisins

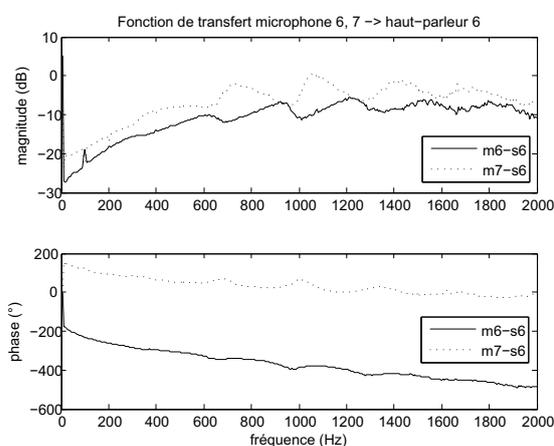


FIG. 4.15 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 6 et les microphones voisins

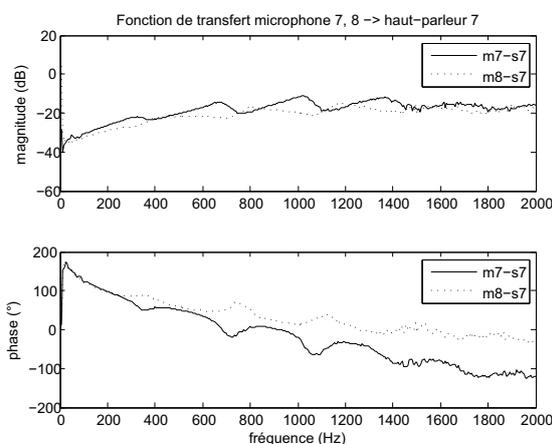


FIG. 4.16 – Fonction de transfert entre le haut-parleur 7 et les microphones voisins

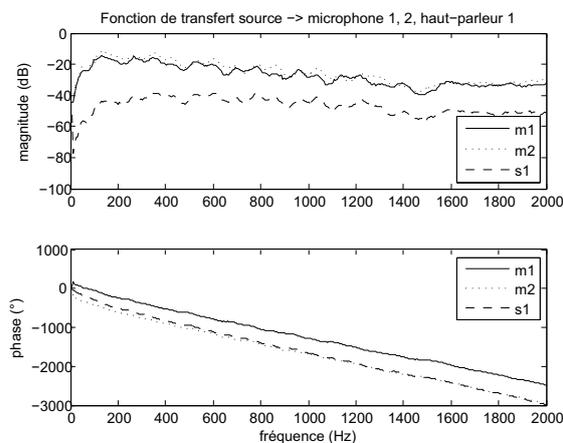


FIG. 4.17 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 1 et les microphones voisins

de contrôle sera également effectué. Les résultats devraient justifier le développement de nouveaux systèmes basés sur les technologies micro-électroniques ou MEMS beaucoup plus onéreuses. Il est évident qu'il n'est pas nécessaire pour le contrôle du son audible d'utiliser une grande discrétisation du réseau des transducteurs acoustiques mais il est important de pouvoir fabriquer un dispositif électroacoustique contenant les transducteurs (microphone et haut-parleur), la loi de contrôle numérique distribuée permettant d'améliorer l'architecture et les propriétés par rapport au système centralisé. C'est la raison pour laquelle l'usage de nouvelles technologies micro-électroniques serait utile dans cette étude.

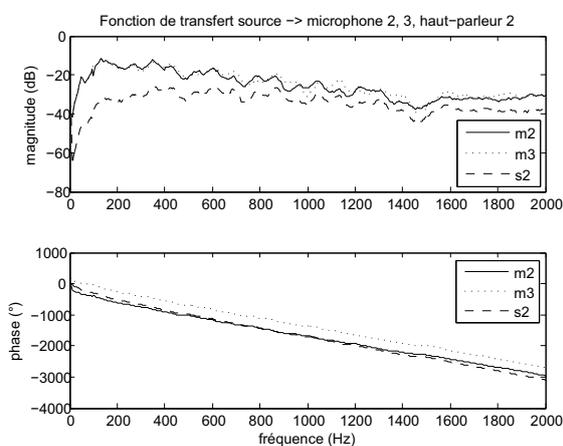


FIG. 4.18 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 2 et les microphones voisins

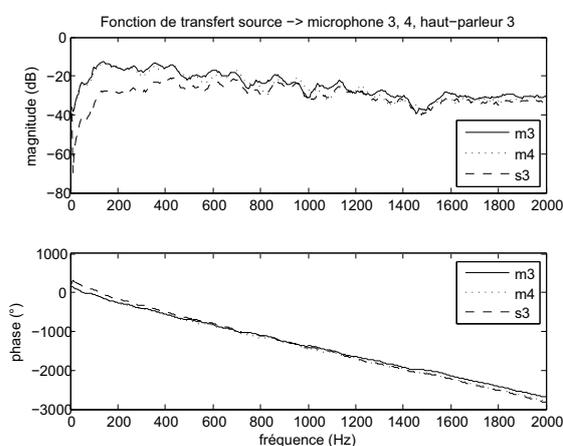


FIG. 4.19 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 3 et les microphones voisins

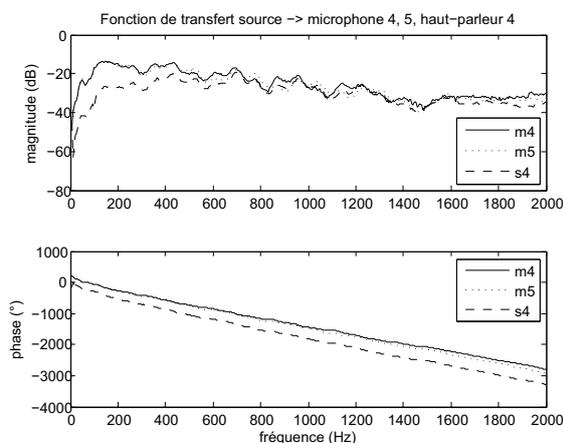


FIG. 4.20 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 4 et les microphones voisins

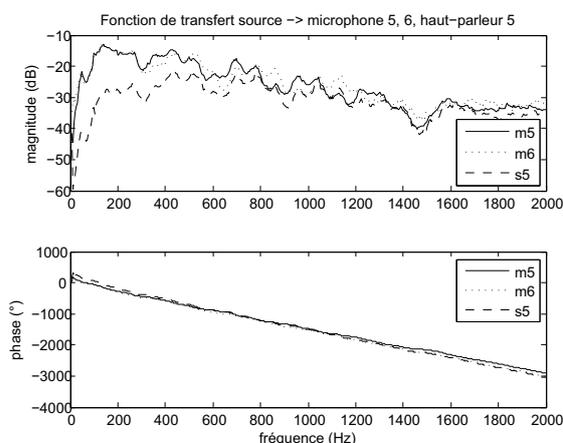


FIG. 4.21 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 5 et les microphones voisins

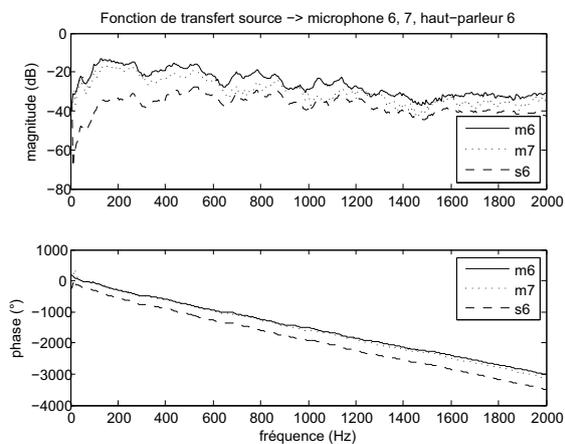


FIG. 4.22 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 6 et les microphones voisins

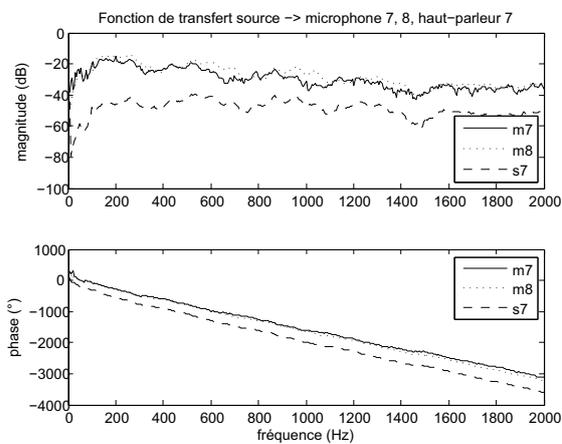


FIG. 4.23 – Fonction de transfert entre la source, le haut-parleur 7 et les microphones voisins

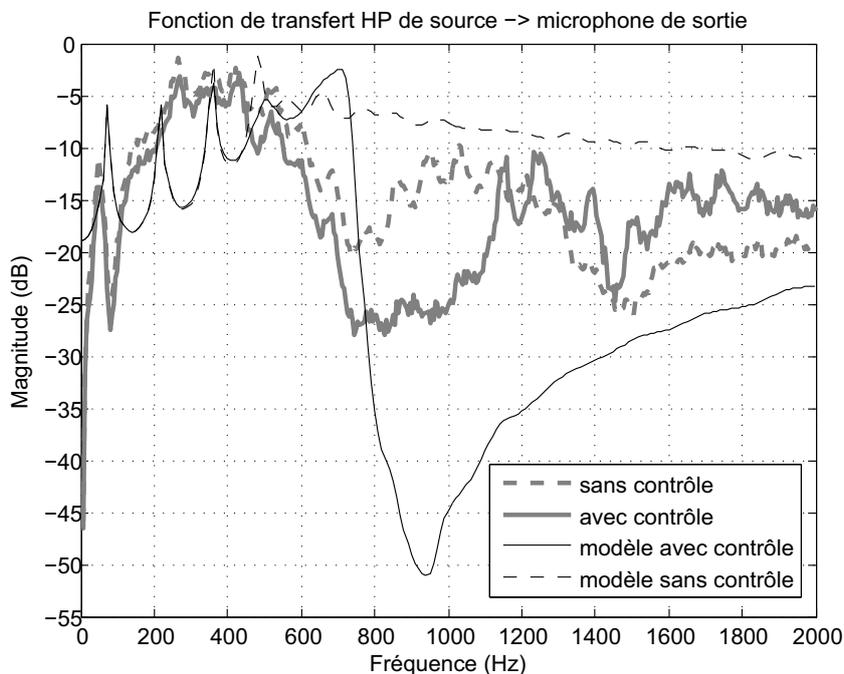


FIG. 4.24 – Comparaison de la fonction de transfert obtenue numériquement et expérimentalement

4.4 Conclusion

Une nouvelle méthodologie de conception de stratégies de contrôle basées sur l'utilisation de réseaux de transducteurs distribués a été présentée dans ce chapitre. Dans l'objectif du contrôle du transfert de l'énergie acoustique à travers un tube, il a été validé sur un exemple les résultats qui peuvent être obtenus. Ces résultats montrent clairement les gains potentiels envisageables, mais également les difficultés de mise en œuvre, notamment celles introduites en haute fréquence par la raideur interne des actionneurs et par le couplage basses fréquences sur le mode de suspension du transducteur. Les résultats expérimentaux obtenus sont très encourageants et confirment l'intérêt de cette recherche.

La procédure présentée a le grand mérite d'être très efficace : permettre une atténuation très importante du transfert acoustique sans demander de trop forts déplacements des membranes d'interface. Il est donc envisageable d'exploiter cette technique avec des transducteurs réalisés sur silicium avec des dépôts de couches minces PZT comme éléments de transduction.

En comparaison avec l'algorithme traditionnel *feed-forward*, notre contrôle distribué est plus efficace dans la gamme de fréquences centrées sur de 1 kHz. De plus, la puissance nécessaire pour minimiser le transfert acoustique est moins élevée grâce à l'atténuation passive du système distribué.

Sur un exemple simple a été démontrée l'efficacité de la stratégie de contrôle du transfert acoustique pour des transducteurs distribués et les programmes de simulation ont été validés par les résultats expérimentaux.

Chapitre 5

Réseau de cellules actives distribuées

5.1 Introduction

Ce chapitre aborde la conception, le développement, la mise en œuvre, la programmation et les tests d'un nouveau montage expérimental, qui implémente un réseau 2D des cellules actives distribuées. Chaque cellule contient : un microcontrôleur intégré, capteur et actionneur, alimentation, amplification et conditionnement du signal. L'algorithme de contrôle distribué de chaque cellule utilise comme signal d'entrée son propre capteur et plusieurs capteurs de cellules voisines, ce qui est nécessaire pour l'implémentation correcte des opérateurs spatiaux 2D. Il est envisagé de surveiller et contrôler le comportement global du réseau entier par un micro-contrôleur « maître ».

Le dispositif de contrôle est constitué : d'un tube en matériau bois aggloméré de section transversale rectangulaire ; d'un haut-parleur de source à l'entrée ; de deux plaques avec les surfaces actives ; d'un pavillon acoustique à la sortie. Un schéma de l'architecture simplifiée du réseau est représenté sur la figure 5.1 et une vue de l'ensemble du montage sur la figure 5.2.

5.2 Modélisation 3D

Ce nouveau dispositif é été modélisé de même manière et avec les mêmes simplifications que dans la section 3.7 du chapitre précédent. Les dimensions du tube sont $90 \times 135 \times 1500$ mm. Pour simplifier la modélisation et diminuer le temps de calcul, une seule surface active a été introduite dans le modèle. Les résultats avec et sans contrôle sont présentés dans les figures 5.3 et 5.4. On voit de nouveau une atténuation de pression acoustique quand la loi de contrôle est activée.

5.3 Choix de transducteurs

Après avoir mesuré les réponses fréquentielles de différents transducteurs électrodynamiques et piézoélectriques (*cf.* figures 5.5 – 5.8), on a choisi un haut-parleur miniature destiné principalement aux applications dans des téléphones portables grâce à son bon rapport puissance/taille. Les spécifications de ce transducteur sont données dans la figure 5.9. Le choix du microphone de contrôle a été conditionné essentiellement par ses dimensions et sa linéarité dans toute la bande fréquentielle utile. Les caractéristiques du capteur choisi sont précisées en figure 5.10.

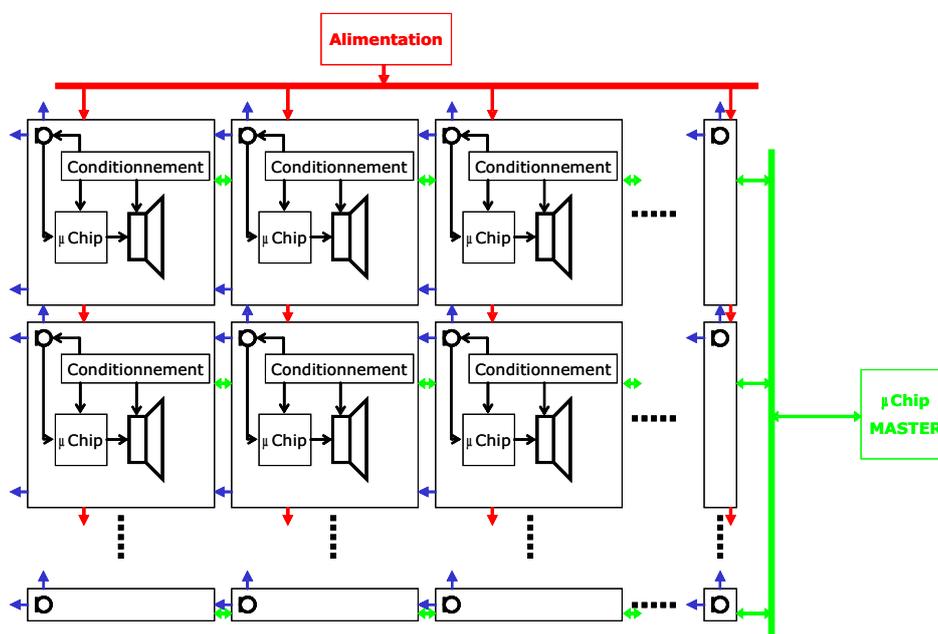


FIG. 5.1 – Plan original de la conception du réseau

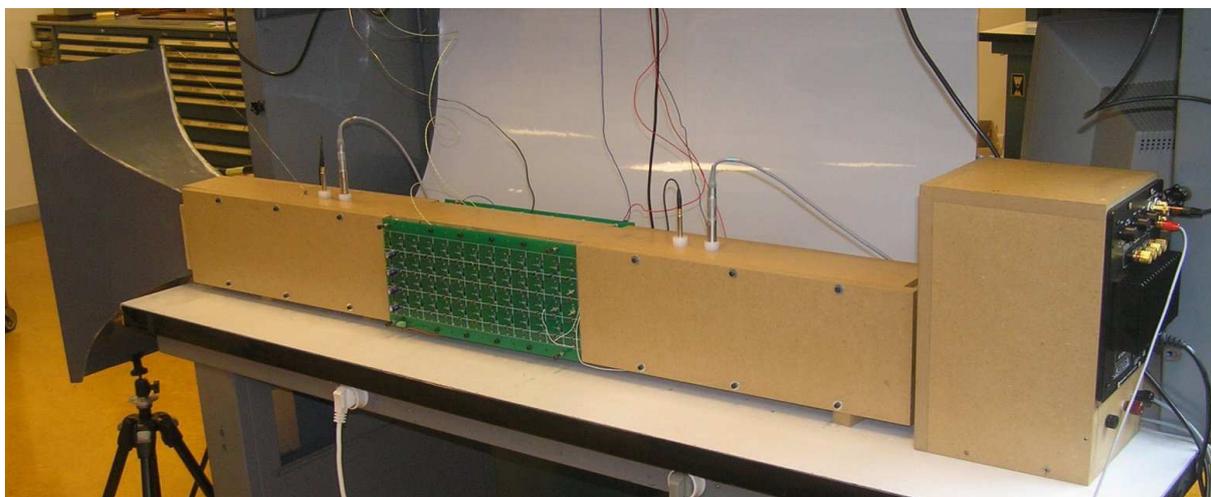


FIG. 5.2 – Vue sur le dispositif de contrôle

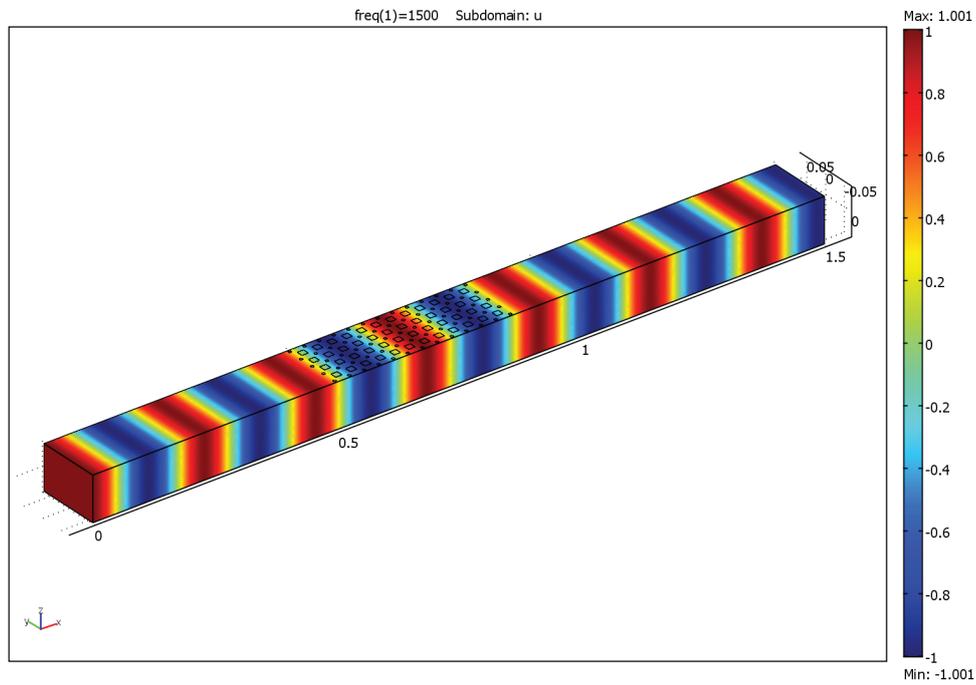


FIG. 5.3 – Modèle 3D du réseau des cellules sans contrôle

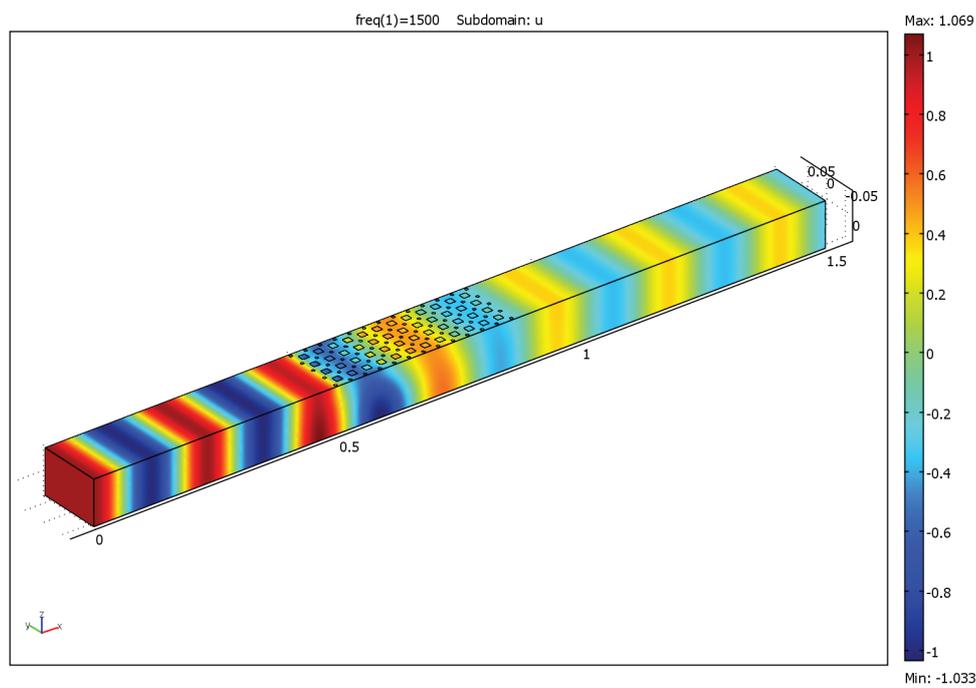


FIG. 5.4 – Modèle 3D du réseau des cellules avec contrôle

5.4 Choix du microcontrôleur

Le premier choix du microcontrôleur a été le PIC18F2220 de Microchip Technology, Inc. Après avoir programmé la loi de contrôle et quelques tests, il s'est avéré que ce composant ne correspondrait pas à nos besoins au niveau de vitesse de traitement du signal. Le choix final représente le microcontrôleur ADuC7026 d'Analog Devices, Inc. qui a plusieurs avantages en comparaison avec le PIC : vitesse, précision, taille et également possibilité de le programmer plus facilement en langage « C », car le kit de programmation PIC18F2220 nous a permis d'utiliser seulement l'Assembleur, ceci entraînant des difficultés et de nombreux problèmes au niveau de programmation.

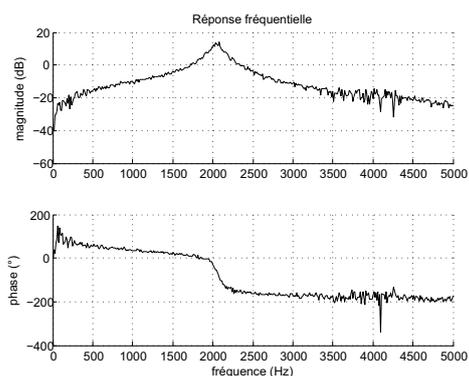


FIG. 5.5 – Transducteur piézo 1 (rond)

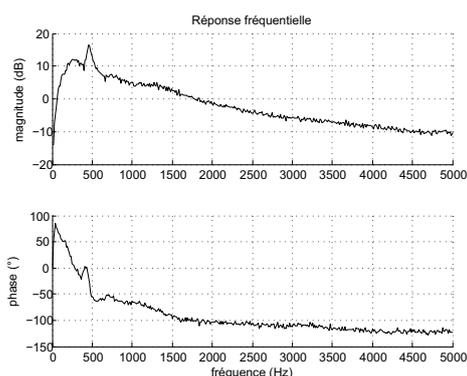


FIG. 5.6 – Micro haut-parleur des écouteurs 2

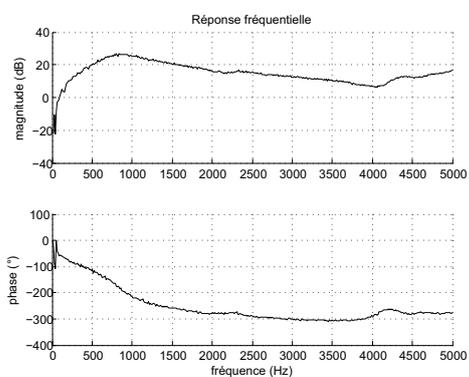


FIG. 5.7 – Haut-parleur de l'ancien dispositif

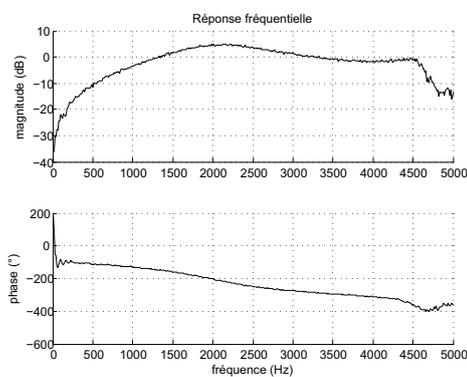


FIG. 5.8 – Transducteur piézo 3 (carré)

5.5 Conception de la cellule

5.5.1 Premier prototype

Une cellule teste a été fabriquée pour vérifier le fonctionnement avant de commander la fabrication de tout le réseau. Elle est composée de deux sous ensembles :

- une plaque circulaire (introduction plus facile dans le tube de Kundt, figure 5.11) avec quatre microphones et un haut-parleur,
- une carte avec 4 préamplificateurs de microphones (figure 5.13).

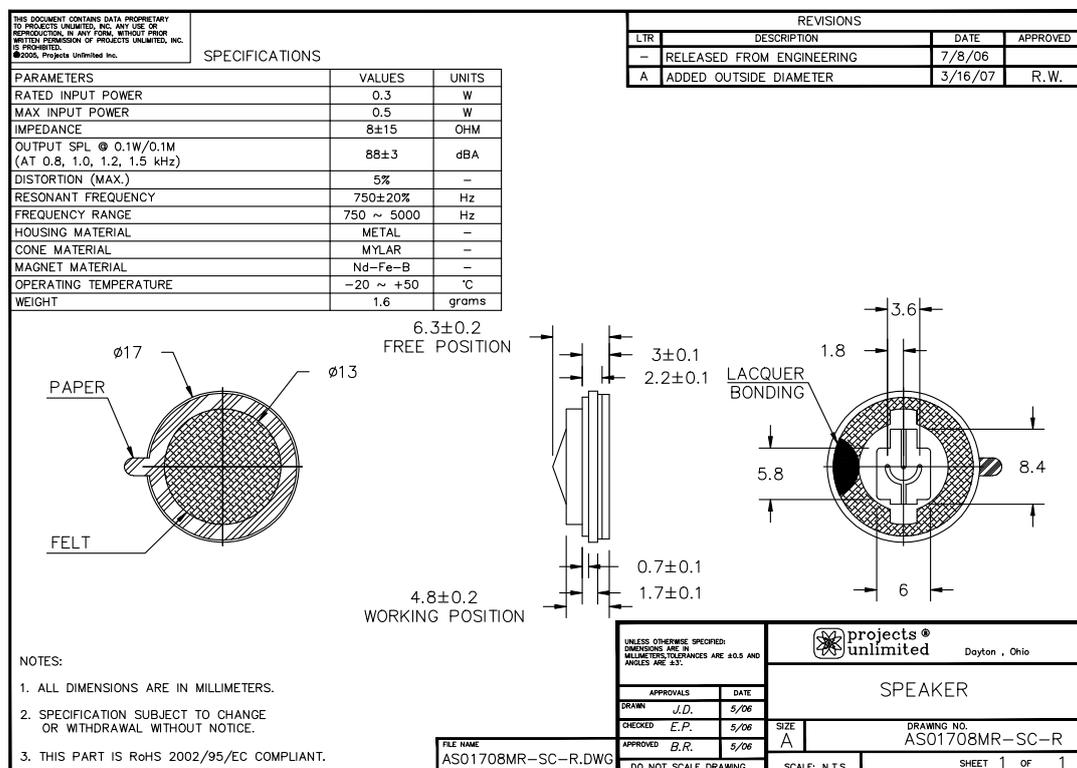


FIG. 5.9 – Caractéristiques du haut-parleur choisi pour la cellule active

TAB. 5.1 – Comparaison de caractéristiques des deux microcontrôleurs

PIC18F2220	ADuC7026
8-bit RISC microcontrôleur	16-bit RISC microcontrôleur
10 MIPS @ 40 MHz	40 MIPS @ 42 MHz
10-bit A/D convertisseur (10 chaînes)	12-bit A/D convertisseur (12 chaînes) 12-bit D/A (4 chaînes)
2 comparateurs	Comparateur
serial port (SPI, I2C), PWM, ...	UART, SPI, 2 × I2C, PWM, WDT, ...
dimensions 8 × 8 mm	dimensions 6 × 6 mm

L'ensemble est connecté avec le microcontrôleur par la carte de développement ADuC, qui est programmée avec un PC via le port RS-232.

Avec cette cellule teste, la calibration des microphones et la vérification de la fonction de transfert du haut-parleur ont été effectuées. Pour calibrer les microphones, un dispositif avec deux microphones de précision a été fabriqué pour le placer dans la section transversale à la sortie du tube (figures 5.14 et 5.15). Il permet de placer les 4 microphones dans un même plan, normal à l'axe du tube, pour comparer les amplitudes des signaux avec le même niveau de la pression acoustique. Les mesures pour différentes fréquences ainsi que la fonction de transfert des 4 microphones sont représentées dans les figures 5.16 à 5.18. Les pics d'amplitude dans la fonction de transfert correspondent aux fréquences propres du tube fermé. Les signaux des 4 microphones sont parfaitement alignés dans toute la bande de fréquences.

Part Number: TOM-1545P-R



Features

Omnidirectional
Super clarity, distortion-free response
Pin type mounting
This part is RoHS 2002/95/EC Compliant

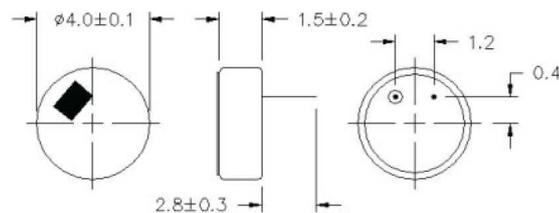
Electrical Specifications

Directivity	Omnidirectional
Impedance	2.2 kOhm
Operating Voltage	2 Vdc
Package Size	4 x 1.5 mm
Sensitivity	-45 +/- 3 dB

Environmentally friendly

Mechanical

Dimensions are in millimeters, tolerance is ± 0.5 unless otherwise specified.



Performance

Typical SPL vs. Frequency

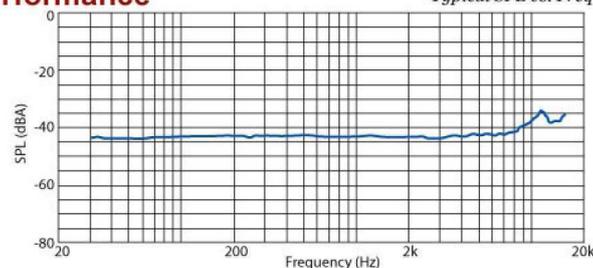


FIG. 5.10 – Caractéristiques du microphone choisi pour la cellule active

La fonction de transfert de la membrane du haut-parleur de contrôle a été mesurée avec un vibromètre laser à travers d'une fenêtre en plexiglas (figures 5.19 et 5.20). Les graphes des figures 5.21 et 5.22 permettent de comparer les résultats obtenus avec le modèle 2D et l'expérience. Les variations de l'amplitude sur les courbes expérimentales sont dues à la terminaison anéchoïque qui ne fonctionne pas



FIG. 5.11 – Premier prototype de la cellule

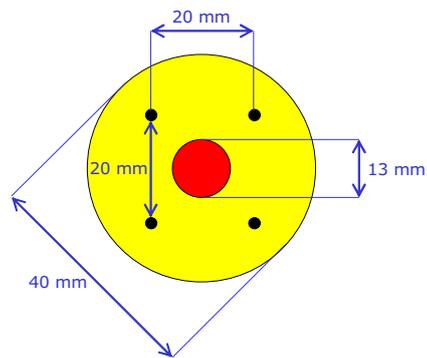


FIG. 5.12 – Dimensions

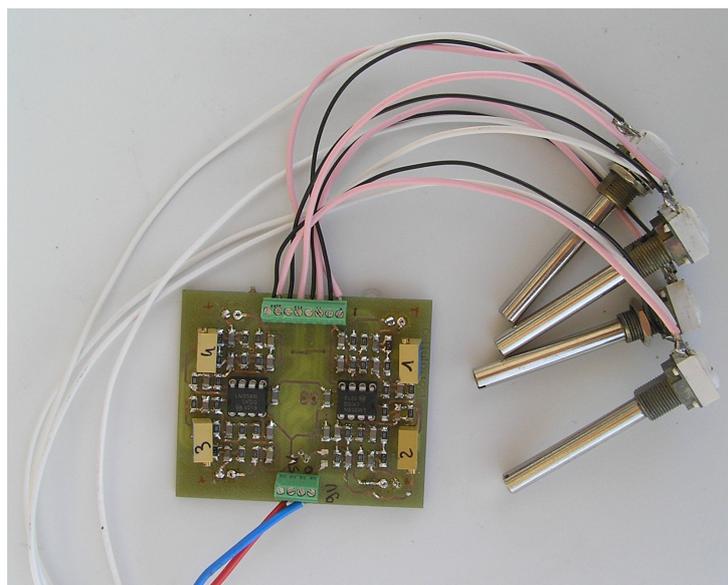


FIG. 5.13 – Carte avec les 4 préamplis de microphones

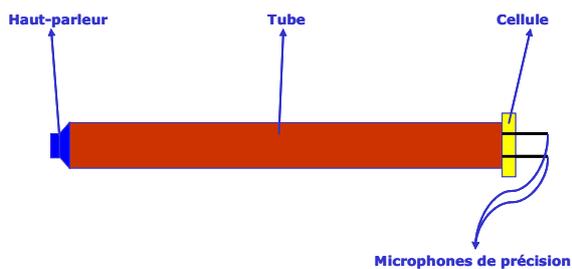


FIG. 5.14 – Calibration des microphones

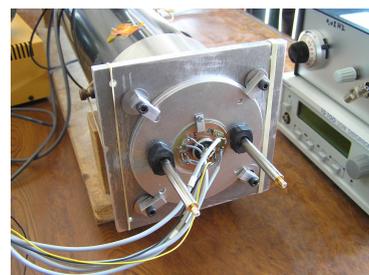


FIG. 5.15 – Photo de la calibration

idéalement. Sur la figure 5.23 est présentée la réponse fréquentielle du micro-actionneur pour la cellule. Les limitations fréquentielles du haut-parleur pour la cellule, données par l'impédance propre du transducteur et ses propriétés mécaniques, sont à 750 Hz en fréquence inférieure et à 5 kHz en fréquence supérieure.

5.5.2 Deuxième prototype

Dans le deuxième prototype, on a intégré les 4 préamplificateurs pour microphones, l'amplificateur audio et le microcontrôleur ADuC7026 avec ses circuits pour effectuer la programmation. La documentation technique de cette carte est jointe dans les annexes (images B.1 – B.5) et la photo du produit final en figure 5.24. Ce deuxième prototype nous a permis de vérifier le fonctionnement correct du micro-

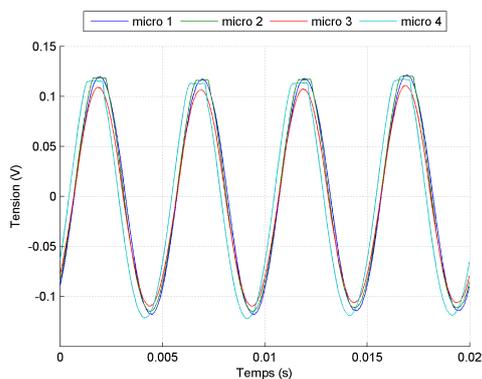


FIG. 5.16 – Sortie des microphones, 200 Hz

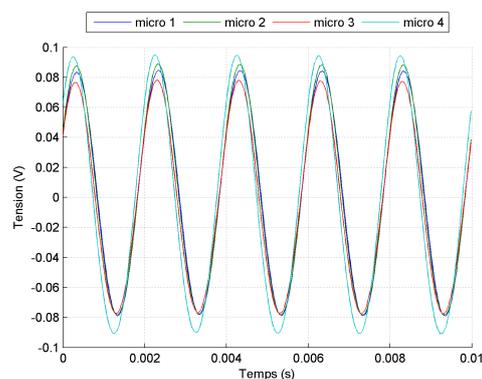


FIG. 5.17 – Sortie des microphones, 1000 Hz

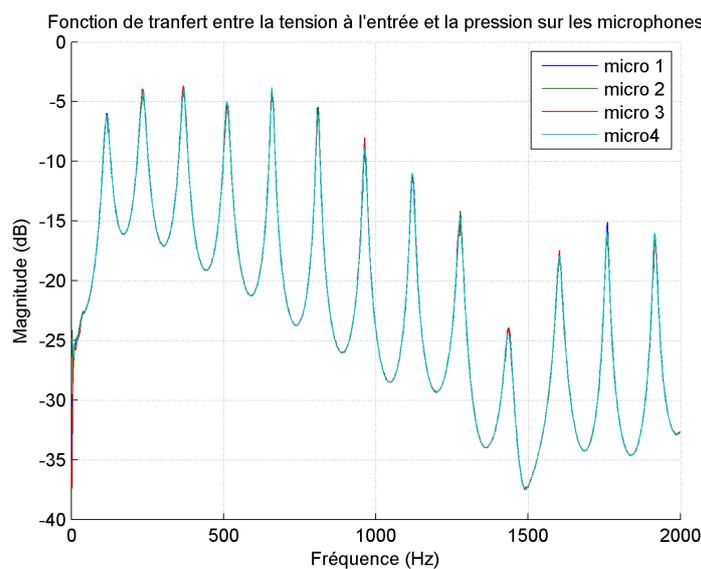


FIG. 5.18 – Fonctions de transfert des 4 microphones

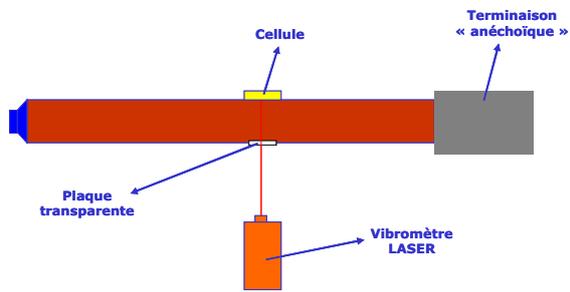


FIG. 5.19 – Mesure de la fonction de transfert du haut-parleur de contrôle

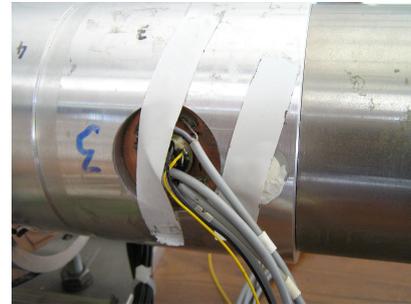


FIG. 5.20 – Photo du montage dans le tube

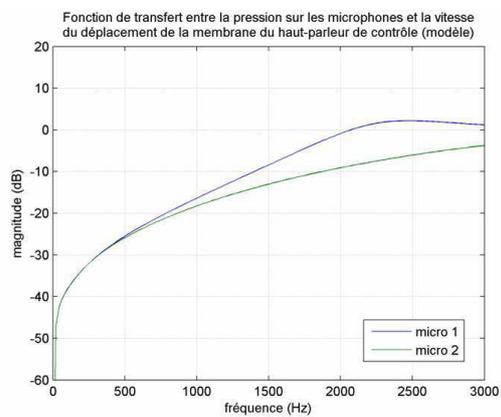


FIG. 5.21 – FRF capteurs→actionneur, modèle

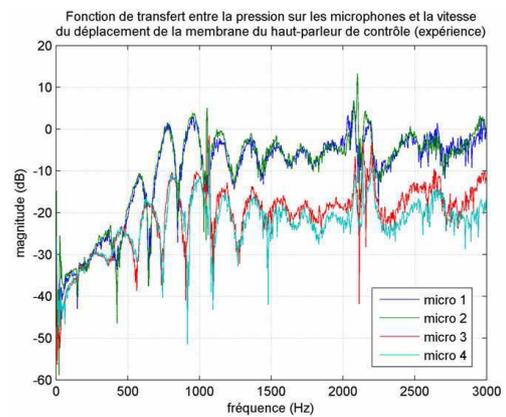


FIG. 5.22 – FRF capteurs→actionneur, expér.

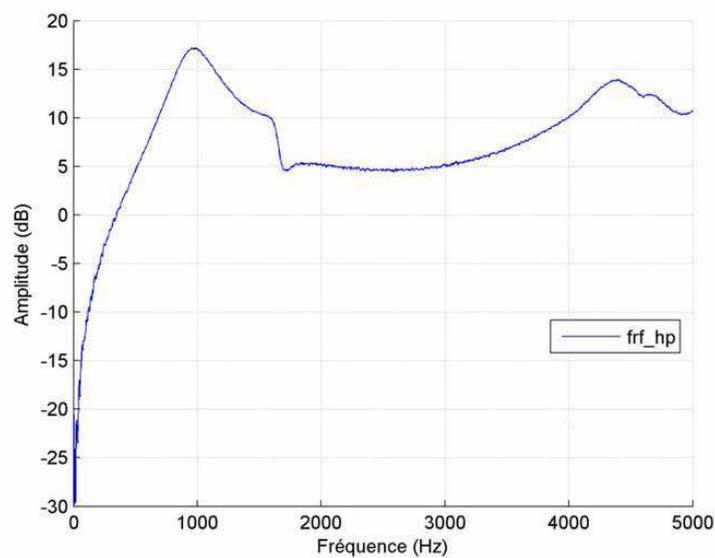
nouveau HP pour la cellule, \varnothing 13 mm

FIG. 5.23 – Réponse fréquentielle de l'actionneur

contrôleur sans utiliser le kit de développement et de revérifier tout le comportement avant de lancer la commande de fabrication de tout le réseau. Avec cette carte « propre » et tous les composants intégrés, tous les signaux sont devenus moins bruités et plus précis.

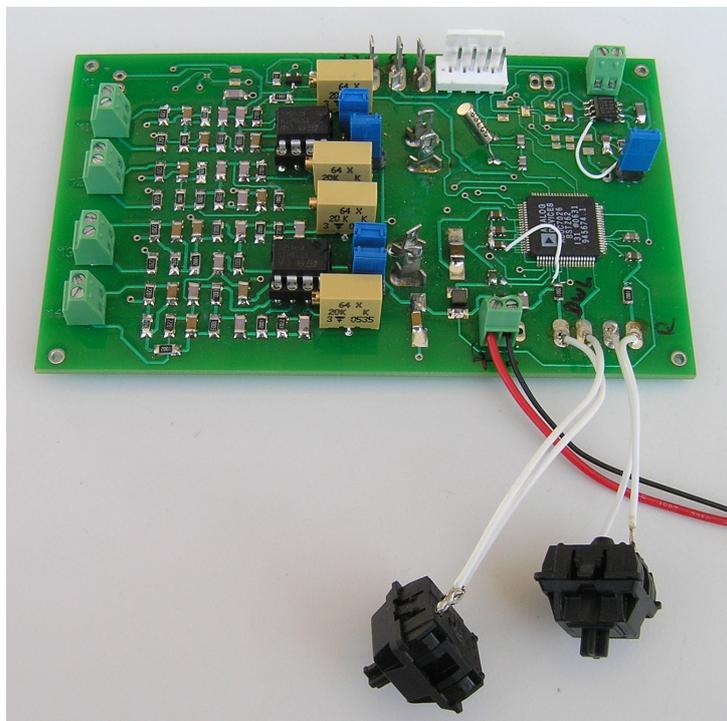


FIG. 5.24 – Nouvelle carte de conditionnement pour le prototype de la cellule

L'utilisation des composants MAXIM de très petite taille a été prévue dans la cellule finale pour réduire sa taille au maximum, mais on n'a pas réussi de trouver une société pouvant opérer avec ce type de microcomposants. Les dimensions du préamplificateur de microphone et de l'amplificateur audio sont précisées dans l'annexe (figures B.6 et B.7).

5.6 Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale du dispositif avec le tube de Kundt est de $dz = 50$ mm. Elle permet théoriquement de contrôler les fréquences jusqu'à $f_c = 4$ kHz. Cependant, la pratique a montrée que le contrôle perd déjà son efficacité à partir de $f = 1200$ Hz. On est parti sur l'hypothèse que la discrétisation spatiale adoptée dans le réseau de cellules actives devrait permettre de contrôler des fréquences supérieures à cette limite et si possible, l'augmenter au moins jusqu'à $f = 2$ kHz. De plus, les dimensions de transducteurs ne peuvent pas être trop petites pour ne pas perdre en puissance du système. La discrétisation spatiale choisie pour le réseau de cellules actives est alors $dz = 30$ mm avec la limite théorique $f_c = 6,5$ kHz.

5.7 Programmation

Le premier microcontrôleur se programmat en Assembleur, ce qui posait pas mal de difficultés avec certaines fonctions, principalement pour la conversion analogique/numérique à l'entrée, car le convertisseur a été 10-bit alors que le microcontrôleur seulement 8-bit. Après avoir découvert que cette puce ne sera pas suffisante au niveau de vitesse, on a pu changer le langage de programmation en « C », apportant une meilleure efficacité et une réduction du temps de programmation. Le programme est toujours en cours de modifications pendant les tests de fonctionnement. Dans l'annexe C est montrée une des dernières versions.

5.8 Développement du réseau

Les demandes pour la fabrication du réseau des cellules ont été les suivantes :

- utilisation de transducteurs, composants et circuits électriques de notre choix,
- deux plaques identiques de 4×12 cellules, 12 voies d'actionneurs, 13 voies de capteurs,
- distance entre les microphones : 30 mm,
- possibilité de désactiver indépendamment chaque cellule,
- accès au signal de chaque microphone,
- accès au potentiomètre pour pouvoir calibrer les microphones,
- connexion pour pouvoir reprogrammer les cellules.

Les autres paramètres, tels que conception mécanique, dimensions en hauteur, nombre de couches, interconnexions entre les cellules, conception de traçage des circuits électriques, ... ont été laissées à l'initiative du fabricant. À la soumission de marché publique, lancée par l'Université de Franche-Comté, a répondu une seule société : Polycaptil Besançon chargée ensuite de la fabrication du réseau. Après plusieurs étapes de validation et corrections de défauts on a obtenu une cellule « teste » avec 4 microphones et un haut-parleur, sur laquelle la programmation et toutes les caractéristiques ont été encore une fois vérifiées. Les deux plaques actives finales ont été livrées avec plus d'un mois de retard. Elles étaient construites en trois couches : 1) carte support avec l'alimentation, l'appui mécanique et le système pour le montage dans le tube ; 2) carte contrôleur avec tous ses circuits nécessaires ; 3) carte transducteurs avec les amplificateurs et conditionnement du signal. Les dimensions de la plaque support sont (175×380) mm, la surface active est de taille (90×360) mm. Les schémas électriques sont présentés dans les annexes (figures B.8 à B.18), les photos d'une cellule et de toute la surface active sont dans les figures 5.25 à 5.27.

Dans la conception finale du réseau, la supervision avec un microcontrôleur « maître » n'a finalement pas été implémentée à cause de complications techniques, exigences sur la vitesse de communication et complexité de programmation.

5.9 Fabrication du dispositif pour effectuer les mesures

Le tube pour effectuer les mesures a été fabriqué en bois aggloméré, choisi de simplicité de réalisation avec ce matériau. Les dimensions intérieures sont (90×135×1500) mm. Le tube est constitué de trois parties faciles à démonter pour pouvoir changer le dispositif de contrôle. L'excitation est effectuée avec un haut-parleur de 8 cm de diamètre, monté avec l'amplificateur dans la boîte sur un côté du tube. De l'autre côté est fixé un pavillon acoustique, permettant de limiter les modes propres créés dans le tube par l'excitation. Étude et fabrication de ce pavillon ont été menés par un stagiaire durant un projet d'études (résultats présentés dans l'annexe A). Les photos du tube et de la source acoustique sont en figures 5.28 et 5.29.

La formule définissant les fréquences propres de la structure pour un système fermé s'exprime de la façon suivante :

$$f_{m,n,q} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{q}{h}\right)^2}, \quad (5.1)$$

avec m , n et q : indices du mode, a longueur, b largeur et h hauteur du guide, c_0 étant la vitesse du son. Nous négligerons volontairement les modes de l'indice a (longueur du tube), ce sont essentiellement les

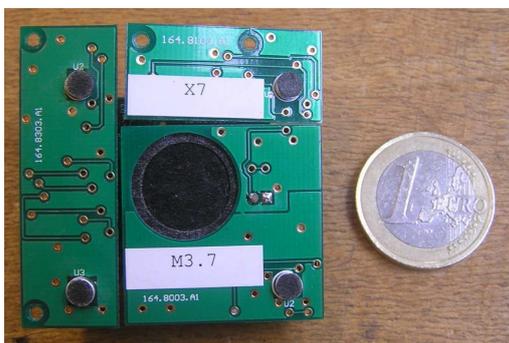


FIG. 5.25 – Cellule démontée de face



FIG. 5.26 – Cellule démontée de derrière

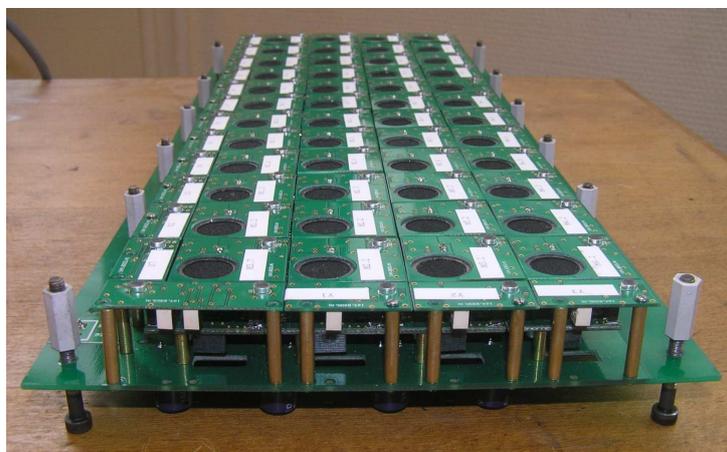


FIG. 5.27 – Vue sur l'ensemble de 4 × 12 cellules

modes transverses dans la section du guide qui présentent une contrainte pour le contrôle actif.

TAB. 5.2 – Fréquences des modes propres transverses

Indice (m, n, q)	Fréquence propre (Hz)
(0, 0, 1)	1270
(0, 1, 0)	1906
(0, 1, 1)	2290
(0, 0, 2)	2541
(0, 1, 2)	3176
(0, 2, 0)	3811
(0, 2, 1)	4017
(0, 1, 3)	4261
(0, 2, 2)	4580
(0, 2, 3)	5390

Les deux premiers modes sont en dessous de 2 kHz. Ils vont nous permettre de vérifier l'efficacité du contrôle pour les ondes non planes.

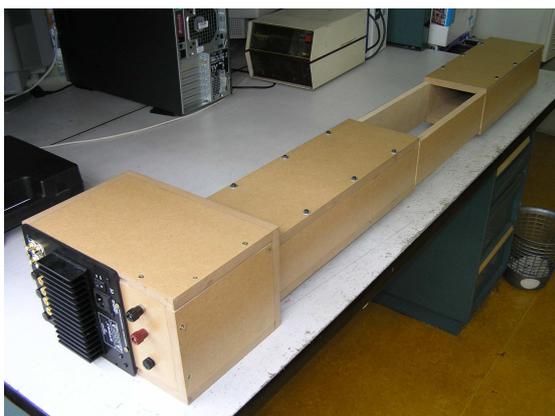


FIG. 5.28 – Tube préparé pour le montage de la peau active



FIG. 5.29 – Amplificateur audio avec le haut-parleur de source

5.10 Tests expérimentaux

Tout d'abord, toutes les cellules ont été démontées et chaque microphone a été calibré avec un pistophone à 76 dB. Après, les cartes ont été montées dans le tube et sans contrôle, les amplitudes des signaux sur tous les microphones ont été vérifiées. Ensuite, on a procédé à la programmation de toutes les cellules. Les microphones de précision de l'analyseur NetDB™ dBFA nous ont permis d'identifier la fonction de transfert entre la pression acoustique à l'entrée et à la sortie de la zone traitée avec et sans contrôle avec excitation en bruit blanc. La figure 5.30 compare les résultats sans contrôle. On observe nettement l'atténuation passive seulement en remplaçant les plaques en aggloméré par les surfaces de transducteurs. L'effet est important surtout en basse fréquences, où l'atténuation n'est pas possible en

mode actif à cause des propriétés de haut-parleurs de contrôle. On obtient un affaiblissement jusqu'à 8 dB dans la bande entre 600 Hz et 1 kHz. L'évolution de la phase confirme que les ondes acoustiques se propagent correctement de l'entrée à la sortie. Dans les figures 5.31 à 5.33 sont données les atténuations lorsque la loi de contrôle est activée. L'atténuation dépend du gain de contrôle, comme le montrent les figures 5.31 et 5.32. La bande de fréquences efficace entre 800 et 1500 Hz s'additionne à l'atténuation complémentaire passive et on arrive à obtenir jusqu'à 30 dB de réduction en amplitude. Le test suivant a été la vérification des signaux sur les chaînes de transducteurs une excitation harmonique à 1 kHz où l'efficacité du contrôle est la meilleure. Dans la figure 5.34 est clairement visible la diminution de l'amplitude et le déphasage progressif des signaux quand on s'éloigne de la source. Le signal du microphone 2-2 a été ajouté dans la figure des actionneurs pour garder la référence. Les sorties des microcontrôleurs sur chaque chaîne de 4 cellules ont également été vérifiées pour le signal à 1 kHz. Les prises d'écran de l'oscilloscope sont données dans les figures 5.35 et 5.43. Les amplitudes ont été modifiées volontairement, car seule la phase était importante ici. Les 4 signaux dans chaque chaîne devraient être en phase et les résultats le confirment.

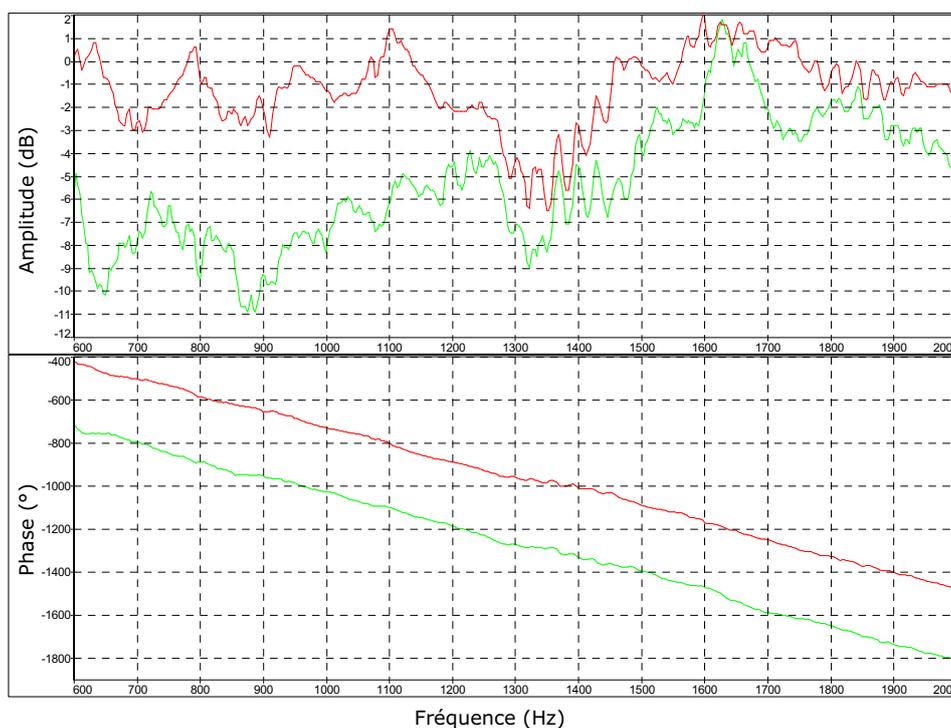


FIG. 5.30 – Fonction de transfert entre le micro à l'entrée et à la sortie, vert : avec surfaces actives sans contrôle, rouge : surfaces actives remplacées par les plaques en aggloméré

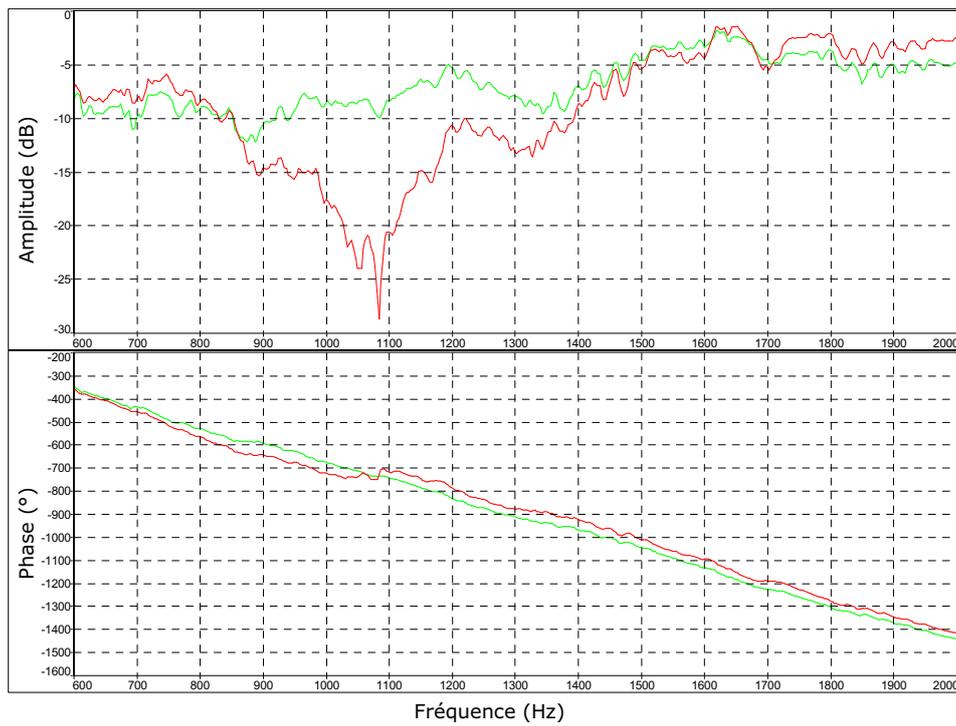


FIG. 5.31 – Fonction de transfert entre le micro à l'entrée et à la sortie, vert : sans contrôle, rouge : avec contrôle, gain = 0,03

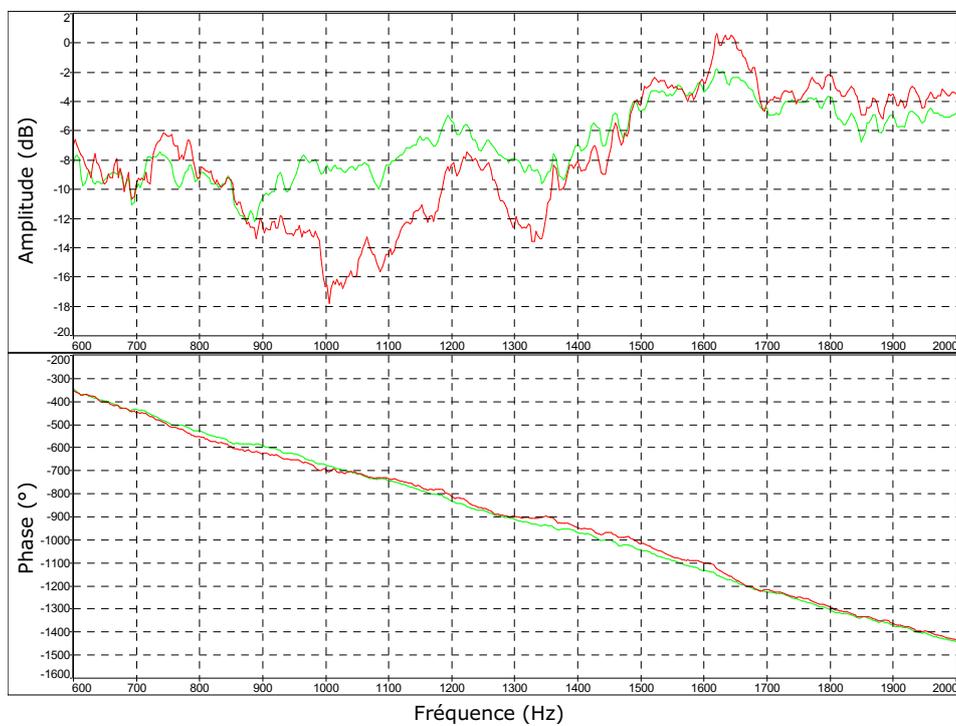


FIG. 5.32 – Fonction de transfert entre le micro à l'entrée et à la sortie, vert : sans contrôle, rouge : avec contrôle, gain = 0,015

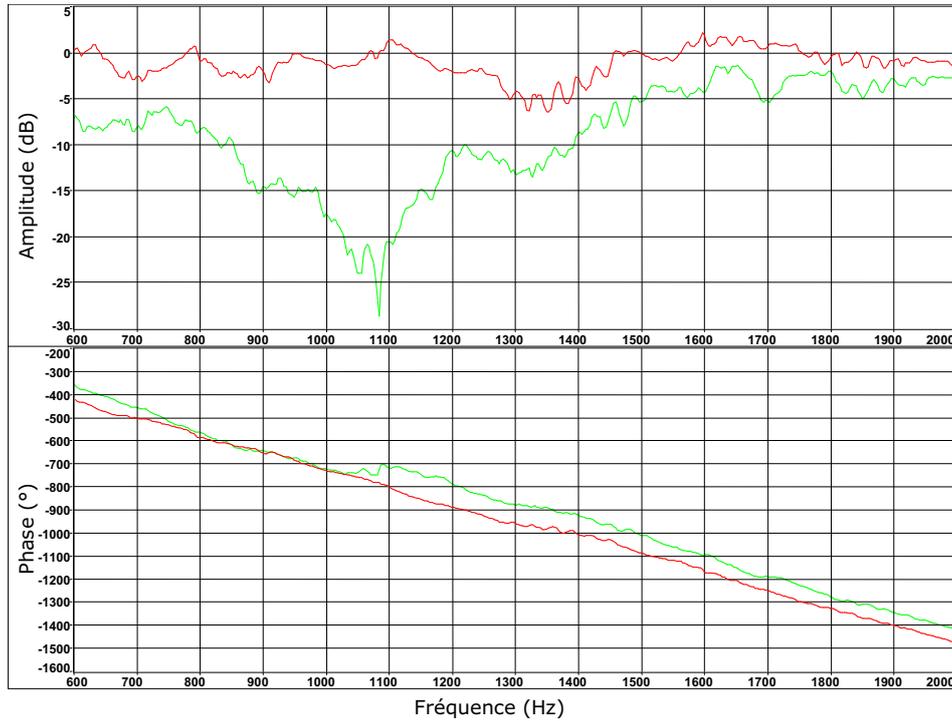


FIG. 5.33 – Fonction de transfert entre le micro à l'entrée et à la sortie, vert : avec contrôle, gain = 0,03, rouge : surfaces actives remplacées par les plaques en aggloméré

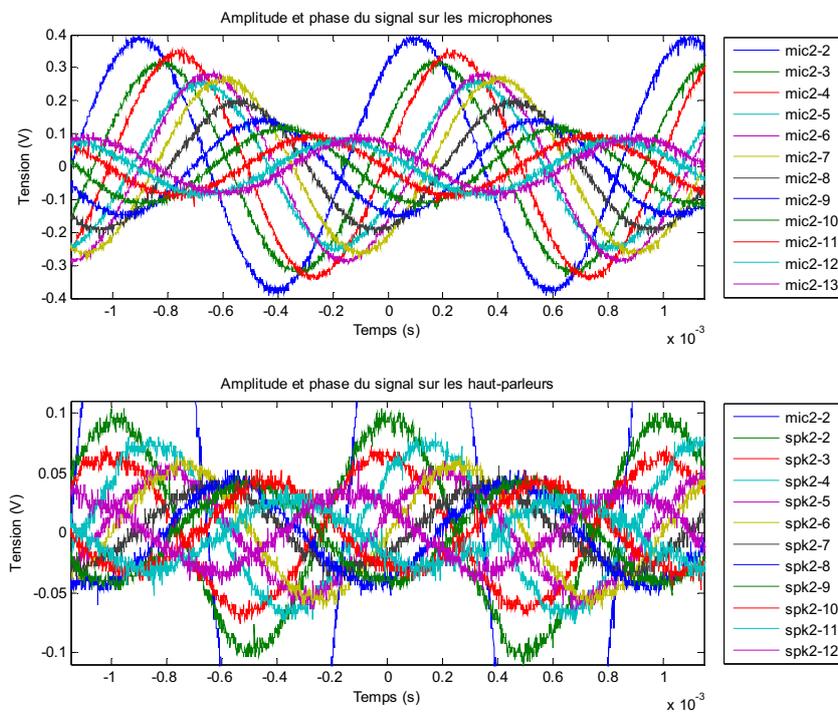


FIG. 5.34 – Amplitude et phase des microphones et des haut-parleurs avec le contrôle

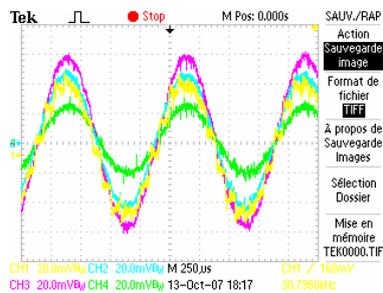


FIG. 5.35 – Chaîne 2

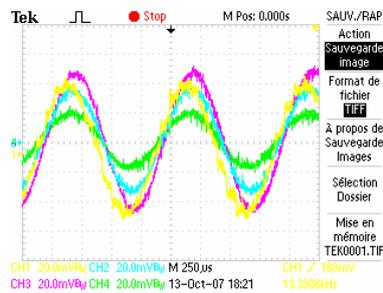


FIG. 5.36 – Chaîne 3

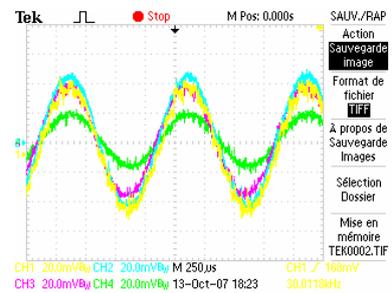


FIG. 5.37 – Chaîne 4

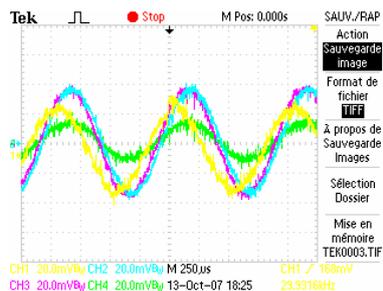


FIG. 5.38 – Chaîne 5

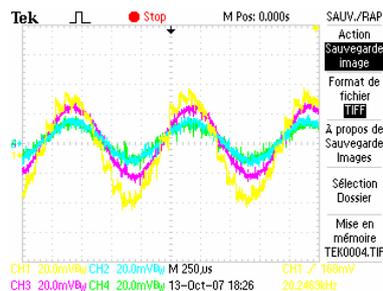


FIG. 5.39 – Chaîne 6

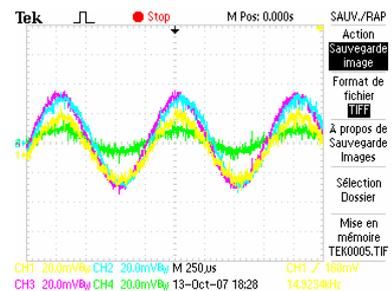


FIG. 5.40 – Chaîne 7

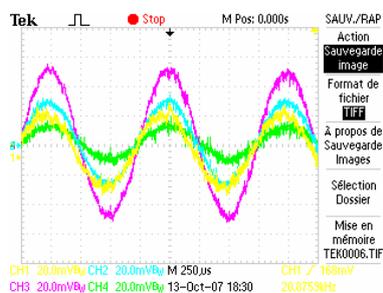


FIG. 5.41 – Chaîne 8

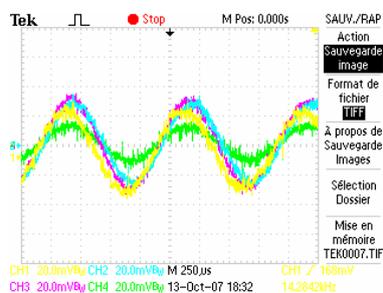


FIG. 5.42 – Chaîne 9

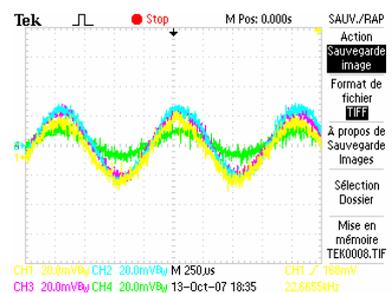


FIG. 5.43 – Chaîne 10

5.11 Conclusion

Dans ce chapitre a été présenté le développement d'un nouveau dispositif avec un pavillon acoustique permettant de limiter les effets de modes propres excités dans le système par la source.

La section du développement du réseau décrit le progrès du premier prototype jusqu'à la cellule finale avec l'intégration des : microcontrôleur ; capteur et actionneur ; alimentation ; amplification et conditionnement du signal et surtout interconnexion de plusieurs cellules dans un réseau 2D. L'algorithme de contrôle distribué de chaque cellule utilise le signal de son propre capteur et les signaux des cellules avoisinantes pour pouvoir implémenter correctement la loi de contrôle avec l'opérateur différentiel spatial. Les schémas électriques, le traçage des cartes ainsi que la photo documentation de toutes les pièces des deux cartes actives sont présentés dans les annexes.

Les premiers résultats expérimentaux sont encourageants : la bande fréquentielle efficace, par rapport le dispositif dont on parle dans la section 1, a été élargie jusqu'à 1500 Hz (l'ancienne réalisation était efficace uniquement jusqu'à 1200 Hz) avec une atténuation maximale de 20 dB. Si l'on compare la fonction de transfert du tube rigide et le tube avec la peau active, on obtient une diminution de l'amplitude du bruit dans toute la bande fréquentielle entre 0 et 2 kHz avec un maximum d'atténuation voisin de 30 dB à 1000 Hz. Les mesures en régime harmonique de l'amplitude et phase prouvent également que le fonctionnement du système est correct. Il est important de souligner que la consommation de l'ensemble ne dépasse pas 20 W, ce qui compte tenu du nombre de transducteurs utilisés et en comparaison avec d'autres systèmes actifs est une valeur négligeable. Le dispositif ayant été terminé récemment, les tests ne sont qu'au début et on espère d'améliorer encore les résultats.

La procédure présentée a le grand mérite d'être très efficace en permettant une atténuation très importante du transfert acoustique sans demander de trop forts déplacements des membranes de transducteurs. Nouvelles mesures et ajustement des paramètres de la loi de contrôle seront bientôt réalisés pour améliorer le comportement du système.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux de thèse réalisés dans le laboratoire de mécanique appliqué à Besançon et présentés dans ce mémoire, portent sur la recherche et le développement d'une nouvelle méthodologie de contrôle actif du bruit par un réseau de transducteurs distribués, interconnectés avec une loi de contrôle convenablement conçue. Cette méthode a pour but d'ajuster l'impédance acoustique aux bords de la zone contrôlée, et donc par une adaptation de conditions aux limites, atteindre les propriétés souhaitées. Les résultats de cette recherche pourraient être appliqués aux manches d'entrée d'air des turboréacteurs.

L'introduction et le premier chapitre de ce document rappellent succinctement les bases de problèmes acoustiques et vibro-acoustiques. Sur deux exemples simples, sont expliqués les phénomènes qui se produisent dans des structures vibrantes couplées avec un fluide. Une description mathématique de ces processus permet de modéliser le système, de prévoir son comportement et d'optimiser le développement des dispositifs expérimentaux.

Dans le deuxième chapitre est présentée l'histoire du contrôle actif du bruit et un récapitulatif des méthodes et algorithmes jusqu'alors utilisées. Les applications pratiques des méthodes purement passives, purement actives et hybrides montrent les difficultés que l'on rencontre lors de la mise en œuvre pratique des principes généraux.

La troisième partie de la thèse aborde le développement théorique de la nouvelle loi de contrôle « aux bords ». Après sa discrétisation, l'algorithme est directement appliqué en utilisant de la méthode des éléments finis dans des modèles numériques. Le système est d'abord validé sur un modèle harmonique simple avant d'implémenter la modélisation complète du couplage vibro-acoustique. L'environnement choisi pour la modélisation en éléments finis est le logiciel COMSOL Multiphysics™ pour sa capacité de collaboration de différents modules de calculs, dans notre cas structure-acoustique. Les résultats numériques montrent clairement un grand potentiel de la méthode et encouragent le développement de l'application expérimentale.

La première application expérimentale présentée dans le quatrième chapitre concerne l'implémentation de cette nouvelle méthode de contrôle dans un tube d'ondes planes de diamètre de 10 cm. Le dispositif est constitué d'une source acoustique (haut-parleur), d'un tube de Kundt, de 10 voies de contrôle sur

la circonférence d'un prolongateur et d'une terminaison anéchoïque. Les tests expérimentaux ont confirmé le fonctionnement correct de la méthode dans la gamme de fréquences entre 700 et 1200 Hz, avec un maximum d'atténuation de 20 dB. Même si la discrétisation spatiale des transducteurs (ici 5 cm) devrait permettre de contrôler les ondes acoustiques théoriquement jusqu'à 4 kHz, les résultats ont révélés la limite pratique à une fréquence assez basse. Il a été découvert que cette limitation est due principalement au retard temporel de l'algorithme de contrôle. Ce retard atteint 280 μ s selon la complexité de l'algorithme de contrôle utilisé (le nombre et l'intrication des filtres). À partir de 1200 Hz, les signaux envoyés dans les actionneurs sont déjà tellement déphasés, que l'atténuation du transfert acoustique disparaît et les niveaux du bruit commencent à être amplifiés. De plus, notre terminaison anéchoïque avec des mousses acoustiquement absorbantes est loin d'être idéale, car elle introduit dans la fonction de transfert des pics d'amplitude, correspondant aux modes propres du dispositif (ondes stationnaires). Même si les résultats expérimentaux ne représentent pas une corrélation parfaite avec la modélisation numérique, ils ont permis de valider la méthodologie dans la pratique. La robustesse et la stabilité du système soulignent les nombreuses avantages de notre loi de contrôle.

La dernière partie de ce mémoire est consacré à la deuxième application pratique de la méthode, l'objectif étant d'élargir la bande fréquentielle efficace jusqu'à 2000 Hz. On a effectué le développement et la fabrication d'un réseau de cellules actives dont chacune possède son propre capteur, actionneur et microcontrôleur avec la loi de contrôle implémentée. Ce réseau est monté dans un tube parallélépipédique et la terminaison anéchoïque de l'expérience précédente remplacée par un pavillon acoustique qui devrait introduire une condition de transparence acoustique à la sortie du tube. Les tests effectués confirment la pertinence de la méthode proposée. Même s'il n'a pas été possible d'obtenir un contrôle efficace jusqu'à 2 kHz, la gamme de fréquences atténuées a été élargie à la bande 800 à 1500 Hz avec une atténuation maximale de 15 dB. La robustesse de la méthode a également été validée par cette deuxième application expérimentale.

Perspectives

Le développement de la nouvelle méthode pour le contrôle actif de l'impédance acoustique « aux bords » n'est qu'à ses débuts et s'avère très prometteuse. Il est tout à fait imaginable d'intégrer la technologie dans des systèmes MEMS, où tous les composants seraient implémentés sur un même support de silicium. Cependant, la miniaturisation dans ce cas doit résoudre un compromis concernant les limites technologiques de transducteurs. Un des paramètres importants est par exemple le rapport puissance / dimensions.

L'application de la méthode dans des turboréacteurs rencontre pour l'instant un problème important, celui des conditions environnantes hostiles dans des avions en service. Même s'il existe des actionneurs très puissants, robustes et résistants, leur application dans des conditions climatiques sévères reste problématique.

Concernant les améliorations du système à cellules distribuées, il est envisagé d'appliquer une mousse absorbante à l'arrière des surfaces actives pour limiter le rayonnement vers l'extérieur et éliminer l'effet de réflexion d'ondes qui influence négativement la stabilité du système.

Annexe A

Étude d'un pavillon acoustique

A.1 Fonctions principales

- Le pavillon doit permettre l'émission maximum de l'onde incidente du guide tout en évitant la réflexion.
- Les caractéristiques techniques du matériel d'étude permettent l'utilisation du guide dans une bande de fréquence allant de 400 Hz à 5000 Hz. Le pavillon doit être adapté pour toutes les fréquences utilisées.
- Le pavillon est encastré dans le guide de dimensions précises et définies (longueurs intérieures 90×135 mm).
- Le pavillon doit être facilement démontable et permettre un accès à l'intérieur du guide pour effectuer les mesures.

A.2 Fonctions contraintes

- L'encombrement du pavillon doit être le plus faible possible.
 - Les capacités internes de fabrication permettent des dimensions inférieures à $700 \times 700 \times 700$ mm. Nous essayerons d'utiliser au mieux les capacités de production de l'atelier pour maîtriser d'avantage la forme du pavillon.
-

A.3 Étude de réalisation de pavillons acoustiques et caractéristiques techniques

La formule de Webster énoncée en 1919 caractérise le potentiel des vitesses dans une section variable. L'intensité acoustique doit être répartie progressivement pour adapter l'impédance entre le guide d'onde et le milieu extérieur. Un guide d'onde sans pavillon acoustique ne pourrait transmettre théoriquement qu'une faible part de l'onde dans la direction normale à la surface. Le pavillon est donc nécessaire pour obtenir une onde en propagation longitudinale non déformée par une quelconque onde réfléchie.

Les quatre types de pavillons les plus couramment utilisés sont les suivants : le pavillon hyper exponentiel, le pavillon exponentiel, le pavillon TRACTRIX et les pavillons de BESSEL.

Nous présenterons pour ces différents modèles les profils correspondants, indifféremment en sections circulaires ou rectangulaires. Les pavillons rectangulaires présentent pour caractéristique de ne pas être tangent à la surface terminale dans les deux directions pour la même coordonnée longitudinale.

A.4 Pavillon Hypex

A.4.1 Choix théorique

Propagation des ondes

L'équation de Webster régissant le potentiel des vitesses $\Phi(x, t)$ dans un guide de géométrie variable est la suivante :

$$\frac{\partial^2 \Phi(x, t)}{\partial x^2} + \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} \frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial x} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \Phi(x, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (\text{A.1})$$

où a est fonction du milieu de propagation, S la surface de l'onde, x la coordonnée longitudinale du guide et t le temps. La pression sonore est définie par :

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial t}, \quad (\text{A.2})$$

ρ_0 représente la masse volumique de l'air dans le guide. La vitesse acoustique est définie par :

$$\vec{u} = -\nabla \Phi. \quad (\text{A.3})$$

Pour obtenir une propagation sans déphasage afin de minimiser les distorsions harmoniques et temporelles on égalise les fonctions de p et de \vec{u} . Cette condition permet théoriquement la meilleure adaptation d'impédance [78]. La propagation de l'onde sous forme de surface plane perpendiculaire à l'axe du guide

conduit à une solution de la forme $H = H_0 e^{2\alpha x}$ pour la dimension transversale du guide. H_0 est une constante égale à la hauteur d'origine du pavillon, x l'abscisse du pavillon et α une constante définie par la fréquence de coupure souhaitée et la valeur H_0 .

Le principal intérêt du pavillon Hypex réside dans le fait que son profil tient compte de la forme sphérique des ondes sonores dans la résolution de l'équation de Webster.

Forme du pavillon

La formule de l'expansion d'un pavillon hyper exponentiel s'exprime sous la forme :

$$S = S_g [\cosh(Mx) + T \sinh(Mx)], \quad (\text{A.4})$$

dans laquelle : S est la surface en cm^2 à la distance x en mètres, S_g la surface de départ à la distance $x = 0$.

Les coefficients M et T dépendent de la géométrie (cylindrique ou rectangulaire) et du coefficient de sécurité que l'on souhaite pour la fréquence de coupure basse.

A.4.2 Choix pratique

La taille du pavillon dépend globalement de la fréquence de coupure basse que l'on souhaite obtenir. Le graphique A.1 précise l'évolution de la taille du pavillon en fonction de cette fréquence de coupure.

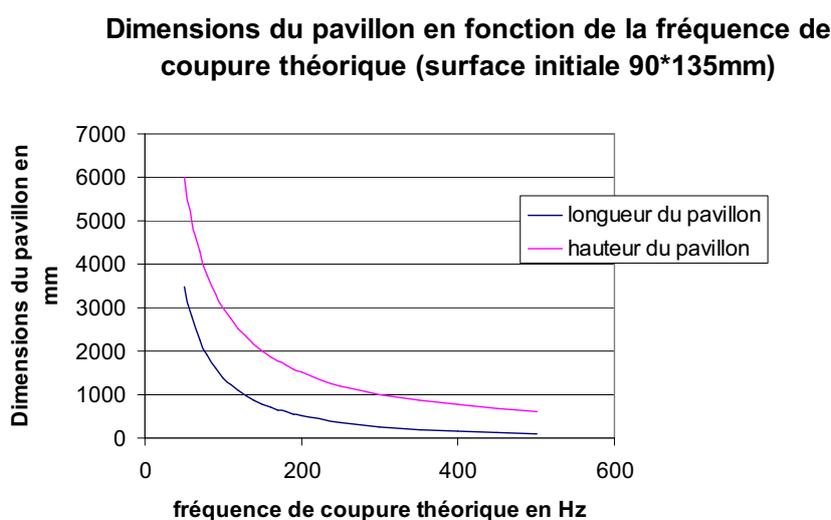


FIG. A.1 – Dimensions du pavillon hypex en fonction de la fréquence de coupure théorique pour une surface d'entrée de (90×135) mm

Les moyens de production de l'atelier permettant d'obtenir facilement des formes aux dimensions inférieures à 800 mm, la fréquence de coupure basse théorique ne pourra être inférieure à 400 Hz. On remarque également qu'un pavillon permettant la transmission des fréquences inférieures ou égales à 100 Hz présente une conception et une réalisation nettement plus contraignante.

La fréquence de coupure théorique d'un tuyau cylindrique est définie par :

$$f_c = 1.84 \frac{c_0}{2\pi a} \quad (\text{A.5})$$

où c_0 est la vitesse du son dans l'air et a le rayon du tuyau.

Un coefficient de sécurité (habituellement 1.5) doit être utilisé pour la fréquence de coupure basse. Pour une fréquence souhaitée de 400 Hz, on dimensionnera le pavillon pour 250 Hz. Cette précaution s'avèrera fondamentale dans les résultats expérimentaux.

A.4.3 Calculs analytiques

Dans l'hypothèse que l'onde se propage suivant des plans parallèles, la résolution de l'équation de Webster conduit à une évolution de la section du pavillon exponentielle en fonction de l'abscisse de celui-ci. Il suffit d'égaliser les équations de la pression acoustique et de la vitesse afin qu'aucun déphasage n'apparaisse pour résoudre l'équation et obtenir : $S(x) = e^{(2\alpha x + \text{const})}$.

Nous démontrons aisément que pour un pavillon rectangulaire l'évolution exponentielle simultanée des deux profils conduit à une évolution exponentielle de la section (figure A.2).

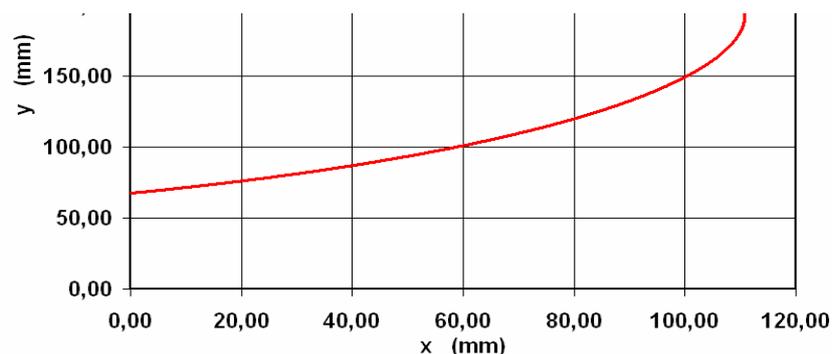


FIG. A.2 – Dimension d'un profil du pavillon pour une fréquence théorique de coupure de 250 Hz (pratiquement 400 Hz)

Cette première approche permet une résolution correcte du problème. Cependant après simulation et observation de la forme de l'onde dans le pavillon nous nous intéresserons à une résolution prenant en compte une forme sphérique pour le front de l'onde.

La méthode de calcul de J. M. LeCleach permet d'obtenir la forme optimale du pavillon pour un front d'onde sphérique.

A.5 Simulation numérique

L'outil graphique du logiciel COMSOL™ est peu adapté aux formes géométriques complexes. Nous utiliserons donc pour la simulation les esquisses importées en fichier DXF que nous avons créé sous SolidWorks®.

Il est nécessaire de définir la tolérance pour la précision par rapport à la courbe d'origine. En effet une précision trop grande augmente considérablement le nombre d'éléments pour le maillage et une précision trop faible engendre une facettisation ne permettant pas un traitement fiable du problème.

Pour cette simulation en deux dimensions, le nombre réduit d'éléments permet de mailler correctement pour les hautes fréquences. Cette géométrie permet d'obtenir des résultats significatifs pour un temps de calcul relativement faible. On peut ainsi mettre en évidence les domaines de fréquence importants pour l'étude des caractéristiques du pavillon, puis lancer sur des domaines réduits une étude plus fine de la propagation des ondes.

Nous déterminons des conditions de radiation pour les surfaces en entrée et en sortie. Le signal d'entrée prend la forme d'une excitation harmonique aux dimensions du haut-parleur. Les surfaces internes du guide et du pavillon sont définies comme des murs rigides. Cette hypothèse est contestable pour les faibles fréquences. En effet aux environs de 200 Hz on ressent les vibrations de la structure en posant simplement la main sur le guide.

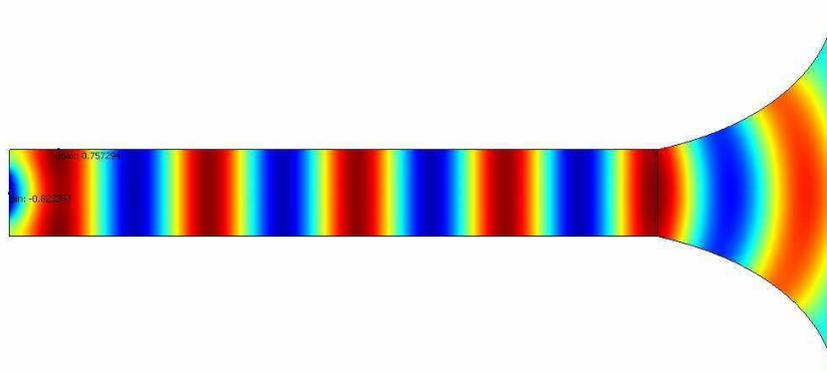


FIG. A.3 – Propagation de l'onde acoustique à 1500 Hz

Ce modèle nous a permis de déterminer les fréquences particulières de la propagation. On retrouve alors des modes singuliers comme sur la figure A.4.

À 2800 Hz l'onde prend une forme tout à fait remarquable, les minima et maxima de la pression acoustique sont largement au delà des valeurs de l'entrée du haut-parleur.

Une exportation des résultats de simulation sous MATLAB® nous a permis de déterminer l'efficacité théorique du pavillon. La courbe A.5 représente le coefficient de transmission (ou d'absorption) en fonction de la fréquence d'émission du haut-parleur.

Pour déterminer le coefficient d'absorption, nous avons calculé l'intensité acoustique dans la section d'entrée, dans la première section du pavillon et dans la dernière section du pavillon. L'intensité acoustique est définie par :

$$I = \frac{|p|^2}{2\rho_0 c_0} \quad (\text{A.6})$$

Des coefficients définissant le rapport des surfaces permettent d'obtenir un résultat cohérent.

Nous cherchons à obtenir un pavillon transmettant la totalité de l'onde incidente. Pour cela, le coefficient d'absorption que nous avons défini doit être le plus proche de 1.

Les différents extrêmes que nous observons pour les basses fréquences correspondent aux valeurs propres du guide d'onde. Les fréquences coupées sont d'autant plus proches et de faibles amplitudes que le guide est long. On retrouve ainsi des maxima à des fréquences espacées de 150 Hz pour un guide de 1 m et espacées de 54 Hz pour un guide de 2,5 m de longueur.

Le pic d'efficacité de transmission à 2500 Hz correspond au changement de forme des ondes planes en ondes complexes. Pour le modèle en deux dimensions, la transmission est stabilisée à 0.8 pour les hautes fréquences ce qui est une valeur acceptable vis-à-vis des valeurs obtenues pour d'autres réalisations.

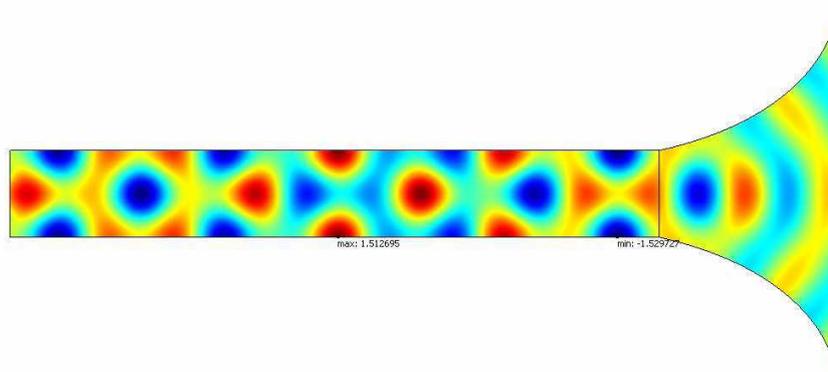


FIG. A.4 – Propagation de l'onde acoustique à 2800 Hz

A.6 Validation du modèle

A.6.1 Détermination de la nature de l'onde dans le guide

Nous avons mesuré l'amplitude maximale et minimale dans une section de tube quelconque (à environ 30 cm de l'extrémité du guide). Une perche télescopique nous permet de conserver la coordonnée longitudinale. La liaison de la perche et du support permet d'obtenir le déplacement dans toute la section du guide avec le microphone.

Les variations d'amplitude absolue de l'onde correspondent aux différences de forme et de positionnement des ondes stationnaires qui subsistent dans le guide.

Le graphique obtenu représentant l'évolution de l'écart relatif d'amplitude dans une même section en fonction de la fréquence du haut-parleur correspond globalement à nos simulations numériques. Aux environs de 2500 Hz une transformation nette des ondes planes en ondes complexes apparaît. D'après la théorie, le premier mode transverse apparaît à $f = 1270$ Hz (sans pavillon). L'expérience montre que notre haut-parleur ne peut exciter les modes propres en deçà de $f = 2500$ Hz. La limite théorique des ondes planes est donnée par la dimension du haut-parleur.

- Diamètre du haut-parleur : $d = \frac{\lambda}{2}$.
- On a alors : $f_{\text{lim planes}} = \frac{c_0}{\lambda} = \frac{c_0}{2d} = \frac{343}{20,08} = 2144$ Hz.

Cette expérience a été réalisée avec et sans le pavillon. La différence de structure ne semble pas

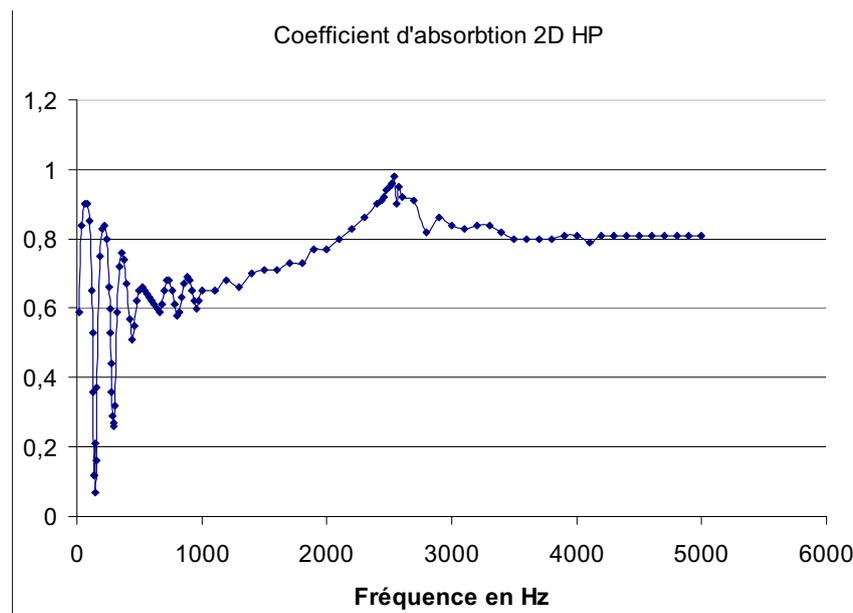


FIG. A.5 – Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence

affecter la fréquence caractéristique, mais en revanche elle peut influencer sur l'amplitude des ondes en fonction de leur fréquence.

Avec ce mode opératoire nous sommes en mesure de vérifier la présence ou non des modes de propagation de l'onde ainsi que leur forme. Un support de sonde pourrait être réalisé pour permettre une étude rapide sur une section. Le nombre de données à acquérir et à traiter semble très important et demande un temps considérable pour l'expérimentation.

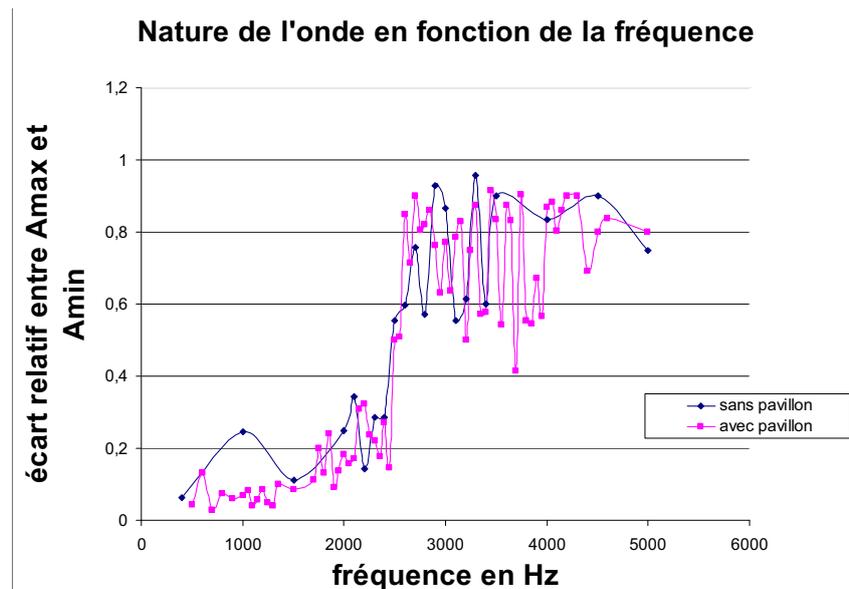


FIG. A.6 – Écart relatif des amplitudes minimales et maximales de pression pour une même section

L'écart relatif est donné par $\Delta P = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max}}$ (figure A.6).

A.6.2 Ondes progressives dans le guide pour les basses fréquences

L'objectif de cette partie est de déterminer l'efficacité du pavillon pour la transmission des ondes. On compare les modes de propagation des ondes aux faibles fréquences (de 200 Hz à 1000 Hz) en présence ou non du pavillon pour déterminer son impact sur la propagation.

On fait évoluer la position du micro suivant la coordonnée longitudinale tout en conservant son positionnement dans la section du guide d'onde. Une fois de plus, la perche télescopique présente un très grand intérêt pour cette manipulation.

On mesure la valeur de l'amplitude des crêtes en fonction de la coordonnée longitudinale du guide. Dans le cas d'une onde progressive parfaite une amplitude constante pour toute la longueur du guide devrait être trouvée (figure A.7).

Pour une onde progressive $\frac{PP_{\max}}{PP_{\min}} = 1$.

Dans le cas d'une onde plane stationnaire se trouvent des nœuds et des ventres de pressions en fonction de la coordonnée longitudinale du guide. Leur espacement dépend de la fréquence d'excitation du haut-parleur. Pour une onde stationnaire le rapport P_{\max}/P_{\min} est infini, en effet les nœuds de pression ont une amplitude égale à zéro et l'amplitude maximale dépend de l'excitation du haut-parleur, elle est donc non nulle comme sur la figure A.8.

La figure A.9 représente ce qui était obtenu durant les mesures. Sur ce schéma nous pouvons remarquer que l'amplitude n'est pas constante tout le long du guide et que son amplitude dépend de la section choisie. Nous sommes donc en présence d'une onde complexe composée d'une onde stationnaire et d'une onde progressive. Le rapport PP_{\max}/PP_{\min} diminue lorsque l'onde tend à devenir parfaitement progressive, ce qui signifie une absence totale de réflexion à l'extrémité du guide.

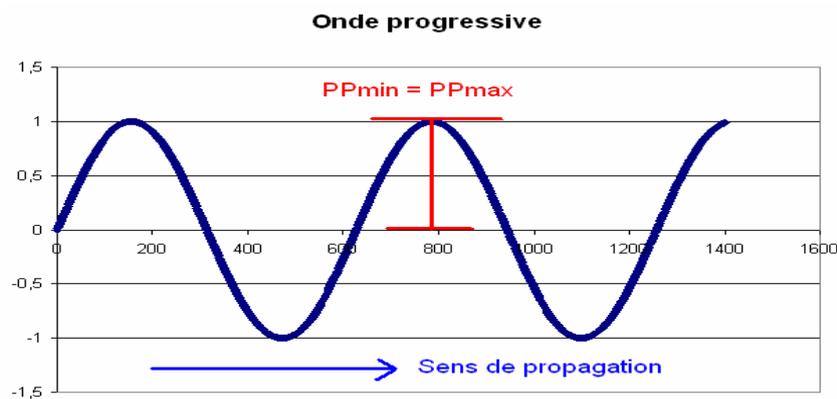


FIG. A.7 – Représentation des variations de pressions dans le guide pour une onde plane (fréquence quelconque)

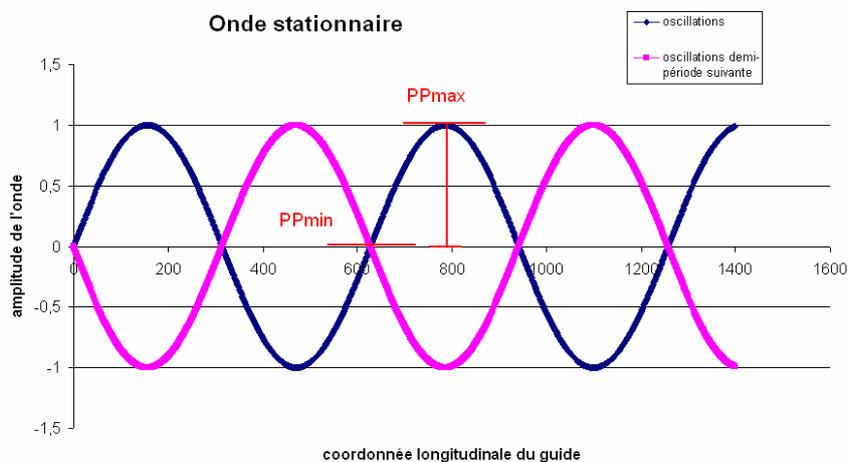


FIG. A.8 – Représentation des variations de pressions dans le guide pour une onde stationnaire (fréquence quelconque)

Notre limite d'étude basse est simplement donnée par la longueur d'onde ainsi que celle de la perche. La première fréquence que nous pouvons étudier se situe aux environs de 200 Hz (longueur d'onde $\lambda = 1,7$ m et dimension d'étude $\lambda/4 = 42,5$ cm). Au delà de 1000 Hz (dimension d'étude 8,5 cm) nous ne possédons plus suffisamment de précision pour déterminer les maxima et minima d'amplitude de l'onde. Cependant les résultats que nous obtenons sont suffisamment significatifs pour conclure quant à l'intérêt du pavillon pour la transmission (figure A.10).

Le graphique montre que pour les faibles fréquences, inférieures à 400 Hz, le pavillon est assez peu efficace et l'amplitude des ondes pour les différentes fréquences peut être très variable. Le rapport entre l'amplitude maximum et minimum suivant la coordonnée longitudinale est compris entre 2 et 4 pour ce domaine de fréquence.

Pour les fréquences supérieures à 400 Hz, ce rapport chute en dessous de 2 et approche 1,2 pour une fréquence de 1000 Hz. La fréquence de coupure basse définie à 400 Hz est donc respectée.

Nous obtenons pour les fréquences supérieures à 400 Hz des ondes assez proches des ondes progressives parfaites. En l'absence du pavillon nous ne pouvons absolument pas conclure sur la nature

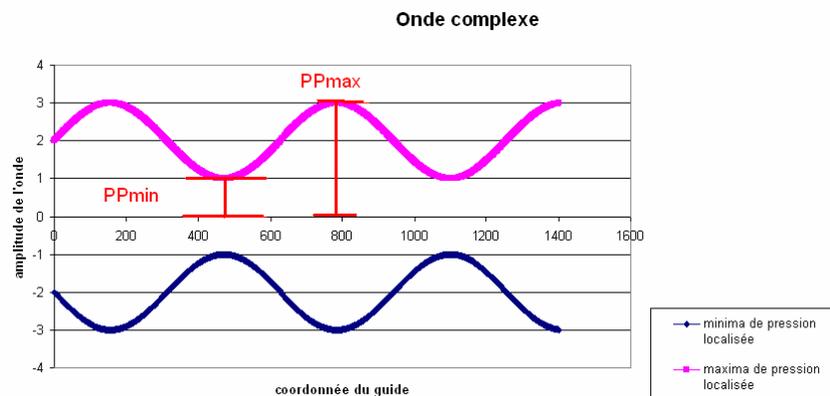


FIG. A.9 – Représentation des variations de pressions dans le guide pour la détermination des ondes progressives dans le tube en fonction de la fréquence

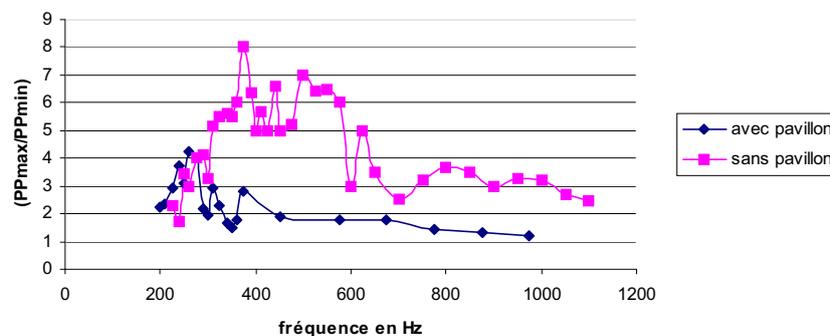


FIG. A.10 – Ondes progressives dans le guide en fonction de la fréquence

progressive des ondes. En effet le coefficient que nous avons déterminé est toujours supérieur à 3 pour les fréquences inférieures à 1000 Hz.

En augmentant la précision du positionnement du micro nous pourrions caractériser la propagation des ondes pour des fréquences supérieures à 1000 Hz et ainsi valider le modèle pour tout le domaine souhaité. Une attention particulière doit être portée au fait que pour les fréquences supérieures à 2500 Hz une très faible variation de positionnement dans la section peut induire une erreur relative considérable.

A.7 Fonction de transfert du système complet

A.7.1 Fonction de transfert (dBFA, 2 microphones)

Pour la définition de la fonction de transfert on utilise le mode *analyseur* du logiciel NetDB™ dBFA. Il est nécessaire de paramétrer correctement les voies pour obtenir des résultats de qualité. La moyenne peut être calculée avec plus de 200 termes afin d'éviter les perturbations et approcher au plus près une valeur pertinente.

Pour caractériser la fonction de transfert nous placerons un micro juste devant le haut parleur et un autre à la sortie du guide (à la liaison du guide et du pavillon) pour obtenir une intensité acoustique suffisante. Le bruit blanc produit par le logiciel permet de caractériser la fonction de transfert sur la totalité du domaine de fréquence. Les résultats sont présentés sur la figure A.11.

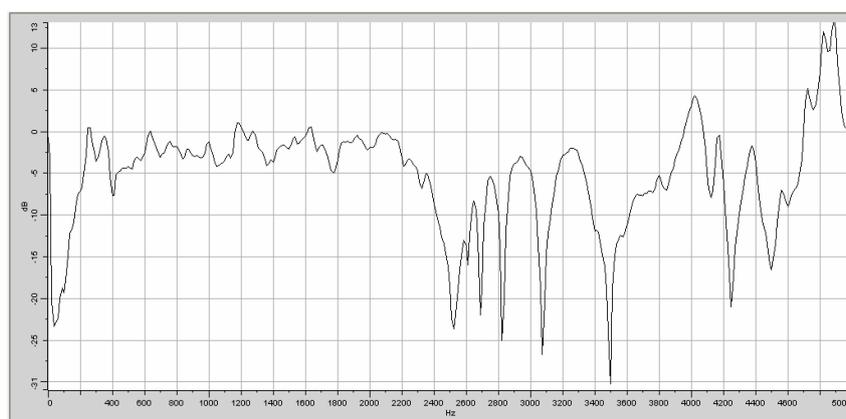


FIG. A.11 – Fonction de transfert pour un bruit blanc en entrée, position centrale sur la section des deux micros (8 cm du HP en entrée et sur la surface de liaison entre le guide et le pavillon en sortie)

A.7.2 Fonction de transfert (SigLab, haut-parleur et microphone)

On peut remarquer sur le graphique que la présence du pavillon n'a d'influence que pour les basses fréquences. Au delà de 2000Hz la fonction de transfert est sensiblement identique.

On obtient la même séparation des domaines avec le logiciel SigLab™ et dBFA, cependant on observe sur la figure A.12 une décroissance d'amplitude dans la bande [200 Hz ; 1000 Hz] que nous n'obtenions pas avec dBFA. Cette différence s'explique par la physique du haut-parleur et son impédance propre.

A.8 Conclusion

Cette étude nous a permis de mettre évidence les principaux phénomènes intervenants dans la propagation des ondes pour un guide rectangulaire. Le taux d'émission du pavillon est relativement élevé pour la technologie utilisée. La fréquence de coupure basse de 400 Hz correspond parfaitement à nos attentes. Au delà de 5000 Hz les limites d'étude et d'expérimentation sont limitées par la technologie du haut-parleur.

L'objectif principal dans la conception du pavillon était de faire disparaître tant que possible les modes propres de propagation. Nous avons montré que le premier mode propre qui apparaît à une fré-

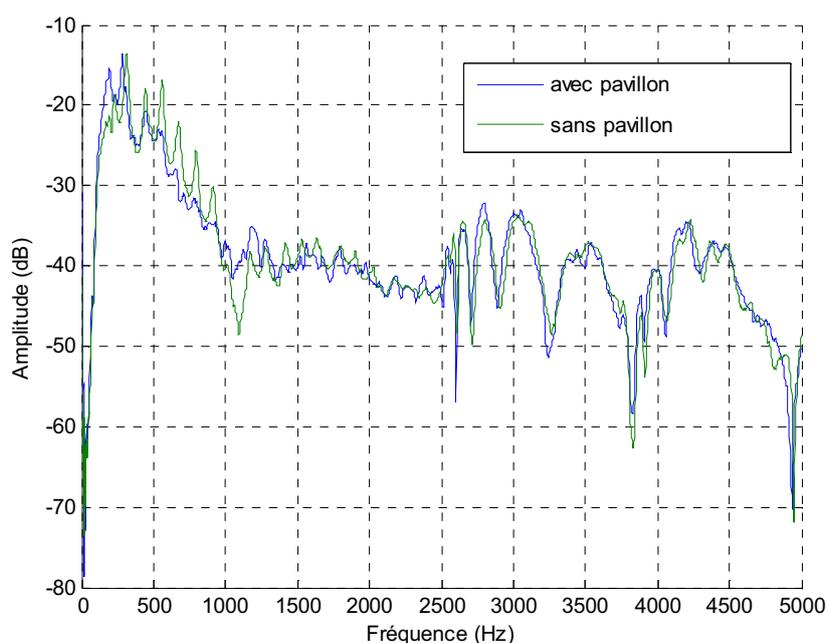


FIG. A.12 – Comparaison des fonctions de transfert en présence ou non du pavillon

quence de 2500Hz est supérieur au potentiel d'émission d'onde plane du haut-parleur. L'un des moyens les plus efficaces pour obtenir une onde plane dans un plus grand domaine de fréquence est d'augmenter la taille du haut parleur ou de diminuer la section du guide.

Annexe B

Documentation technique de cellules actives

B.1 Carte du deuxième prototype de la cellule

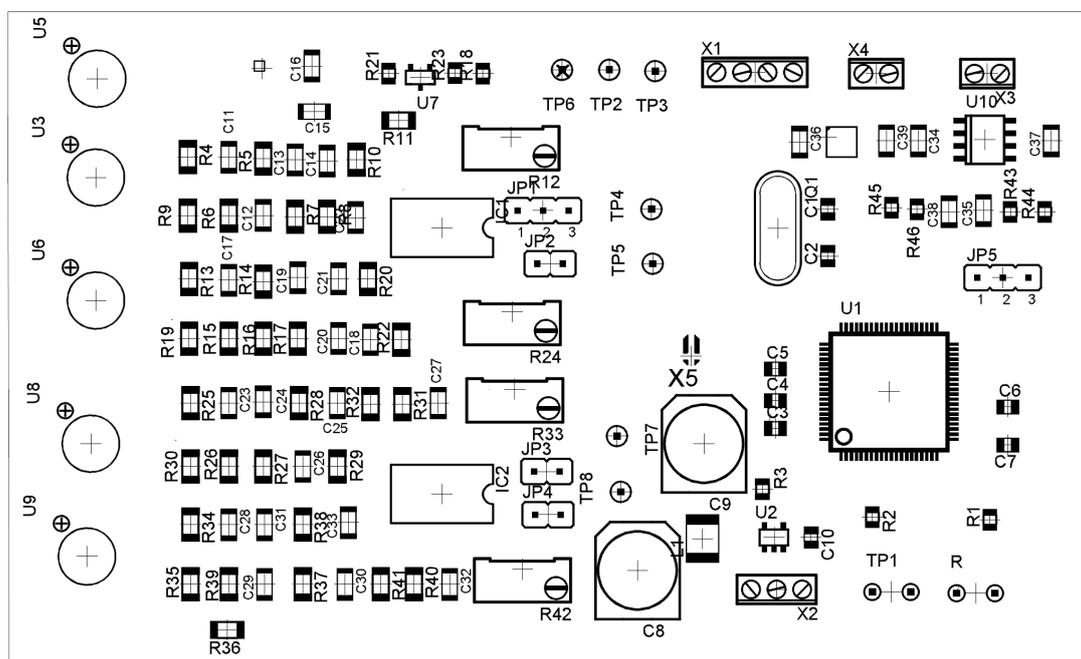


FIG. B.1 – Emplacement des composants sur le prototype 2

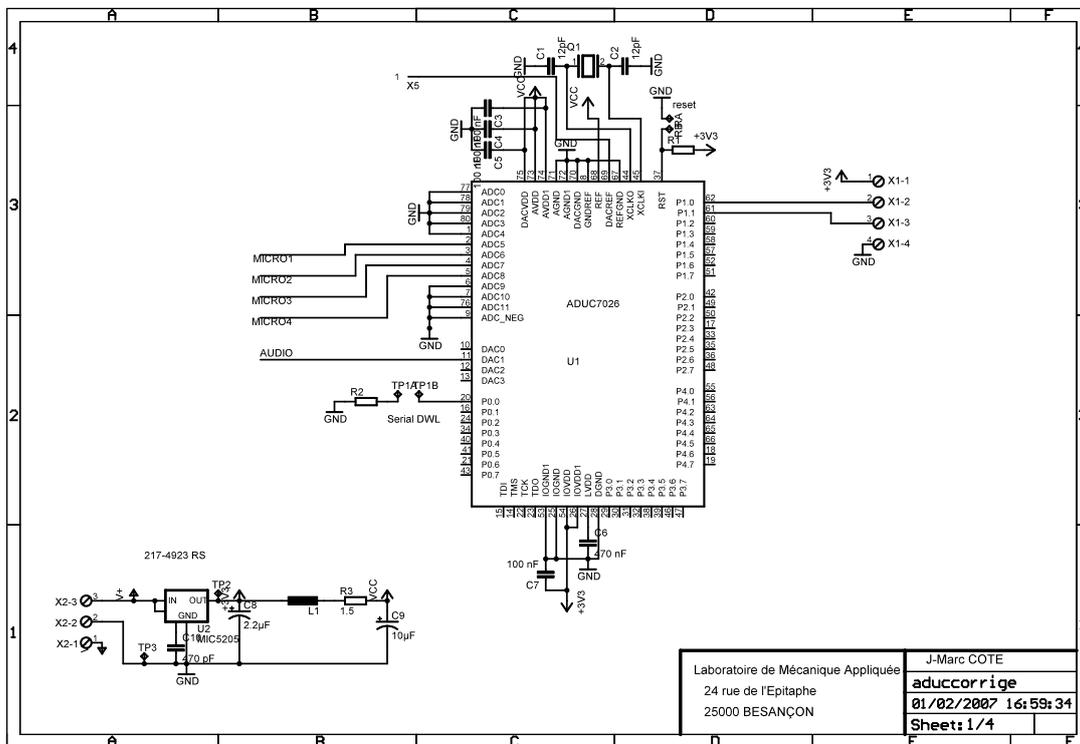


FIG. B.2 – Circuit électronique, partie microcontrôleur

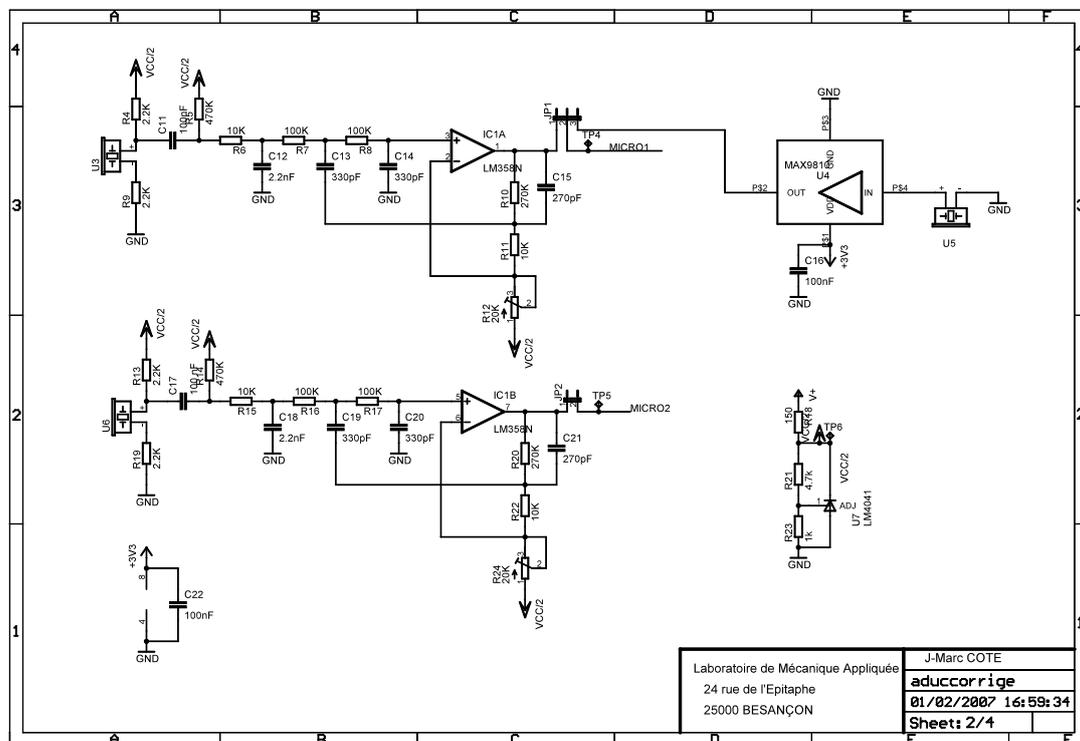


FIG. B.3 – Circuit électronique, partie préamplis de microphones 1 et 2

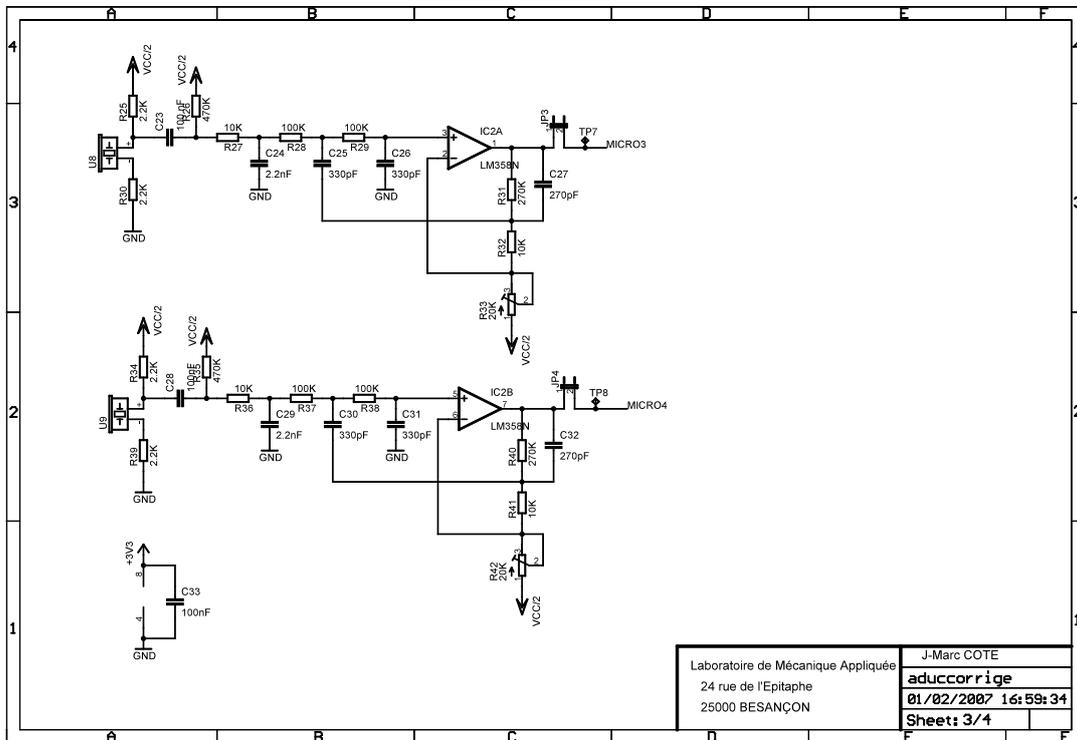


FIG. B.4 – Circuit électronique, partie préamplis de microphones 3 et 4

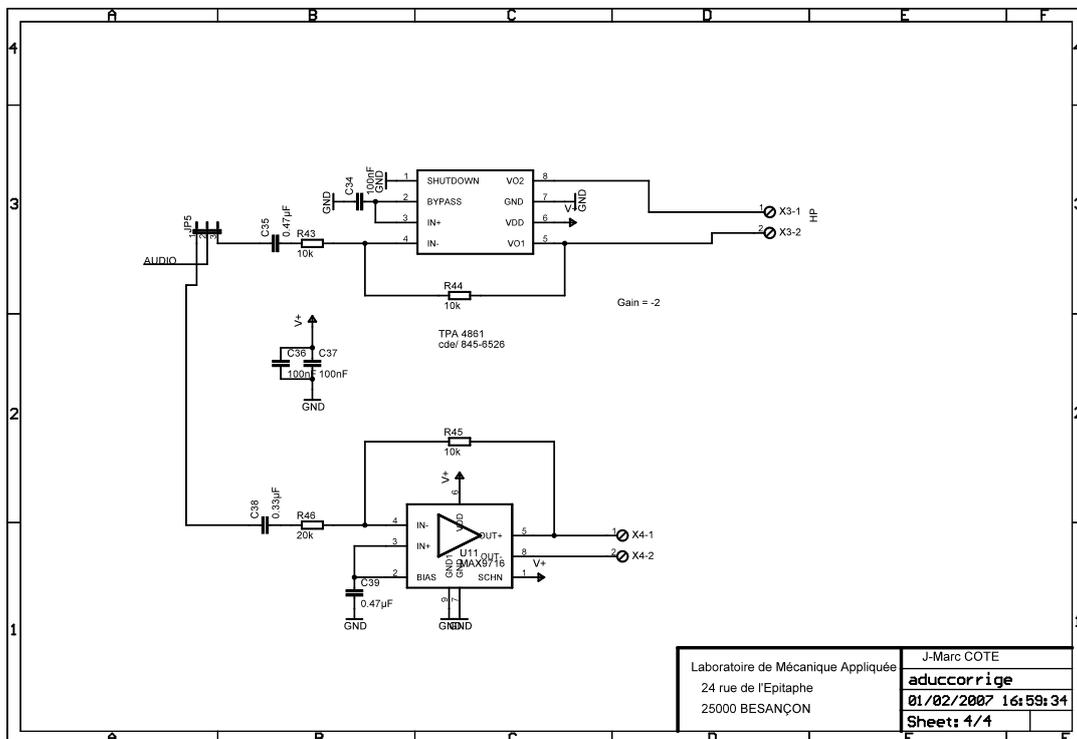


FIG. B.5 – Circuit électronique, partie ampli audio

B.2 Composants prévus pour la cellule

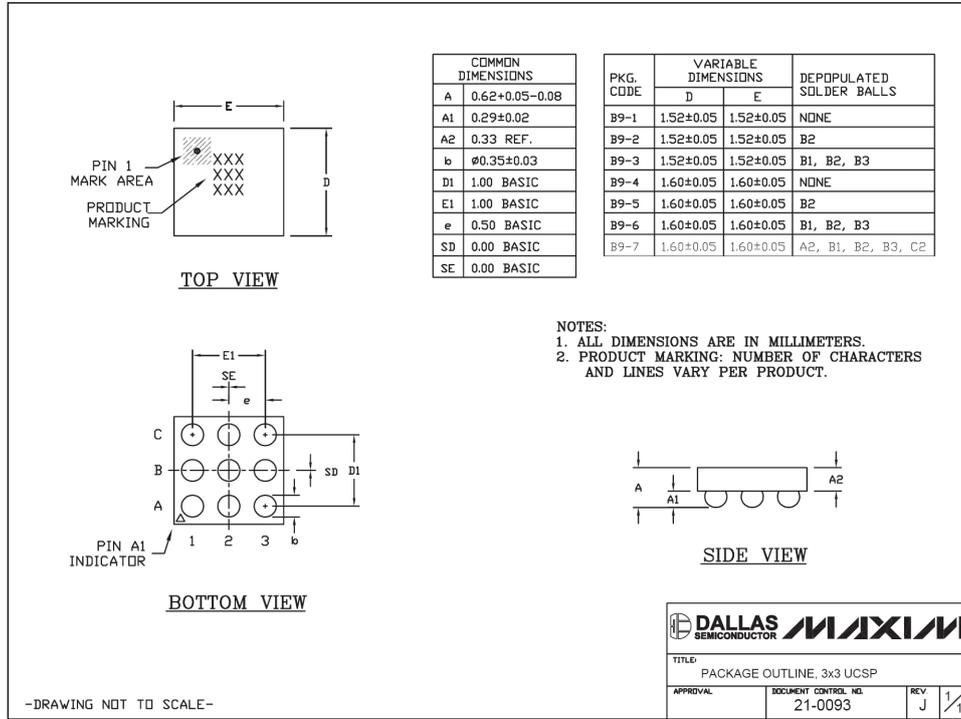


FIG. B.6 – Ampli audio MAX9716

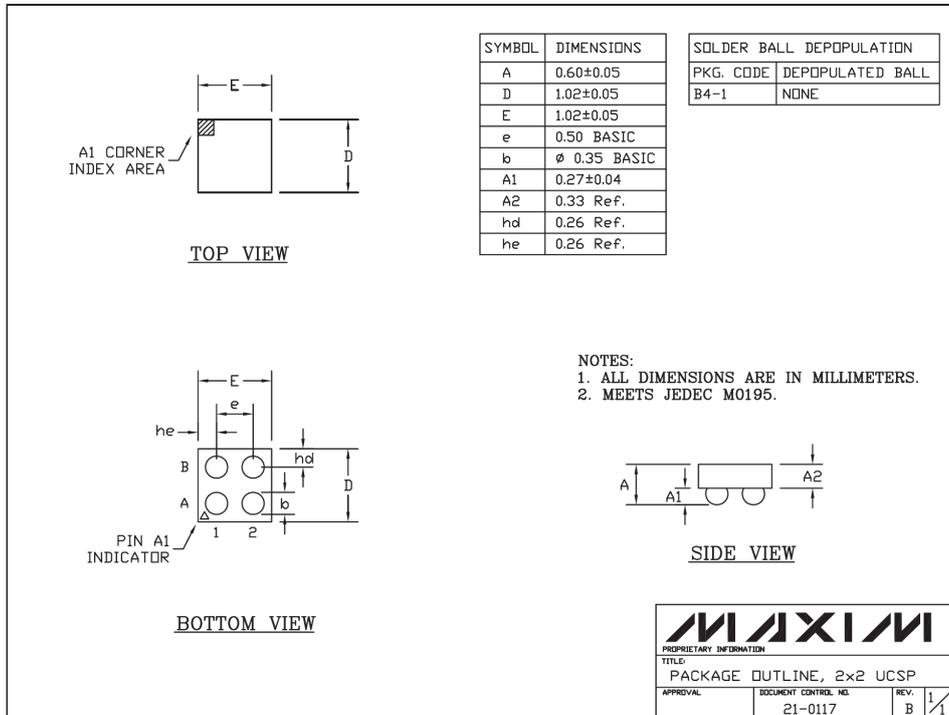


FIG. B.7 – Préampli de microphones MAX9810

B.3 Réseau de cellules

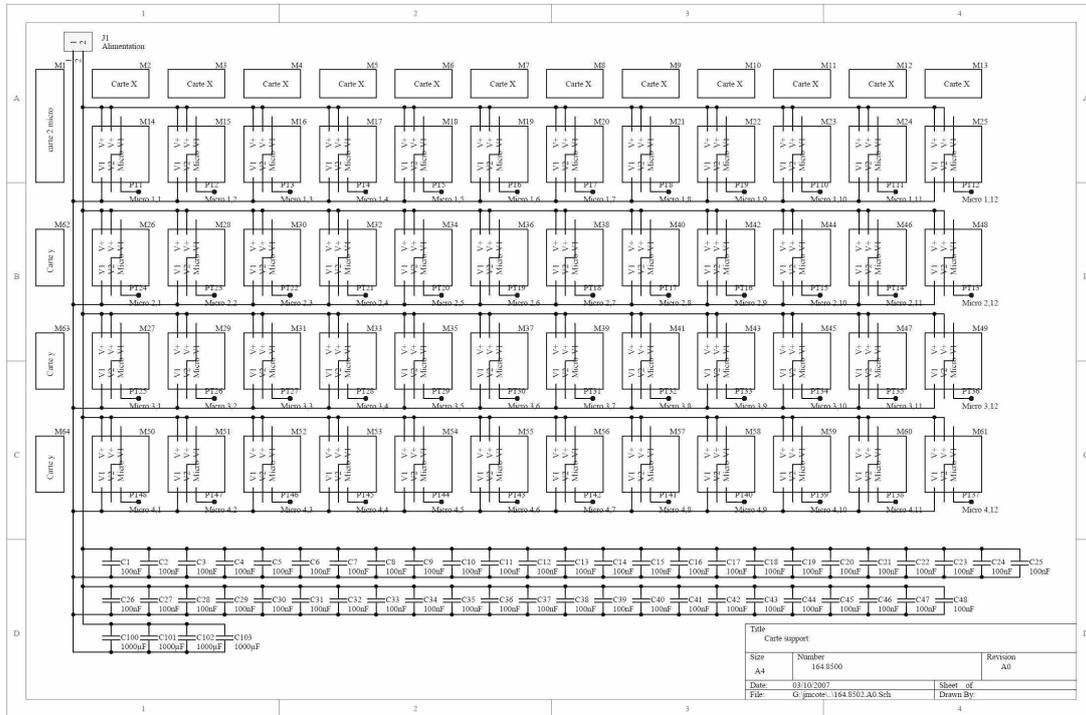


FIG. B.8 – Schéma électrique de la carte de support

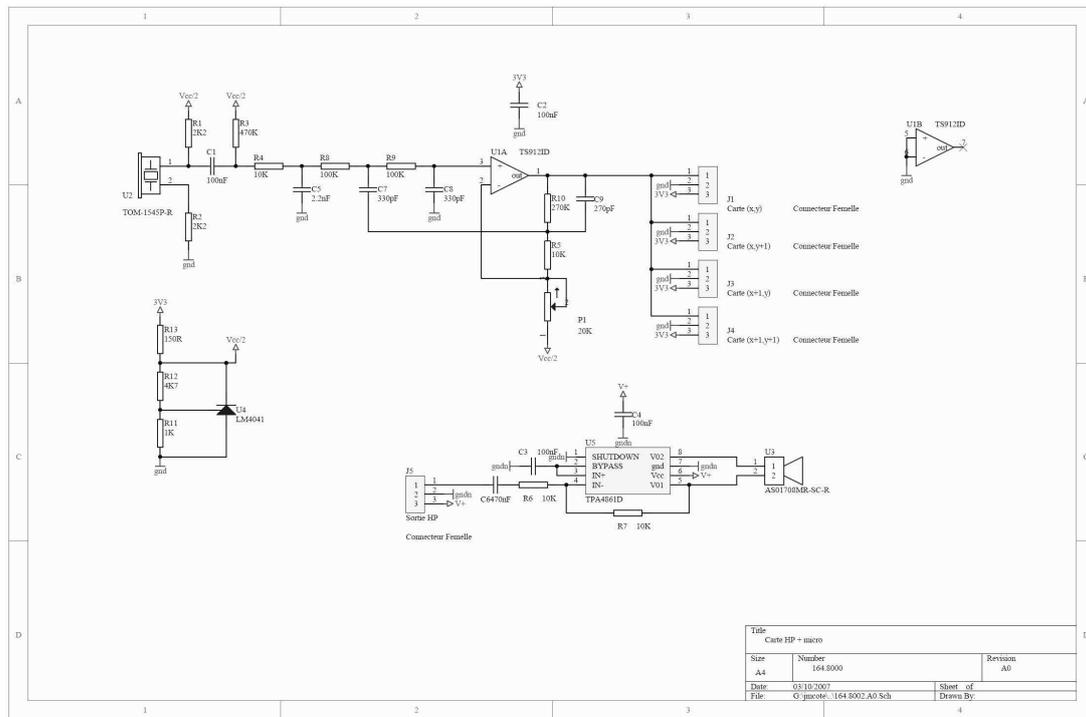
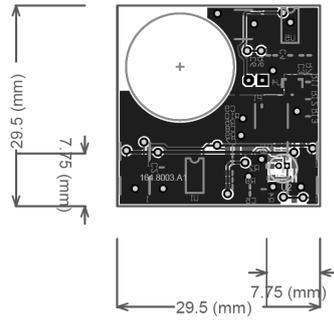


FIG. B.9 – Schéma électrique de la carte de transducteurs



FR4 8/10 2 couches 35/35um
 Classe 3/4
 2 vernis epargne
 Etamage selectif

www.polycaptil.fr		POLYCAPTIL 7 chemin de palente 25000 BESANCON Tel: 03 81 47 72 44 Fax: 03 81 47 72 49 E-mail: polycaptil@wanadoo.fr	
ENGINEER: Arnaud MIGNOT PHONE: 03.81.47.72.47	TITLE: CARTE MICRO ET HAUT PARLEUR		
PART NO: 164.8003.A1	DATE: 03/10/2007	LAYER: Bottom layer	
FILE NAME: 164.8003.A1.pcb	VER: 0	GERBER:	

FIG. B.10 – Traçage de la carte de transducteurs

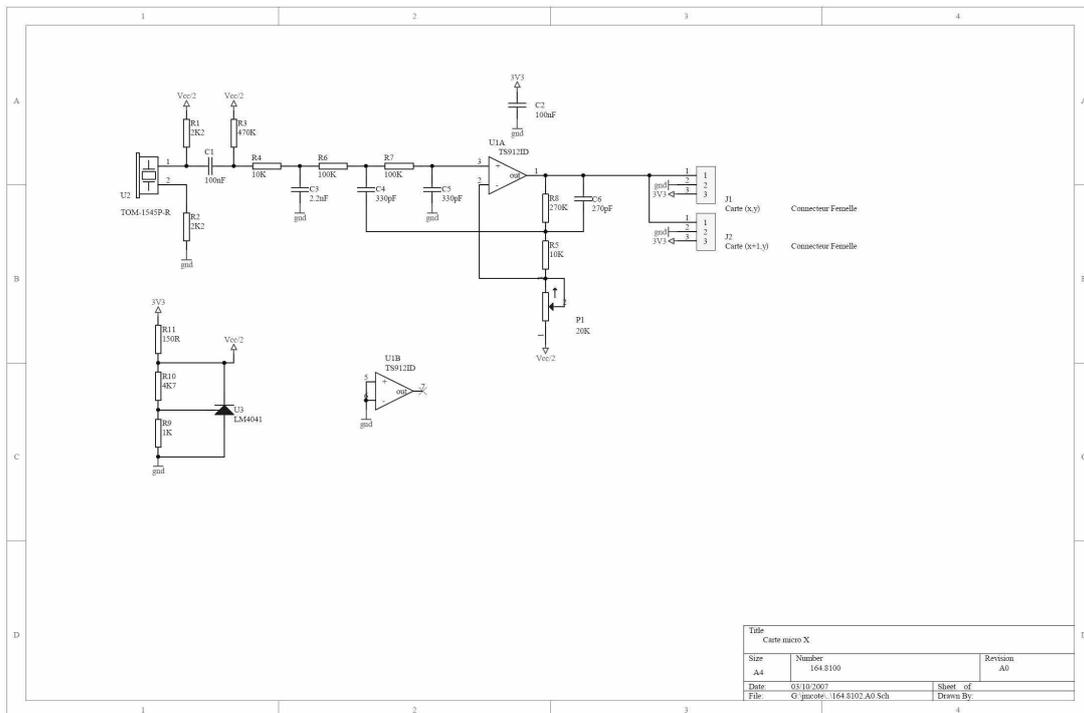
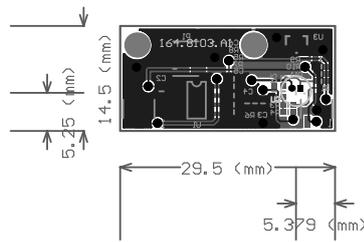


FIG. B.11 – Schéma électrique de la carte du microphone en direction x



FR4 8/10 2 couches 35/35um
 Classe 3/4
 2 vernis epargne
 2 serigraphie
 Etamage selectif
 Mise en panneau avec circuit 164.8203, 8303

www.polycaptil.fr		POLYCAPTIL 7 chemin de palente 25000 BESANCON Tel: 03 81 47 72 44 Fax: 03 81 47 72 49 E-mail: polycaptil@wanadoo.fr	
ENGINEER: Arnaud MIGNOT PHONE: 03.81.47.72.47	TITLE: CARTE MICRO X		
PART NO: 164.8103.A1	DATE: 03/10/2007	LAYER: Top layer	Bottom layer
FILE NAME: 164.8103.A1.PCB		VER: 0	GERBER:

FIG. B.12 – Traçage de la carte du microphone en direction *x*

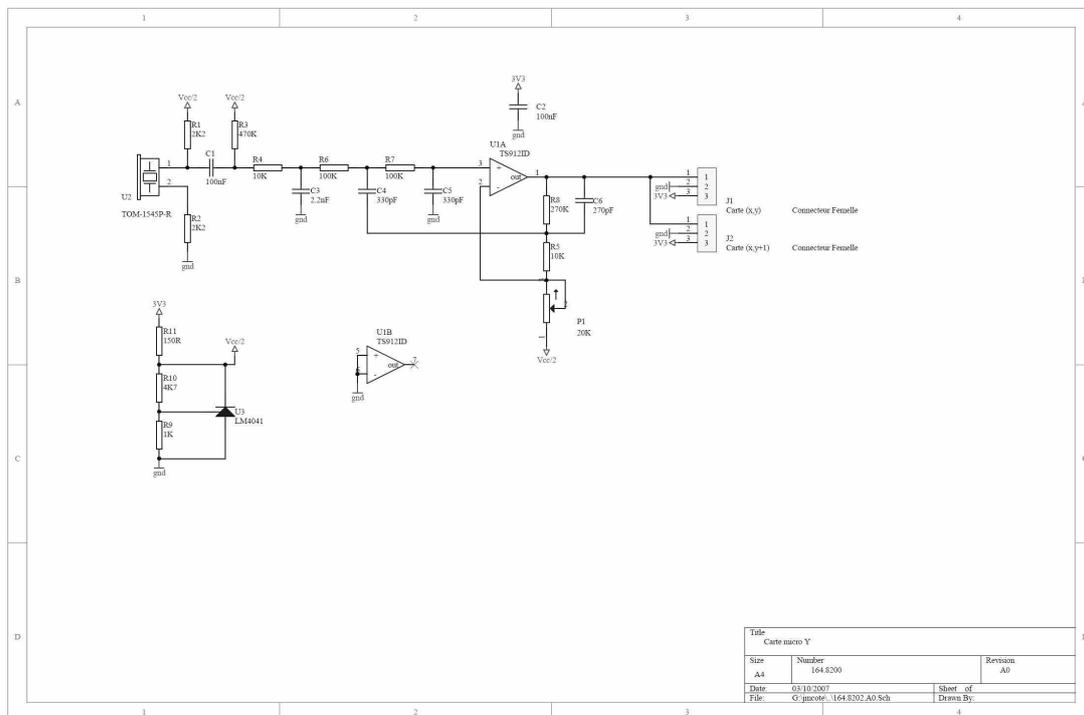
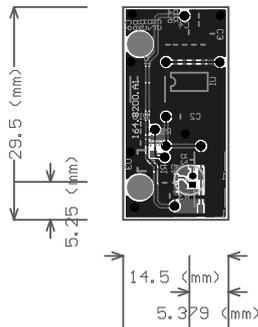


FIG. B.13 – Schéma électrique de la carte du microphone en direction *y*



FR4 8/10 2 couches 35/35um
 Classe 3/4
 2 vernis epargne
 Etamage selectif
 Mise en panneau avec circuit 164.8103, 8303

www.polycaptil.fr		POLYCAPTIL 7 chemin de palente 25000 BESANCON Tel: 03 81 47 72 44 Fax: 03 81 47 72 49 E-mail: polycaptil@wanadoo.fr	
ENGINEER: Arnaud MIGNOT PHONE: 03.81.47.72.47	TITLE: CARTE MICRO Y		
PART NO: 164.8203.A1	DATE: 03/10/2007	LAYER: Top layer	
FILE NAME: 164.8203.A1.PCB		VER: 0	GERBER:

FIG. B.14 – Traçage de la carte du microphone en direction *y*

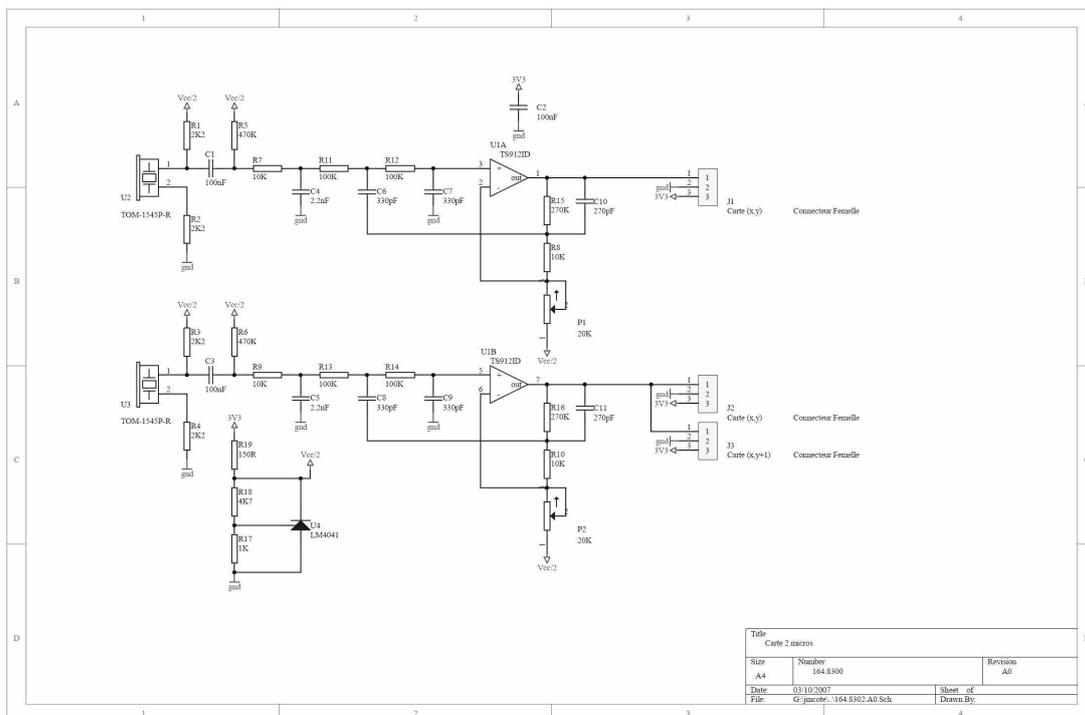
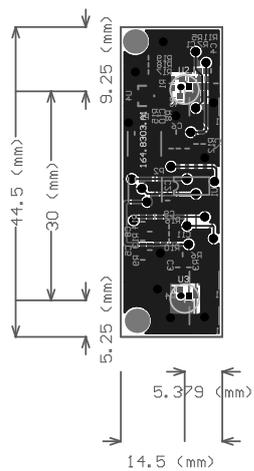


FIG. B.15 – Schéma électrique de la carte de microphones en direction *x* et *y*



FR4 8/10 2 couches
 Classe 3/4
 2 vernis epargne
 Etamage selectif
 Mise en panneau avec circuit 164.8103, 8203

www.polycaptil.fr		POLYCAPTIL 7 chemin de palente 25000 BESANCON Tel: 03 81 47 72 44 Fax: 03 81 47 72 49 E-mail: polycaptil@uanadoo.fr	
ENGINEER: Arnaud MIGNOT PHONE: 03.81.47.72.47	TITLE: CARTE 2 MICROS		
PART NO: 164.8303.A1	DATE: 03/10/2007	LAYER: Top layer	
FILE NAME: 164.8303.A1.PCB	VER: 0	GERBER:	

FIG. B.16 – Traçage de la carte de microphones en direction x et y

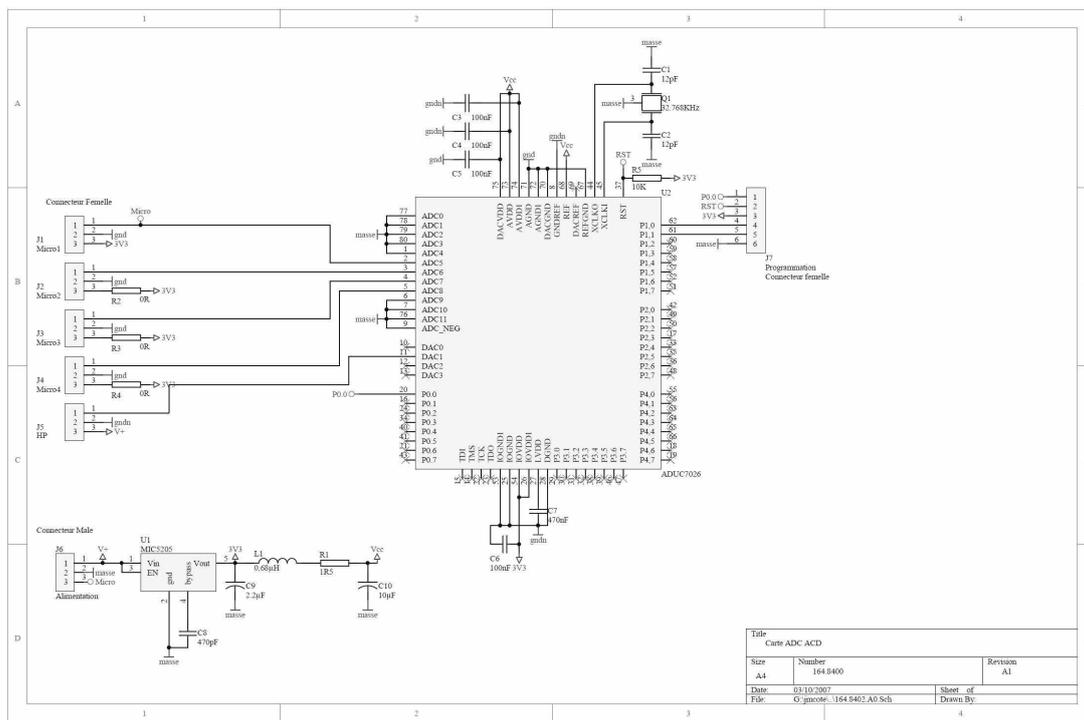
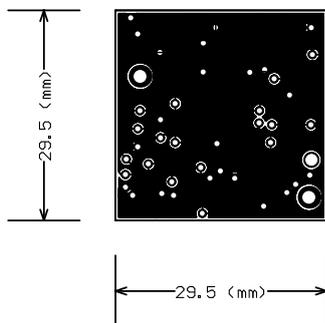


FIG. B.17 – Schéma électrique de la carte du microcontrôleur



FR4 16/10 4 couches 35/35/35/35µm
 Classe 3/4
 2 vernis epargne
 Etamage selectif

www.polycaptil.fr		POLYCAPTIL 7 chemin de palente 25000 BESANCON Tel: 03 81 47 72 44 Fax: 03 81 47 72 49 E-mail: polycaptil@wanadoo.fr	
ENGINEER: Arnaud MIGNOT PHONE: 03.81.47.72.47	TITLE: CARTE ADC DAC	PART NO: 164.8403.A1	DATE: 03/10/2007
FILE NAME: 164.8403.d1.PCB	LAYER: Top Layer	VER: 0	GERBER:

FIG. B.18 – Traçage de la carte du microcontrôleur

Annexe C

Programmation de l'ADuC

Le programme suivant en langage « C » représente une des dernières versions de la loi de contrôle, implémentée dans chaque cellule du réseau distribué.

```

/*****
Date       : 12/10/2007
File       : adc_dac02.c
Description : Performs repeated 4 ADC conversions on ADC5-ADC8.
             Adjusts output of DAC1 to vary with the control law.
*****/
#include<aduc7026.h>

//constants
int c = 343; // speed of sound
float dx = 0.03; // spatial discretization
float time_step = 2/41.78e6; // timer1 step time

//variables
int pressure[4]; // input pressure values
float control; // output voltage

//functions
void ADCpoweron(int); // prepare AD conversion
void AcqPress(void); // input pressure acquisition
int PressMean(int press_x, int press_y); // arithmetic average

void main(void)

    int step_count;
    int pressX0, pressX1, pressTot, pressX0_new, pressX1_new, pressTot_new;

//ADC and DAC configuration
ADCpoweron(20000); // power on ADC
DAC1CON = 0x13; // AGND-AVDD range
REFCON = 0x00; // internal 2.5V reference off
//timer configuration
T1CON = 0x1C0; // timer 1 enabled, periodic, CLK/1 = 47.87 ns, count up

```

```

T1LD = 0x00; // start from zero

while (1)

    AcqPress();
    step_count = T1VAL;
    pressX0 = PressMean(pressure[1],pressure[2]);
    pressX1 = PressMean(pressure[0],pressure[3]);
    pressTot = PressMean(pressX0,pressX1);
//    while((T1VAL - step_count) < 1/time_step/10000) // wait 100 us
    AcqPress();
    step_count = T1VAL - step_count;
    pressX0_new = PressMean(pressure[1],pressure[2]);
    pressX1_new = PressMean(pressure[0],pressure[3]);
    pressTot_new = PressMean(pressX0_new,pressX1_new);
    control = 2048 + .0154*(1/c*(pressTot_new-pressTot)/step_count/time_step-(pressX1_new-pressX0_new)/dx);
    if(control > 4095) control = 4095;
    if(control < 0) control = 0;
    DAC1DAT = control * 65536;

void ADCpoweron(int time)
    ADCCON = 0x20; // power-on the ADC
    while (time >0) // wait for ADC to be fully powered on
        time--;

void AcqPress(void) // pressure acquisition

    ADCCP = 0x05; // conversion on ADC5
    ADCCON = 0xA3; // software conv., single-ended, conv. enabled
    while (!ADCSTA) // wait for end of conversion
        pressure[0] = ADCDAT >> 16; // pressure 0 result
    ADCCP = 0x08;
    ADCCON = 0xA3;
    while (!ADCSTA)
        pressure[3] = ADCDAT >> 16; // pressure 3 result
    ADCCP = 0x06;
    ADCCON = 0xA3;
    while (!ADCSTA)
        pressure[1] = ADCDAT >> 16; // pressure 1 result
    ADCCP = 0x07;
    ADCCON = 0xA3;
    while (!ADCSTA)
        pressure[2] = ADCDAT >> 16; // pressure 2 result
//    ADCCP = 0x09; //for better signal quality

int PressMean(int press_x, int press_y) // arithmetic average

    return (press_x + press_y) >> 1;

```

Index

- absorption, 6, 16, 22, 23, 30, 32, 34, 37, 46, 47, 51, 61, 62, 64, 65, 69, 89
- amortissement, 4, 23, 34, 35, 79
- anti-bruit, 31, 40, 43
- atténuation, 4, 35
- avion, 7, 8, 33, 42–45, 121, 159
- bobine, 23, 24
- capacité, 119, 123
- cellule active, xiii, 8, 49, 101, 105, 106, 110, 120, 137, 159
- champ
 - acoustique, 3, 4, 6, 33, 39, 69
 - complexe, 14
 - de pression, 27, 28, 35
 - libre, 6, 7
 - lointain, 6
 - magnétique, 43
 - ouvert, 48
 - primaire, 39, 59
 - proche, 6, 28, 32
 - sonore, 34, 35
 - électrique, 44
 - électromagnétique, 9
- circuit, xiii, 8, 32, 50, 52, 61, 62, 72, 108, 111, 138, 139
- coefficient, 6, 17, 52–55, 59, 60, 76, 125, 126, 128, 133
 - d'absorption, 16, 23, 34, 35, 37, 45, 128, 129
 - de convergence, 59
 - de Poisson, 24, 37
 - de réflexion, 17, 22, 23, 32, 44
 - de transmission, 17, 128
- constante, 1, 10–14, 35, 52, 125, 130, 131
- contrôle actif du bruit, xiii, 4, 5, 32, 33, 40–42, 46, 60, 87, 119
- conversion, 44, 111, 147, 148
- correction, 111
- courant, 23, 24, 33, 39, 43
- densité, 36
- diffusion, 37, 46, 64
- dispersion, 29
- décibel, 1
- déformation, 12, 44
- échappement, 4, 40, 41
- écoulement, 4, 9, 12, 37, 40, 42, 75
- électrode, 44
- force, 40, 42, 44, 50, 72
- formulation, 10, 50, 58, 65
- frottement, 46
- fréquence
 - de résonance, 35, 39
 - propre, 14, 38, 106, 112, 113
- hélice, 8, 42
- impédance acoustique, xiii, 6, 8, 13, 15, 21, 46, 47, 49, 50, 61, 62, 119, 121, 159
- inductance, 24
- instabilité, 4, 5, 32, 56, 58, 94, 96
- intensité, 7, 14–17, 30, 85, 124, 128, 133
- interférence, 4, 5, 31, 56, 58
- longueur d'onde, 1, 4, 6, 33, 34, 43, 132
- masse, 4, 10, 23, 24, 26–28, 35, 37, 38, 40, 42, 53, 72
 - volumique, 9, 10, 15, 33, 124
- membrane, 1, 44, 47–49, 72–74, 79, 80, 99, 107, 118
- microcontrôleur, 8, 52, 61, 101, 104–106, 108, 110, 111, 114, 118, 120, 138, 146, 159
- niveau acoustique, 7, 31, 34, 38, 41, 48
- nombre d'onde, 11, 14, 25, 62, 66, 69
- nœud, 22, 131
- onde
 - harmonique, 11, 26

-
- plane, 12, 13, 15, 16, 21, 25–27, 32, 35, 48, 51, 63, 89, 119, 128, 129, 131, 135
- progressive, 15, 130–132
- sonore, 125
- stationnaire, 14, 22, 30, 92, 120, 129, 131
- opérateur, 11, 25, 52–54, 62–65, 67, 75, 95, 101, 118, 159
- oscillation, 1, 31, 38
- peau
- active, 49, 113, 118
 - intelligente, 159
- phénomène, xiii, 3, 8, 10, 37, 119, 134
- piston, 21, 23, 24, 40, 80
- piézo, 5, 35, 44, 45, 48–50, 102, 104
- pollution sonore, 3
- potentiel, 32, 33, 37, 45, 87, 99, 119, 124, 135, 159
- pression sonore, 124
- puissance, 6, 22–24, 33, 43–46, 48, 50, 52, 78–80, 82, 99, 102, 110
- rigidité, 37, 80
- récepteur, 4, 18
- réflexion, 16–18, 22, 30, 50, 121, 123, 131
- non-réflexion, 63, 74
 - sur-réflexion, 32
- réfraction, 17, 18
- résistance, 6, 24, 37, 46, 47
- résonance, 1, 4, 35, 39, 41, 48, 50, 51, 79
- schéma, 29, 54, 55, 59, 60, 62, 65, 72, 81, 90, 101, 111, 118, 131, 141–144, 146
- sensibilité, 1–3, 56
- seuil, 1, 2
- son, 1, 6, 16, 34, 35, 37–39, 97
- infra-son, 1
 - ultra-son, 1, 48
- soufflante, 7, 8, 42
- source
- acoustique, 2, 30, 112, 119
 - mobile, 3, 6, 7, 34, 43
 - ponctuelle, 6, 35, 70
 - primaire, 5, 6, 46, 56–58, 81
 - secondaire, 6, 41, 43, 46, 56–58
 - sonore, 4, 8, 37
- spill-over, 66, 70, 80, 94, 95
- stabilité, 48, 50, 53, 120, 121, 159
- température, 1, 6, 10, 35, 37, 40, 42, 43, 53
- tension, 24, 44, 72, 73, 75, 76
- transducteur distribué, 99, 119, 159
- transformateur, 43
- transmissibilité, 17, 39, 80
- transmission, 15–17, 30, 33, 44, 48, 50, 67, 126, 128, 130, 132
- turbine, 7
- turboréacteur, 2, 7, 119, 121, 159
- viscosité, 10, 16
- vitesse de particules, 1, 10, 14, 21, 51
- vitesse du son, 1, 2, 11, 112, 126
-

Bibliographie

- [1] M. ABÉ et T. IGUSA : Semi-active dynamic vibration absorbers for controlling transient response. *Journal of Sound and Vibration*, 198/5:547–569, 1996.
 - [2] J.-F. ALLARD : *Propagation of sound in porous media : Modelling sound absorbing materials*. Elsevier, London, 1993.
 - [3] N. ATALLA, R. PANNETON, F. C. SGARD et X. OLNLY : Acoustic absorption of macro-perforated porous materials. *Journal of Sound and Vibration*, 243/4:659–678, 2001.
 - [4] N. ATALLA et F. SGARD : Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models. *Journal of Sound and Vibration*, 303/1-2:195–208, 2007.
 - [5] M. BAI et H. CHEN : A modified H_2 feedforward active control system for suppressing broadband random and transient noises. *Journal of Sound and Vibration*, 198/1:81–94, 1996.
 - [6] M. R. BAI et H. H. LIN : Comparison of active noise control structures in the presence of acoustical feedback by using the H_∞ synthesis technique. *Journal of Sound and Vibration*, 206/4:453–471, 1997.
 - [7] M. R. BAI et B. LIU : Determination of optimal exciter deployment for panel speakers using the genetic algorithm. *Journal of Sound and Vibration*, 269:727–743, 2004.
 - [8] M. R. BAI et P. ZEUNG : Implementation of a broadband duct anc system using adaptive spatially feedforward structure. *Journal of Sound and Vibration*, 251/5:891–903, 2002.
 - [9] H. BATARD : Aircraft noise reduction : Airbus industrial needs in terms of new materials for nacelle liners. *In Journées scientifiques de l'ONERA*, 2003.
 - [10] L. BENASSI et S. J. ELLIOTT : Active vibration isolation using an inertial actuator with local displacement feedback control. *Journal of Sound and Vibration*, 278/4-5:705–724, 2004.
 - [11] L. BENASSI, S. J. ELLIOTT et P. GARDONIO : Active vibration isolation using an inertial actuator with local force feedback control. *Journal of Sound and Vibration*, 276/1-2:157–179, 2004.
 - [12] D. J. BOZICH et R. WAGENFELD : Active gas turbine (jet) engine noise suppression. U.S. Patent number 5 386 689, 1995.
 - [13] C. E. CARME et A. R. ROURE : Method and apparatus for attenuating external origin noise reaching the eardrum, and for improving intelligibility of electro-acoustic communications. U.S. Patent number 4 833 719, 1989.
 - [14] R. L. CLARK et D. G. COLE : Active damping of enclosed sound fields through direct rate feedback control. *Journal of the Acoustical Society of America*, 97/3:1710–1716, 1995.
 - [15] R. L. CLARK, K. D. FRAMPTON et D. G. COLE : Phase compensation for feedback control of enclosed sound fields. *Journal of Sound and Vibration*, 195/5:701–718, 1996.
-

-
- [16] R. L. CLARK et G. P. GIBBS : Analysis, testing, and control of a reverberant sound field within the fuselage of a business jet. *Journal of the Acoustical Society of America*, 105/4:2277–2286, 1999.
- [17] P. COBO, A. FERNÁNDEZ et O. DOUTRES : Low-frequency absorption using a two-layer system with active control of input impedance. *Journal of the Acoustical Society of America*, 114/6:3211–3216, 2003.
- [18] M. COLLET, P. DAVID et M. BERTHILLIER : Active acoustical impedance using distributed electrodynamic transducers. In *13th International Symposium on Smart Structures & Materials/NDE*, paper 6166-60, San Diego, USA, Feb 26 - Mar 2 2006.
- [19] R. D. CORSARO, B. HOUSTON et J. A. BUCARO : Sensor—actuator tile for underwater surface impedance control studies. *Journal of the Acoustical Society of America*, 102/3:1573–1581, 1997.
- [20] D. H. CROMBIE, D. C. HOTHERSALL et S. N. CHANDLER-WILDE : Multiple-edge noise barriers. *Applied Acoustics*, 44:353–367, 1995.
- [21] M. CUESTA, P. COBO, A. FERNÁNDEZ et J. PFRETZSCHNER : Using a thin actuator as secondary source for hybrid passive/active absorption in an impedance tube. *Applied Acoustics*, 67/1:15–27, 2006.
- [22] W. G. CULBRETH, E. W. HENDRICKS et R. J. HANSEN : Active cancellation of noise in a liquid-filled pipe using an adaptive filter. *Journal of the Acoustical Society of America*, 83:1306–1310, 1988.
- [23] Acoustics and vibration animations.
<http://www.kettering.edu/~drussell/Demos/waves/wavemotion.html>, 1999.
- [24] J. M. de BEDOUT, M. A. FRANCKEK, R. J. BERNHARD et L. MONGEAU : Adaptive-passive noise control with self-tuning helmholtz resonators. *Journal of Sound and Vibration*, 202/1:109–123, 1996.
- [25] DOW Performance Foams, QUASH acoustics mechanisms introduction.
<http://www.tradex.no/QUASHAcousticsMechanisms.pdf>, 2002.
- [26] D. DUHAMEL : Efficient calculation of the three-dimensional sound pressure field around a noise barrier. *Journal of Sound and Vibration*, 197/5:547–571, 1996.
- [27] J.-B. DUPONT : *Contrôle actif d'impédance acoustique pour la réduction du bruit transmis par un encoffrement*. Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, 2007.
- [28] M. C. DUTA et M. B. GILES : A three-dimensional hybrid finite element/spectral analysis of noise radiation from turbofan inlets. *Journal of Sound and Vibration*, 296/3:623–642, 2006.
- [29] S. J. ELLIOTT : *Signal processing for active control*. Academic Press, London, 2001.
- [30] S. J. ELLIOTT, P. JOSEPH, P. A. NELSON et M. E. JOHNSON : Power output minimization and power absorption in the active control of sound. *Journal of the Acoustical Society of America*, 90/5:2501–2512, 1991.
- [31] S. J. ELLIOTT, P. A. NELSON, I. M. STOTHERS et C. C. BOUCHER : In-flight experiments on the active control of propeller-induced cabin noise. *Journal of Sound and Vibration*, 140:219–238, 1990.
- [32] S. J. ESTÉVE et M. E. JOHNSON : Adaptive helmholtz resonators and passive vibration absorbers for cylinder interior noise control. *Journal of Sound and Vibration*, 288:1105–1130, 2005.
- [33] M. Á. FERNÁNDEZ et P. Le TALLEC : Linear stability analysis in fluid-structure interaction with transpiration. part I : Formulation and mathematical analysis. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 192/43:4805–4835, 2003.
-

-
- [34] J. E. FLOWERS-WILLIAMS : Anti-sound. *Proceedings of the Royal Society of London*, 395/1808: 63–88, 1984.
- [35] E. FRIOT : Une introduction au contrôle acoustique actif. Rapport CNRS, 2005.
- [36] E. FRIOT et C. BORDIER : Real-time active suppression of scattered acoustic radiation. *Journal of Sound and Vibration*, 278/3:563–580, 2004.
- [37] K. FUJIWARA, D. C. HOTHERSALL et C-H. KIM : Noise barriers with reactive surfaces. *Applied Acoustics*, 54/4:255–272, 1998.
- [38] M. FURSTOSS, D. THENAIL et M. A. GALLAND : Surface impedance control for sound absorption : direct and hybrid passive/active strategies. *Journal of Sound and Vibration*, 203/2:219–236, 1997.
- [39] M. A. GALLAND, B. MAZEAUD et N. SELLEN : Hybrid passive/active absorbers for flow ducts. *Applied Acoustics*, 66/6:691–708, 2005.
- [40] A. C. GALUCIO, J. F. DEŪ et R. OHAYON : A fractional derivative viscoelastic model for hybrid active-passive damping treatments in time domain—application to sandwich beams. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 16:33–45, 2005.
- [41] P. GARDONIO, E. BIANCHI et S. J. ELLIOTT : Smart panel with multiple decentralized units for the control of sound transmission. part I : theoretical predictions. *Journal of Sound and Vibration*, 274:163–192, 2004.
- [42] P. GARDONIO, E. BIANCHI et S. J. ELLIOTT : Smart panel with multiple decentralized units for the control of sound transmission. part II : design of the decentralized control units. *Journal of Sound and Vibration*, 274:193–213, 2004.
- [43] P. GARDONIO, E. BIANCHI et S. J. ELLIOTT : Smart panel with multiple decentralized units for the control of sound transmission. part III : control system implementation. *Journal of Sound and Vibration*, 274:215–232, 2004.
- [44] C. A. GENTRY, C. GUIGOU et C. R. FULLER : Smart foam for applications in passive–active noise radiation control. *Journal of the Acoustical Society of America*, 101/4:1771–1778, 1997.
- [45] G. R. GOGATE et M. L. MUNJAL : Analytical and experimental aeroacoustic studies of open-ended three-duct perforated elements used in mufflers. *Journal of the Acoustical Society of America*, 97:2919–2927, 1995.
- [46] A. GONZALEZ, M. FERRER, M. de DIEGO, G. PIÑERO et J. J. GARCIA-BONITO : Sound quality of low-frequency and car engine noises after active noise control. *Journal of Sound and Vibration*, 265/3:663–379, 2003.
- [47] D. GUICKING et K. KARCHER : Active impedance control for one-dimensional sound. *ASME Journal of Vibration Acoustics, Stress Reliability and Design*, 106:393–396, 1984.
- [48] D. GUICKING, K. KARCHER et M. ROLLWAGE : Coherent active methods for applications in rooms acoustics. *Journal of the Acoustical Society of America*, 78:1426–1434, 1985.
- [49] D. GUICKING et E. LORENTZ : An active sound absorber with porous plate. *ASME Journal of Vibration Acoustics, Stress Reliability and Design*, 106:389–392, 1984.
- [50] C. GUIGOU et C. R. FULLER : Control of aircraft interior broadband noise with foam–PVDF smart skin. *Journal of Sound and Vibration*, 220/3:541–557, 1999.
- [51] R. HEYDT, R. KORNBLUH, R. PELRINE et V. MASON : Design and performance of an electrostrictive-polymer-film acoustic actuator. *Journal of Sound and Vibration*, 215/2:297–311, 1998.
-

-
- [52] R. HEYDT, R. PELRINE, J. JOSEPH, J. ECKERLE et R. KORNBLUH : Acoustical performance of an electrostrictive polymer film. *Journal of the Acoustical Society of America*, 107/2:833–839, 2000.
- [53] O. HILBRUNNER : *Développement et optimisation d'un système de contrôle actif pour les absorbants acoustiques hybrides*. Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, 2007.
- [54] O. HILBRUNNER, M. A. GALLAND, N. SELLEN et J. PERISSE : Optimisation of a hybrid acoustic liner for noise reduction of engine aircraft nacelles. In *Proceedings of ACTIVE 2002 Ů- The International Symposium on Active Control of Sound and Vibration*, Vol. 1, pages 657–668, Southampton, UK, 2002.
- [55] O. HILBRUNNER, B. MAZEAUD et M. A. GALLAND : Multi-cell digital feedback control for noise reduction through hybrid absorbers. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, paper AIAA 2003-3187, 12-14 May 2003.
- [56] T. R. HOWARTH, X. BAO, R. MOSER, V. K. VARADAN et V. V. VARADAN : Digital time delay network for an active underwater acoustic coating. *Journal of the Acoustical Society of America*, 93:1613–1619, 1993.
- [57] T. R. HOWARTH, V. K. VARADAN, X. BAO et V. V. VARADAN : Piezocomposite coating for active underwater sound reduction. *Journal of the Acoustical Society of America*, 91:823–831, 1992.
- [58] R. Triggiani I. LASIECKA : Exact controllability of the wave equation with neumann boundary control. *Applied Mathematics and Optimization*, 19/1:243–290, 1989.
- [59] T. ISHIZUKA et K. FUJIWARA : Performance of noise barriers with various edge shapes and acoustical conditions. *Applied Acoustics*, 65:125–141, 2004.
- [60] P. JEAN : A variational approach for the study of outdoor sound propagation and application to railway noise. *Journal of Sound and Vibration*, 212/2:275–294, 1998.
- [61] M. J. M. JESSEL et G. A. MANGIANTE : Active sound absorbers in an air duct. *Journal of Sound and Vibration*, 23:383–390, 1972.
- [62] B-J. JIN, H-S. KIM, H-J. KANG et J-S. KIM : Sound diffraction by a partially inclined noise barrier. *Applied Acoustics*, 62:1107–1121, 2001.
- [63] B. D. JOHNSON et C. R. FULLER : Broadband control of plate radiation using a piezoelectric, double-amplifier active-skin and structural acoustic sensing. *Journal of the Acoustical Society of America*, 107/2:876–884, 2000.
- [64] P. JOSEPH, P. A. NELSON et M. J. FISHER : Active control of fan tones radiated from turbofan engines. I. external error sensors. *Journal of the Acoustical Society of America*, 106/2:766–778, 1999.
- [65] P. JOSEPH, P. A. NELSON et M. J. FISHER : Active control of fan tones radiated from turbofan engines. II. in-duct error sensors. *Journal of the Acoustical Society of America*, 106/2:779–786, 1999.
- [66] J. JULLIARD : Problématique des matériaux absorbants sonores pour applications sur turboréacteur. In *Journée Scientifique de l'ONERA*, 2003.
- [67] T. KAR et M. L. MUNJAL : Generalized analysis of a muffler with any number of interacting ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 285/3:585–596, 2005.
- [68] D. KARNOPP : Active and semi-active vibration isolation. *American Society of Mechanical Engineers, Journal of Mechanical Designs*, 117:177–185, 1995.
- [69] A. J. KEANE : Passive vibration control via unusual geometries : application of generic algorithm optimization to structural design. *Journal of Sound and Vibration*, 185/3:441–453, 1994.
-

- [70] W. W. L. KEERTHIPALA, Z. RUJING, T. E. LEONG et C. C. JINN : Electronic circuits for active control of acoustic noise generated by high voltage transformers. *In Proceedings of the International Conference on Power Electronic Drives and Energy Systems for Industrial Growth*, Volume 1, pages 243–248, Perth, Australia, Dec 1 - 3 1998.
- [71] J. B. KELLER : Darcy's law for flow in porous media and the two-space method. *In Nonlinear partial differential equations in engineering and applied science, Kingston, R.I., 1979*, volume Proceedings of the Conference, Kingston, R.I. de A80-50305 22-70, pages 429–443, New York, Marcel Dekker, Inc., USA, Jun 4-8 1980.
- [72] H. S. KIM, J. S. HONG, D. G. SOHN et J. E. OH : Development of an active muffler system for reducing exhaust noise and flow restriction in a heavy vehicle. *Noise Control Engineering Journal*, 47/2:57–63, 1999.
- [73] T. M. KOSTEK et M. A. FRANCHEK : Hybrid noise control in ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 237/1:81–100, 2000.
- [74] J. J. KRÜGER : The calculations of actively absorbing silencers in rectangular ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 257/5:887–902, 2002.
- [75] S. M. KUO, K. XUAN et W. S. GAN : Applications of adaptive feedback active noise control system. *Control Systems Technology, IEEE Transactions on*, 11/2:216–220, 2003.
- [76] O. LACOUR, M. A. GALLAND et D. THENAIL : Preliminary experiments on noise reduction in cavities using active impedance changes. *Journal of Sound and Vibration*, 230/1:69–99, 2000.
- [77] A. L'ESPÉRANCE, M. BOUCHARD, B. PAILLARD, C. GUIGOU et A. BOUDREAU : Active noise control in large circular duct using an error sensors plane. *Applied Acoustics*, 57:357–374, 1999.
- [78] S. LÉWY : *Acoustique industrielle et aéroacoustique*. Hermès Science, Paris, 2001.
- [79] C. W. LIM, C. CHEONG, S-R. SHIN et S. LEE : Time-domain numerical computation of noise reduction by diffraction and finite impedance of barriers. *Journal of Sound and Vibration*, 268: 385–401, 2003.
- [80] T.-J. LIM, B. SMITH et D. L. MCDOWELL : Behavior of a random hollow sphere metal foam. *Acta Materialia*, 50-11:2867–2879, 2002.
- [81] H. LISSEKA et X. MEYNIAL : A preliminary study of an isodynamic transducer for use in active acoustic materials. *Applied Acoustics*, 64:917–930, 2003.
- [82] P. LUEG : Process of silencing sound oscillations. U.S. Patent number 2 043 416, 1936.
- [83] V. MARTIN : Active control of moving sound source radiation—numerical modelling in the space-frequency and space-time domains. *Journal of Sound and Vibration*, 228/3:477–509, 1999.
- [84] D. MATIGNON, J. AUDOUNET et G. MONTSÉNY : Fractional integrodifferential boundary control of the euler-bernoulli beam. *In Conference on Decision and Control, IEEE-CSS*, pages 4973–4978, 1998.
- [85] D. MATIGNON, J. AUDOUNET et G. MONTSÉNY : Smart energy decay for wave equations with damping of fractional order. *In Fourth Int. Conf. on mathematical and numerical aspects of wave propagation phenomena*, pages 638–640, 1998.
- [86] B. MAZEAUD : *Développement d'un revêtement acoustique intelligent pour un conduit en présence d'écoulement*. Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, 2005.
- [87] W. F. MEEKER : Component characteristics for an active ear defender. *Journal of the Acoustical Society of America*, 29:1252, 1957.
- [88] G. MONTSÉNY : Diffusive representation of pseudo-differential time-operator. *ESAIM Proceedings*, 5:159–175, 1998.
-

-
- [89] M. L. MUNJAL : Analysis and design of mufflers—an overview of research at the indian institute of science. *Journal of Sound and Vibration*, 211/3:425–433, 1998.
- [90] A. MURADALI et K. R. FYFE : Accurate barrier modeling in the presence of atmospheric effects. *Applied Acoustics*, 56:157–182, 1999.
- [91] K. NAGAYA, Y. HANO et A. SUDA : Silencer consisting of two-stage helmholtz resonator with auto-tuning control. *Journal of the Acoustical Society of America*, 110/1:289–295, 2001.
- [92] S. NARAYANAN et V. BALAMURUGAN : Finite element modelling of piezolaminated smart structures for active vibration control with distributed sensors and actuators. *Journal of Sound and Vibration*, 262:529–562, 2003.
- [93] W. NEISE et L. ENGHARDT : Technology approach to aero engine noise reduction. *Aerospace science and technology*, 7/5:352–363, 2003.
- [94] P. A. NELSON et S. J. ELLIOTT : *Active Control of Sound*. Academic Press, London, 1992.
- [95] G. C. NICHOLSON et P. DARLINGTON : Smart surfaces for building acoustics. *Proceedings of the Institute of Acoustics*, 13:155–164, 1991.
- [96] H. F. OLSON et E. G. MAY : Electronic sound absorber. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25/6:1130–1136, 1953.
- [97] F. ORDUÑA-BUSTAMANTE et P. A. NELSON : An adaptive controller for the active absorption of sound. *Journal of the Acoustical Society of America*, 91:2740–2747, 1992.
- [98] Y. ÖZYÖRÜK, E. ALPMAN, V. AHUJA et L. N. LONG : Frequency-domain prediction of turbofan noise radiation. *Journal of Sound and Vibration*, 270:933–950, 2004.
- [99] C. PERROT : *Microstructure et macro-comportement acoustique : Approche par reconstruction d'une cellule élémentaire représentative*. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, 2006.
- [100] S. M. POTIRAKIS, M. RANGOUSI et D. LOLOS : Noise mapping in textile machine noise analysis and reduction. In *Euronoise 2006*, paper SS08-307, Tampere, Finland, May 30 - Jun 1 2006.
- [101] M. G. PRASAD et M. J. CROCKER : Studies of acoustical performance of a multi-cylinder engine exhaust muffler system. *Journal of Sound and Vibration*, 90/4:491–508, 1983.
- [102] A. PREUMONT : *Vibration Control of Active Structures : An introduction, Solid Mechanics and its Applications*. Kluwer, Dordrecht, 1997.
- [103] R. RAMAKRISHNAN et W. R. WATSON : Design curves for rectangular splitter silencers. *Applied Acoustics*, 35/1:1–24, 1992.
- [104] M. D. RAO : Recent applications of viscoelastic damping for noise control in automobiles and commercial airplanes. *Journal of Sound and Vibration*, 262:457–474, 2003.
- [105] J. D. RISI, R. A. BURDISO et C. R. FULLER : Analytical investigation of active control of radiated inlet fan noise. *Journal of the Acoustical Society of America*, 99/1:408–416, 1996.
- [106] T. H. RUPPEL et F. D. SHIELDS : Cancellation of air-borne acoustic plane waves obliquely incident upon a planar phased array of active surface elements. *Journal of the Acoustical Society of America*, 93:1970–1977, 1993.
- [107] D. A. RUSSEL : Absorption Coefficients and Impedance. Science and Mathematics Department, GMI Engineering & Management Institute, Flint, USA.
<http://www.kettering.edu/~drussell/GMI-Acoustics/Absorption.html>.
- [108] A. SADAMOTO et Y. MURAKAMI : Resonant properties of short expansion chambers in a circular duct : Including extremely short cases and asymmetric mode wave incidence cases. *Journal of Sound and Vibration*, 249/1:165–187, 2002.
-

-
- [109] M. SALIKUDDIN et H. K. TANNA : Active noise control system. U.S. Patent number 4 689 821, 1987.
- [110] E. M. SALOMONS : Noise barriers in a refracting atmosphere. *Applied Acoustics*, 47/3:217–238, 1996.
- [111] T. SAMEJIMA : A state feedback electro-acoustic transducer for active control of acoustic impedance. *Journal of the Acoustical Society of America*, 113/3:1483–1491, 2003.
- [112] E. SANCHEZ-PALENCIA : *A non homogenous media and vibration theory*. Springer, Berlin, 1980.
- [113] F. SCARPA et F. C. SMITH : Passive and mr fluid-coated auxetic pu foam ũ mechanical, acoustic, and electromagnetic properties. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 15/12: 973–979, 2004.
- [114] A. SELAMET et I. LEE : Helmholtz resonator with extended neck. *Journal of the Acoustical Society of America*, 113/4:1975–1985, 2003.
- [115] N. SELLEN, M. CUESTA et M. A. GALLAND : Passive layer optimization for active absorbers in flow duct applications. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, paper AIAA 2003-3186, 2003.
- [116] N. SELLEN, M. CUESTA et M. A. GALLAND : Noise reduction in a flow duct : Implementation of a hybrid passive/active solution. *Journal of Sound and Vibration*, 297/3-5:492–511, 2006.
- [117] F. C. SGARD, X. OLNLY, N. ATALLA et F. CASTEL : On the use of perforations to improve the sound absorption of porous materials. *Applied Acoustics*, 66/6:625–651, 2005.
- [118] W. SHAO, H. P. LEE et S. P. LIM : Performance of noise barriers with random edge profiles. *Applied Acoustics*, 62:1157–1170, 2001.
- [119] I. C. SHEPHERD, A. CABELLI et R. F. LAFONATAINE : Characteristics of loudspeakers operating in an active noise attenuator. *Journal of Sound and Vibration*, 110:471–481, 1986.
- [120] E. D. SIMHAUSER, W. F. MEEKER et A. V. BALAKRISHNAN : Noise canceling headset—an active ear defender. *Journal of the Acoustical Society of America*, 28:773, 1956.
- [121] E. D. SIMHOUSER et M. E. HAWLEY : The noise cancelling headset—an active ear defender. *Journal of the Acoustical Society of America*, 27/1:207, 1955.
- [122] J. P. SMITH, B. D. JOHNSON et R. A. BURDISO : A broadband passive–active sound absorption system. *Journal of the Acoustical Society of America*, 106/5:2646–2652, 1999.
- [123] U. STÖBENER et L. GAUL : Active vibration and noise control for the interior of a car body by pvdf actuator and sensor arrays. In *11th International Conference on Adaptive Structures*, pages 457–464, Paris, France, Oct 11-13 1999.
- [124] D. THENAIL et M. A. GALLAND : Development of an active anechooidal boundary. *Proceedings Idée-Force Eur’Acoustics*, W3, 1992.
- [125] D. THENAIL, M. A. GALLAND, M. FURSTOSS et M. SUNYACH : Absorption by an actively enhanced material. In *Proceedings of the ASME Winter Annual Meeting*, IL DE-75, AM-16D, pages 441–448, Chicago, USA, 1994.
- [126] R. H. THOMAS, R. A. BURDISO, C. R. FULLER et W. F. O’BIEN : Active control of fan noise from a turbofan engine. *AIAA Journal*, 32/1:23–30, 1994.
- [127] M. C. J. TRINDER et P. A. NELSON : Active noise control in finite length ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 89/1:95–105, 1983.
- [128] J. S. VIPPERMAN, R. A. BURDISO et C. R. FULLER : Active control of broadband structural vibration using the lms adaptive algorithm. *Journal of Sound and Vibration*, 166/2:283–299, 1993.
-

-
- [129] Z. ŠKVOR : *Akustika a elektroakustika*. Academia, Prague, 2001.
- [130] G. R. WATTS, D. C. HOTHERSALL et K. V. HOROSHENKOV : Measured and predicted acoustic performance of vertically louvred noise barriers. *Applied Acoustics*, 62:1287–1311, 2001.
- [131] G. R. WATTS et P. A. MORGAN : Acoustic performance of an interference-type noise-barrier profile. *Applied Acoustics*, 49/1:1–16, 1996.
- [132] S. E. WRIGHT et B. VUKSANOVIC : Active control of environmental noise, III : implementation of theory into practice. *Journal of Sound and Vibration*, 220/3:469–496, 1999.
- [133] J. YANG et W. S. GAN : On the actively controlled noise barrier. *Journal of Sound and Vibration*, 240/3:592–597, 2001.
- [134] J. YANG, S. E. TAN et W. S. GAN : Robustness analysis of an environmental active noise control system. *Journal of Sound and Vibration*, 249/3:611–621, 2002.
- [135] C. YILMAZ et N. KIKUCHI : Analysis and design of passive low-pass filter-type vibration isolators considering stiffness and mass limitations. *Journal of Sound and Vibration*, 293/1–2:171–195, 2006.
- [136] D. YOU, H. CHOI, M. R. CHOI et S. H. KANG : Control of flow-induced noise behind a circular cylinder using splitter plates. *AIAA Journal*, 36/11:1961–1967, 1998.
- [137] J. YUAN : Improving robustness of active noise control in ducts. *Journal of the Acoustical Society of America*, 114/1:210–217, 2003.
- [138] Y. YUAN, N. S. KAPSOKAVATHIS, K. CHEN et S. M. KUO : Active noise control system. U.S. Patent number 5 359 662, 1994.
- [139] H. ZHENG, C. CAI, G. S. H. PAU et G. R. LIU : Minimizing vibration response of cylindrical shells through layout optimization of passive constrained layer damping treatments. *Journal of Sound and Vibration*, 279/3–5:739–756, 2005.
- [140] H. ZHU, R. RAJAMANI et K. A. STELSON : Active control of acoustic reflection, absorption, and transmission using thin panel speakers. *Journal of the Acoustical Society of America*, 113/2:852–870, 2002.
-

Résumé

Cette thèse aborde une nouvelle méthode de contrôle du bruit en utilisant des changements actifs de l'impédance acoustique sur la frontière du domaine contrôlé. Une étude multidisciplinaire, incluant l'acoustique, l'électrotechnique, le traitement du signal, le contrôle, l'informatique et la modélisation numérique, a permis la conception et la mise en œuvre d'un système efficace et robuste pour atténuer les ondes acoustiques dans une large bande de fréquences par un réseau de transducteurs électrodynamiques distribués. La loi de contrôle théorique a été initialement implémentée dans un modèle éléments finis multi-physique simplifié. Les résultats très prometteurs ont abouti à l'application expérimentale du contrôle centralisé dans un tube de Kundt. Après la validation du bon fonctionnement du dispositif, la conception et la réalisation de cellules indépendantes ont été effec-

tuées pour implémenter le contrôle complètement décentralisé. Chacune de ces cellules possède son propre capteur, actionneur et le microcontrôleur. Une interconnexion appropriée des cellules a permis de réaliser un réseau 2D et d'appliquer l'algorithme de contrôle spatialement distribué. Pour implémenter l'opérateur spatial, chaque cellule nécessite les signaux de cellules voisines. Ce réseau a été implémenté sur deux parois d'un tube de section rectangulaire et le comportement prévu a été de nouveau validé expérimentalement. La robustesse, l'efficacité, la simplicité numérique ainsi que la stabilité de cette nouvelle stratégie montrent le grand potentiel de la méthode et encouragent de nouveaux efforts pour améliorer ce système actif de contrôle du bruit pour une application future dans des turboréacteurs d'avions.

Mots clés

Bruit, contrôle actif, impédance acoustique, transducteurs distribués, peau intelligente, cellules actives.

Abstract

This work deals with new method for noise control using active changes in the acoustical impedance on the boundary of controlled domain. A multi-disciplinary research, comprising acoustics, electrotechnics, signal processing, control, modeling and informatics, made it possible to design and develop a functional robust system for reducing acoustical waves in wide range of frequencies by a network of distributed electrodynamic transducers (micro loudspeakers). An appropriately designed control algorithm has been firstly implemented into the simplified multiphysic model by finite elements method. The obtained very promising results led to experimental application of the method with centralized controller in the tube of Kundt. After the verification of good function-

ality, a development of individual active cells has started. Each of such cells includes its own sensor, actuator and control microcomputer. By suitable interconnection of the cells, it has been built a 2D network and applied control algorithm, which requires for its correct function the signals from neighbor cells. This network of active cells has been then implemented in two opposed walls of tube with rectangular cross-section and once again verified good function of the system. The robustness, efficiency, wide frequency range, ease of implementation and especially the stability of this new method represent a great potential and encourage additional research and improvements of this active noise control system with the possibility of future application in the aircraft's jet engines.

Keywords

Noise, active control, acoustical impedance, distributed transducers, smart skin, active cells.