Master Sciences de l'Ingénieur

Spécialité Mécanique et Ingénierie des Systèmes

Parcours ATIAM 2004 – 2005

Rapport de stage

Focalisation Acoustique par Retournement Temporel
—
Application à l'étude du Comportement non-linéaire de Structures Vibrantes Précontraintes

Eric Bavu

sous la direction de Charles Besnainou* et Vincent Gibiat‡

* Laboratoire d'Acoustique Musicale, Paris

‡ Laboratoire Physique de l'Homme Appliquée à Son Environnement, Toulouse

Résumé

Le retournement temporel, développé à partir de 1986 dans le domaine des ultrasons au LOA par l'équipe de Mathias Fink, est une méthode acoustique permettant de focaliser efficacement de l'énergie acoustique dans l'espace en utilisant les propriétés d'invariance par l'opérateur de renversement temporel de l'équation de propagation des ondes sonores ([1], [2]). Nous utiliserons ces méthodes dans le domaine audible afin de rendre fonctionnel le miroir à retournement temporel présent au LAM. En particulier, nous nous attacherons à développer cet outil pour la focalisation. Le présent travail présente les résultats obtenus ainsi que la mise en place d'un outil de focalisation s'appuyant sur le principe du retournement temporel : le puits acoustique. Nous montrerons que cet outil, pour la première fois développé dans le domaine audible, permet d'améliorer la qualité de focalisation d'une onde sonore.

La mesure du comportement non-linéaire de structures vibrantes se base sur la détection de composantes générées par l'intermodulation de deux sources d'excitation. Lorsque l'on injecte deux composantes monochromatiques à l'entrée d'un système, on observe à la sortie de celui-ci la présence exclusive des deux composantes si et seulement si le système est linéaire. Un système non-linéaire, lui, produira, en plus des composantes d'entrées, des composantes générées par intermodulation. Ce comportement dépend de l'amplitude d'excitation de la structure ainsi que du processus non-linéaire mis en jeu.

Le second but du stage est de mesurer sur des systèmes réels mis en précontrainte les exposants de non-linéarité grâce aux techniques de focalisation par retournement temporel. Nous étudierons tout d'abord des systèmes simples de type poutre précontrainte, en collaboration avec la thèse *Dynamique non-linéaire et précontrainte de la table d'harmonie du piano* (Adrien Mamou-Mani & Joël Frelat). Un système plus complexe sera mis à l'épreuve : nous étudierons alors le comportement du radiateur acoustique qu'est la table d'harmonie du violon, afin de mettre en relation des indices de la « qualité sonore » des instruments de musique avec un comportement non-linéaire de leurs résonateurs [3].

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tout particulièrement mes maîtres de stage, Charles Besnainou et Vincent Gibiat.

Charles a renforcé mon goût du travail expérimental. Il a su me faire confiance dans mes choix, tant sur le plan expérimental que sur mes choix d'avenir. Il a su faire preuve d'une grande disponibilité pour m'apporter son expérience et échanger des idées sur le protocole expérimental tout en me laissant une grande indépendance, ce que j'apprécie particulièrement.

Quant à Vincent, je tiens à le remercier pour ses conseils avisés sur la théorie du retournement temporel. Par ailleurs, il a su me faire découvrir plus en profondeur le monde de la recherche et ses usages. Malgré mes expériences passées en laboratoire, j'ai encore des choses à apprendre, et Vincent était là pour me les faire découvrir. Merci également d'avoir suivi mon travail même si les kilomètres entre Paris et Toulouse imposaient une barrière.

Je tiens également à remercier toute l'équipe du LAM, permanenants, stagiaires et doctorants, tout simplement parce qu'au LAM on cultive le savoir vivre et la bonne humeur, élément essentiel d'un travail agréable. En particulier, merci à Jean-Dominique Polack de m'avoir accueilli dans son laboratoire pour une aventure qui va durer 3 ans à partir de septembre.

Pour finir, je tiens à remercier Caroline, qui a su m'écouter, m'aider dans mes choix même si la discipline du droit est bien loin d'avoir des points communs avec la recherche en acoustique. Merci de m'avoir accompagné tout au long du stage, comme tu l'as si bien fait depuis notre rencontre à Sydney.

Table des matières

Table des figures

Présentation du laboratoire

Le LAM a été créé en 1963 dans le Département de Mécanique de la Faculté des Sciences par Emile Leipp, rapidement rejoint par Michèle Castellengo et Jean Sylvain Liénard. Les premières recherches se sont orientées sur le fonctionnement et la spectrographie des instruments de musique (classiques et traditionnels), sur le bruit (gêne des bruits faibles), et sur la parole. Dès cette époque, une alliance existait entre l'utilisation d'une représentation du signal en fréquence/amplitude/temps (le sonagramme) et son interprétation sur le plan perceptif.

Dès le départ d'E. Leipp en 1982, une nouvelle équipe a été formée autour de M. Castellengo. En 1994, le LAM a joué un rôle important dans la création du DEA qui réunit autour de l'IRCAM plusieurs laboratoires opérant en Acoustique, Traitement de signal et Informatique Appliqués à la Musique (DEA ATIAM, aujourd'hui dirigé par Gérard Assayag). Ces deux événements consacrent la reconnaissance d'une discipline originale dans ses enjeux et ses méthodes, et créent un pôle attractif pour les jeunes chercheurs, les visiteurs étrangers et les spécialistes de disciplines connexes. Depuis 2000, Jean-Dominique Polack est nommé directeur du LAM.

Les formations initiales des membres permanents du laboratoire sont très variées (musique, physique du solide, physique appliquée, télécommunications, acoustique, mécanique,...), et il est à souligner que tous ou presque ont une double formation, scientifique et musicale, à laquelle ils joignent une pratique musicale active.

Pendant l'opération de désamiantage du campus de Jussieu le laboratoire a été installé au 11 rue de Lourmel où il dispose de 800 m^2. Les locaux abritent bureaux, bibliothèque, locaux d'écoute, salles d'expérimentations physiques, ainsi que plusieurs équipements spécifiques : une salle d'écoute sèche (de simulations d'ambiances sonores), une salle d'écoute claire (évaluation de qualité des instruments de musique), une cabine de psychoacoustique, trois studios analogiques et numériques de traitement des sons, un atelier de lutherie traditionnelle et de matériaux composites, un laboratoire de conservation des documents sonores, un laboratoire photographique et un atelier d'électronique.

Le Laboratoire d'Acoustique Musicale rassemble des chercheurs animés d'une même passion pour la musique. La musique y est traitée comme une production culturelle, abordée d'un double point de vue : celui des sciences pour l'ingénieur (physique, acoustique) et celui des sciences humaines (psychologie cognitive, linguistique).

Le LAM s'intéresse donc à la qualité sonore, au niveau de la génération des sons comme à celui de leur perception. La dimension humaine incontournable des phénomènes musicaux pointe ainsi vers des domaines autres que ceux des sciences physiques et mécaniques. Le caractère nécessairement pluridisciplinaire du champ de recherche que constitue l'acoustique musicale nécessite de prendre en compte des approches et méthodes issues de divers domaines disciplinaires relevant des sciences physiques et des sciences humaines. La réorganisation des recherches du laboratoire a conduit à définir 3 thèmes :

- Instruments de musique et voix
- Perception et cognition
- Techniques audio

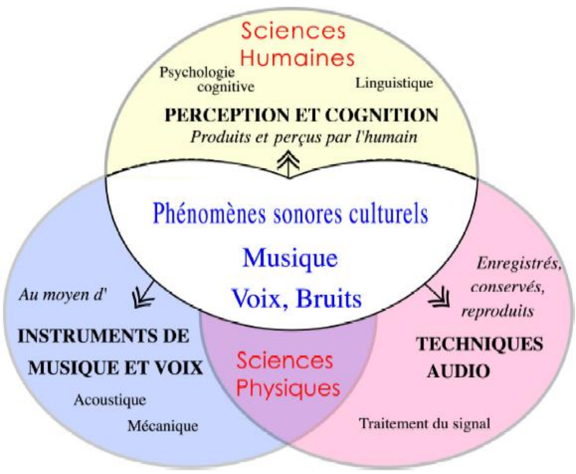

Fig. 1 – Schéma représentant les différents domaines de recherche au Laboratoire d'Acoustique Musicale

Le statut et les interactions de ces trois thèmes sont illustrés sur la Fig. 1, issue du rapport d'activité 2000-2004 du LAM. Chacun de ces thèmes se définit en outre par son objet d'étude : les instruments, ou sources sonores primaires, pour le thème instruments et voix ; l'émergence du sens pour le thème perception et cognition ; et le son, et ses sources virtuelles, pour le thème systèmes audio.

Introduction

Ce travail de recherche se présente comme un travail préparatoire à ma thèse de doctorat en cotutelle entre le Laboratoire d'Acoustique Musicale et le Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (Québec). L'outil du miroir à retournement temporel regorge de richesses et d'applications. Les techniques de retournement temporel ont connu un succès important, notamment grâce aux recherches de ses inventeurs (Laboratoire Ondes et Acoustique de l'ESPCI, Université Denis Diderot - Paris VII) dans le domaine de l'acoustique ultrasonore.

À ce jour, en revanche, peu d'applications des miroirs à retournement temporel ont été développées dans le domaine des ondes sonores audibles ([4] [5]). Pourtant, le concept de l'utilisation de ces techniques dans le domaine des ondes acoustiques audibles est extrêmement riche, et mérite d'être approfondi. Le problème soulevé par cette utilisation des miroirs à retournement temporel est le rapport entre la taille de l'objet rayonnant et la longueur d'onde de la vibration. En effet, la principale différence entre l'acoustique ultrasonore et le domaine audible réside dans le rapport entre les tailles d'objets concernés et les longueurs d'ondes qui sont du même ordre de grandeur, plaçant ainsi l'acousticien en champ proche (zone de Fresnel) plutôt qu'en champ lointain (zone de Fraunhoffer).

Le travail essentiel de ce stage de Master consiste en l'optimisation de méthodes de focalisation par retournement temporel dans le domaine audible. Cette utilisation du retournement temporel n'est qu'une partie des applications possibles du retournement temporel, qui peut servir tant à exciter, qu'à localiser, identifier, et caractériser des sources acoustiques. Nous nous limiterons ici à la focalisation, les autres fonctionnalités du retournement temporel dans le domaine audible seront investiguées lors de ma thèse de doctorat.

Les sources acoustiques à basses fréquences sont rarement monopolaires. Celles-ci constituent le plus souvent un mélange d'un grand nombre de multipôles. Le champ acoustique rayonné est par conséquent complexe, y compris au-delà de la longueur d'onde de Fresnel. Parmi les sources acoustiques rayonnantes, les instruments de musique à sons entretenus constituent une famille particulièrement intéressante. D'une part, leur rayonnement est multipolaire , mais il est également non-linéaire [3]. Le violon, en tant que structure vibrante complexe, sera alors étudié grâce à la méthode des miroirs à retournement temporel, afin d'étudier les non-linéarités éventuelles de ces structure, après avoir étudié le comportement d'un modèle simple de poutre précontrainte en situation de charge d'une manière quantitative et qualitative.

1 Dispositif expérimental – Améliorations apportées

1.1 Le miroir à retournement temporel au LAM à mon arrivée

Le système mis en place au Laboratoire d'Acoustique Musicale consiste en une installation complexe de douze couples de haut-parleurs et microphones, placés en dodécaèdre sur les pans d'une chambre sourde, comme indiqué sur la Fig. 2. Ces 24 transducteurs sont reliés à un dispositif électronique de haute précision, qui sera présenté plus loin.
Chacun des haut-parleurs est fixé à une armature métallique. Le microphone correspondant est situé devant le centre du haut-parleur, attaché à une mince tige métallique.

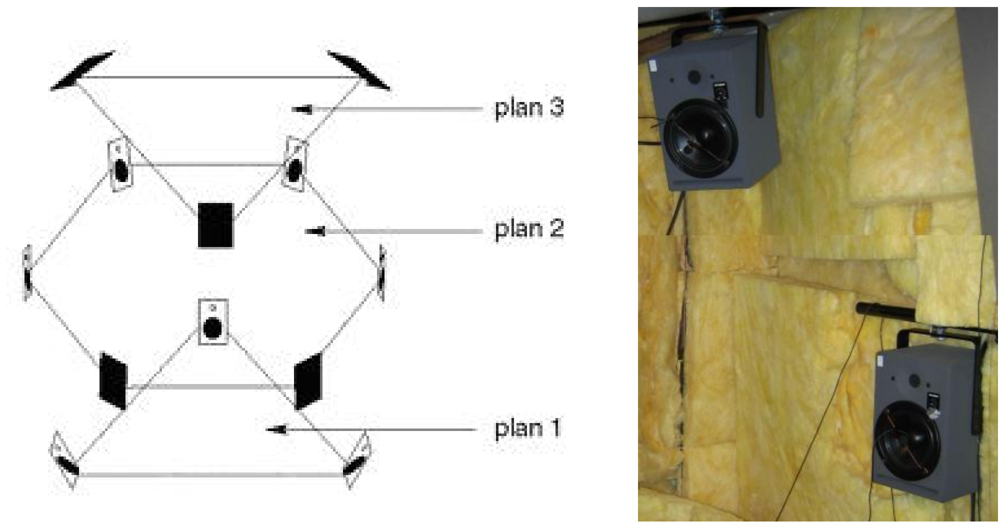

Fig. 2 – À gauche : Disposition des haut-parleurs dans la salle sèche au LAM – À droite : Deux couples de transducteurs du miroir à retournement temporel

Les microphones, capteurs du miroir à retournement temporel, sont des microphones à électret de très petite dimension, ayant une réponse en fréquence théorique entre 50 et 16000 Hz, possédant une sensibilité de -65 dB à 1000 Hz. Chacun des microphones est relié à une voie de convertisseurs analogique/numérique par l'intermédiaire de câbles multipaires. Les convertisseurs utilisés sont deux racks RME ADI8 Pro, possédant chacun 8 pistes en entrée et en sortie. Ces convertisseurs peuvent bien entendu fonctionner en full-duplex. La fréquence d'échantillonage des signaux traités par notre système est de 44100 Hz.

Ces convertisseurs sont eux-mêmes reliés par des câbles optiques à une carte d'acquisition DIGI9652, intégrée à l'unité centrale qui commande les expériences.

Ils reçoivent également les signaux d'excitation depuis la carte d'acquisition et les transmettent aux haut-parleurs par l'intermédiaire de câbles multipaires.
La synchronisation des convertisseurs et des transducteurs, ainsi que le traitement de données propre au retournement temporel sont gérés par l'unité centrale, grâce à une interface codée en langage Matlab.

1.2 L'interface logicielle de traitement du signal

L'application du retournement temporel, la gestion des entrées et des sorties du système (haut-parleurs et microphones), la focalisation du signal acoustique par retournement temporel, ainsi que la localisation des sources acoustiques, ont été mises en œuvre grâce à une programmation en langage Matlab. Une interface graphique a été développée par Marie-Céline Bézat, Samuel Ménard et Pierre Leveau lors de stages de DEA au cours des années précédentes. L'interface de gestion est constituée de plusieurs modules, dont le détail est donné en Annexe. Nous récapitulerons ici uniquement les différentes fonctionnalités de cette interface :

- ***Une interface d'émission et d'acquisition***
  Cette interface permet d'émettre ou d'acquérir des signaux sonores de façon simultanée ou indépendante, sur plusieurs canaux. En ce qui concerne l'émission/acquisition simultanée, il est nécessaire d'établir une synchronisation parfaite entre les canaux à l'émission pour focaliser précisément le faisceau acoustique. Or, les types de drivers utilisés par Matlab ne sont pas conçus pour fonctionner sur un grand nombre de canaux. Par conséquent, le programme gérant l'acquisition et l'émission simultanée de signaux sonores utilise des drivers différents : les drivers ASIO de la carte d'acquisition. Le test de synchronisation en émision/acquisition simultanée sera présentée au paragraphe 1.3.4.

- ***Une visionneuse de fichiers .wav***
  Cet outil permet de visualiser un fichier .wav simplement et d'obtenir des informations importantes sur le son contenu : spectrogramme, densité spectrale de puissance, autocorrélation, module de la transformée de Fourier, ou encore évolution temporelle.

– ***Une interface de mesure de la célérité du son***
Pour valider les mesures à venir, il est nécessaire de connaître avec précision la célérité du son au moment de l'expérience, notamment pour les expériences de localisation des sources. C'est donc une étape essentielle dans une expérience de retournement temporel afin de dresser une cartographie. La méthode de mesure s'appuie sur le calcul d'un temps de parcours pour déterminer la vitesse du son dans la salle.

– ***Une interface de configuration des différents canaux du miroir*** (voir Fig. 46)
Cette interface permet d'assigner les numéraux de canaux physiques sur le patch aux numéros de canaux vus par le logiciel (donc ceux correspondant aux 12 voies de transducteurs, tant en émission qu'en réception, ainsi qu'une éventuelle source supplémentaire et un microphone de référence).

– ***Une interface de configuration du miroir*** (voir Fig. 47)
Cette interface est essentielle pour le retournement temporel. Elle permet, à partir de la mesure de la célérité du son précédemment présentée, de calculer avec précision la position des transducteurs dans l'espace grâce à une méthode acoustique. Elle permet également de calculer la fonction de transfert des microphones (H_1) et des haut-parleurs (H_2), donnée fondamentale pour mettre en œuvre le retournement temporel.

– ***Une interface d'analyse et de cartographie acoustique***
Cette interface gère la cartographie par retournement temporel simulé numériquement, et analyse la directivité des sources acoustiques en présence.

– ***Une interface permettant de lancer une expérience de miroir à retournement temporel***
Suite à la calibration du miroir, cette interface permet de gérer l'expérience de retournement temporel à proprement parler. Cette interface gère l'acquisition de signaux sonores, la compensation par les fonctions de transfert des transducteurs,, le débruitage des signaux, la mise à niveau des gains, ainsi que l'émission du miroir.

1.3 Les améliorations apportées au système existant

À mon arrivée au laboratoire, j'ai entièrement vérifié l'installation du miroir à retournement temporel (sur le plan des transducteurs, de l'électronique et des programmes informatiques gérant l'expérience).

1.3.1 Les améliorations apportées à l'interface graphique

L'interface informatique était en grande partie opérationnelle. Quelques améliorations ont cependant du être apportées. Les fichiers de l'interface graphique ont été légèrement modifiés pour permettre une utilisation plus conviviale. Auparavant, l'utilisation de l'interface graphique nécessitait de placer Matlab dans un dossier particulier de l'arborescence pour effectuer une tache, et les répertoires n'étaient pas les mêmes suivant les taches à effectuer, ce qui compliquait sensiblement l'utilisation de l'interface. Dorénavant, toutes les fonctionnalités de l'interface graphique sont opérationnelles sans avoir à changer de répertoire courant de travail, ce qui simplifie considérablement son utilisation.

1.3.2 Le problème du bruit

Le système existant au LAM à mon arrivée possédait un problème qui m'apparaît essentiel. Les microphones étant de très petite dimension et placés à 1 cm environ devant les membranes des haut-parleurs du miroir à retournement temporel, ceux-ci enregistrent en permanence un bruit de soufflement assez ténu. À ce bruit vient s'ajouter le bruit de l'électronique en aval des microphones.

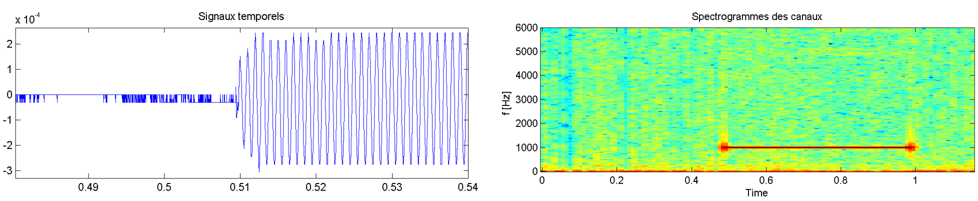

Fig. 3 – Enregistrement d'un signal sonore de faible intensité (40 dB SPL) sur un microphone. Le rapport signal/bruit est de 25 dB pour cette expérience, les courbes présentées sont la trace temporelle et le spectrogramme du signal

Le rapport signal/bruit n'était alors pas satisfaisant lorsque les sons enregistrés étaient de faible intensité (voir Fig. 3). Ainsi, pour optimiser les mesures, il est primordial de débruiter les signaux enregistrés.

Plusieurs solutions ont alors été envisagées. La première est tout simplement d'acheter de nouveaux microphones, de meilleure qualité, qui pourraient avoir un rapport signal à bruit plus grand. Malgré tout, cette solution n'élimine pas le problème de l'enregistrement permanent du souffle des haut-parleurs, ni celui de l'électronique. Cette solution s'avère être de surcroit assez coûteuse (12 microphones de très petite dimension de grande qualité valent environ 600 euros). Par conséquent, j'ai recherché une autre solution. Tout d'abord, afin d'éviter d'avoir un bruit d'électronique trop important, j'ai choisi de brancher les sorties des microphones sur des préamplificateurs, ce qui évite qu'un signal trop faible soit envoyé en entrée du convertisseur analogique/numérique. Cette modification a permis d'améliorer le rapport signal/bruit de 20 dB. (voir Fig. 5).

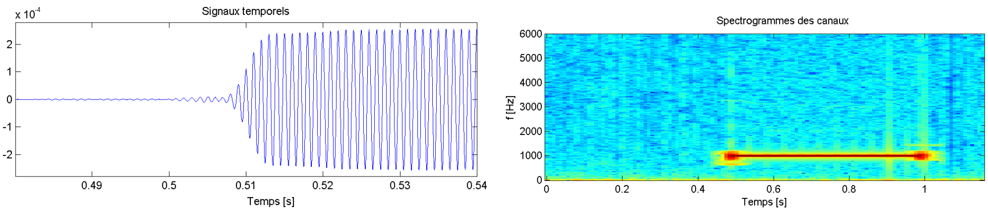

Fig. 4 – Signaux correspondant à ceux de la Fig. 3 après application de l'algorithme de débruitage

Cependant, j'ai cherché à parfaire encore le rapport signal/bruit, ce qui m'apparait essentiel pour effectuer des mesures de bonne qualité. J'ai alors codé en langage Matlab un algorithme de débruitage s'inspirant de méthodes élaborées par S.F Boll [5] par fenêtre glissante (méthode de type Overlap and Add) avec une comparaison au niveau spectral du bruit, qui est enregistré seul pendant la première demi-seconde d'aquisition. Le niveau de bruit est estimé à l'aide de la densité spectrale de puissance de 0,5 seconde de silence enregistrées au début de chaque acquisition par les transducteurs du miroir. La difficulté de la tache est que le bruit en question est un processus aléatoire et que la suppression du bruit ne doit en aucun cas altérer le signal porteur de sens. Une grande attention a donc été portée sur la conservation des propriétés du signal porteur de sens lors du débruitage.

Pour tester cet algorithme, j'ai enregistré une série de sons purs de niveaux sonores décroissants à 1000 Hz émis par un haut-parleur sur le microphone opposé. L'utilisation d'un son pur est essentielle pour vérifier que l'algorithme n'introduit pas de non-linéarités dans le traitement. Le rapport signal/bruit a alors été me-

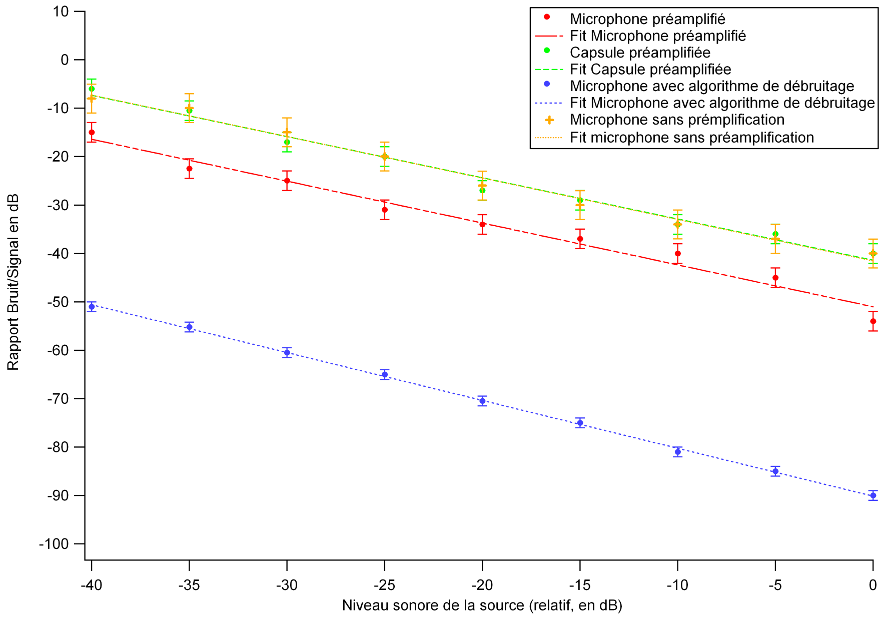

Fig. 5 – Mesure de rapport Bruit/Signal pour différents niveaux sonores d'excitation

suré dans différentes configurations : microphone seul, microphone branché sur préamplificateur, et enfin microphone préamplifié puis débruité. Des tests ont été réalisés simultanément sur une capsule de microphone omnidirectionnelle, placée à 0.5 cm du microphone existant. Les résultats de ces mesures sont présentés Fig. 3, 4, et 5. On peut alors voir que l'algorithme de débruitage améliore le rapport signal à bruit d'environ 45 dB par rapport au système de mesure existant à mon arrivée, sans introduire ni non-linéarités dans le signal, ni déphasage à la reconstruction du signal.

1.3.3 L'amélioration de l'électronique et de la connectique

Sur le plan de l'électronique, il était indispensable de modifier le matériel existant. En effet, le patch ne comportait pas assez d'entrées/sorties pour toutes les expériences utilisant la salle sèche du LAM. Par ailleurs, celui-ci possédait un grand nombre de faux contacts, trop dangereux pour des mesures aussi sensibles que celles que nous devons effectuer. Nous avons alors fait l'acquisition de trois patchs de marque Behringer. J'ai alors procédé au recâblage complet des installations dans la salle sèche, notamment des 24 transducteurs du miroir à retournement temporel. Suite aux essais d'amélioration du rapport signal à bruit, il a également été choisi d'acquérir deux nouveaux préamplificateurs à 8 entrées et 8 sorties chacun, de marque RME (voir Fig. 6).

Fig. 6 – Dispositif électronique

Sur le plan de la connectique, les microphones à électret possèdent des sorties en Jack 3.5 mm, mais les câbles multipaires liant les préamplificateurs aux transducteurs du miroir sont des Jack 6.5 mm. Pour éviter de multiplier les adaptateurs comme c'était le cas à mon arrivée, j'ai décidé de monter un boitier de connectique où les câbles multipaires ont été dénudés et soudés à des embases de Jack 3.5 mm mono, évitant ainsi les faux contacts éventuels générés par les adaptateurs et facilitant sensiblement le montage/démontage de l'expérience.

1.3.4 Synchronisation entrée/sortie des canaux

Lors du précédent stage au LAM sur la mise en place d'un miroir à retournement temporel par Pierre Leveau, un problème avait été soulevé. Matlab gérant mal la synchronisation des entrées et sorties de flux audios sur un grand nombre de canaux, Pierre avait programmé l'interface d'émission/acquisition en utilisant des drivers ASIO externes. Ceci permet de s'affranchir de problèmes extrèmement gènants pour le retournement temporel, dans lequel la phase des signaux envoyés sur chacun des canaux a une importance primordiale. En effet, dans l'expérience de retournement temporel, on doit s'assurer que chaque contribution de transducteur est constructive dans la reconstitution du champ acoustique au niveau de la source.

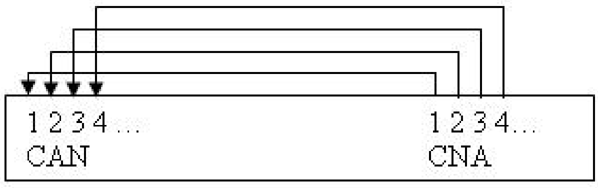

FIG. 7 – Expérience de synchronisation des canaux en entrée/sortie

Pour vérifier la synchronisation des canaux, on effectue des branchements par câble entre les sorties (convertisseur Numérique/Analogique) et les entrées (convertisseur Analogique/Numérique), comme indiqué sur la FIG. 7. On émet alors des impulsion sur les 12 canaux, espacées de 1 seconde, puis on évalue le temps de parcours en détectant l'arrivée de l'impulsion sur les signaux enregistrés. Si les émissions et les acquisitions sont bien synchronisées, les temps de parcours seront identiques. Les résultats obtenus sont présentés sur la FIG. 8. On peut voir sur cette figure que les canaux sont parfaitement synchronisés : les impulsions sur les 12 canaux d'enregistrement sont séparés de 44100 échantillons, ce qui correspond bien à 1 seconde.

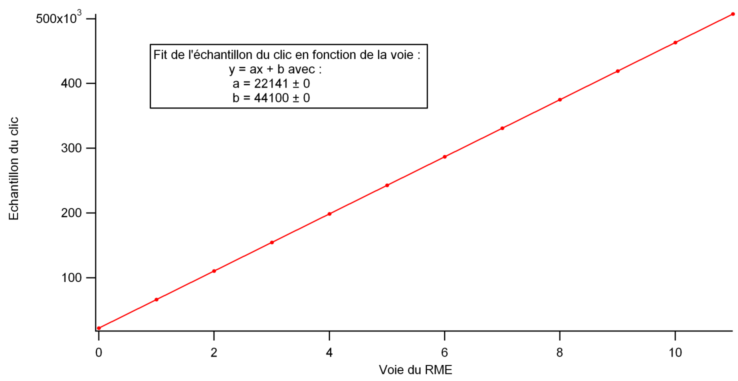

FIG. 8 – Résultats de l'expérience de synchronisation des canaux en entrée/sortie

Une autre expérience a été menée, afin de vérifier la synchronisation des canaux lors d'une émission simultanée d'une impulsion. On vérifie ici encore (figure non présentée) que les 12 canaux sont parfaitement synchronisés.

1.4 L'installation du miroir à retournement temporel après modifications

Par souci de clarté, le schéma suivant (Fig. 9) présente le matériel et récapitule les interactions entre les divers éléments composant l'installation du miroir à retournement temporel au LAM, après les améliorations apportées au système :

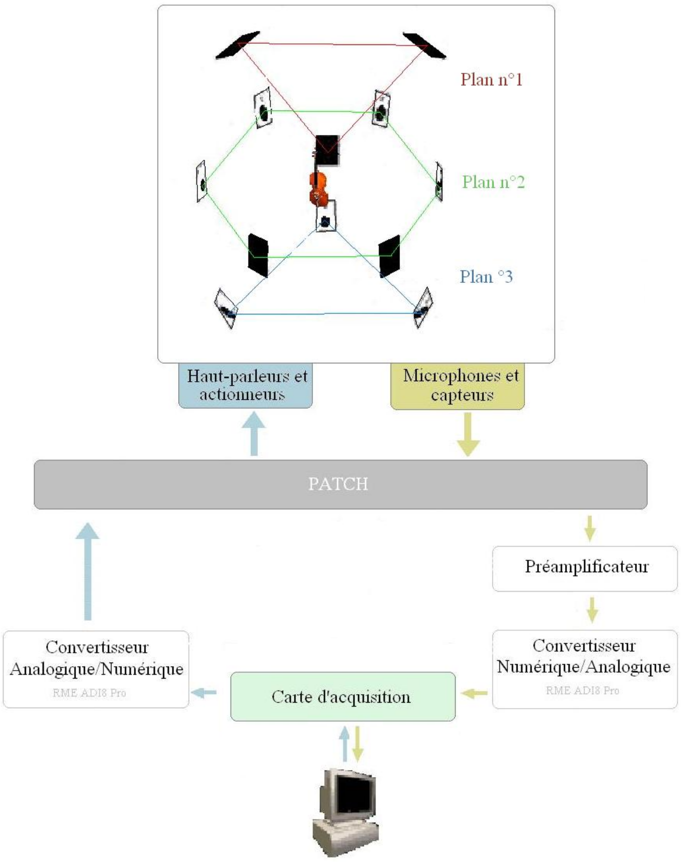

Fig. 9 – Schéma global du dispositif de retournement temporel après modifications

2 Théorie du retournement temporel

Les techniques de miroir à retournement temporel, mises au point dans les années 90 par Mathias Fink, ont connu un succès important, notamment grâce aux recherches de ses inventeurs au Laboratoire Ondes et Acoustique (LOA) de l'ESPCI, dans le domaine de l'acoustique ultrasonore. La richesse de cette technique réside dans son vaste champ d'applications dans les ultrasons, parmi lesquelles on peut citer bien sûr la thérapie et l'imagerie médicale, le contrôle non destructif, mais aussi la géophysique, ou encore l'acoustique sous-marine. À ce jour, en revanche, peu d'applications des miroirs à retournement temporel ont

été développées dans le domaine des basses fréquences ([4] [5]).
Dans cette partie, nous décrirons la théorie du retournement temporel d'une façon générale, puis dans le domaine de l'acoustique audible. Nous verrons ensuite l'utilisation qui peut être faite de ces méthodes pour focaliser une onde acoustique et étudier de façon non destructive sur une structure vibrante quelconque.

2.1 L'opérateur de retournement temporel

Dans le modèle des ondes sonores scalaires, considérons que l'onde sonore est décrite par une fonction d'onde $\Psi(\overrightarrow{r}, t)$. L'équation de propagation sans sources pour cette onde se décompose alors en la somme de deux termes [6] :

$$(\widehat{L}_{\overrightarrow{r}} + \widehat{L}_t)\Psi(\overrightarrow{r}, t) = 0 \tag{1}$$

où $\widehat{L}_{\overrightarrow{r}}$ et $\widehat{L}_t$ sont des opérateurs agissant respectivement sur les parties temporelles et spatiales de Ψ.
Soit $\widehat{T}$ l'opérateur de retournement temporel. Pour que l'onde retournée temporellement, représentée par la fonction d'onde $\widehat{T}\Psi$, soit bien solution de l'équation (1), il faut que l'équation soit invariante sous l'opérateur $\widehat{T}$. Par conséquent, l'opérateur $\widehat{L}_{\overrightarrow{r}} + \widehat{L}_t$ commute avec $\widehat{T}$ [7].
$\widehat{L}_{\overrightarrow{r}}$ ne dépendant pas du temps, il commute alors avec $\widehat{T}$. Pour les équations que nous allons considérer, $\widehat{L}_t$ est proportionnel à $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ (cf. (2)), qui commute également avec $\widehat{T}$. Dans le domaine des ondes sonores, la grandeur ondulatoire étudiée est la pression acoustique, notée p. L'équation d'Alembert en milieu inhomogène, correspondant à l'équation formalisée (1) devient :

$$\rho(\overrightarrow{r}) \cdot \Delta \left(\frac{1}{\rho(\overrightarrow{r})} \overrightarrow{\nabla} p \right) - \frac{1}{c(\overrightarrow{r})^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \tag{2}$$

où $\rho(\overrightarrow{r})$ est la masse volumique du milieu où se propage l'onde, au point $\overrightarrow{r}$
et $c(\overrightarrow{r})$ est la célérité de l'onde, au point $\overrightarrow{r}$

Il est donc possible de retourner temporellement un système mésoscopique d'ondes acoustiques. Cependant, si ce retournement temporel fonctionne formellement, il n'est toutefois pas possible de réaliser une telle opération expérimentalement. En effet, l'onde $p(\overrightarrow{r}, t)$ constitue un signal anticausal. Par conséquent, on travaillera avec un signal $p(\overrightarrow{r}, t)$ fini, (i.e.) dont le temps varie entre 0 et t_0. Une fois $p(\overrightarrow{r}, t)$ enregistré, on reproduira le signal $p(\overrightarrow{r}, t_0 - t)$.

2.2 Cavité à retournement temporel

La notion de cavité à retournement temporel a été introduite par D. Cassereau et M. Fink [6]. Cette notion est basée sur le principe de l'équation de Huyghens-Helmholtz (3). L'idée sous-jacente est qu'il est possible de contrôler le champ de pression sur tout un volume contenu dans une surface fermée uniquement à partir du contrôle des conditions aux limites sur sa surface. Ainsi, au lieu de devoir imposer des conditions initiales dans tout le volume pour engendrer la solution retournée temporellement $p(\overrightarrow{r}, t_0 - t)$, il suffit d'émettre le champ au cours uniquement sur la surface qui délimite le volume en fixant p et son gradient [8] :

$$\boxed{p(\overrightarrow{r}, t_0 - t) = \oiint_S \left(G(\overrightarrow{r_s}, \overrightarrow{r}; t_0 - t) \otimes \frac{\partial p(\overrightarrow{r_s}; t_0 - t)}{\partial n_s} - \frac{\partial G(\overrightarrow{r_s}, \overrightarrow{r}; t_0 - t)}{\partial n_s} \otimes p(\overrightarrow{r_s}; t_0 - t) \right) \cdot dS} \quad (3)$$

où G est la fonction de Green.

L'explication physique de cette formule est réalisée aux paragraphes 2.2.1 et 2.2.2.

2.2.1 La phase d'enregistrement

Une source située à l'intérieur de la cavité émet une impulsion sonore entre les temps $t = 0$ et $t = t_0$. Au bout d'un temps de propagation t_p, l'onde atteint les parois de la cavité à retournement temporel. Lors du passage de l'onde à travers la surface S, le champ et sa dérivée normale sont mesurés par des récepteurs tapissant la surface. Ces récepteurs doivent être monopolaires et dipolaires pour mesurer respectivement le champ et sa dérivée normale.

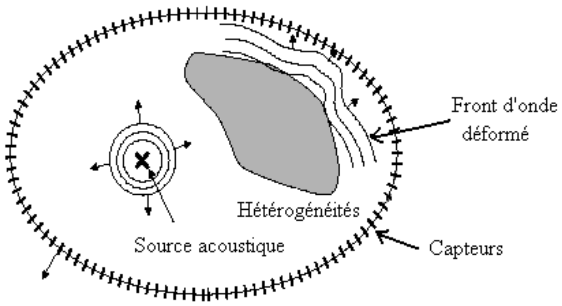

Fig. 10 – Phase d'enregistrement du retournement temporel

2.2.2 La phase de réémission

Les champs de pression et leurs dérivées normales mesurées précédemment sont alors inversés chronologiquement. D'après l'équation (3), en chaque point de la surface, le champ inversé $p(\overrightarrow{r_s}; t_0 - t)$ est émis par une source monopolaire, alors que sa dérivée normale est émise par une source dipolaire. L'émission s'arrête au bout d'un temps t_p (voir Fig. 11).
Nous pouvons voir ici qu'en toute rigueur, pour réaliser un retournement temporel d'une onde acoustique, nous avons besoin non seulement de capteurs dipolaires et monopolaires, mais aussi d'émetteurs dipolaires et monopolaires [9].

Expérimentalement, en première approximation, les transducteurs (émetteurs et récepteurs) constituant une cavité sont monopolaires. Malgré tout, dans l'hypothèse d'une incidence normale de l'onde divergente sur les capteurs du système, le champ retourné par une cavité réelle et le champ théorique d'une cavité à retournement temporel multipolaire sont intimement liés [6].

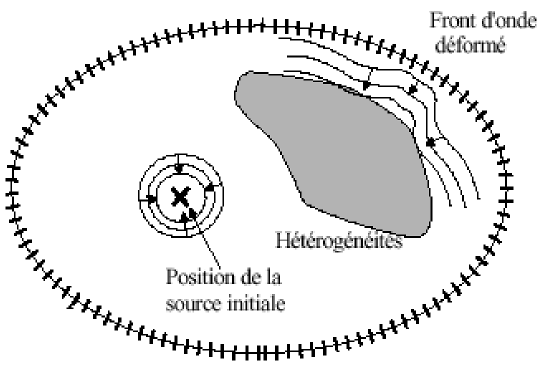

Fig. 11 – Phase de réémission du retournement temporel

2.2.3 Remarques sur la cavité à retournement temporel

Le fonctionnement de la cavité à retournement temporel ne prend pas en compte les sources qui ont donné naissance au champ. En effet, si aucune précaution n'est prise au niveau de la source lors de la phase de réémission du retournement temporel, la conservation de l'énergie impose l'existence d'une onde divergente à la suite de l'onde convergente sur la source initiale. La superposition de l'onde convergente et de l'onde divergente implique une largeur de tache focale égale à $\frac{\lambda}{2}$, où λ est la longueur d'onde.
Par conséquent, l'onde divergente brise le retournement temporel. En effet, un

retournement temporel « parfait » consiste en une onde strictement convergente qui est bien la scène duale de la scène aller. L'étude du comportement de l'onde au voisinage de la source ainsi que la réalisation d'un retournement temporel parfait grâce au puits acoustique seront étudiés à la partie 2.4.

2.3 Le miroir à retournement temporel

2.3.1 Liens avec la cavité à retournement temporel

La cavité à retournement temporel a été étudiée précédemment afin d'introduire la théorie sous-jacente de notre expérience. Mais, d'un point de vue pratique, il est impossible de fabriquer une cavité à retournement temporel. En effet, si l'on désire créer une cavité sphérique de 1 mètre de rayon fonctionnant avec un signal à bande limitée à 5 kHz, on devrait disposer les transducteurs tous les 3.45 cm, ce qui correspond à plus de 2600 transducteurs sur la surface de la cavité. Cette distance vient du critère de Shannon, qui montre qu'une surface est correctement échantillonée si la distance entre transducteurs permet d'obtenir un échantillonage spatial de $\frac{\lambda}{2}$ [4]. En plus des 2600 transducteurs, il faudrait 2600 voies électroniques indépendantes pour gérer chaque transducteur !

Malgré tout, on peut réaliser un miroir à retournement temporel, pour lequel la période de pavage est plus grande que $\frac{\lambda}{2}$. On ne recréera pas le champ précisément : on n'en aura qu'une approximation. Cependant, l'onde recréée focalisera effectivement sur les ondes acoustiques, ce que nous souhaitons réaliser. En effet, dans un milieu faiblement hétérogène, la largeur de la tache focale est donnée dans l'approximation de Fresnel par $\frac{\lambda \cdot F}{D}$ où F est la distance entre le miroir et le source initiale, et D est la dimension du miroir [10].

2.3.2 Étude physique du signal retourné temporellement

Le retournement temporel d'une onde provenant d'une source ponctuelle isotrope située en O permet d'obtenir, avant le « collapse », une onde parfaitement isotrope convergente. Lors du collapse, alors qu'une partie de l'onde continue à converger, l'autre partie commence à diverger. L'interférence de ces 2 ondes donne alors dans un domaine de l'espace dont la dimension est liée à la durée de l'impulsion sonore, un champ qui se concentre de façon transitoire sous la forme d'un pic principal entouré d'oscillations. La largeur caractéristique de cette tache focale est au mieux de $\frac{\lambda}{2}$. Une fois que toute l'onde est passée par O, il ne reste qu'une onde divergente qui s'éloigne de la source.

Ce phénomène est illustré par la Fig. 12 :

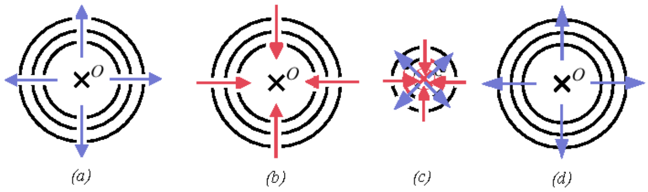

Fig. 12 – Les fronts d'onde lors du retournement temporel *(a)* : Phase d'émission – *(b)*, *(c)*, *(d)* : Focalisation après retournement temporel au voisinage de la source : *(b)* : Onde strictement convergente – *(c)* : Interférence entre onde convergente et divergente – *(d)* : Onde strictement divergente

La présence de cette onde divergente brise la symétrie par retournement temporel de l'expérience. En effet, si le film de la scène « aller » est une onde causale, strictement divergente depuis le point source, le dual de cette scène devrait être une onde anticausale, strictement convergente, qui serait donc « absorbée » au point source.

De plus, lors de l'émission, une singularité spatiale en $\frac{1}{r}$ est présente. Elle doit se retrouver dans le « film inversé », ce qui n'est pas le cas lors du retournement temporel tel que nous le réalisons. Par conséquent, la théorie des champs prédit que le champ recréé par retournement temporel reste parfaitement régulier [8] : c'est pourquoi la tache focale a une largeur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, ce qui correspond en fait à une limite de diffraction, comme nous le verrons dans la section 2.3.4.

2.3.3 Formalisme

Durant la scène « aller » du retournement temporel, une source ponctuelle située au point O, repérée par sa position $\overrightarrow{r_s}$, émet un signal quelconque $f(t)$. La propagation du champ qui en résulte est décrite par la fonction de Green du système :

$$\psi(\overrightarrow{r};t) = G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t) \otimes f(t) \tag{4}$$

où G est la fonction de Green.

À un instant donné, l'émission du champ par la source est stoppée. Les opérations de retournement temporel sont réalisées. Le champ n'est alors plus engendré par une source ponctuelle, mais il est déterminé par ses conditions initiales. L'évolution de ce champ est décrite par le formalisme des propagateurs du système, et non pas par celui des fonctions de Green. Il est démontré en Annexe 2 que ces deux formalismes sont totalement interdépendants ([7], [9]) :

$$K(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; t) = G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; t) - G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; -t) \tag{5}$$

où K est le propagateur du milieu sans sources et $\overrightarrow{r_s}$ est la position de la source

On démontre alors à l'aide des conditions initiales et par unicité de la solution de l'équation des ondes la relation suivante (démonstration détaillée donnée en Annexe 2) :

$$\boxed{\psi_{RT}(\overrightarrow{r}; t) = G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; -t) \otimes f(-t) - G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; t) \otimes f(-t)} \tag{6}$$

L'équation (6) possède une signification physique essentielle. On peut isoler dans cette équation l'onde convergente du retournement temporel que nous souhaitons obtenir : $G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; -t) \otimes f(-t)$. À cette onde convergente vient s'ajouter une onde divergente imposée par la conservation de l'énergie : $-G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; t) \otimes f(-t)$. L'équation (6) représente donc le schéma présenté Fig. 12, en y apportant un certain de nombre de propriétés [6] :

- Contrairement aux points focaux usuels, la présence d'un déphasage de π entre l'onde convergente et l'onde divergente est indépendante de la dimension de l'espace considéré ; cette phase trouve en effet naissance dans l'invariance sous l'opérateur de retournement temporel $\widehat{T}$ du milieu.
- Le signal issu du retournement temporel a une parité en temps opposée à la parité du signal excitateur $f(t)$.

2.3.4 Focalisation par retournement temporel

Étudions maintenant la technique de focalisation par retournement temporel, notamment la limite de résolution de la tache focale. Pour ceci, plaçons-nous dans l'hypothèse d'un *milieu homogène, isotrope, tridimensionnel.*

Dans un tel milieu, la fonction de Green s'écrit :

$$G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s}; t) = \frac{\delta\left(t - \dfrac{R}{c}\right)}{4\pi R}, \text{ où } R = \|\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_s}\|.$$

D'après l'équation (6), dans ce cas, le champ après retournement temporel s'écrit :

$$\psi_{RT}(\overrightarrow{r}; t) = \frac{f\left(-t - \dfrac{R}{c}\right) - f\left(-t + \dfrac{R}{c}\right)}{4\pi R} \tag{7}$$

Supposons désormais que le signal $f(t)$ est une excitation harmonique monochromatique, de pulsation ω et de nombre d'onde k : $f(t) = Re(\tilde{A}_0 \cdot e^{i\omega t})$. L'étude de ces signaux n'est pas restrictive. En effet, en vertu du principe de Fourier, l'étude de ces signaux particuliers nous permettra d'étendre le résultat à tout type de signaux périodiques. D'après l'équation (4), le champ issu de la source ponctuelle émettant $f(t)$ est alors :

$$G(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r_s} = 0; t) \otimes f(t) = Re\left(\frac{\tilde{A}_0 \cdot e^{(i\omega t - k\cdot R)}}{4\pi R}\right), \text{ où } R = \|\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_s}\|.$$

En vertu de l'équation (7), on peut alors en déduire que :

$$\boxed{\psi_{RT}(\overrightarrow{r}; t) = Re\left(ik\tilde{A}_0^* \cdot e^{i\omega t}\right) \cdot \frac{sinc(kR)}{2\pi}} \tag{8}$$

On remarque alors que le retournement temporel a transformé la singularité en $\frac{1}{R}$ de la source émettrice en une fonction régulière en $R = 0$ pendant la phase de réémission. Ce phénomène correspond à une limite de diffraction, suivant une loi de sinus cardinal, de largeur caractéristique λ (voir Fig. 13).

On remarquera par ailleurs dans la relation (8) la conjugaison de l'amplitude complexe $\tilde{A}_0$ du signal, qui fait le lien entre le retournement temporel et la conjugaison de phase. Il est également important de noter que cette relation n'est valable que pour une propagation en 3 dimensions, dans un espace homogène,

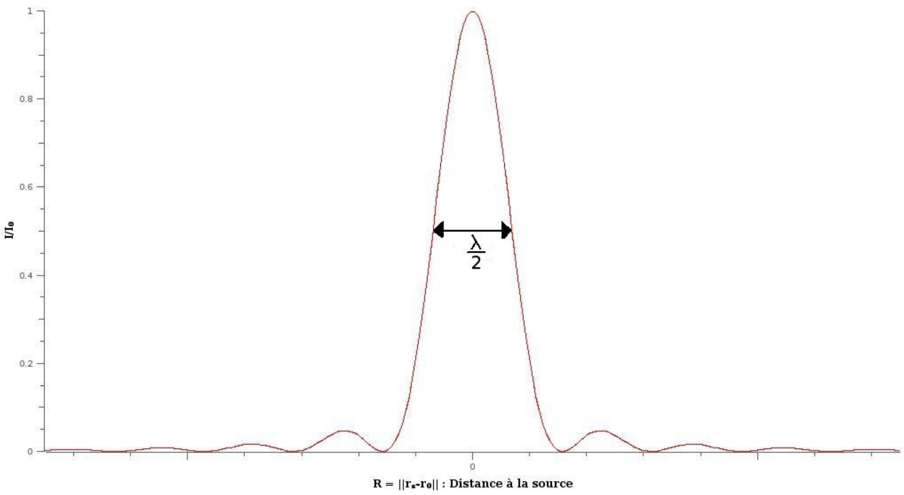

Fig. 13 – Intensité du champ retourné temporellement en fonction de la distance à la source initiale : Simulation d'un diagramme de focalisation pour une propagation dans un espace homogène, isotrope et tridimensionnel

sans pertes, et isotrope. Pour d'autres types de propagations et de milieux, les fonctions de Green sont différentes et modifient totalement les calculs menés pour évaluer la largeur de la tache focale obtenue par retournement temporel.

2.4 Le puits acoustique

2.4.1 Principe général

L'idée du puits acoustique consiste en la réémission d'un champ acoustique par la source initiale pendant l'étape d'émission du champ retourné, de façon à annuler l'onde divergente après le collapse. La description théorique du puits se base sur le formalisme des fonctions de Green et des propagateurs vu dans la section 2.3.3.

D'après l'équation (6), pour annuler l'onde divergente et obtenir l'onde duale de l'onde initiale, il « suffit » d'envoyer sur la source S le signal $f(-t)$ de façon simultanée au collapse. La propagation de cette onde est explicitée par la relation suivante : $\psi_0(\overrightarrow{r};t) = G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t) \otimes f(-t)$.

L'onde résultant de la superposition du champ généré par le miroir à retournement temporel et celui généré par l'émission par la source initiale du signal $f(t)$ pour réaliser le puits acoustique est la suivante :

$$\psi_{puits}(\overrightarrow{r};t) = \psi_{RT}(\overrightarrow{r};t) + \psi_0(\overrightarrow{r};t) \tag{9}$$

On en déduit, à l'aide de la relation (6) que le champ résultant de l'expérience du puits acoustique *est exactement l'onde duale de l'onde générée par la source initiale* :

$$\psi_{puits}(\overrightarrow{r};t) = G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};-t) \otimes f(-t) = \psi(\overrightarrow{r};-t) \tag{10}$$

Ainsi, l'émission simultanée au collapse du signal $f(-t)$ par la source initiale permet de supprimer l'onde divergente, ainsi que les pics secondaires spatiaux résultants dûs au phénomène de limite de diffraction décrit dans la partie 2.3.4.

2.4.2 Focalisation par la méthode du puits acoustique

La source émettant $f(-t)$ durant l'expérience de puits acoustique le signal se comporte en fait comme une source d'*antibruit* [9] : elle génère en effet une onde en opposition de phase avec l'onde divergente déjà existante par l'émission du miroir à retournement temporel. Le puits acoustique peut être vu comme une adaptation d'impédance active entre le milieu et le point source. En effet, en excitant la source en $\overrightarrow{r_s}$ par le signal $f(-t)$, l'onde convergente arrive sur un point dont la pression est en phase avec elle, assurant un coefficient de transmission du milieu dans le point excitateur égal à 1. Ainsi, toute l'énergie est concentrée au point focal et pompée par le puits acoustique.

De la même manière qu'à la section 2.3.4, plaçons-nous dans un espace *homogène, istrope, et tridimensionnel* pour évaluer la focalisation par la méthode du puits acoustique. Dans ces conditions, en vertu de l'équation (10), le champ dans l'espace en présence de la source d'antibruit (supposée ici ponctuelle) lors de l'expérience de puits acoustique s'exprime :

$$\psi_{puits}(\overrightarrow{r};t) = G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};-t) \otimes f(-t) = Re\left(\frac{\tilde{A}_0^* \cdot e^{(-i\omega t + k\cdot R)}}{4\pi R}\right) \tag{11}$$

$$\text{où } R = \|\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_s}\|$$

On retrouve ici un champ présentant une singularité en $\overrightarrow{r} = \overrightarrow{r_s}$, tout comme le champ initial. Ce résultat n'est pas en contradiction avec la limite de diffraction, puisqu'ici la présence de la « source d'antibruit » a réintroduit une singularité d'espace. L'intérêt essentiel de ce puits acoustique consiste alors à ne pas connaître de limite de diffraction à $\frac{\lambda}{2}$, en concentrant l'énergie autour du point focal tout en supprimant les pics secondaires spatiaux : on obtient alors théoriquement une focalisation beaucoup plus efficace, tant en résolution spatiale qu'en intensité. Nous verrons les résultats du puits acoustique, pour la première fois implémenté dans le domaine audible, dans le cas pratique d'une source réelle, qui n'est donc pas ponctuelle et présente une réponse en fréquence non constante.

2.5 Le retournement temporel, vu comme une opération de traitement du signal

2.5.1 Formalisme

Le miroir à retournement temporel peut être également vu comme un opérateur, qui, à partir des signaux émis par les sources, renvoie les signaux d'origine renversés temporellement sur les points où les sources ont émis. Appelons ces points les *points de contrôle*. Ainsi, on peut maintenant formaliser le miroir temporel d'un point de vue traitement du signal. Notons M le nombre de transducteurs utilisés, et J le nombre de points de contrôle.

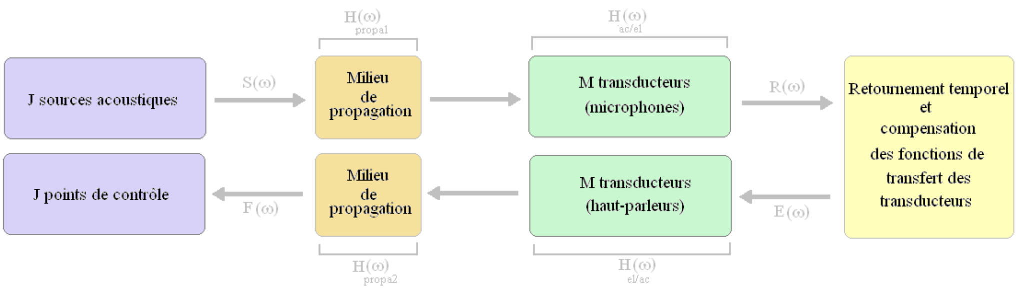

Fig. 14 – Schéma-bloc des diverses étapes du retournement temporel

Jusqu'ici, par souci de simplicité dans les calculs, nous avons éludé dans les calculs les fonctions de transfert des transducteurs. Celles-ci seront désormais intégrées aux schémas-blocs (voir Fig. 14), car elles ont une importance primordiale dans l'implémentation du traitement du signal.

Explicitons les notations utilisées dans cette architecture :

- $S(\omega)$: Matrice $J \times 1$ contenant sur chacune de ses lignes les transformées de Fourier des signaux émis par les J sources acoustiques.

- $H_{propa1}(\omega)$: Matrice $M \times J$ des transformées de Fourier des réponses impulsionnelles $h_{j,m}$ représentant la propagation des ondes provenant des J sources jusqu'aux M microphones.
- $H_{ac\rightarrow el}(\omega)$: Matrice diagonale $M \times M$ des fonctions de transfert entre le champ acoustique à l'entrée des microphones et les signaux électriques en sortie.
- $R(\omega)$: Matrice $M \times 1$ contenant sur chacune de ses lignes les transformées de Fourier des signaux électriques en sortie des M microphones.
- $\widetilde{R}(\omega)$: Matrice $M \times 1$ contenant sur chacune de ses lignes les transformées de Fourier des signaux électriques en sortie des M microphones retournés temporellement.
- $E(\omega)$: Matrice $M \times M$ des transformées de Fourier des signaux électriques envoyés aux haut-parleurs.
- $H_{el\rightarrow ac}(\omega)$: Matrice diagonale $M \times M$ des fonctions de transfert entre le signal électrique à l'entrée des haut-parleurs et les champs acoustiques en sortie de ces transducteurs.
- $H_{propa2}(\omega)$: Matrice $J \times M$ des transformées de Fourier des réponses impulsionnelles $h_{m,j}$ représentant la propagation des ondes provenant des M haut-parleurs jusqu'aux J points de contrôle.
- $F(\omega)$: Matrice $J \times 1$ contenant sur chacune de ses lignes les transformées de Fourier des signaux reçus au niveau des J points de contrôle.

Ces notations étant posées, il reste à définir la fonction de transfert $H(\omega) = \frac{E(\omega)}{R(\omega)}$ qui correspond au traitement du signal effectué par notre interface afin d'obtenir le retournement temporel, (i.e.) :

$$F(\omega) = \widetilde{S}(\omega) \tag{12}$$

En utilisant les notations du schéma-bloc Fig. 14, on a alors :

$$E(\omega) = \frac{\widetilde{R}(\omega)}{\left(\widetilde{H}_{propa1}(\omega) \cdot \widetilde{H}_{ac\rightarrow el}(\omega)\right) \cdot \left(H_{el\rightarrow ac}(\omega) \cdot H_{propa2}(\omega)\right)} \tag{13}$$

2.5.2 Application à la focalisation d'un signal acoustique

Le principe du retournement temporel mis en place est alors le suivant : le signal émis par les sources est enregistré par les microphones du miroir. Ce signal est ensuite filtré, afin de compenser les fonctions de transfert des transducteurs, puis retourné temporellement. Le signal résultant est enfin réinjecté dans les haut-parleurs. On obtient alors un signal résultant focalisant sur les J points sources, sans distinction. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'avoir un réel contrôle sur le signal qui va focaliser : on sait tout au plus que les maximas du champ acoustique seront situés au niveau des sources. Des mesures seront donc nécessaires au niveau des sources pour connaître le niveau acoustique de la focalisation.

Comme on l'a vu au paragraphe précédent, dans le cas d'une seule source, l'opération de retournement temporel doit réaliser la condition posée par l'équation (13). Afin de mettre cette condition en œuvre, il s'agit évidemment de connaître les fonctions de transfert des transducteurs ainsi que les fonctions de transfert représentant la propagation dans le milieu de l'onde sonore pour l'onde aller et l'onde retour.

Les premières, $H_{ac\to el}(\omega)$ et $H_{el\to ac}(\omega)$, ne dépendent pas des points de contrôle, mais uniquement des propriétés mécaniques et électriques des transducteurs. On peut donc mesurer l'ensemble des $2 \times M$ réponses électro-acoustiques séparément de l'opération de retournement temporel.

Les secondes, $H_{propa1}(\omega)$ et $H_{propa2}(\omega)$, dépendent des points de contrôle, ce qui nécessite a priori la mesure systématique de ces $2 \times M \times J$ fonctions de transfert. Nous allons montrer qu'en réalité, leur connaissance est inutile pour réaliser une focalisation efficace (c'est là tout l'avantage et la robustesse de la méthode de focalisation acoustique par retournement temporel) [11].

Par définition, $H_{propa1_{m,j}}(\omega) = \mathscr{F}\left(h_{propa}^{m,j}\right)$ où $\mathscr{F}$ est la transformée de Fourier et $h_{propa}^{m,j}$ est la réponse impulsionnelle correspondant au trajet de l'onde sonore de la source $j \in \|1, J\|$ jusqu'au microphone $m \in \|1, M\|$. De même, $H_{propa2_{j,m}}(\omega) = \mathscr{F}\left(h_{propa}^{j,m}\right)$ où $h_{propa}^{j,m}$ est la réponse impulsionnelle correspondant au trajet de l'onde sonore du haut-parleur $m \in \|1, M\|$ jusqu'au point de contrôle $j \in \|1, J\|$.

D'après le théorème de réciprocité, valable dans tout milieu de propagation (homogène ou inhomogène), dans un modèle sans pertes, en utilisant le modèle de Green, on a :

$$h_{m,j} = G\left(\overrightarrow{r_j}, t_1 | \overrightarrow{r_m}, t\right) \tag{14}$$

où $G\left(\overrightarrow{r_j}, t_1 | \overrightarrow{r_m}, t\right)$ est la fonction de Green représentant le champ sonore produit en $\overrightarrow{r_m}$, position du m$^{\text{ème}}$ transducteur, au temps t, par une impulsion générée en $\overrightarrow{r_j}$ au temps t_1 par la j$^{\text{ème}}$ source.

En vertu du théorème de réciprocité, on a :

$$G\left(\overrightarrow{r_m}, -t_1 | \overrightarrow{r_j}, -t\right) = G\left(\overrightarrow{r_j}, t | \overrightarrow{r_m}, t_1\right) \Leftrightarrow h^{m,j}_{propa}(t) = h^{j,m}_{propa}(t) \tag{15}$$

Par conséquent (voir le schéma-bloc Fig.14), en considérant qu'il n'y a qu'une seule source acoustique ($J = 1$) positionné en $\overrightarrow{r_1}$ émettant une impulsion sonore, le champ sonore obtenu au point $\overrightarrow{r}$ s'exprime, dans le domaine temporel, de la façon suivante :

$$\sum_{m=0}^{M} \left(h^{m}_{ac\rightarrow el}\left(t_0 - t\right) \otimes h^{m,1}_{propa}\left(t_0 - t\right) \otimes h^{m}_{el\rightarrow ac}\left(t\right) \otimes h^{m,1}_{propa}\left(t\right)\right) \tag{16}$$

On reconnaît ici l'expression d'un filtre adapté pour la propagation. D'un point de vue physique, cela signifie que chacun des signaux provenant des m transducteurs atteignent leur valeur maximale au même temps t_0 [11]. Ce filtre adapté produit alors un champ maximum en $\overrightarrow{r_1}$. Il est essentiel de noter que ce résultat est valable quelque soit la géométrie du miroir. Par ailleurs, ce raisonnement est uniquement basé sur le théorème de réciprocité. Par conséquent, il est également valable pour un milieu inhomogène, à condition qu'il n'y ait pas de pertes.

Nous avons donc démontré qu'il était inutile de connaitre les fonctions de transfert de propagation pour focaliser efficacement une onde acoustique par retournement temporel. Par conséquent, l'opération réalisée entre les signaux électriques reçus depuis les microphones et les signaux électriques envoyés aux haut-parleurs sera :

$$E(\omega) = \alpha \cdot \frac{\widetilde{R}(\omega)}{\left(\widetilde{H}_{ac\to el}(\omega) \cdot H_{el\to ac}(\omega)\right)} \tag{17}$$

où α est une constante, permettant d'introduire un gain statique dans l'opération.

3 Expériences – Résultats

3.1 Retournement d'un chirp linéaire

Avant toute chose, pour utiliser le miroir à retournement temporel en tant qu'outil de focalisation, il est indispensable de vérifier que le retournement et la compensation par les fonctions de transfert des transducteurs (voir l'équation (17)) se font de manière adéquate. Pour cela, j'ai choisi de vérifier sur un chirp linéaire que notre système se comporte d'une façon robuste, et ce, tant sur le plan fréquentiel que sur le plan spatial. Le détail des opérations et améliorations apportées est donné dans la suite du document.

3.1.1 Compensation de la fonction de transfert du couple {source monopolaire ; microphone de référence}

Afin de réaliser toutes les étapes de retournement temporel proprement, il s'agit de connaître avec précision la réponse de la source d'émission et du microphone de référence, afin de pouvoir comparer les signaux mesurés aux signaux numériques envoyés sur la source. En effet, la source monopolaire et le microphone de référence ayant une certaine réponse en fréquence, les signaux de « référence » des opérations de retournement temporel sont envoyés par la source monopolaire et reçus sur le microphone de référence. L'oubli de cette étape modifie grandement les propriétés spectrales des signaux envoyés. Par conséquent, les signaux retournés par le miroir sont grandement modifiés, ce qui empêche toute exploitation de résultats.

– ***Protocole expérimental :***

Afin d'évaluer la fonction de transfert de ces 2 transducteurs, j'ai choisi de mettre en place une source monopolaire de marque B&K au centre de la pièce, et de lui faire émettre un chirp large bande (500 - 6000 Hz) On mesure

Fig. 15 – Placement de la source monopolaire et du microphone de référence dans la salle sèche

alors le signal simultanément sur les 12 voies en réception correspondant aux microphones du miroir, ainsi que sur une voie de référence, correspondant à l'acquisition sur un microphone de référence préamplifié de marque B&K. Ce microphone est placé à 3 cm au dessus de la source (voir Fig. 15).

– ***Résultats :***

– On fait tout d'abord émettre un chirp « plat » par la source monopolaire (Fig. 16). Ce signal est reçu par le microphone de référence (Fig. 17). La déformation du signal correspond à l'influence de la réponse en fréquence de la source monopolaire et du microphone de référence, mais également à la propagation du signal (bien qu'ici cette influence soit négligeable) :
– On calcule alors la fonction de transfert du couple {source monopolaire ; microphone de référence} de façon à ce que le signal reçu par le microphone de référence soit plat, tout comme le signal initial (voir Fig. 18

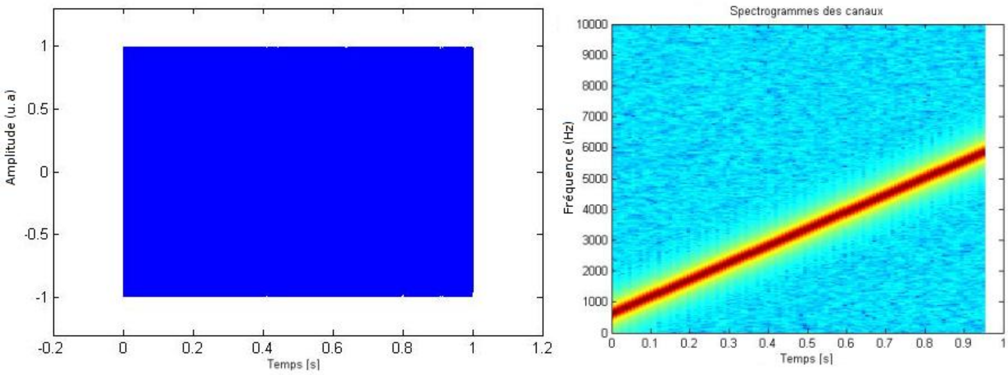

Fig. 16 – Signal numérique envoyé à la source monopolaire (à gauche, représentation temporelle - à droite, spectrogramme)

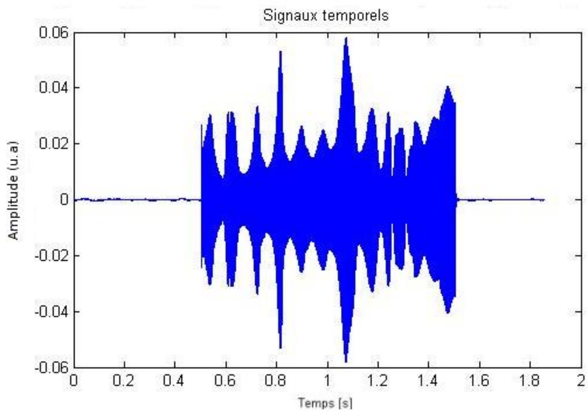

Fig. 17 – Chirp non compensé reçu par le microphone de référence

et 19) :

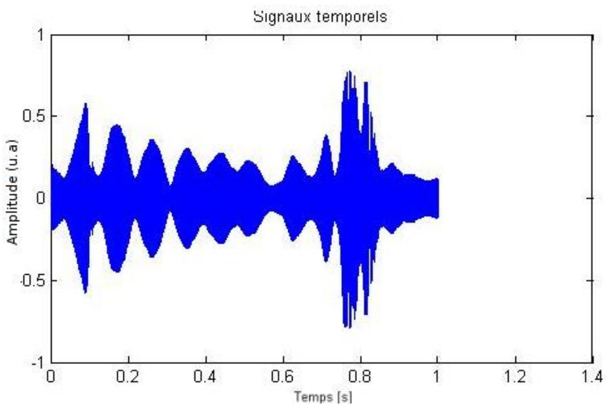

Fig. 18 – Signal numérique compensé envoyé à la source monopolaire

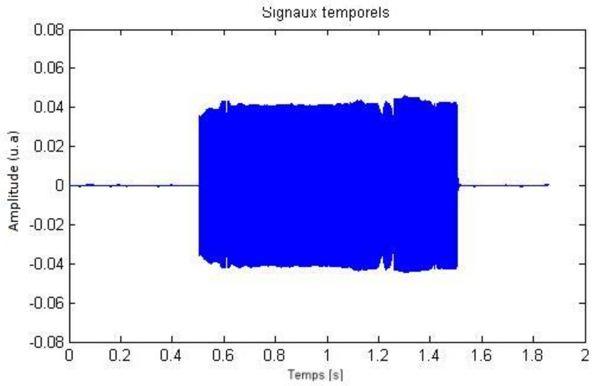

Fig. 19 – Chirp compensé reçu par le microphone de référence

3.1.2 Évaluation des fonctions de transfert des 24 transducteurs du miroir

Comme nous l'avons vu dans la section 2.5, la connaissance des fonctions de transfert des transducteurs du miroir à retournement temporel est essentielle à son bon fonctionnement.
Afin d'évaluer la fonction de transfert de ces 24 transducteurs, j'ai utilisé une méthode tout à fait similaire à celle décrite dans la section précédente. La source monopolaire, toujours placée au centre de la pièce, émet un chirp large bande *compensé* (500 - 6000 Hz) (voir section 3.1.1). Les 12 microphones du miroir et le microphone de référence acquièrent simultanément le signal.

Les réponses des microphones dans cette bande fréquentielle sont ainsi évaluées en calculant :

$$H_{ac\to el}(\omega) = \frac{R_{micros}(\omega)}{R_{ref}(\omega)}$$

- $R_{micros}(\omega)$ est une matrice diagonale $M \times M$ comportant les valeurs à la pulsation ω des transformées de Fourier des signaux acquis par les M microphones du miroir.
- $R_{ref}(\omega)$ est la valeur à la pulsation ω de la transformée de Fourier du signal enregistré par le microphone de référence.

La fonction de transfert des haut-parleurs, est, quant à elle, calculée sur un modèle similaire. Chacun des 12 haut-parleurs du miroir à retournement temporel émettent tour à tour un chirp linéaire. Ces signaux sont acquis sur le microphone de référence. La réponse des haut-parleurs dans cette bande de fréquence est alors évaluée en calculant :

$$H_{el \to ac}(\omega) = \frac{R_{HP}(\omega)}{R'_{ref}(\omega)}$$

- $R_{HP}(\omega)$ est une matrice diagonale $M \times M$ comportant les valeurs à la pulsation ω des transformées de Fourier des signaux émis par les M haut-parleurs du miroir.
- $R'_{ref}(\omega)$ est une matrice diagonale $M \times M$ comportant la valeur à la pulsation ω de la transformée de Fourier du signal enregistré par le microphone de référence pour chacun des M haut-parleurs.

Les fonctions de transfert $H_{el \to ac}(\omega)$ et $H_{ac \to el}(\omega)$ sont alors stockées sur le disque dur de l'ordinateur afin d'être réutilisées dans les différentes expériences de retournement temporel.

3.1.3 Retournement du chirp compensé

Les opérations de compensation du chirp et d'évaluation des fonctions de transfert des transducteurs du miroir étant réalisées, nous avons toutes les données en main pour réaliser un retournement temporel d'un chirp. Détaillons chacune des étapes du retournement temporel réalisé. Ce détail permettra au lecteur d'y voir clair sur les méthodes de traitement du signal utilisées pour le retournement temporel. Ces étapes sont indispensables au retournement de n'importe quel signal. Elles sont ici présentées sur l'exemple d'un chirp (1500 Hz - 3500 Hz), mais sont transposables à n'importe quel type de signal.

- Émission du chirp compensé sur la source monopolaire. (voir FIG. 20, 21).

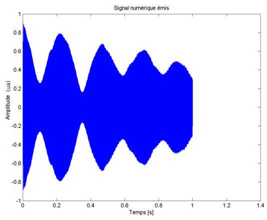

FIG. 20 – Signal numérique envoyé à la source

On peut observer sur le spectrogramme FIG. 21 que la source monopolaire émet un signal contenant initialement une composante non-linéaire. Ce comportement est dû au fait que la source émet à fort niveau, et il est indispensable de prendre en compte cette non-linéarité. Pour les mesures efectuées par la suite, nous nous attacherons à faire émettre la source monopolaire à faible niveau afin de ne pas obtenir de composante non-linéaire

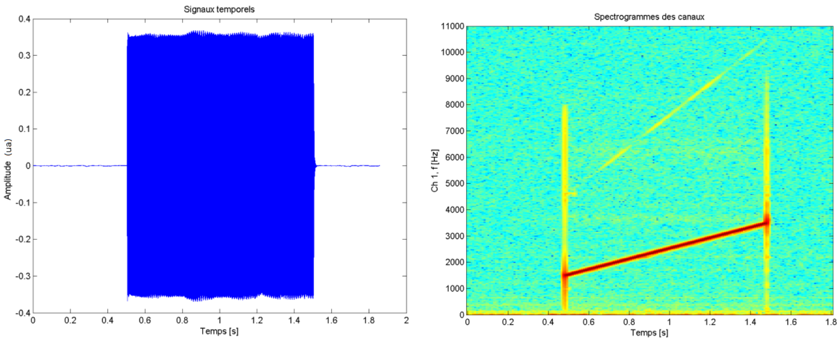

Fig. 21 – Signal enregistré par le microphone de référence, prouvant que le signal a bien été compensé selon la méthode détaillée à la section 3.1.1. À gauche : signal temporel. À droite : spectrogramme

dû à l'excitation à fort niveau de la source B&K.

– Acquisition simultanée sur les 12 microphones, et compensation par leurs fonctions de transfert. On peut voir ici que les chirps reçus sont bien « plats », preuve que la compensation s'est bien déroulée (voir Fig. 22).

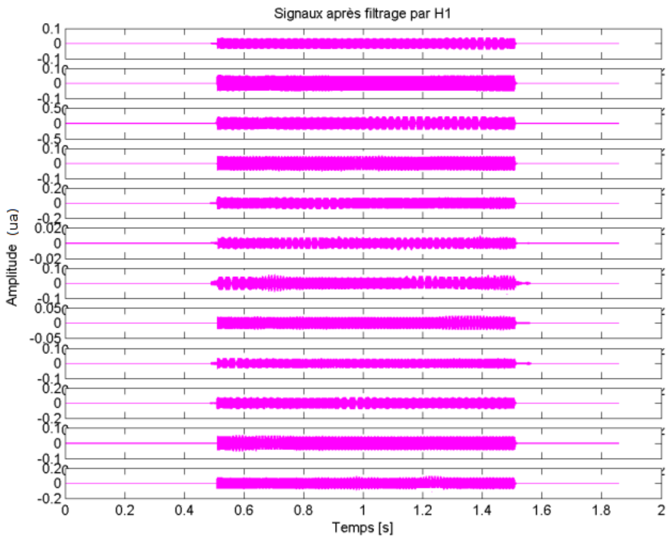

Fig. 22 – Signal reçu sur les 12 microphones du miroir à retournement temporel, compensés par leur fonction de transfert

– Retournement du signal et compensation par les fonctions de transfert des 12 haut-parleurs (voir Fig. 23).
– Étape de débruitage des signaux, avec l'algorithme de débruitage décrit en section 1.3.2.
– Mise à niveau des gains, afin de ne pas rentrer dans le domaine de non-linéarité des haut-parleurs.
– Émission du miroir à retournement temporel et acquisition sur le microphone de référence (voir Fig. 24).

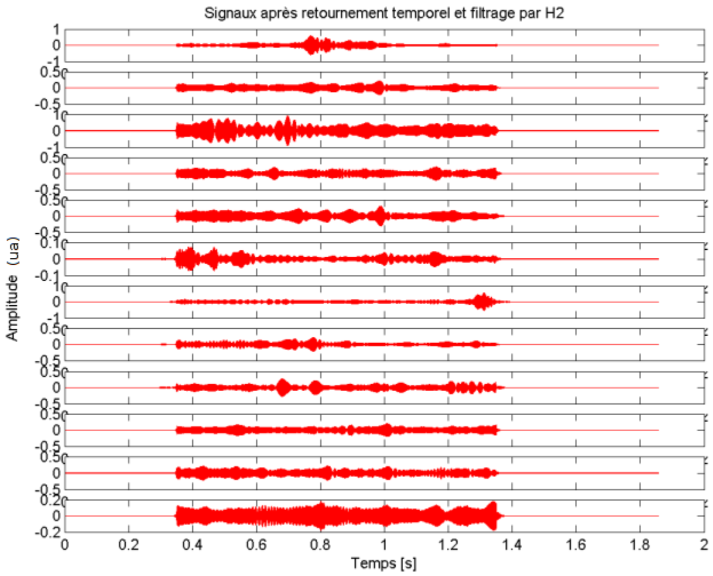

Fig. 23 – Signal numérique envoyé aux 12 haut-parleurs, correspondant à la compensation par la fonction de transfert des haut-parleurs et au retournement temporel des 12 signaux sur les 12 voies du miroir

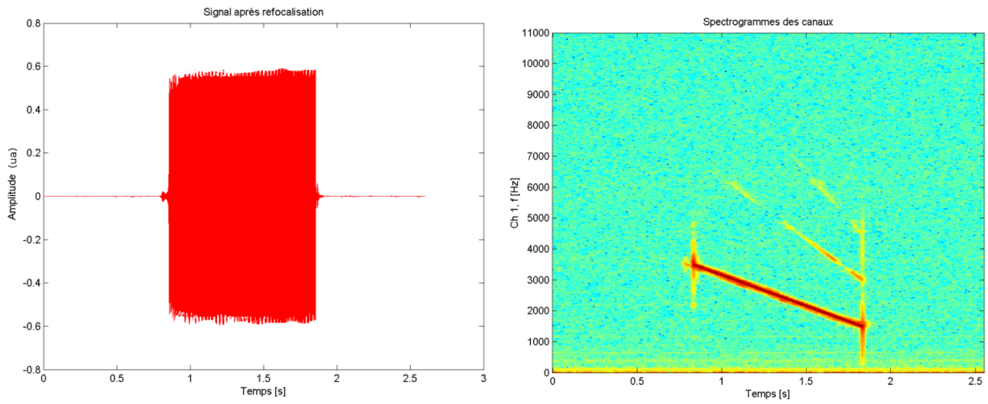

Fig. 24 – Acquisition sur le microphone de référence du signal retourné temporellement par le miroir, et focalisé sur la position initiale du microphone. À gauche, représentation temporelle. À droite, spectrogramme

Cette succession d'opérations de traitement du signal est indispensable à la qualité du retournement temporel effectué. En particulier, si les fonctions de transfert des transducteurs du miroir sont mal évaluées, les signaux seront mal compensés et les signaux retournés seront « déformés » spectralement. Sur cet exemple, nous avons vu la complexité des opérations à réaliser, d'où tout l'intérêt de centraliser la commande du système en langage Matlab, qui se prête ici très bien aux opérations de traitement du signal sur un grand nombre de voies indépendantes.

En ce qui concerne les figures présentées, nous pouvons tirer un certain nombre de remarques :

- Tout d'abord, il est important de noter que les compensations ont été bien réalisées. En effet, les chirps compensés sur les voies en réception du miroir sont bien plats, et le signal retourné est lui aussi un chirp plat sur le microphone de référence. La compensation des fonctions de transfert des haut-parleurs est bien évidemment difficile à vérifier au premier coup d'oeil sur la figure 23. Malgré tout, le fait que le signal retourné à la figure 24 aie une amplitude constante valide l'efficacité de la compensation.
- Par ailleurs, il est intéressant de noter que l'algorithme de débruitage n'introduit pas de déphasage. S'il en introduisait, l'amplitude du chirp reçu après retournement sur le microphone de référence varierait du fait des interférences destructives entre les signaux envoyés sur les différentes voies du miroir. Ici, le fait que cette amplitude soit constante valide bien le fait que les interférences sont constructives au niveau du microphone de référence pour toutes les fréquences contenus dans le signal, comme le prévoit la théorie.
- Pour finir, il est à noter que les haut-parleurs du miroir ne sont pas utilisés dans leur domaine de non-linéarité, puisque les spectrogrammes (Fig. 19 et 24) montrent un taux de distorsion similaire pour l'émission de la source monopolaire seule et l'émission du signal retourné temporellement par les transducteurs du miroir.

La méthode utilisée a donc été validée (y compris sur d'autres types de signaux). Nous allons désormais étudier la qualité de la focalisation d'un signal par retournement temporel, tant sur le plan temporel que sur le plan spatial.

3.2 Mesure spatiale et temporelle de la focalisation par retournement temporel

Dans cette section, nous décrirons les méthodes utilisées pour mesurer la qualité de focalisation par retournement temporel. Pour cela, nous focaliserons un signal de type impulsionnel, dont le spectre est une fenêtre de Blackmann de largeur Δf et de fréquence centrale f_0 (Fig. 25).

Le choix de ce type de signal n'est pas anodin. En effet, le retournement temporel est connu pour mieux fonctionner pour des signaux de type impulsionnel

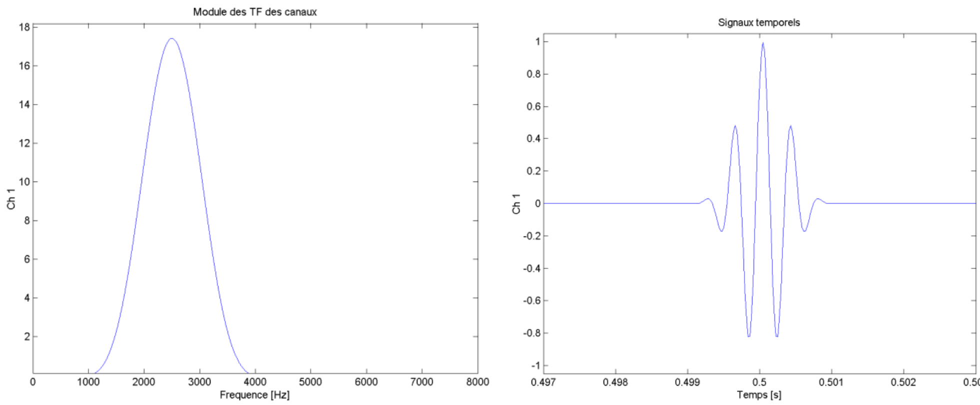

Fig. 25 – Signal utilisé pour les mesures de focalisation (impulsion « colorée »). À gauche, représentation spectrale. À droite, représentation temporelle. Le signal présenté ici possède comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur Δf = 3000 Hz et de fréquence centrale f_0 = 2500 Hz

ou à large bande fréquentielle en terme de rapport signal à bruit dans le domaine spatial [12] [13]. Ce type de signal a également l'avantage d'avoir une largeur fréquentielle précise et une fréquence principale marquée. Nous étudierons l'influence de ces deux paramètres sur les propriétés de focalisation.

3.2.1 Mesure temporelle de la focalisation

En premier lieu, il s'agit de vérifier que le signal est bien focalisé temporellement et retourné correctement, sans modification de ses propriétés spectro-temporelles. La mesure a été réalisée de la manière suivante : pour plusieurs fréquences centrales f_0, comprises entre 2000 et 5000 Hz, par pas de 500 Hz, j'ai réalisé un retournement temporel du signal, à largeur de bande constante Δf = 3000 Hz. Par souci de simplicité, seul le cas où f_0 = 2500 Hz sera présenté ici. Les résultats sont similaires pour tous les autres signaux. Le signal retourné correspondant au retournement de ce signal particulier est affiché Fig. 26.

La méthode utilisée pour retourner temporellement ce signal est strictement similaire à celle décrite dans la section 3.1.3.

On peut alors remarquer sur la figure précédente que la forme du signal n'a en aucun cas été altérée par les diverses opérations de traitement du signal. Notamment, la hauteur relative des pics secondaires temporels de cette impulsion « colorée » n'a pas été modifiée par l'opération de retournement. Cependant, il est intéressant de noter un « défaut » de retournement sur la figure 26. Cette mesure a d'ailleurs été choisie car ce défaut apparaît ici clairement : avant l'arrivée

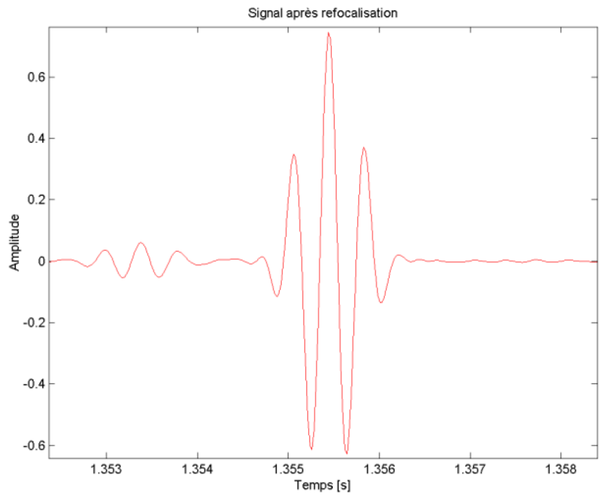

Fig. 26 – Signal focalisé (impulsion « colorée »). Le signal retourné ici possède comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur Δf = 3000 Hz et de fréquence centrale f_0 = 2500 Hz

du signal, pour $t \in [1.353; 1.354]$ s, on peut observer un signal enregistré par le microphone de référence. Ce signal correspond en fait à un défaut de retournement. En terme de traitement du signal, le retournement temporel parfait peut être vu comme un filtre inverse, tandis qu'un retournement temporel non idéal tel que nous pouvons le pratiquer correspond à un filtrage adapté. Dans le cas d'un retournement temporel imparfait, la focalisation temporelle n'est pas idéale, et on observe du bruit dont l'amplitude est reliée au nombre de modes propres de l'espace dans lequel l'opération est réalisé. La salle sèche n'étant pas rigoureusement anéchoïque, on observe des modes propres dans la salle, qui induisent un niveu de bruit dans le domaine temporel par rapport à une focalisation temporelle idéale. Comme dit précédemment, ce « défaut » est particulièrement saillant dans cette mesure, et n'est pas gênant pour nos mesures.
Sur l'exemple de cette mesure, on peut observer que la focalisation temporelle est efficace, et que le niveau signal à bruit est grand. Observons maintenant la qualité de la focalisation spatiale.

3.2.2 Étude spatiale de la focalisation par retournement temporel

Afin d'évaluer la qualité de focalisation par retournement temporel, j'ai choisi de mesurer, à l'aide du microphone de référence le champ de pression dans l'espace, avec un échantillonage spatial de 2 cm. Cette mesure du champ de pression pendant la totalité de la durée de l'émission par le miroir retournement temporel a été réalisée dans un plan horizontal, pour différentes directions afin de vérifier que l'intensité sonore autour du point focal possède bien les mêmes caractéristiques quelque soit la direction.

Cette mesure a été réalisée pour différentes impulsions « colorées » correspondant au modèle de signal présenté dans la section précédente. Les mesures ont été réalisées pour $f_0 \in [2000; 5500]$ Hz, tous les 500 Hz. La largeur de bande des signaux a été maintenue à 3000 Hz.

Les résultats présentés FIG. 27 et 28 correspondent aux mesures réalisées pour le signal décrit dans la section 3.2.1, (i.e.) un signal de type impulsionnel ayant pour spectre une fenêtre de Blackmann de fréquence centrale $f_0 = 2500$ Hz et de largeur de bande $\Delta f = 3000$ Hz :

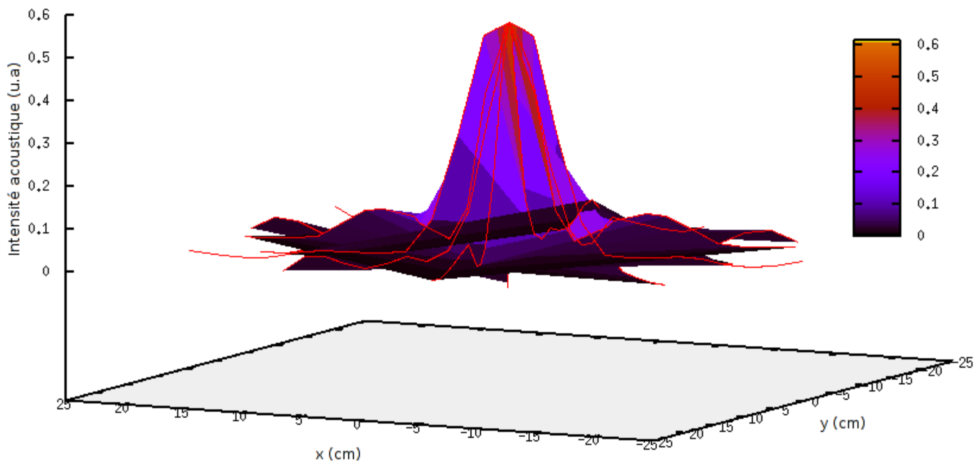

FIG. 27 – Diagramme de focalisation spatiale en 3 dimensions. Dans le plan horizontal sont indiquées les coordonnées du point de mesure par rapport au point focal. En ordonnée est indiquée l'intensité acoustique(non normalisée, unités abitraires). Le signal focalisé ici possède comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur $\Delta f = 3000$ Hz et de fréquence centrale $f_0 = 2500$ Hz.

La figure 28 correspond à une coupe transverse du diagramme de focalisation spatiale présenté sur le figure précédente. Sur ce diagramme, on peut observer la présence des lobes secondaires spatiaux correspondant théoriquement aux lobes secondaires d'une fonction $sinc(k \cdot x)$, comme présenté dans la section 2.3.4.

Sur ce graphique, sont superposés le résultat de la mesure d'intensité sonore dans l'espace à l'instant du collapse et la courbe théorique. On peut remarquer qu'ici théorie et expérience se rapprochent grandement : le comportement de la focalisation réalisée par retournement temporel correspond donc bien aux hypothèses posées dans la partie théorique. Il est à noter que pour la courbe théorique, il a été choisi de tracer la fonction $sinc(k \cdot x)$ pour $k = \frac{2\pi \cdot f_0}{c}$. En effet, le signal focalisé ne présentant pas à proprement parler de longueur d'onde (c'est plutôt un paquet d'onde monochromatiques du point de vue physique), j'ai choisi d'approximer le vecteur d'onde k par le celui correspondant à la fréquence prépondérante du signal, qui s'avère être f_0.

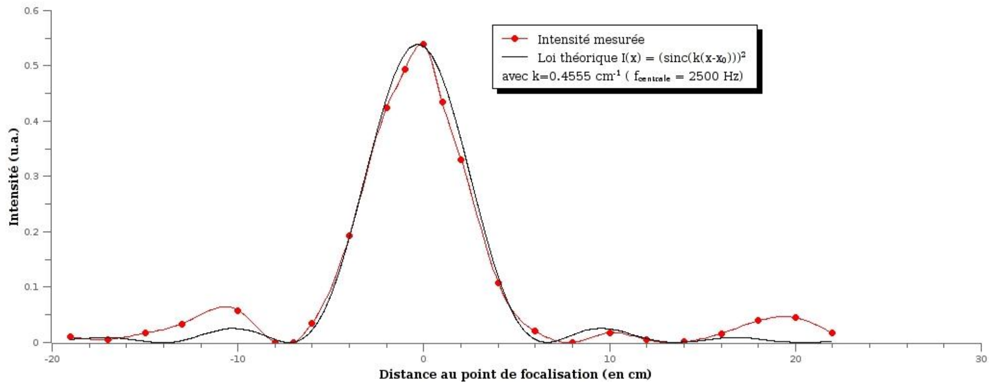

Fig. 28 – Diagramme de focalisation spatiale : coupe transverse de la figure précédente, dans le plan y = 0. La loi théorique, en noir, est superposée à la mesure expérimentale, en rouge.

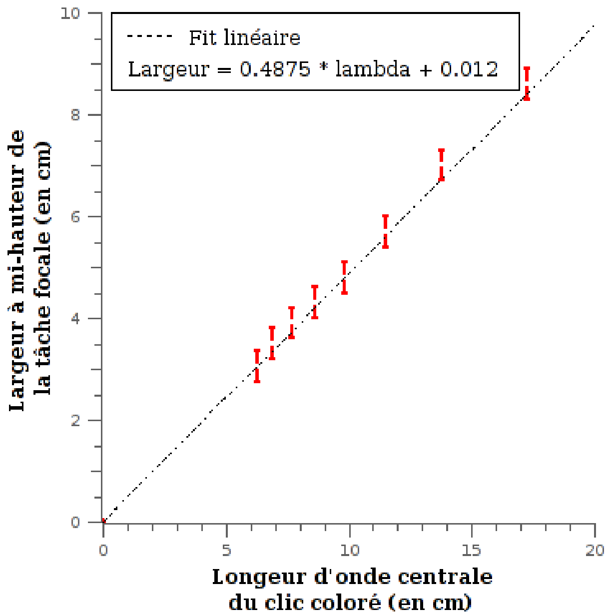

Fig. 29 – Largeur de la tache focale en fonction de la longueur d'onde prépondérante du signal : données expérimentales et fit linéaire des données.

Sur la Fig. 29, la largeur à mi-hauteur de la tache focale a été tracée en fonction de la longueur d'onde correspondant à la fréquence prépondérante f_0 des différents signaux focalisés lors de l'expérience de cartographie. Cette figure montre ici encore que le comportement expérimental de la largeur de la tache focale *correspond à la théorie* détaillée dans la section 2.3.4. En effet, le fit des données expérimentales fournit une largeur de tache focale à $(0.49\pm0.02)\ \lambda$. Cette courbe valide entièrement les données expérimentales de focalisation obtenues au vu de la théorie du retournement temporel.

Nous voyons ici que la limite de résolution de notre système de focalisation acoustique réside dans la limite de diffraction. Détaillons maintenant l'expérience de puits acoustique, qui a permis de « vaincre » cette limite de diffraction.

3.3 Le puits acoustique : une première dans le domaine audible

Á ce jour, l'expérience de puits acoustique a été réalisée dans le domaine des ultrasons, par Julien de Rosny [14], mais aucune trace de cette technique dans le domaine audible. En vertu des équations posées à la section 2.4, aucune limite théorique ne s'impose à l'implémentation du puits acoustique dans ce domaine de longueurs d'ondes.

Cependant, afin de réaliser le puits acoustique dans le domaine audible (tout comme dans le domaine des ultrasons), il s'agit de voir les modifications à apporter aux équations afin de mettre en place cette expérience délicate. En particulier, dans la théorie, nous avons considéré les transducteurs comme ponctuels et possédant une réponse en fréquence idéale. Ces hypothèses sont loin d'être réalisées en pratique. Par conséquent, tout comme pour le retournement temporel, il s'agit d'apporter une composante non négligeable de traitement du signal pour prendre en compte ces écarts au cas idéal. Ces modifications sont détaillées dans les parties suivantes.

3.3.1 Protocole expérimental

Tout comme pour le retournement temporel, détaillons les différentes étapes de l'implémentation du puits acoustique :

- Tout d'abord, il s'agit de réaliser toutes les étapes du retournement temporel du signal, détaillées à la section 3.1. Par souci de simplicité, nous renvoyons nos lecteurs à cette section pour toutes ces étapes.

- Ensuite, il s'agit de générer le signal à injecter dans la source monopolaire afin de réaliser le puits. Comme indiqué à la section 2.4.1, le signal en question doit être $f(-t)$, $f(t)$ étant le signal initial injecté sur la source avant retournement. Cependant, ici aussi, il s'agit de compenser ce signal par la fonction de transfert du couple {source monopolaire ; microphone de référence}, comme détaillé dans la section 3.1.1. La compensation doit bien entendu être réalisée après création numérique du signal $f(-t)$.
- L'étape suivante consiste à déterminer l'instant exact où la source monopolaire doit envoyer le signal pour réaliser le puits acoustique. Pour cela, on utilise la propriété du signal focalisé par retournement temporel au point focal. Dans le cas idéal, ce signal est rigoureusement égal à $\alpha \cdot f(-t)$ sur le microphone de référence, dans sa position initiale (α est un gain statique, comme décrit dans la section 2.5). Par conséquent, pour déterminer l'instant où l'on doit envoyer le signal de puits sur la source monopolaire, il suffit de calculer l'intercorrélation des signaux acquis sur le microphone de référence (le signal retourné, et le signal de puits). Le maximum de cette fonction d'intercorrélation fournit exactement le nombre d'échantillons de décalage à imposer. Cette étape est extrêmement importante. Une erreur d'un seul échantillon (i.e $22.7\ \mu s$) conduit à une non compensation de l'onde divergente.
- Une fois ce décalage temporel évalué, le puits acoustique est réalisé : le signal retourné temporellement est envoyé par le miroir, simultanément au signal $f(-t+t_1)$ sur la source monopolaire, t_1 étant le temps de décallage imposé de façon à ce que le collapse des ondes convergentes provenant du miroir soit simultané à l'arrivée de l'onde divergente émise par la source d'antibruit.
- Ce signal émis par les 12 haut-parleurs du miroir et la source monopolaire est alors acquis sur le microphone de référence.

Bien entendu, les signaux issus de chaque étape sont stockés numériquement afin de ne pas reprendre toutes les étapes dans le cas d'une erreur.

Tout comme pour le retournement temporel pur, il est ici évident que les opérations nécessitent du traitement du signal rapide, d'où l'utilisation de l'architecture Matlab.

3.3.2 Expériences - Résultats

Sur la Fig. 30 est représenté le diagramme de focalisation spatiale avec l'expérience de puits acoustique. Le signal focalisé ici possède comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur $\Delta f = 3000$ Hz et de fréquence centrale $f_0 = 2500$ Hz. C'est le même signal que celui représenté dans la partie 3.2.1. Pour les mesures de la Fig. 28 et de la Fig. 30, le préamplificateur en sortie du microphone de référence est placé sur le même gain. On peut alors constater que l'amplitude relative de ces signaux est de 3.85. Ce rapport correspond à la théorie, qui veut qu'au point focal, l'amplitude de la pression acoustique est multipliée par 2 donc l'intensité par 4.

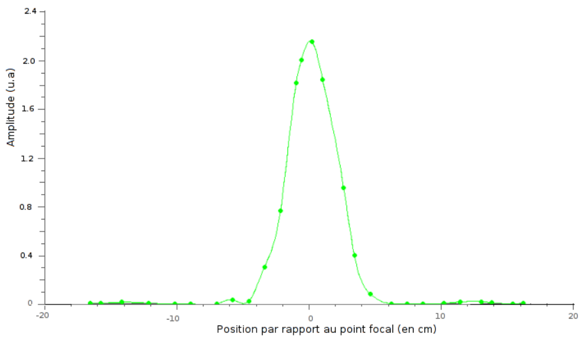

Fig. 30 – Diagramme de focalisation spatiale pour l'expérience de puits. Le signal focalisé ici possède comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur $\Delta f = 3000$ Hz et de fréquence centrale $f_0 = 2500$ Hz.

On peut également remarquer que le diagramme de focalisation spatiale ne présente quasiment plus de pics secondaires spatiaux : l'énergie supprimée dans les pics secondaires a en fait été transférée au pic principal. Le puits acoustique permet alors tout simplement une *focalisation plus aigüe tant en intensité qu'en précision spatiale*, en application du principe de conservation de l'énergie.

Pour finir, la largeur de la tache focale est évaluée. Ici, pour un signal possèdant comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur $\Delta f = 3000$ Hz et de fréquence centrale $f_0 = 2500$ Hz, la largeur à mi-hauteur de la focalisation par puits acoustique est de 3.9 cm. On a donc réussi à diminuer la largeur de la tache focale par l'utilisation du puits acoustique en-deça de la limite de diffraction à $\frac{\lambda}{2}$, égale dans ce cas particulier à 6.9 cm. La comparaison entre les deux diagramme de focalisation est réalisée à la Fig. 31.

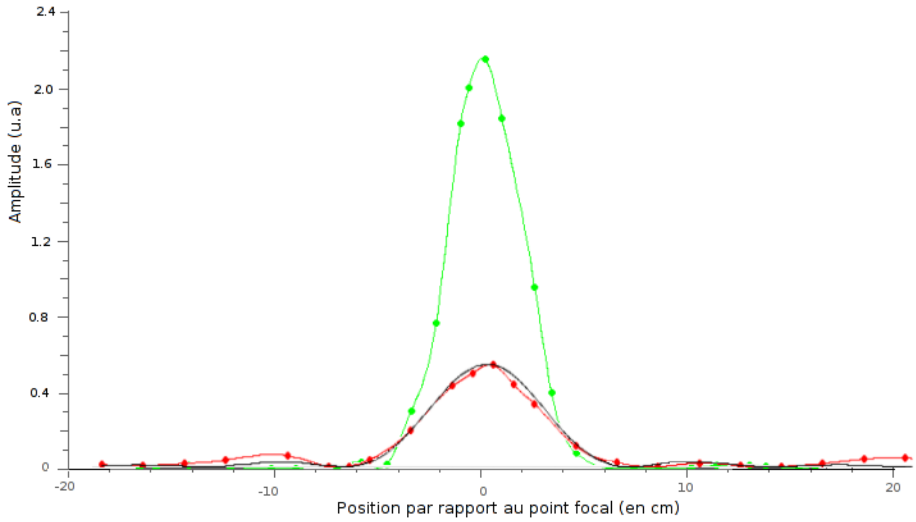

Fig. 31 – Diagramme de focalisation spatiale avec (en vert) et sans puits (en rouge). Le signal focalisé ici possède comme spectre une fenêtre de Blackmann de largeur $\Delta f =$ 3000 Hz et de fréquence centrale $f_0 = 2500$ Hz.

Durant sa thèse de doctorat au L.O.A [14], Julien de Rosny a implémenté dans le domaine des ultrasons un puits acoustique mettant en jeu une pointe en contact avec une plaque de verre recouverte d'une mince couche d'aluminium. Ici, la source utilisée par Rosny, la pointe en laiton possède une zone de contact de quelques dizaines de microns, soit 1% environ de la longueur d'onde de ses signaux (4 mm).

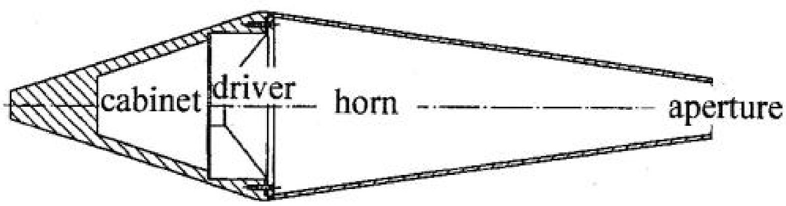

Fig. 32 – Plan en coupe transverse de la source monopolaire utilisée pour nos expériences.

En ce qui nous concerne, la source monopolaire du LAM peut être comparée à un piston plan libre correspondant à l'ouverture de la source monopolaire [15]. Cette ouverture (voir Fig. 32) est de 3.92 ± 0.01 cm. Dans le domaine de longueurs d'ondes de nos signaux, il n'y a donc qu'un facteur 3 entre la taille caractéristique de l'excitateur et la longueur d'onde. Cette grande différence n'est pas à oublier dans notre analyse. En effet, dans ses expériences, Rosny a lui aussi réussi à diminuer la largeur caractéristique de la tache focale grâce au puits acoustique, mais lui d'un facteur 14 [14]. Il est alors intéressant d'étudier la largeur de la tache focale en fonction de la longueur d'onde prépondérante du signal focalisé par la méthode du puits acoustique (voir Fig. 33), comme nous l'avons fait à la partie 3.2.2.

On peut voir ici que la largeur de la tache focale obtenue grâce au puits acoustique est sensiblement constante et égale à 4 cm. Cette largeur étant de l'ordre de grandeur du diamètre piston plan équivalent à la source monopolaire utilisée, on peut supposer à juste titre que la limitation de focalisation est ici imposée par la non-ponctualité de la source utilisée.

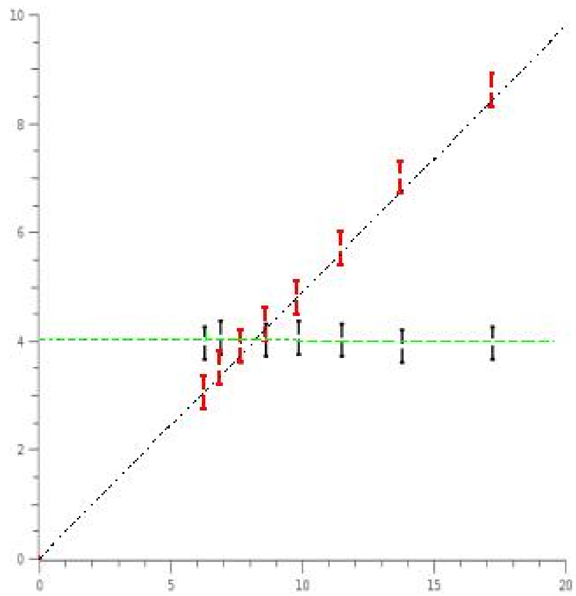

Fig. 33 – Étude de la largeur de tache focale avec le puits (en noir) et sans le puits (en rouge), données expérimentales et fits linéaires

En effet, lors de l'expérience de puits acoustique, on supprime les lobes secondaires et l'onde divergente, tout en condensant l'énergie dans le lobe principal du diagramme de focalisation. Il n'y a plus ici de limite de diffraction comme avec le retournement temporel (pour nombre de fréquences, la largeur de la tache focale est inférieure à $\frac{\lambda}{2}$). La limite de focalisation est ici dûe à l'émission physique de l'onde divergente par la source monopolaire. Cette hypothèse est bien entendu à vérifier à l'aide de modèles numériques non implémentés durant mon stage de Master mais qui sera développé durant ma thèse au LAM. Malgré cette limitation, il est à noter que le puits acoustique est fonctionnel et correspond grandement aux caracéristiques théoriques développées dans la section 2.4, ce qui est une innovation notable dans le domaine audible puisqu'à ce jour aucune publication n'a fait mention de la réalisation d'une telle expérience dans le domaine de longueurs d'ondes qui nous intéresse ici.

3.4 Application à l'excitation de structures vibrantes : étude de non-linéarités

Nous avons donc montré que les méthodes de retournement temporel et du puits acoustique permettent — entre autres — de focaliser de l'énergie acoustique en un point donné de l'espace. Nos mesures expérimentales valident les résultats théoriques et montrent que notre protocole n'induit pas de distorsion dans les sons focalisés. Ainsi, le retournement temporel peut être utilisé comme outil de focalisation pour exciter localement une structure vibrante de façon non destructive et étudier son comportement. L'outil de retournement temporel peut également être utilisé pour analyser, cartographier et caractériser des sources. Ces aspects ne sont pas abordés dans le cadre de ce stage de master mais feront l'objet de ma thèse de doctorat en cotutelle entre le LAM et le GAUS[1]. Nous nous attachons ici à l'étude du miroir à retournement temporel en tant qu'outil de focalisation dans le cadre de l'étude de structures vibrantes et en particulier dans l'étude des non-linéarités de ces structures, en collaboration avec la thèse de doctorat « *Dynamique non-linéaire et précontrainte de la table d'harmonie du piano* » d'Adrien Mamou-Mani.

3.4.1 Principe général de la mesure de non-linéarité

La mesure de la non-linéarité de stuctures vibrantes se base sur un principe très simple : l'intermodulation de deux sources d'excitation. En effet, si la structure étudiée possède un comportement linéaire et est excitée par deux sources quasi-monochromatiques, alors la vibration de la structure possèdera des composantes spectrales non présentes dans l'un ou l'autre des deux signaux d'excitation. Dans l'hypothèse d'une non-linéarité modélisée par une fonction polynomiale d'ordre 2 ou 3, les composantes d'intermodulation sont récapitulées dans le Tab. 1.

[1] Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke, Canada

Le miroir à retournement temporel est alors utilisé afin de focaliser les deux composantes monochromatiques au même point de la structure. L'intérêt de cette méthode est d'exciter de façon non destructive la structure de façon intense en un point donné, sans pousser les transducteurs dans leur domaine de non-linéarité. En effet, on peut imaginer chercher à exciter la structure à l'aide de haut-parleurs sans utiliser le retournement temporel. Cette méthode possède deux inconvénients. Tout d'abord, on n'excite ici pas sélectivement une zone de la structure mais toute la structure. Par ailleurs, pour exciter à fort niveau, il est nécessaire d'utiliser les haut-parleurs à fort niveau, qui génèrent eux-mêmes des non-linéarités, ce qui limite grandement les précisions de mesures. Pour mesurer la vibration sur la structure, on y placera des capteurs pièzoélectriques adaptés ou des accéléromètres.

Par ailleurs, afin de focaliser deux composantes monochromatiques sur la structure, on utilise deux « moitiés » du miroir à retournement temporel : seuls 6 transducteurs focalisent le signal à la fréquence f_1 et les 6 autres transducteurs focalisent à la fréquence f_2 (voir Fig. 34). Grâce à cette méthode, on s'assure bien entendu qu'il n'y a pas déjà d'intermodulation dans le signal atteignant la structure.

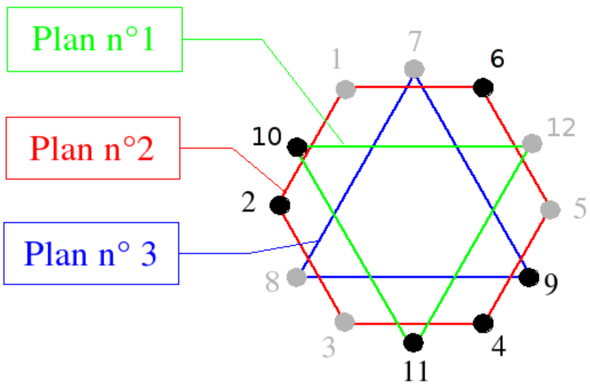

Fig. 34 – Attribution des canaux pour la focalisation de deux composantes monochromatiques : plan du miroir à retournement temporel vu de haut. Les transducteurs No. 1,3,5,7,8 et 12 sont assignés au signal de fréquence f_1 et les transducteurs No. 2,4,6,9,10 et 11 sont assignés au signal de fréquence f_2.

De plus, il est essentiel, pour étudier un éventuel comportement non-linéaire de structures, de bien choisir les composantes monochromatiques d'excitation. Pour des raisons évidentes de détection des non-linéarités, il s'agit tout d'abord de ne pas choisir deux composantes ayant des fréquences multiples l'une de l'autre.

Il s'agit également de choisir des fréquences pour lesquelles la structure possède une bonne réponse en amplitude. On étudiera alors la réponse impulsionnelle de la structure pour en extraire deux modes non harmoniques entre eux.

3.4.2 Les structures précontraintes en situation de charge

Les structures que nous avons choisi d'étudier ici sont des structures précontraintes en situation de charge statique. Le choix de ces structures n'est pas anodin. Dans le cas des tables d'harmonie de piano qu'étudie Adrien Mamou-Mani, la précontrainte est l'un des réglages fins du facteur. Pour les instruments à cordes frottées, les tables d'harmonie sont en situation de précontrainte (barre d'harmonie pour le violon) et chargées (par le chevalet sur lequel reposent les cordes). Les non-linéarités sont essentielles dans la perception musicale puisqu'ellles modifient la structure spectrale du son rayonné par l'instrument de musique.[16]. Dans notre étude, nous avons choisi d'étudier deux structures.

La première est un modèle simple, réalisé par Adrien Mamou-Mani et Charles Besnainou. La structure en question est une poutre. Cette poutre, initialement en forme d'arc de cercle, est mise en contrainte grâce à l'application de conditions aux limites : la poutre est encastrée et possède des tangeantes horizontales à ses extrémités (voir Fig. 35) :

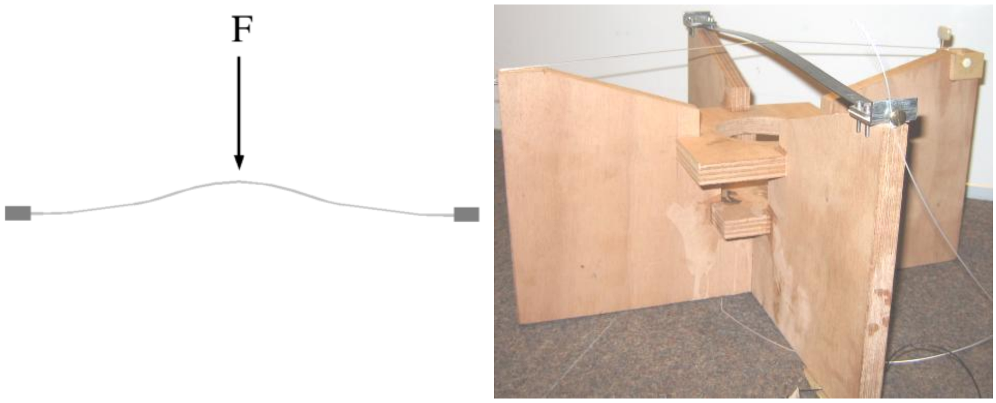

Fig. 35 – Modèle de poutre précontrainte en situation de charge : schéma simplifié et modèle expérimental

La charge statique exercée au centre de la poutre est modélisée ici par une force F, exercée par une corde appuyant au centre de la poutre.

L'autre structure, beaucoup plus complexe, en grande partie sujet d'étude de ma future thèse de doctorat, est la table d'harmonie d'un violon équipé d'actionneurs/capteurs piézoélectriques placés sur le chevalet et sur l'âme de l'instrument (voir Fig. 36). Cette structure peut être considérée comme une structure précontrainte. En effet, la barre, généralement en épicéa, vient renforcer la table d'harmonie sur sa face interne, au niveau des cordes de sol et de ré. La barre possède une courbure légèrement plus forte que celle de la table, de façon à mettre celle-ci en tension. Une charge supplémentaire est exercée sur la table d'harmonie par les cordes par l'intermédiaire du chevalet [17].

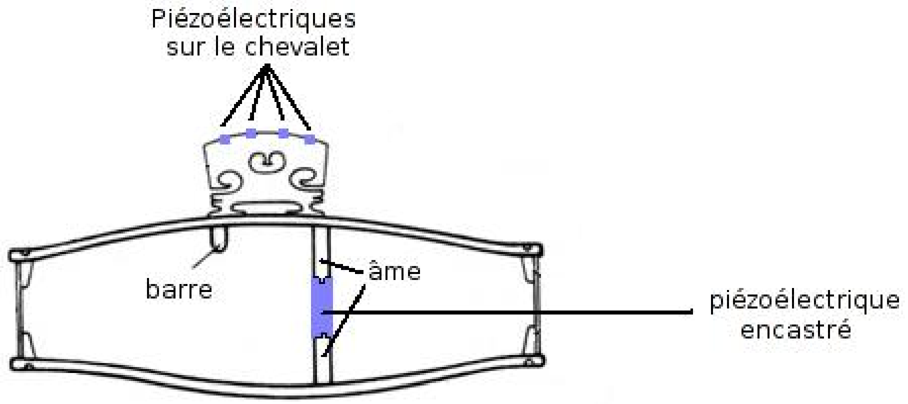

Fig. 36 – Le violon équipé de capteurs piézoélectriques sous chaque corde et sur l'âme.

Dans ce cas, la charge est exercée par les cordes de l'instrument, par l'intermédiaire du chevalet. Le placement des capteurs a été choisi afin de mesurer les déplacements et d'étudier les non-linéarités à l'emplacement de la transmission du signal de force à la table d'harmonie[18].

3.4.3 Étude du modèle de poutre précontrainte en situation de charge

La poutre a été équipée d'un accéléromètre collé à sa surface, afin d'étudier son mouvement lors de l'excitation par les deux composantes monochromatiques focalisées par le miroir à retournement temporel. L'expérience a été renouvelée pour différentes situations de charge de la poutre afin d'étudier l'évolution du comportement non-linéaire.

- ***Réponse impulsionnelle de la structure :***

  Comme décrit dans la partie 3.4.1, il est indispensable, pour étudier les éventuelles non-linéarités, d'exciter cette même structure sur deux fréquences propres de vibration non harmonique entre elles. Pour cela, j'ai mesuré dans chaque situation de charge les réponses impulsionnelles de la structure. La Fig. 37 présente, à titre d'exemple, la réponse impulsionnelle à la limite du premier mode de flambage.

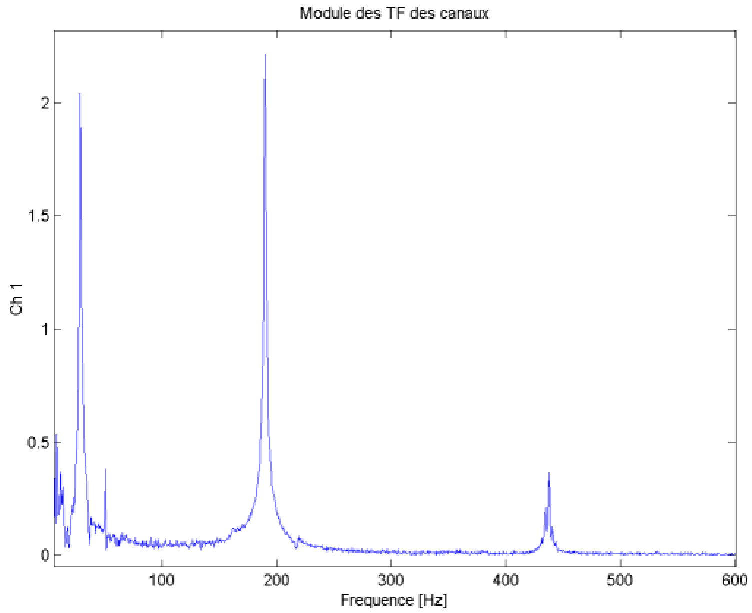

Fig. 37 – Réponse impulsionnelle de la poutre précontrainte à la limite du premier mode de flambage

Sur cette figure, on peut observer trois modes prédominants : le premier à 21 Hz, le second à 191.75 Hz, et le troisième à 435 Hz. Le premier mode étant à trop basse fréquence pour que notre sytème d'excitation y soit efficace (les enceintes du miroir ont une réponse médiocre à cette fréquence), j'ai choisi de sélectionner le mode à 191.75 Hz et le mode à 435 Hz. Cette méthode de détermination des fréquences f_1 et f_2 est donnée ici à titre d'exemple et est appliquée pour toutes nos expériences.

Il est à noter que la première fréquence propre de vibration de la poutre est ici très basse par rapport aux situations où la poutre n'a pas atteint le flambage. Ce résultat est d'ailleurs en adéquation avec les travaux d'Adrien Mamou-Mani sur la modélisation des structures précontraintes lors de son stage de DEA ATIAM en 2004.

– ***Focalisation par retournement temporel des deux composantes monochromatiques :***

Une fois f_1 et f_2 déterminées, les étapes de focalisation par retournement temporel sont effectuées pour chacune des deux composantes. Les signaux à envoyer par le miroir sont alors stockés sur le disque de l'unité centrale. Ces signaux subissent ensuite une opération de dématriçage et de réattribution de canaux de façon à respecter les conventions posées à la section 3.4.1.

Pour toutes ces opérations, il a été choisi d'utiliser la source monopolaire comme source de référence et de la placer à l'aplomb de la structure vibrante à étudier. Le microphone de référence servant de « cible » lors de la focalisation par retournement temporel est lui aussi placé au plus près de la structure vibrante (voir Fig. 38).

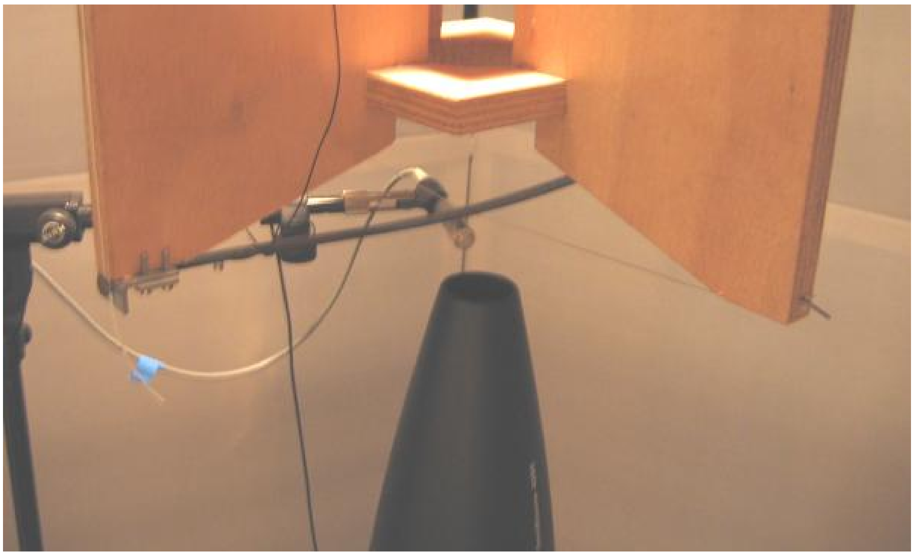

Fig. 38 – Positionnement du modèle expérimental de poutre précontrainte, de la source et du microphone de référence pour l'expérience de focalisation sur la structure

Ce choix a été réalisé de façon à focaliser le maximum d'énergie acoustique sur la structure. En effet, les phénomènes non-linéaires se produisent généralement à fort niveau d'excitation. Deux configurations ont alors été étudiées : la situation de faible charge (F de l'ordre de 2 N), et en situation de forte charge, de façon à basculer dans le premier mode de flambage (F de l'ordre de 10 N).

– ***Non-linéarités dans le cas d'une poutre faiblement chargée :***

Afin d'étudier les non-linéarités, les deux fronts d'ondes convergeants monochromatiques ont été envoyés sur la structure. Les vibrations de cette même structure ont été évaluées à l'aide de l'accéléromètre plaqué sur la poutre. Ces mesures ont été reproduites pour divers niveaux d'excitation afin d'étudier la variation des éventuelles non-linéarités en fonction du niveau. Les résultats obtenus sont présentés sur les Fig. 39, 40 et 41.

Tout d'abord, il est essentiel de noter sur la Fig. 39 qu'on peut observer différentes composantes, indices forts d'un comportement non-linéaire de la poutre. On observe notamment dans la vibration de la poutre les fréquences $f_2 - f1$, $f_1 + f_2$, $2f_2 - f_1$, $2f_1 + f_2$, $2f_1$, $3f_1$, et $3f_2$. Ces pics spectraux sont déterminés au Hertz près.

Ordre 1	f_1	f_2				
Ordre 2	$2f_1$	$2f_2$	$f_1 + f_2$	$f_1 - f_2$		
Ordre 3	$3f_1$	$3f_2$	$2f_1 + f_2$	$2f_1 - f_2$	$f_1 + 2f_2$	$f_1 - 2f_2$

Tab. 1 – Fréquences générées par un comportement non-linéaire dans le cas d'une excitation par deux signaux monochromatiques à f_1 et f_2

Pour éviter tout biais dans nos mesures, j'ai choisi de ne pas étudier les pics de fréquence multiples de f_1 et f_2. En effet, à fort niveau, il est possible que les transducteurs du miroir émettent un signal faiblement distordu, ce qui fausserait les mesures. En revanche, les signaux de fréquence « somme » ($f_1 + f_2$ et $2f_1 + f_2$) et « différence » ($f_2 - f1$ et $2f_2 - f_1$) ne sont pas présents dans les signaux d'excitation du système, et sont donc des preuves fortes du comportement non-linéaire à l'ordre 2 et à l'ordre 3 de la poutre précontrainte (voir Tab. 1).

Par ailleurs, l'analyse de la Fig. 39 révèle que l'amplitude des non-linéarités est très faible. Le niveau relatif des pics révélant les non-linéarités et les pics provenant du comportement purement linéaire de la structure est de l'ordre de -55 dB. Cependant, malgré ce faible niveau relatif, il est important d'étudier leur évolution en fonction du niveau d'excitation. Ces résultats sont présentés sur la Fig. 40 et 41.

Il est également important de remarquer que les pics de non-linéarités relevés correspondent au Hertz près au calcul des fréquences théoriques. De plus, il est également à noter l'apparition de pics à $3f_2 - f_1$, indice d'une non-linéarité à l'ordre 4. Cependant, cette fréquence n'apparaissant que

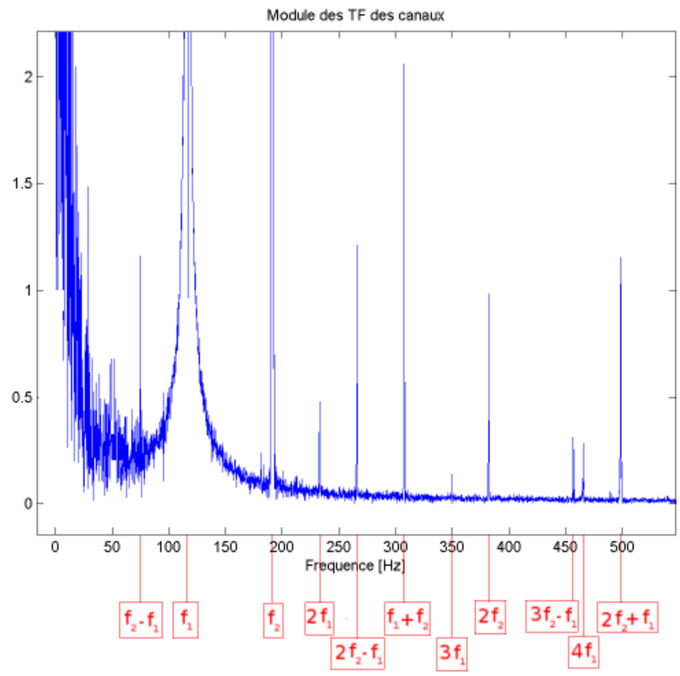

Fig. 39 – Non-linéarités sur la poutre précontrainte en situation de faible charge.

pour le niveau d'excitation le plus fort lors de nos expériences, nous nous contenterons de noter son apparition, faute de pouvoir l'étudier plus précisément. Cependant ce comportement est typique d'un comportement non-linéaire seuillé : il faut dépasser une valeur limite d'excitation pour que la non-linéarité en question apparaisse. Nous étudierons d'un point de vue quantitatif l'évolution des pics à $f_2 - f_1$, $f_1 + f_2$, $2f_2 - f_1$ et $f_1 + 2f_2$ en fonction du niveau d'excitation :

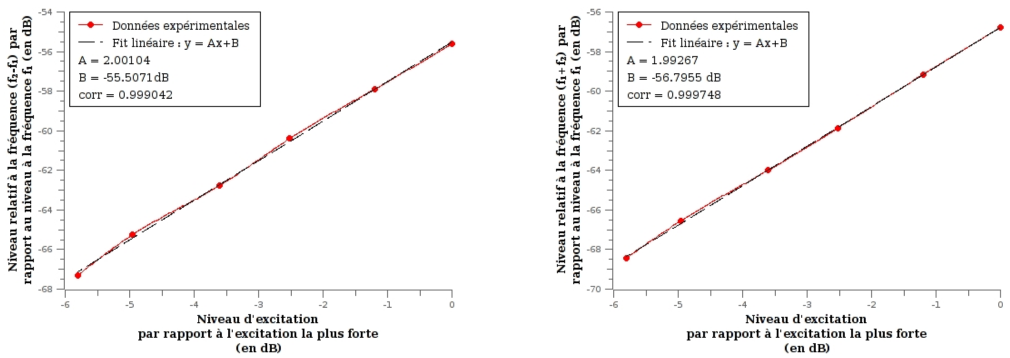

Fig. 40 – Etude des non-linéarités à l'ordre 2 : amplitude des non-linéarités en fonction de l'amplitude d'excitation

L'analyse de ces figures nous montre que le niveau relatif en dB des pics de non-linéarités en $f_2 - f_1$ et en $f_2 + f_1$ correspond bien à une loi quadratique.

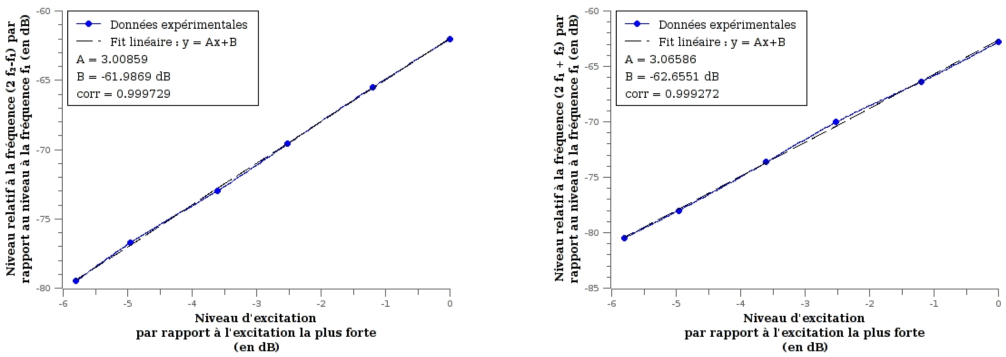

Fig. 41 – Etude des non-linéarités à l'ordre 3 : amplitude des non-linéarités en fonction de l'amplitude d'excitation

En effet, la pente de cette caractéristique fournie par le fit des données expérimentales est égale à 1.99 ± 0.02, ce qui valide bien notre modèle quadratique considéré.

De même, en ce qui concerne les pics de non-linéarités en $2f_2 - f_1$ et $f_1 + 2f_2$, le fit des données expérimentale donne une pente de 3.04 ± 0.02, ce qui valide tout à fait le modèle cubique considéré.

Ainsi, les données nous fournissent une modélisation des non-linéarités du comportement vibratoire de la poutre précontrainte limité à l'ordre 3 dans cette configuration :

$$S = X + \alpha \cdot X^2 + \beta \cdot X^3 + O(X^3) \tag{18}$$

où S est la grandeur de sortie normalisée à l'ordre 1 (vibration) et X la grandeur d'entrée (excitation).

Les valeurs expérimentales des fits fournissent :

$\alpha = (7.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ et $\beta = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$

Cette étude montre que l'excitation localisée par le miroir à retournement temporel a permis de faire une étude quantitative précise des non-linéarités de la poutre précontrainte en situation de faible charge. Nous avons ici mis en évidence la présence d'ordres 2 et 3 de non-linéarités, ainsi que l'apparition à très fort niveau d'une non-linéarité à l'ordre 4. La reproductibilité de ces résultats a été testée, le même comportement a été retouvé dans des conditions d'expérience identiques. Cette loi de non-linéarité sera à comparer avec des modèles numériques de non-linéarités dans le cadre de la thèse de doctorat d'Adrien Mamou-Mani.

– ***Non-linéarités dans le cas d'une poutre en situation de premier mode de flambage :***

Les mêmes étapes ont été réalisées pour une poutre précontrainte chargée de façon à se placer à la limite supérieure de la transition vers le premier mode de flambage (F de l'ordre de 10 N). Le premier mode de flambage correspond à la situation présentée sur la Fig. 42. Cette figure a été obtenue grâce au modèle de poutre précontrainte, réalisé en language Cast3M par Adrien Mamou-Mani.

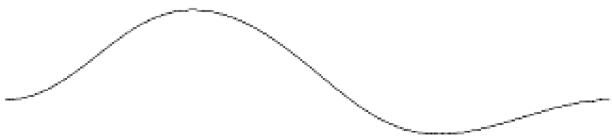

Fig. 42 – Simulation Cast3M de la poutre précontrainte en situation de premier mode de flambage. Les verticales ont été accentuées afin d'illustrer le propos.

Pour cette situation, on se retrouve dans un autre état stable, présentant d'autres caractéristiques mécaniques. On ne retrouve ici que des non-linéarités à l'ordre 2, et de surcroît à un niveau relatif de -85 dB. Ces non-linéarités sont si faibles qu'il est impossible de réaliser une étude quantitative telle que nous l'avons réalisée pour une charge faible.

L'idéal pour la suite de l'étude serait de se placer à la limite de bifurcation, zone pour laquelle le comportement non-linéaire peut s'avérer être beaucoup plus présent. Faute de temps, je n'ai pas pu réaliser ces expériences, et ce point reste une ouverture pour la suite de l'étude.

Néanmoins, ce résultat qualitatif peut être utilisé à juste titre pour la facture instrumentale. En effet, les facteurs de piano considèrent la charge de la table d'harmonie comme un paramètre essentiel de facture instrumentale. Les non-linéarités étant essentielles dans la perception musicale, on se rend compte ici qu'une charge trop forte supprime presque entièrement toute non-linéarité dans le comportement de la table d'harmonie, ce qui valide l'importance d'un réglage fin et expert de la charge par les facteurs de piano.

3.4.4 Investigations sur la table d'harmonie de violon

Pour étudier la structure complexe qu'est la table d'harmonie du violon en terme de non-linéarités, j'ai effectué les mêmes étapes que celles présentées pour la poutre précontrainte : réponse impulsionnelle, isolation de deux fréquences propres en rapport non entier, puis création des signaux à focaliser par le miroir à retournement temporel. Par souci de rapidité, nous ne détaillerons pas ces opérations dans la mesure où le protocole est strictement le même à celui utilisé pour l'étude du modèle de poutre précontrainte. Pour nos mesures, nous avons étudié grâce aux capteurs piézoélectriques la vibration sous la corde de sol et sous la corde de mi (aux deux extrémités du chevalet) de façon à mettre en évidence la dissymétrie engendrée par la présence de l'âme et de la barre sur la table d'harmonie.

La réponse impulsionnelle de la structure a été évaluée en mesurant sur les capteurs piézoélectriques montés sur le violon la réponse du violon à un choc bref exercé sur le chevalet. La structure étant beaucoup plus complexe que le modèle simple étudié précédemment, le spectre de la réponse impulsionnelle obtenu est bien entendu beaucoup plus fourni. J'ai fait le choix de sélectionner deux fréquences propres non harmoniques entre elles dans le domaine [100 Hz - 1000 Hz] qui correspond globalement au domaine de jeu du violon. Il est également à retenir que les cordes ont été étouffées grâce à un tissu placé entre la touche et celles-ci, afin de s'affranchir des résonances sympatiques des cordes lors de toutes nos mesures.

Les deux composantes monochromatiques sélectionnées sont alors focalisées sur le violon, en utilisant toujours la source monopolaire et le microphone de référence placés face au chevalet du violon de façon à optimiser l'énergie transmise à l'instrument.

La structure étudiée étant complexe et faisant l'objet principal de ma thèse de doctorat, je n'ai pas eu le temps de réaliser une étude détaillée quantitative des non-linéarités se produisant sur la structure. Cette étude demande un examen plus en profondeur et nécessite donc plus de temps. En effet, le nombre de modes propres de vibration de cette structure rend difficile son étude. Les non-linéarités se mélangent aux modes propres de vibration de la structure, et

Fig. 43 – Placement du violon équipé de capteurs, de la source monopolaire, et du microphone de référence pour la mesure de non-linéarité de la table d'harmonie

l'émergence d'une non-linéarité à proximité d'un mode propre génère un biais dans la mesure absolue de l'amplitude de vibration à la fréquence générée par un phénomène non-linéaire. Il est alors important d'extraire l'amplitude générée par non-linéarités sans tenir compte de la contribution du mode propre, ce qui nécessite une étude plus approfondie.

Cependant, il ressort des mesures réalisées sur les deux capteurs de force placés aux extrémités du chevalet que sous la corde de mi, peu de non-linéarités apparaissent, même à fort niveau. Le niveau relatif caractéristique observé de ce côté de ce chevalet est de l'ordre de -85 dB, ce qui est très faible. De l'autre côté du chevalet, on peut observer une part bien plus importante de non-linéarités dans la réponse du système à l'excitation focalisée par le miroir à retournement temporel. Le niveau relatif est ici de l'ordre de -45 dB, et à très fort niveau, des non-linéarités d'ordre élevé apparaissent (jusqu'à l'ordre 6). Étant donné le nombre de pics spectraux analysés et la complexité de la structure, l'étude en est restée à ce stade, à titre de travail préliminaire à ma thèse de doctorat au LAM.

Il est essentiel d'interpréter ces résultats. Il apparaît clairement que le comportement non-linéaire est beaucoup plus fort du côté de la barre d'harmonie. D'un point de vue structurel, ce fait peut être expliqué par la présence de la barre et de l'âme. En effet, l'âme joue un rôle de rigidifiant de la structure, mais celle-ci est placée sous le pied des aigus du chevalet. Ainsi, le chevalet peut « pivoter » autour de l'âme. Les amplitudes de mouvement de la table et du chevalet sont ainsi beaucoup plus fortes du côté de la corde de sol. Or, les comportements non-linéaires apparaissent généralement à forte amplitude. L'âme, dans son rôle de pivot, limite ainsi les amplitudes de mouvement du côté de la corde de mi, ce qui a pour effet de limiter les effets non-linéaires de vibration. La validation de ces résultats et de cette interprétation fera l'objet d'une partie de mes travaux de recherche durant ma thèse de doctorat.

Conclusions

Dans ce mémoire, j'ai récapitulé les résultats essentiels obtenus au cours de mon stage de Master ATIAM au Laboratoire d'Acoustique Musicale. Parmi ceux-ci, on peut retenir que le miroir à retournement temporel présent au LAM a été optimisé. Nous avons confirmé que les principes du retournement temporel sont applicables dans le domaine audible.

En particulier, nous avons démontré que le système mis en place est capable de produire une onde acoustique convergente et de réaliser une tache focale acoustique de largeur à mi-hauteur $\frac{\lambda}{2}$, tout comme le prévoit la théorie. L'amélioration du protocole et de l'instrumentation a été la clé de la réussite de cette expérience.

Par ailleurs, résultat essentiel de ce stage, nous avons mis en place un puits acoustique, expérience non réalisée à ce jour dans le domaine audible. Une collaboration sera mise en place dès Septembre avec Mathias FINK et Julien DE ROSNY afin de réaliser des expériences complémentaires en vue de l'éventuelle publication d'une communication sur ce sujet. Ce puits acoustique a permis de confirmer que le retournement temporel réalisé était efficace dans nos conditions expérimentales et a permis de vaincre la limite de diffraction imposée par la focalisation par le miroir à retournement temporel pour un certain domaine de fréquences.

Afin d'optimiser notre protocole, il est prévu de réaliser une nouvelle installation, dans un environnement plus réverbérant, permettant de diminuer le nombre de transducteurs [19]. Nous nous attacherons alors à réaliser une antenne de haut-parleurs de petites dimensions plutôt qu'un ensemble d'enceintes dispersées sur la surface de contrôle de la salle de mesures. Ces modifications permettront certainement d'améliorer encore les résultats obtenus [19]. Malgré tout, nous avons montré qu'avec le système existant, s'adaptant au matériel présent au LAM, nous avons obtenu des résultats conformes à la théorie, ce qui s'avère encourageant pour la suite des expériences durant ma thèse de doctorat.

Notre système étant fonctionnel, nous l'avons utilisé pour focaliser de l'énergie acoustique sur des structures et en tirer des conclusions sur leur comportement non-linéaire. Cette méthode a l'avantage de ne pas pousser les transducteurs excitatifs dans leur domaine propre de non-linéarités et d'exciter localement la structure de façon non destructive. Cette méthode a permis d'obtenir de résulats très précis et d'en tirer une loi comportementale du modèle de poutre précontrainte encastrée, résultat qui servira à compléter le modèle d'Adrien Mamou-Mani. Cette loi comportementale nécessite d'être confrontée à d'autres résultats pour d'autres situations de charge, ce qui donne une ouverture de travaux futurs. Nous avons également observé qu'une charge trop forte (dépassement de la transition vers le premier mode de flambage de la poutre) entraine une quasi-disparition des phénomènes non-linéaires observés précédemment, fait à rapprocher de l'expertise des facteurs de piano lors de la charge de sa table d'harmonie.

Pour finir, j'ai commencé à investiguer le comportement de la table d'harmonie de violon, qui sera l'objet essentiel d'étude de ma thèse de doctorat. J'ai pu obtenir quelques résultats qualitatifs, montrant que les non-linéarités sont prédominantes à l'aplomb de la barre (du côté des cordes graves de l'instrument), tandis qu'à l'aplomb de l'âme, les déplacements étant faibles, il ne se produit que très peu de phénomènes non-linéaires. Ces résultats sont à valider au cours de ma thèse de doctorat, et le but est d'obtenir des résultats beaucoup plus quantitatifs.

Cette expérience de recherche au LAM a été très enrichissante a renforcé ma motivation de continuer dans la voie de la recherche en acoustique musicale. Depuis mon stage à l'Acoustics Laboratory à Sydney (Australie), ce domaine me passionne. En ce qui concerne le développement des techniques de retournement temporel dans le domaine audible, ma formation initiale en physique fondamentale m'apporte énormément. Cette étude a cependant nécessité tout l'apport pluridisciplinaire de la formation ATIAM, ce projet impliquant de l'acoustique des instruments de musique, de l'acoustique physique et du traitement du signal. Ce stage m'a vraiment donné l'envie de continuer sur ce sujet pour ma thèse de doctorat afin de pousser plus loin la mise en place d'applications du retournement temporel dans le domaine audible, mais aussi dans l'étude du comportement et la localisation des éventuelles sources non-linéaires d'une table d'harmonie de violon.

Références

[1] **R. K. Ing, F. Gires, M. Fink**, *Focusing and beamsteering of laser generated ultrasound*, IEEE Ultrasonic Symposium, pp 539-544, 1989

[2] **M. Fink, C. Prada, F. Wu and D. Cassereau**, *Self focusing in inhomogeneous media with time-reversal acoustic mirrors*, IEEE Ultrasonic Symposium, 1989.

[3] **G. Weinreich**, *Directional tone color*, J. Acoust. Soc. Am. 101 (4), Avril 1997.

[4] **S. Yon**, *Contrôle du champ acoustique en milieu réverbérant et applications à la communication.* Thèse de doctorat (08 octobre 2001), Laboratoire Ondes et Acoustique.

[5] **S. Yon, M. Tanter, M. Fink**, *Control of sound fields in reverberating rooms : Time reversal and inverse filter*, 17th International Congress on Acoustics, 2001.

[5] **S.F. Boll**, *Suppression of Acoustic Noise in Speech Using Spectral Substraction*, IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing, pp. 113-120, Avril 1979.

[6] **D. Cassereau, M. Fink**, *Time-reversal of ultrasonic fields - Part III : Theory of the closed Time*, p.579-592 (1992).

[7] **G. Barton**, *Elements of Green's Functions and Propagation : Potentials, Diffusion, and Waves*, Oxford University Press.

[8] **P.M. Morse, K.U Ingard**, *Theoritical Acoustics*, New York, McGraw-Hill (1968).

[9] **J. de Rosny**, *Milieux réverbérants et réversibilité.* Thèse de doctorat (17 octobre 2000), Laboratoire Ondes et Acoustique.

[10] **J-L. Thomas**, *Etude des miroirs à retournement temporel - Application à la focalisation des ondes ultrasonores et à la lithotritie.* Thèse de doctorat (17 mars 1994), Université Paris VI.

[11] **M. Fink**, *Time Reversal of Ultrasonics Fields – Part I : Basic Principles*, IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, Vol.39, N°. 5, September 1992.

[12] **G. Ribay, J. de Rosny, M. Fink**, *Time Reversal of noise sources in a reverberant room*, J. Acoust. Soc. Am. 117(5), May 2005

[13] **J.D. Polack**, *La transmission de l'énergie sonore dans les salles*, Thèse de Doctorat es sciences (9 Décembre 1988), Université du Maine.

[14] **J. de Rosny, M. Fink**, *Overcoming the Diffraction Limit in Wave Physics using a Time Reversal Mirror and a Novel Acoustic Sink*, Physical Review Letters, Vol.89, Number 12 (2002).

[15] **J.D. Polack, L.S. Christensen, P.M. Juhl**, *An Innovative Design for Omnidirectionnal Sound Sources*, Acta Acustica united with Acustica, Vol.87 (2001) pp. 505–512

[16] **O. Thomas, C. Touzé, A. Chaigne**, *Nonlinear Behavior of Gongs through the Dynamics of Simple Rod Systems*, Proceedings of ISMA 2001.

[17] **A. Flammer, G. Tordjman**, *Le violon*, Ed. J.C Lattès/Salabert.

[18] **L. Cremer**, *The Physics of the Violin*, M.I.T. Press, Cambridge, MA, 1984.

[19] **P. Roux, B. Roman, M. Fink**, *Time-reversal in an ultrasonic waveguide*, Appl ; Phys. Let. 70 (14), pp. 1811-1813

Annexe 1 : Interface de pilotage du miroir

– ***Une interface d'émission et d'acquisition*** (voir Fig. 44)

Cette interface permet d'émettre ou d'acquérir des signaux sonores dans la salle sèche, de façon simultanée ou indépendante, sur plusieurs canaux. En ce qui concerne l'émission/acquisition simultanée, il est nécessaire d'établir une synchronisation parfaite entre les canaux à l'émission pour focaliser précisément le faisceau acoustique. Or, les types de drivers utilisés par Matlab ne sont pas conçus pour fonctionner sur un grand nombre de canaux. Par conséquent, le programme gérant l'acquisition et l'émission simultanée de signaux sonores utilise des drivers différents : les drivers ASIO de la carte d'acquisition. La test de synchronisation en émision/acquisition simultanée sera présentée au paragraphe 1.3.4.

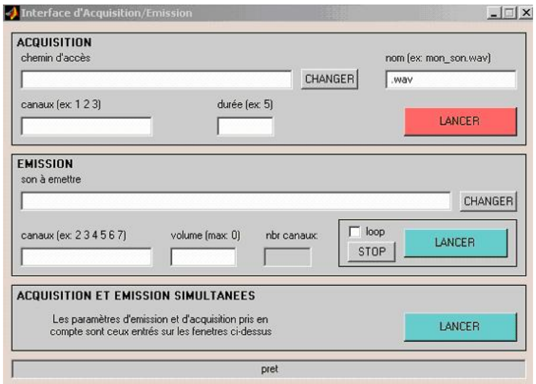

Fig. 44 – L'interface Matlab gérant l'acquisition et l'émission de signaux sonores

– ***Une visionneuse de fichiers .wav*** (voir Fig. 45)

Cet outil permet de visualiser un fichier .wav simplement et d'obtenir des informations importantes sur le son contenu. On peut notamment tracer le spectrogramme, la densité spectrale de puissance du son, l'autocorrélation du signal correspondant, le module de la transformée de Fourier, ou encore, tout simplement, tracer l'évolution temporelle du signal. Par ailleurs, cette interface permet d'obtenir rapidement des informations générales sur le fichier .wav, pour la plupart contenues dans son entête : la fréquence d'échantillonage, le nombre de bits sur lequel est codée l'information, le nombre de canaux sur lequel est codé le signal, sa durée, ou encore l'amplitude maximale et la variance du signal contenu dans le fichier. Cet outil permettra de vérifier rapidement que le signal envoyé possède bien les caractéristiques attendues.

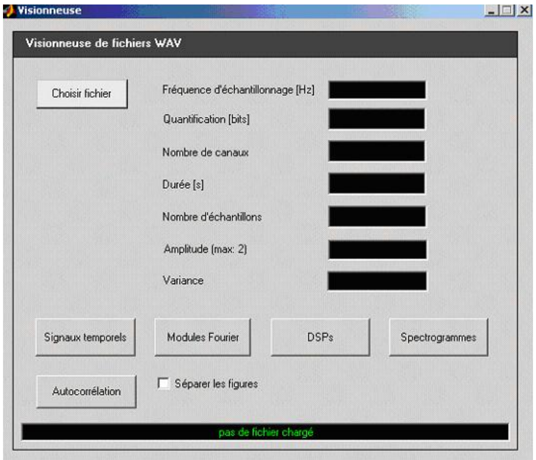

Fig. 45 – L'interface Matlab permettant d'extraire rapidement des informations de fichiers .wav

– ***Une interface de mesure de la célérité du son***

  Pour valider les mesures à venir, il est nécessaire de connaître avec précision la célérité du son au moment de l'expérience, notamment pour les expériences de localisation des sources. C'est donc une étape essentielle dans une expérience de retournement temporel afin de dresser une cartographie. La méthode de mesure s'appuie sur le calcul d'un temps de parcours pour déterminer la vitesse du son dans la salle.

– ***Une interface de configuration des différents canaux du miroir*** (voir Fig. 46)

  Cette interface permet d'assigner les numéraux de canaux physiques sur le patch aux numéros de canaux vus par le logiciel (donc ceux correspondant aux 12 voies de transducteurs, tant en émission qu'en réception, ainsi qu'une éventuelle source supplémentaire et un microphone de référence).

– ***Une interface de configuration du miroir*** (voir Fig. 47)

  Cette interface est essentielle pour le retournement temporel. Elle permet, à partir de la mesure de la célérité du son précédemment présentée, de calculer avec précision la position des transducteurs dans l'espace grâce à une méthode acoustique. Elle permet également de calculer la fonction de transfert des microphones (H_1) et des haut-parleurs (H_2), donnée fondamentale pour mettre en œuvre le retournement temporel.

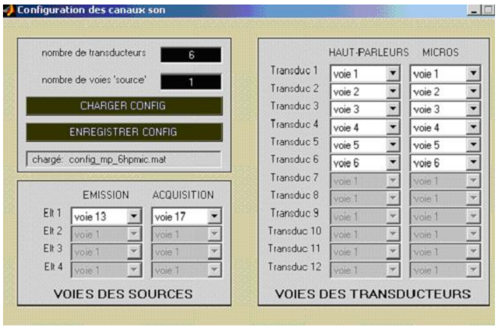

Fig. 46 – L'interface Matlab d'assignation des canaux physiques

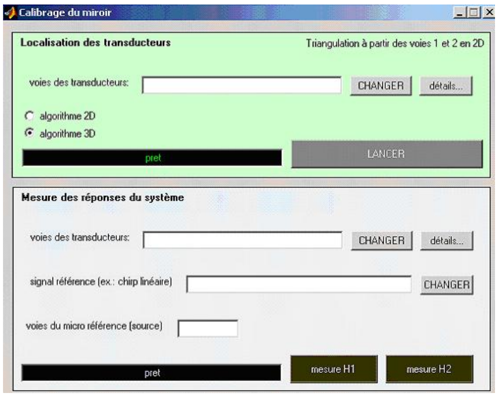

Fig. 47 – L'interface Matlab de configuration du miroir à retournement temporel

– ***Une interface d'analyse et de cartographie acoustique*** (voir Fig. 48)
Cette interface gère la cartographie par retournement temporel simulé numériquement, et analyse la directivité des sources acoustiques en présence.

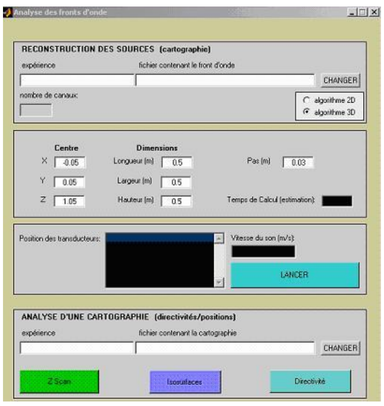

Fig. 48 – L'interface Matlab de cartographie acoustique des sources

– ***Une interface permettant de lancer une expérience de miroir à retournement temporel*** (voir Fig. 49)
  Suite à la calibration du miroir, cette interface permet de gérer l'expérience de retournement temporel à proprement parler. Cette interface gère l'acquisition de signaux sonores, la compensation par les fonctions de transfert des transducteurs,, le débruitage des signaux, la mise à niveau des gains, ainsi que l'émission du miroir. Il est impératif d'avoir exécuté les précédentes étapes avant de lancer cette expérience. À défaut, les résultats seraient totalement erronés.

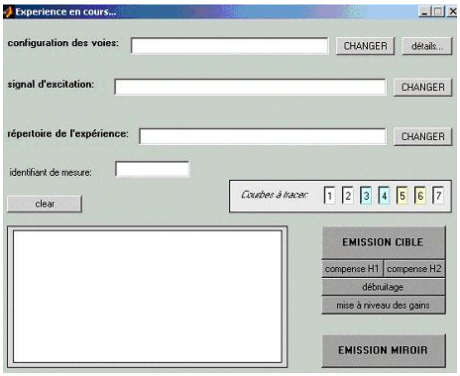

Fig. 49 – L'interface Matlab gérant l'expérience de retournement temporel

Annexe 2 : Démonstration détaillée des propriétés de l'onde retournée temporellement(section 2.3.3)

Les fonctions de Green permettent de calculer le champ issu de n'importe quelle distribution de sources à condition de connaître ses conditions aux limites (voir équation (3)). Les propagateurs, eux, permettent de calculer n'importe quel champ $\xi(\overrightarrow{r};t)$ à partir de la *carte des conditions initiales*, (i.e.) la valeur du champ et de sa dérivée temporelle dans l'espace à un instant donné t_0 :

$$\xi(\overrightarrow{r},t) = \frac{1}{c^2} \cdot \iiint\limits_V \left(\xi(\overrightarrow{r'};t_0) \cdot \frac{\partial K(\overrightarrow{r'},\overrightarrow{r};t-t_0)}{\partial t} - K(\overrightarrow{r'},\overrightarrow{r};t-t_0) \cdot \frac{\partial \xi(\overrightarrow{r'};t_0)}{\partial t} \right) \cdot d^3\overrightarrow{r'} \qquad (19)$$

où K est le propagateur du milieu sans sources.

Il est important de remarquer que cette relation est valable pour tout t. Contrairement aux fonctions de Green, les propagateurs décrivent la propagation d'un champ dans un milieu sans sources, et sont solutions de l'équation de propagation homogène. Les fonctions de Green et les propagateurs du système sont liés par la relation suivante [7] :

$$\forall t, G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_0};t) = \theta(t) \cdot K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_0};t) \qquad (20)$$

où θ est la distribution de Heavyside

On notera que l'équation (19) est généralement invoquée pour $t > t_0$. Dans ce cas, il est possible de remplacer les propagateurs K par les fonctions de Green, en vertu de l'équation (20). Contrairement aux fonctions de Green, rien n'impose aux propagateurs d'être causaux. La réversibilité du milieu ainsi que les conditions initiales imposent une parité impaire pour la dépendance en temps des propagateurs [9]. On en déduit alors :

$$K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_0};t) = G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_0};t) - G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_0};-t) \qquad (21)$$

Par ailleurs, on a, en notant le champ retourné temporellement $\psi_{RT}(\overrightarrow{r};t)$, les conditions initiales suivantes :

$$\begin{cases} \psi_{RT}(\overrightarrow{r};-T_0) = \psi(\overrightarrow{r};T_0) = [G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(t)]_{t=T_0} \\ \dfrac{\partial \psi_{RT}}{\partial t}(\overrightarrow{r};-T_0) = -\dfrac{\partial \psi}{\partial t}(\overrightarrow{r};T_0) = \left[G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes \dfrac{df}{dt}\right]_{t=T_0} \end{cases} \tag{22}$$

Or, d'après l'équation (21), en considérant que la fonction de Green est causale, on a :

$$\begin{cases} [K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)]_{t=-T_0} = [-G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};-t)\otimes f(-t)]_{t=-T_0} \\ \left[\dfrac{\partial K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)}{\partial t}\right]_{t=-T_0} = \left[G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};-t)\otimes \dfrac{df(-t)}{dt}\right]_{t=-T_0} \end{cases} \tag{23}$$

En considérant la propriété suivante des produits de convolution :

$$\forall (g_1, g_2), [g_1(t)\otimes g_2(t)]_{t=-T_0} = [g_1(-t)\otimes g_2(-t)]_{t=T_0}$$

On peut en déduire les relations suivantes à partir du système d'équations (23) :

$$\begin{cases} [K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)]_{t=-T_0} = [-G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(t)]_{t=T_0} \\ \left[\dfrac{\partial K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)}{\partial t}\right]_{t=-T_0} = \left[G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes \dfrac{df(t)}{dt}\right]_{t=T_0} \end{cases} \tag{24}$$

D'après les systèmes d'équations (22) et (24), on remarque que les champs $\psi_{RT}(\overrightarrow{r};t)$ et $-K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)$ possèdent les mêmes conditions initiales.

L'unicité de la solution implique que ces deux champs sont égaux $\forall t > -T_0$. On a alors : $\psi_{RT}(\overrightarrow{r};t) = -K(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)$. On peut alors en déduire, en vertu de l'équation (21) que :

$$\boxed{\psi_{RT}(\overrightarrow{r};t) = G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};-t)\otimes f(-t) - G(\overrightarrow{r},\overrightarrow{r_s};t)\otimes f(-t)} \tag{25}$$

Annexe 3 : Algorithme de débruitage implémenté

```
function debruitage2(file)

% DEBRUITAGE
% les fichier d'entrée sont les fichiers acquis par les microphones
% Le but de cette fonction est de diminuer le rapport bruit/signal.
% le signal debruité est enregistré dans un fichier comportant le
%meme nom avec 'debr' a la fin.
% Cet algorithme utilise une fonction de forme pour la comparaison
% au seuil de bruit ainsi qu'une technique de type overlap and add
% avec un recouvrement de 50 % pour des fenetres de type sinus carre.
%
% ex.: debruitage2('mon_signal.wav')

% --------------------------------------------------------------------
% - projet: LAM, Miroir à retournement temporel
% - auteur: Eric BAVU
% - date: 13/03/2005
% - version: 1.2
% - Derniere modification : ajout du Overlap and Add qui améliore
%   grandement les choses, correction des fenetres utilisées.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Chargement du fichier et extraction
[Ipath,Iname,EXT,VERSN] = FILEPARTS(file);
[signal, fe, nbits] = wavread(file);
% figure ; plot(signal) ;
[Longueur_signal1, nb_canaux] = size(signal);


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Constantes
```

```
Longueur_bruit = 21000;
%Correspond à 470ms au début du signal, contenant du silence
NFFT = 4096 ;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%


% ESTIMATION DU SPECTRE DU BRUIT
% zone de bruit temporel
bruit = signal(1:Longueur_bruit,:);

%Vérification que la partie ne comprend bien que du bruit
% figure ; plot(bruit);

% Calcul de la densité spectrale de bruit
PSDbruit = zeros(NFFT/2+1, nb_canaux); %Initialisation
hWaitBar = waitbar(0, 'Débruitage du signal...');

%Calcul de la densité spectrale de bruit à proprement parler :
for m = 1:nb_canaux
    [PSDbruit(:,m), Vecteur_Frequences] = psd(bruit(:,m), NFFT, fe, Hanning(NFFT));
    PSDbruit(:,m) = fe * PSDbruit(:,m);
    % (car le périodogramme de Welch divise par fe)
   bruit_freq(:,m) = sqrt(PSDbruit(:,m));
end


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% DEBRUITAGE EN OVERLAP AND ADD :
%Constantes de la fonction de debruitage :
mu=0.01;
N=NFFT;
lambda=1/sqrt(N);

%Allongement du signal au début et à la fin de N/2 échantillons pour
```

```
%ne pas avoir de problemes avec la premiere fenetre et la derniere fenetre :
signal = [zeros(N/2 , nb_canaux) ; signal ; zeros(N/2 , nb_canaux)] ;
[Longueur_signal2, nb_canaux] = size(signal);
K = ceil(2*Longueur_signal2/N);

% On découpe le signal en tranches de NFFT échantillons convolué par des
% fenetres sinus carre (overlap and add) :
%Fenetre :
sinewin = (sin(2*pi*[1:1:N]/(2*N))) .^2;
sinewin=sinewin.';
sinewin = repmat(sinewin,1,nb_canaux);

%Initialisation du signal debruité :
Signal_debruite = zeros(K*N/2, nb_canaux);

for k = 1:K-1
  %Traitement de la dernière tranche: on la complète par
        %des zéros pour arriver à NFFT
   if k == K-1
TailleDernieretranche = size(signal((k-1)*N/2+1:end,:));
        Longueur_a_completer = N - TailleDernieretranche(1);
        TrancheSig = [ signal((k-1)*N/2+1:end,:) ;
       zeros(Longueur_a_completer, nb_canaux) ];
        TrancheSig = TrancheSig .* sinewin ;
    else
        TrancheSig = signal((k-1)*N/2+1:(k+1)*N/2,:);
        TrancheSig = TrancheSig .* sinewin;
    end

FFT_TrancheSig = fft(TrancheSig,NFFT);
bruit_freq_tot = [bruit_freq(1:end-1,:);flipud(bruit_freq(1:end-1,:))];
seuil=lambda*bruit_freq_tot*sqrt(N); %C'est le seuil de la fonction de debruitage
rapport=seuil./(abs(FFT_TrancheSig));
gain=(rapport<1).*(1-rapport)+(rapport>1).*mu;
FFT_TrancheSig_modifiee = FFT_TrancheSig .* gain;
Tranche_Sig_modifiee = real(ifft(FFT_TrancheSig_modifiee,NFFT));
```

```
Signal_debruite((k-1)*N/2+1:(k+1)*N/2,:) = Signal_debruite((k-1)*N/2+1:(k+1)*N/2,:)
                                            + Tranche_Sig_modifiee(1:N,:);
waitbar(k/(K-1));
end

%On reduit le signal debruité de façon à le faire correspondre à la longueur
% du fichier .wav initial :
Signal_debruite=Signal_debruite(N/2+1:1:Longueur_signal1+N/2+1,:);

hWaitBar=waitbar(1,'Terminé avec succès !');
pause on;
pause(1);
close(hWaitBar);

%Partie optionnelle de tracé de courbes
% pause on;
% pause(1);
% close(h2WaitBar);
% h3WaitBar=waitbar(1,'Courbe temporelle ...');
% pause(1);
% figure;plot(Signal_debruite);
% pause(1);
% close(h3WaitBar);
% h4WaitBar=waitbar(1,'Courbe en fréquence ... ...');
% pause(1);
% figure; plot(abs(fft(Signal_debruite,fe)));
% close(h4WaitBar);
wavwrite(Signal_debruite, fe, 16, [file(1:end-4) 'debr.wav']);
% [s,Fs]=wavread([file(1:end-4) 'debr.wav']);
% pause(1);
```