

Traitement de signaux acoustiques en holographie,  
émission acoustique et contrôle non destructif

Jean-Hugh Thomas  
Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

3 octobre 2011



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Imagerie acoustique</b>	<b>7</b>
1.1 Une technique attrayante : l'holographie acoustique de champ proche . . . . .	7
1.1.1 Introduction . . . . .	7
1.1.2 Principes de l'holographie acoustique . . . . .	9
1.2 Problématique du caractère non stationnaire des sources . . . . .	10
1.2.1 Holographie temps-réel : thèse de Vincent Grulier . . . . .	10
1.2.2 Régularisation en Holographie temps-réel : thèse de Sébastien Paillasseur . . . . .	13
1.3 Problématique de la taille finie de l'hologramme . . . . .	15
1.3.1 Réduction des effets de troncature par ondelettes . . . . .	15
1.3.2 Extension d'hologrammes . . . . .	19
1.4 Problématique des sources en mouvement : thèse de Florent Le Courtois . . . . .	27
1.4.1 Optimisation de la géométrie d'antenne . . . . .	28
1.4.2 Prise en compte de l'effet Doppler . . . . .	29
<b>2 Les matériaux sous observation acoustique : reconnaissance d'endommagements, détection de défauts, caractérisation</b>	<b>37</b>
2.1 Reconnaissance d'endommagement dans les matériaux par émission acoustique : thèse d'Anne Marec . . . . .	37
2.1.1 Introduction et problématiques . . . . .	37
2.1.2 Les mécanismes d'endommagement . . . . .	40
2.1.3 La problématique de l'étiquetage des classes . . . . .	41
2.1.4 Quelques résultats . . . . .	41
2.1.5 Perspectives . . . . .	44
2.2 Détection de défauts dans les matériaux par Contrôle Non Destructif . . . . .	44
2.2.1 Introduction et problématique . . . . .	44
2.2.2 Détection de défauts dans le plan temps-échelle par tests d'hypothèses . . . . .	45
2.2.3 Débruitage en Contrôle Non Destructif par ondelettes . . . . .	47
2.3 Représentations temps-fréquence pour caractériser la dispersion des ondes à travers les matériaux poreux : thèse de Jérôme Bernard . . . . .	48

<b>3 Erreurs statistiques sur les estimations des densités d'énergie</b>	<b>53</b>
3.1 Densité d'énergie mesurée par les sondes à deux microphones . . . . .	54
3.2 Méthode de mesure à trois microphones de la densité d'énergie . . . . .	55
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>59</b>
<b>Références</b>	<b>61</b>

## Introduction

Ce mémoire synthétise les travaux de recherche effectués au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM-CNRS 6613) depuis la nomination en tant que Maître de Conférences. Les travaux antérieurs ont été menés, soit au sein du laboratoire Heudiasyc (Heuristique et Diagnostic des systèmes Complexes) de l'Université de Technologie de Compiègne, dans le cadre du stage de DEA [Tho93] et du doctorat en convention Cifre avec PSA Peugeot Citroën [Tho96, Tho97], soit chez PSA pendant une année d'ingénieur recherche [Tho99]. Les thématiques de ces travaux, qui concernaient le diagnostic par reconnaissance des formes floue et l'extraction d'information par ondelettes, ont été appliqués à la reconnaissance automatique de cliquetis dans les moteurs ainsi qu'à la prédiction du risque de verglas sur la route.

L'approche commune aux travaux décrits dans ce mémoire repose sur la recherche d'informations dans des signaux acoustiques recueillis sur un système afin de mieux comprendre le comportement de ce système. Le point de départ est donc l'acquisition de signaux acoustiques qui ont la plupart du temps la particularité d'être non stationnaires. Après une analyse des informations véhiculées par ces signaux, il s'agit d'améliorer tantôt la connaissance du bruit rayonné par un système, tantôt celle de l'état d'un matériau. Dans le cadre de l'étude du bruit, c'est la localisation et la caractérisation des sources en termes de fréquences émises et de niveau sonore qui sont recherchées. L'objectif de l'observation d'un matériau est de détecter des endommagements potentiels, d'en évaluer la gravité afin de prédire la durée de vie de ce matériau et également de mieux connaître ses propriétés.

Le chapitre 1 focalise sur les travaux en rapport avec l'imagerie acoustique dont le but est de fournir une image du son rayonné par un système. Une part prépondérante est donnée à la technique d'holographie acoustique de champ proche qui a notamment fait l'objet de deux thèses, celles de V. Grulier et S. Paillasseur. Ces travaux ont permis de reconstruire, en temps continu, le champ acoustique quelconque rayonné par le plan des sources à partir de l'enregistrement des signaux acoustiques au moyen d'une antenne plane de microphones disposée dans le champ proche des sources. A travers ces thèses, ce sont les thématiques de non-stationnarité des sources et de résolution de problèmes inverses qui sont visées. Un troisième axe a été investigué, lié à la mesure du champ acoustique qui ne peut s'effectuer que sur une zone non infinie de l'espace, restreinte à la taille de la zone scannée par l'antenne. Une telle mesure est à l'origine de distorsions sur le champ reconstruit. Certaines méthodes existantes destinées à réduire les effets de troncature ont alors été étudiées et expérimentées. L'objet de ce premier chapitre est également d'expliquer ces méthodes et de relater les évolutions apportées. La dernière partie de ce chapitre concerne la localisation et la caractérisation de sources en mouvement lors du passage d'un TGV. L'éloignement plus important de l'antenne de mesure conduit à des traitements des signaux par formation de voies. Les recherches rapportées sont effectuées dans le cadre de la thèse en cours de F. Le Courtois, en convention Cifre avec la SNCF. Les problématiques abordées sont le traitement de l'effet Doppler enregistré dans les signaux et l'optimisation de la position des microphones constitutifs de l'antenne en fonction de critères de directivité.

Le chapitre 2 est dédié aux travaux améliorant la connaissance d'un matériau soit par l'examen de son état, soit par la caractérisation d'une propriété des ondes à l'intérieur de ce matériau, à partir de signaux acquis. Deux approches expérimentales sont utilisées pour fournir les signaux : l'émission acoustique et le contrôle non destructif. Lors d'une expérimentation d'émission acoustique, le matériau est contraint mécaniquement et émet

des salves ultrasonores acquises par des capteurs. En contrôle non destructif, une onde ultrasonore est envoyée dans le matériau et c'est l'onde réfléchie ou l'onde transmise qui est enregistrée. Trois axes de recherche sont reportés dans ce chapitre. Le premier concerne la reconnaissance de différents types d'endommagement dans un matériau composite sous contrainte à partir de descripteurs extraits des salves d'émission acoustique acquises. Ce travail basé sur des techniques de reconnaissance des formes a fait l'objet de la thèse de A. Marec. La nature non stationnaire des salves a conduit à utiliser l'analyse par ondelettes pour extraire des paramètres dont la capacité à séparer les classes d'endommagement s'est avérée supérieure à celle de paramètres temporels usuels. Le deuxième axe concerne la détection de défauts dans des aciers austénitiques en présence de fort bruit de structure. L'approche résultant d'un travail collaboratif avec M. Khelil du Centre de recherche scientifique et technique en Soudage et Contrôle d'Alger, consiste à opérer un test d'hypothèse dans le plan temps-échelle, dans lequel les signaux sont représentés, afin de mettre en évidence des défauts. La problématique de débruitage de signaux est également abordée à travers le travail de Y. Renou qui, en stage de Master, a expérimenté la technique de seuillage des coefficients d'ondelettes. Le troisième axe reporté dans ce chapitre concerne la caractérisation de la dispersion des ondes à travers les matériaux poreux. Il s'agit d'évaluer l'exposant de la loi en puissance du retard de groupe d'un signal transmis. Pour ce faire, J. Bernard utilise dans sa thèse les distributions temps-fréquence de Bertrand afin de localiser de façon optimale l'énergie du signal. Le recours à l'entropie de Rényi permet objectivement d'estimer le paramètre recherché.

Alors que l'ensemble des travaux présentés dépend de la pertinence des mesures effectuées par les capteurs, en début de chaîne, le chapitre 3 présente une étude menée sur les erreurs statistiques commises lors de l'estimation de la densité d'énergie totale d'un champ acoustique unidimensionnel mesuré dans un conduit. Les calculs sont décrits dans le cas de mesures effectuées avec une sonde à deux ou trois microphones.

Au début de chaque paragraphe traitant d'une thématique, le lecteur trouvera les références aux articles de revue et aux thèses concernant les travaux présentés. En l'absence d'article de revue, est mentionnée la référence à un article ayant fait l'objet d'une communication à une conférence. Un certain nombre de références à la littérature sont exposées en fin de mémoire mais le lecteur pourra en trouver de supplémentaires dans les articles cités en début de paragraphe.

[Tho93] J. H. Thomas. Application des ondelettes à l'analyse du comportement conducteur. Rapport de stage (PSA Peugeot Citroën) de DEA Contrôle des Systèmes de l'Université de Technologie de Compiègne, 1993.

[Tho96] J. H. Thomas. *Etude de méthodes de diagnostic par reconnaissance des formes floue. Application à deux situations issues du domaine automobile*. Thèse de l'Université de technologie de Compiègne, 1996.

[Tho97] J. H. Thomas, B. Dubuisson, and M. A. Dillies-Peltier. Engine knock detection from vibration signals using pattern recognition. *Meccanica*, 32(5) :431–439, 1997.

[Tho99] J. H. Thomas. Diagnostic d'un système non stationnaire à partir d'une approche de reconnaissance des formes floue. application au diagnostic de cliquetis moteur. *Traitement du Signal*, 16(3) :203–216, 1999.

# Chapitre 1

## Imagerie acoustique

Les parties 1.1, 1.2 et 1.3 traitent des problématiques concernant l'étude de sources non stationnaires et des effets liés à la taille finie de la zone exploitée, ceci dans le cadre de l'holographie acoustique de champ proche. La problématique des sources en mouvement est rapportée dans la partie 1.4 et est envisagée sous l'angle des techniques de formation de voies.

### 1.1 Une technique attrayante : l'holographie acoustique de champ proche

#### 1.1.1 Introduction

L'holographie acoustique de champ proche est une technique d'imagerie qui permet de visualiser le champ acoustique rayonné par un système. Cette technique apparue dans les années 80 [1], repose sur l'acquisition de signaux acoustiques au voisinage des sources par l'intermédiaire d'une antenne de microphones disposée en  $z = z_A$  et consiste à reconstruire le champ acoustique sur le plan des sources (figure 1.1). Cette proximité entre le système rayonnant et le dispositif de mesure, incluse dans la notion de champ proche, fait l'originalité de la méthode et lui confère une résolution intéressante, c'est-à-dire un pouvoir de discriminer des sources proches dans l'espace, distantes de moins d'une demi longueur d'onde. Ceci est rendu possible par la captation des ondes évanescentes, ondes acoustiques qui s'évanouissent de façon exponentielle dans l'espace. C'est donc en réalisant les mesures près des sources que ces ondes peuvent être enregistrées. A l'issue d'un traitement basé sur la connaissance de la physique de la propagation des ondes, l'holographie fournit une image spatiale du champ rayonné pour une fréquence particulière ou une bande fréquentielle déterminée. Le fondement théorique de l'holographie en fait un outil bien adapté à l'étude de signaux acoustiques stationnaires.

Mais de nombreux systèmes ont un rayonnement acoustique dont les caractéristiques fréquentielles, statistiques, les amplitudes, fluctuent au cours du temps. L'image du champ acoustique à une fréquence prédéfinie sans aucune référence au temps est forcément inadaptée à ces systèmes. C'est ainsi que la technique d'holographie standard a connu des aménagements à partir des années 90 pour répondre au besoin de visualiser des champs acoustiques non stationnaires [2, 3, 4, 5]. L'approche commune de ces travaux consiste à prendre la transformée de Fourier des signaux temporels et à appliquer le traitement de l'holographie stationnaire à chacune des raies spectrales. La transformée de Fourier inverse, après traitement de toutes les raies spectrales, permet de reconstruire un signal transitoire sur les sources. Il est également possible d'opérer des transformées

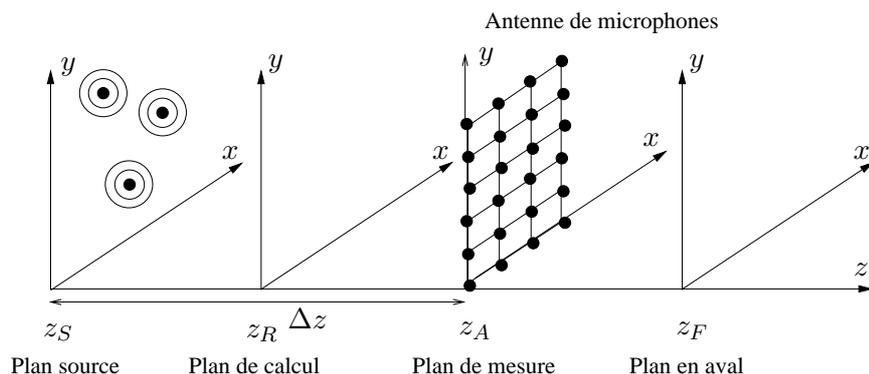


FIG. 1.1 – Géométrie des problèmes solutionnés par l’holographie acoustique : reconstruire le champ de pression sur le plan source  $z = z_S$  ou sur le plan de calcul  $z = z_R$  (problème inverse) ou sur le plan  $z = z_F$  (problème direct) à partir du champ acquis en  $z = z_A$ .

de Fourier à court terme successives afin d’obtenir une image du champ acoustique évoluant au cours du temps pour une fréquence ou une bande fréquentielle prédéterminée [6]. Mais alors que les travaux précités sont surtout adaptés à l’observation de fluctuations spectrales ou à l’étude de transitoires de courte durée, les travaux menés au sein du laboratoire ont conduit au développement d’une méthode d’holographie acoustique temps-réel, baptisée RT-NAH (Real-Time Nearfield Acoustic Holography), qui permet de reconstruire le champ acoustique sur le plan des sources en temps-continu sans limitation de durée.

Le point central de nos travaux concernant l’holographie s’intéresse donc à la prise en compte de signaux non stationnaires. Toutefois nous nous sommes également intéressés à un problème valable aussi bien dans le traitement des signaux acoustiques stationnaires que dans celui des signaux non stationnaires, à savoir les effets de bord. En effet, la théorie de l’holographie acoustique repose sur l’acquisition d’un champ acoustique de taille infinie, ce qui pose une contrainte irréalisable en expérimentation. Le champ acoustique est nécessairement tronqué spatialement de même que l’acquisition d’un signal aléatoire par un capteur l’est temporellement. Or la troncature du champ acoustique mesuré conduit lors de l’opération d’holographie à des distorsions sur le champ reconstruit. L’ajout d’une fenêtre spatiale de Tukey par analogie avec l’utilisation d’une fenêtre de pondération de type Hanning par exemple lors d’une acquisition temporelle, peut être envisagée pour adoucir la troncature. Diverses méthodes ont été proposées dans la littérature pour réduire ces effets : une extrapolation sur les bords par prédiction linéaire à partir des caractéristiques statistiques du champ mesuré [7], une extension itérative du champ mesuré ou patch [8, 9], la méthode SONAH (Statistically Optimised Near-Field Acoustic Holography) [10, 11], un traitement par analyse en ondelettes [12]. Cette dernière a particulièrement éveillé notre intérêt et nous a conduit à l’expérimenter et à y apporter quelques évolutions.

Alors que le paragraphe suivant s’attache à montrer les principes de l’holographie acoustique en définissant notamment le rôle du spectre de nombre d’onde dans le traitement, la partie 1.2 présente une synthèse des travaux liés au développement de l’holographie acoustique temps-réel dans le cas d’une problématique où les sources étudiées sont non stationnaires. Le travail lié aux effets de troncature est abordé à la partie 1.3.

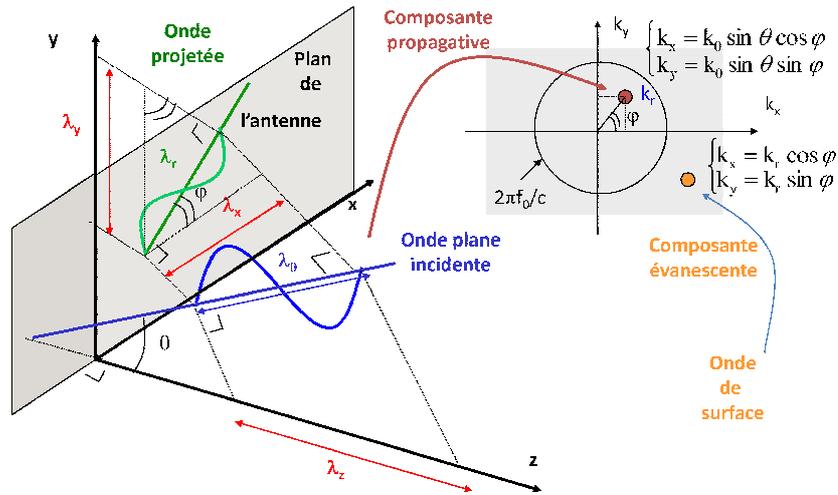


FIG. 1.2 – Interprétation physique du spectre de nombre d’onde comme outil de visualisation des angles d’incidence des fronts d’onde sur l’antenne.

Notons que l’holographie dans ces travaux est envisagée en géométrie plane alors qu’elle peut l’être en géométrie cylindrique ou sphérique [13].

### 1.1.2 Principes de l’holographie acoustique

L’holographie acoustique dans son utilisation historique pour l’étude des sources stationnaires repose sur un traitement dans l’espace des nombres d’onde du champ de pression acoustique capté par une antenne de microphones. Le spectre de nombre d’onde tient en effet un rôle prépondérant en holographie. Il permet de décomposer le champ acoustique rayonné à une fréquence particulière  $f_0$  (ou dans une bande fréquentielle donnée) en un ensemble d’ondes planes de même fréquence mais dont les angles d’incidence sur l’antenne diffèrent (figure 1.2). Ces angles d’incidence sont exprimés dans le repère  $(\theta, \phi)$  :  $\theta$  représente l’angle entre la direction de l’onde plane incidente et la normale à l’antenne ;  $\phi$  est l’angle entre la direction de l’onde plane projetée dans le plan de l’antenne et l’axe  $(Ox)$  du plan de l’antenne. Chaque point du spectre est caractérisé par une abscisse  $k_x = k_0 \sin \theta \cos \phi$  et une ordonnée  $k_y = k_0 \sin \theta \sin \phi$  ( $k_0 = 2\pi f_0/c$  correspond au nombre d’onde de l’onde acoustique considérée de célérité  $c$ ) et représente donc bien une incidence particulière sur l’antenne. Le cercle de rayon  $k_0$  qui correspond aux ondes planes d’incidence parallèle au plan de l’antenne délimite deux zones : l’intérieur du cercle qui contient les composantes propagatives dont les longueurs d’onde projetées sur les axes  $(Ox)$ ,  $(Oy)$  et  $(Oz)$  [normale à l’antenne] sont supérieures à la longueur d’onde de l’onde incidente, l’extérieur qui correspond aux composantes évanescentes présentes dans le champ proche de la source.

Le traitement est différencié suivant le type d’onde, propagative ou évanescente conformément à la physique de la propagation des ondes acoustiques. En effet, lorsque les ondes sont émises depuis le plan des sources vers l’extérieur, certaines subissent des rotations de phase dans leur progression (ce sont les ondes propagatives) alors que d’autres voient leur amplitude décroître de façon exponentielle (ce sont les ondes évanescentes). Lors de la résolution du problème inverse qui consiste à déterminer le champ acoustique émis par le plan des sources

en  $z_S$  à partir du champ enregistré par l'antenne en  $z_A$ , les ondes propagatives vont subir des rotations de phase opposées et les ondes évanescentes vont être amplifiées exponentiellement. Le traitement qui a lieu dans le domaine des nombres d'onde pour chaque composante fréquentielle  $f_0$  du champ acoustique est décrit par les équations suivantes à l'aide du rétropropagateur  $G^{-1}$  :

$$P(k_x, k_y, z_S, f_0) = P(k_x, k_y, z_A, f_0)G^{-1}(k_r, \Delta z, k_0), \quad (1.1)$$

avec

$$k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad \Delta z = z_A - z_S, \quad (1.2)$$

$$G^{-1}(k_r, \Delta z, k_0) = \begin{cases} e^{j\Delta z \sqrt{k_0^2 - k_r^2}} & \text{pour } k_r \leq k_0, \\ e^{\Delta z \sqrt{k_r^2 - k_0^2}} & \text{pour } k_r > k_0. \end{cases} \quad (1.3)$$

Une fois le spectre de nombre d'onde reconstruit sur le plan des sources, une transformée de Fourier spatiale (bi-dimensionnelle) inverse fournit l'image du champ acoustique spatial rayonné à la fréquence étudiée, image qui va permettre de localiser et de caractériser les sources acoustiques.

Notons que c'est le traitement des ondes évanescentes dont l'acquisition est justement possible dans le champ proche des sources, qui permet d'augmenter la résolution spatiale de l'image du champ reconstruit sur le plan des sources. Mais ce traitement est aussi le siège de problèmes liés à l'amplification exponentielle des ondes évanescentes. En effet, le spectre de nombre d'onde comporte également du bruit de mesure. Les composantes évanescentes les plus éloignées du cercle sont les plus atténuées par la propagation de la source vers l'antenne. Ces composantes souvent noyées dans le bruit de mesure sont amplifiées de façon exponentielle lors du processus de reconstruction et conduisent à des distorsions du champ acoustique. Les solutions à ce problème sont également apportées dans l'espace des nombres d'onde. Il s'agit d'opérer, avant reconstruction, un filtrage passe-bas du spectre de nombre d'onde de façon à ne pas tenir compte des composantes bruitées lors du processus d'amplification exponentielle [13].

## 1.2 Problématique du caractère non stationnaire des sources

[Tho11] J.-H. Thomas and J.-C. Pascal. L'holographie acoustique de champ proche temps-réel : un outil pour le diagnostic. *REE Revue de l'électricité et de l'électronique*, (1) :34–40, 2011.

### 1.2.1 Holographie temps-réel : thèse de Vincent Grulier

[Gru05] V. Grulier. *Propagation directe et inverse dans l'espace temps-nombre d'onde : application à une méthode d'holographie acoustique de champ proche pour les sources non stationnaires*. Thèse de l'Université du Maine, 2005.

#### Le problème direct

[Gru09] V. Grulier, S. Paillasseur, J.-H. Thomas, J.-C. Pascal, and J.-C. Le Roux. Forward propagation of time evolving acoustic pressure : Formulation and investigation of the impulse response in time-wavenumber domain. *J. Acoust. Soc. Am.*, 126(5) :2367–2378, 2009.

La thèse de V. Grulier, résultant d'une convention Cifre avec le Centre de Transfert de Technologie du Mans (CTTM), a conduit au développement d'une méthode d'holographie permettant de reconstruire en temps continu les signaux acoustiques sur le plan des sources en face des microphones de l'antenne. Cette méthode agit finalement comme si des capteurs étaient imbriqués dans les sources. Afin de résoudre le problème inverse (reconstruire le champ acoustique sur le plan source), V. Grulier s'est d'abord attaché au problème direct, c'est-à-dire à l'idée de fournir en temps continu le champ acoustique produit sur un plan en aval du plan de mesure (figure 1.1). La formulation du problème est basée sur la transformée de Fourier spatiale de l'équation d'onde et sur sa résolution analytique par la transformée de Laplace. Le recours à cet opérateur de Laplace confère à l'approche une originalité, le résultat ayant été obtenu préalablement par Forbes *et coll.* avec une approche différente [14]. La méthode exprime la solution dans l'espace des nombres d'onde et ne nécessite pas de passage dans le domaine des fréquences. Le spectre de nombre d'onde sur le plan de reconstruction en aval  $P(k_x, k_y, z_F, t)$  se déduit du spectre de nombre d'onde acquis par l'antenne  $P(k_x, k_y, z_A, t)$  par un produit de convolution sur la variable temps avec une réponse impulsionnelle  $h(k_x, k_y, z_F - z_A, t)$  :

$$P(k_x, k_y, z_F, t) = P(k_x, k_y, z_A, t) *_t h(k_x, k_y, z_F - z_A, t). \quad (1.4)$$

La réponse impulsionnelle (figure 1.3) qui dépend de la distance de propagation (séparant le plan de mesure du plan de calcul)  $\Delta z = z_F - z_A$  ( $= z_A - z_S$  ici), du nombre d'onde  $k_r$ , du retard dû à la propagation  $\tau = \Delta z/c$  et de la pulsation de transition  $\Omega_r = c k_r$  s'écrit

$$h(\Omega_r, \tau, t) = \delta(t - \tau) - \tau \Omega_r^2 \frac{J_1(\Omega_r \sqrt{t^2 - \tau^2})}{\Omega_r \sqrt{t^2 - \tau^2}} \Gamma(t - \tau), \quad (1.5)$$

où  $J_1$  représente la fonction de Bessel d'ordre 1 de la première espèce,  $\delta(t)$  l'impulsion de Dirac et  $\Gamma(t)$  la fonction d'Heaviside définie selon

$$\Gamma(t) = \begin{cases} 0 & \text{for } t < 0, \\ \frac{1}{2} & \text{for } t = 0, \\ 1 & \text{for } t > 0. \end{cases} \quad (1.6)$$

Bien que le traitement employé pour propager le champ acoustique ne passe pas dans le domaine fréquentiel mais reste dans le domaine temps-nombre d'onde, il peut être intéressant pour la compréhension de la méthode de considérer la fonction de transfert assurant la propagation,  $H(\Omega_r, \tau, \omega)$  transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle  $h(k_x, k_y, z_F - z_A, t)$ . Son amplitude et sa phase sont illustrées à la figure 1.4. Le rôle de la fréquence de transition  $f_r = \Omega_r/2\pi$ , qui correspond elle-même au nombre d'onde  $k_r$  et donc à un angle d'incidence des ondes planes acoustiques, est ainsi mis en évidence. Les composantes du spectre de nombre d'onde instantané au point  $k_r$  se propagent en ondes évanescentes pour les composantes fréquentielles inférieures à  $f_r$  et en ondes propagatives pour celles supérieures à  $f_r$ .

L'implantation de la méthode, c'est-à-dire la programmation de l'équation (1.4) à partir de la formulation analytique de la réponse impulsionnelle [Eq. (1.5)] est pourtant, d'après les travaux de V. Grulier, délicate. Le fait que la réponse impulsionnelle ne soit pas à bande fréquentielle limitée entraîne que la transformée de Fourier discrète de sa version échantillonnée présente des erreurs par rapport à la fonction de transfert théorique. C'est pourquoi plusieurs pré-traitements ont été proposés : échantillonnage moyenné, suréchantillonnage et

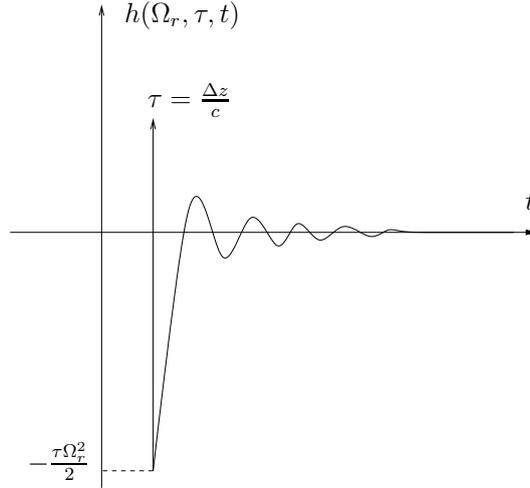


FIG. 1.3 – Forme de la réponse impulsionnelle  $h(\Omega_r, \tau, t)$ .

filtrage passe-bas de Chebyshev, suréchantillonnage moyenné et filtrage à l'aide d'une fenêtre de Kaiser-Bessel, et même traitement que le précédent avec calcul numérique de l'intégrale de convolution. Dans le cadre d'une simulation avec trois sources monopolaires, reportée dans [Gru09], il s'avère que les méthodes d'implantation de la réponse impulsionnelle utilisant un filtrage de Chebyshev ou une programmation numérique de l'intégrale de convolution conduisent aux meilleurs résultats pour une reconstruction du champ acoustique en aval de la mesure. Des critères sont par ailleurs proposés afin de comparer objectivement les performances des techniques de traitement de la réponse impulsionnelle.

### Le problème inverse

[Tho10] J.-H. Thomas, V. Grulier, S. Paillasseur, J.-C. Pascal, and J.-C. Le Roux. Real-time near-field acoustic holography for continuously visualizing nonstationary acoustic fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128(6) :3554–3567, 2010.

La résolution du problème inverse traduite par l'obtention de signaux acoustiques reconstruits au niveau des sources est rendue possible par l'inversion de la réponse impulsionnelle  $h(k_r, \Delta z, t)$ . Le spectre de nombre d'onde instantané  $P(k_x, k_y, z_S, t)$  sur le plan source  $z = z_S$  ou sur un autre plan de calcul  $z = z_R$  (figure 1.1) se déduit alors du produit de convolution du spectre de nombre d'onde instantané capté par l'antenne par cette réponse impulsionnelle inverse suivant l'équation

$$P(k_x, k_y, z_R, t) = P(k_x, k_y, z_A, t) *_t h^{-1}(k_x, k_y, \Delta z, t), \quad (1.7)$$

avec  $\Delta z = z_A - z_R = z_F - z_A$ .

Cette inversion est le point crucial de la méthode. Les signaux acoustiques temporels  $p(x, y, z_R, t)$  au niveau du plan de calcul sont finalement obtenus par transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle inverse des spectres de nombre d'onde  $P(k_x, k_y, z_R, t)$  à chaque instant  $t$ .

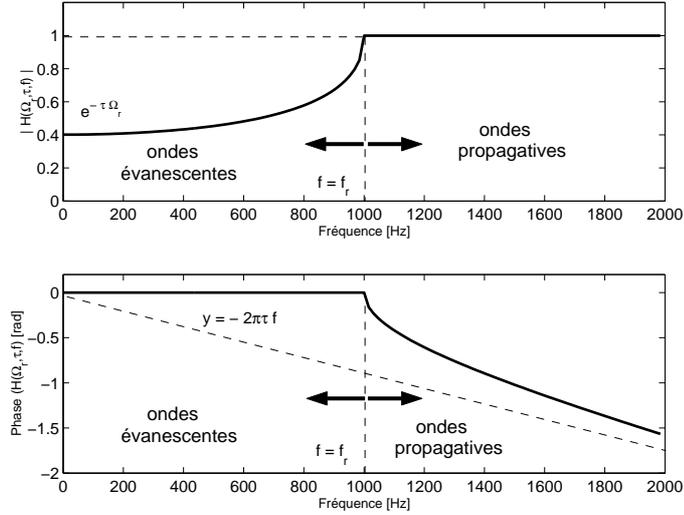


FIG. 1.4 – Module et phase de la fonction de transfert  $H(\Omega_r, \tau, \omega)$  caractérisant la propagation pour une fréquence de transition  $f_r = 1000$  Hz et une distance de propagation  $\Delta z = 0,05$  m.

Les travaux de V. Grulier ont conduit à une inversion de la réponse impulsionnelle par filtrage de Wiener dont la solution s'exprime sous la forme matricielle

$$\mathbf{h}^{-1} = \Phi_{\mathbf{h}}^{-1} \mathbf{h}^r, \quad (1.8)$$

où  $\Phi_{\mathbf{h}}^{-1}$  est l'inverse de la matrice d'autocorrélation du vecteur  $\mathbf{h}$  de  $N$  points contenant la réponse impulsionnelle échantillonnée filtrée et  $\mathbf{h}^r$  le vecteur de la réponse impulsionnelle retournée [ $\mathbf{h}(n) = \mathbf{h}^r(N-1-n)$ ,  $n = 0, N-1$ ]. Une simulation identique à celle utilisée dans le traitement du problème direct, avec trois sources monopolaires, montre l'intérêt de suréchantillonner la réponse impulsionnelle analytique avant inversion. La figure 1.5 illustre un exemple de signaux acoustiques temporels reconstruits sur le plan des sources par la méthode RT-NAH.

## 1.2.2 Régularisation en Holographie temps-réel : thèse de Sébastien Paillasseur

[Pai09] S. Paillasseur. *Développement de la technique d'holographie acoustique de champ proche temps-réel pour l'analyse de sources de bruit fluctuantes*. Thèse de l'Université du Maine, 2009.

[Pai11] S. Paillasseur, J.-H. Thomas, and J.-C. Pascal. Regularization for improving the deconvolution in real-time near-field acoustic holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 129(6) :3777–3787, 2011.

Une autre approche pour résoudre le problème inverse est de considérer l'équation du problème direct pour chaque point  $(k_{x_i}, k_{y_j})$  du spectre de nombre d'onde

$$P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_F, t) = P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_A, t) *_t h(k_{x_i}, k_{y_j}, z_F - z_A, t), \quad (1.9)$$

puis de l'exprimer sous l'écriture matricielle

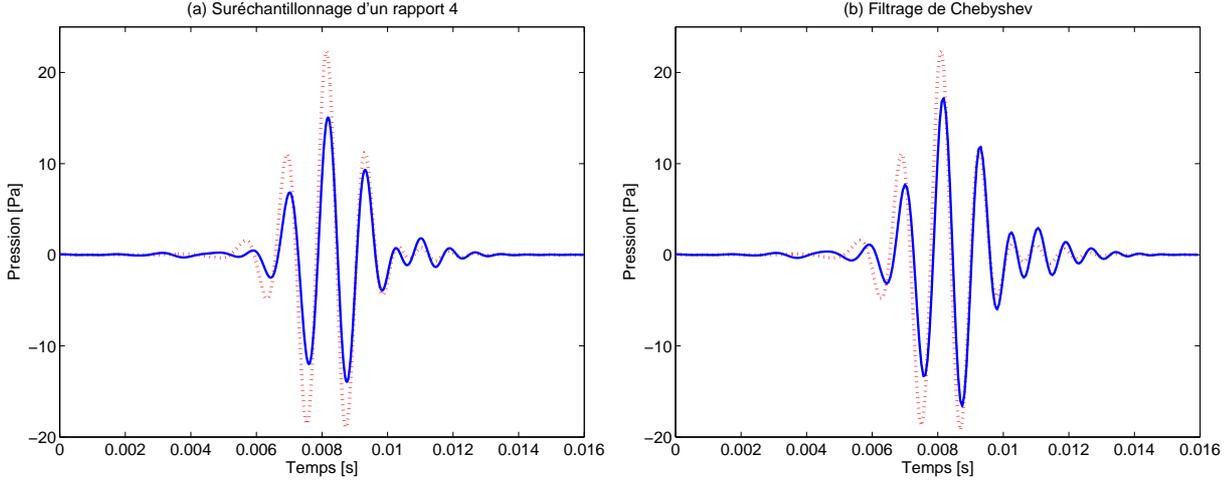


FIG. 1.5 – Signaux reconstruits par RT-NAH sur le plan des sources à l'emplacement d'un monopole (signaux de référence en pointillés).

$$\begin{bmatrix} P_{i,j}(n_\tau) \\ P_{i,j}(n_\tau + 1) \\ \vdots \\ \vdots \\ P_{i,j}(N-1) \end{bmatrix}_{z_A} = \begin{bmatrix} h_{i,j}(n_\tau) & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & 0 \\ h_{i,j}(N-1) & \cdots & \cdots & \cdots & h_{i,j}(n_\tau) \end{bmatrix}_{\Delta z} \times \begin{bmatrix} P_{i,j}(0) \\ P_{i,j}(1) \\ \vdots \\ \vdots \\ P_{i,j}(N-1-n_\tau) \end{bmatrix}_{z_R}, \quad (1.10)$$

où  $n_\tau$  est l'indice correspondant au retard de propagation de l'onde sur la distance  $\Delta z$  et  $N$  le nombre d'échantillons de la réponse impulsionnelle. L'équation (1.10) peut s'exprimer sous la forme plus condensée

$$\mathbf{P}_{z_A} = \mathbf{H}_{\Delta z} \mathbf{P}_{z_R}, \quad (1.11)$$

où  $\mathbf{P}_{z_R}$  et  $\mathbf{P}_{z_A}$  sont respectivement les vecteurs des échantillons des spectres de nombre d'onde sur le plan de calcul  $z = z_R$  et sur l'antenne. Il s'agit donc de déterminer le spectre instantané  $P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_R, t)$ , c'est-à-dire  $\mathbf{P}_{z_R}$  en minimisant la fonction de coût

$$J(\mathbf{P}_{z_R}) = \|\mathbf{P}_{z_A} - \mathbf{H}_{\Delta z} \mathbf{P}_{z_R}\|_2^2 + \lambda \|\mathbf{P}_{z_R}\|_2^2, \quad (1.12)$$

contenant un terme d'adéquation de la solution aux données mesurées et une contrainte sur l'énergie de la solution.  $\|\cdot\|_2^2$  désigne la norme  $L_2$  et  $\lambda$  le paramètre de régularisation. La solution régularisée de Tikhonov s'exprime

$$\mathbf{P}_{z_R} = \sum_{n=1}^{N-n_\tau} \frac{\sigma_n^2}{\sigma_n^2 + \lambda} \frac{\mathbf{u}_n^H \mathbf{P}_{z_A}}{\sigma_n} \mathbf{v}_n, \quad (1.13)$$

où  $\sigma_n$ ,  $\mathbf{v}_n$ ,  $\mathbf{u}_n$  représentent respectivement les valeurs singulières, les vecteurs colonnes des matrices singulières obtenues suite à la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $\mathbf{H}_{\Delta z}$ .  $H$  désigne l'opérateur Hermitien et  $\lambda$  le paramètre de régularisation déterminé dans l'étude par la méthode de la validation croisée généralisée [15]. La solution correspond bien ici au spectre de nombre d'onde instantanée  $P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_R, t)$  sur le plan de calcul [équation (1.7)]. L'expérimentation de cette méthode d'inversion par décomposition en valeurs singulières et régularisation sur un cas simulé met en évidence son avantage par rapport à l'approche par filtrage de Wiener notamment en présence de bruit de mesure (voir figure 1.6).

### 1.3 Problématique de la taille finie de l'hologramme

Les recherches effectuées sur ce thème sont nées de la volonté de compréhension de méthodes existantes telles que l'application de l'analyse multirésolution à l'holographie acoustique, la méthode SONAH et la technique d'extension itérative de l'hologramme. Un premier travail, décrit au paragraphe 1.3.1, a donc consisté à utiliser les ondelettes sur un cas concret de rayonnement afin de réduire les effets de troncature du champ. L'application a permis d'améliorer la méthode et notamment de juger de ses performances en recourant à des mesures de similarité entre formes. Le second travail, rapporté dans le paragraphe 1.3.2, repose sur un formalisme permettant de comparer sur le plan théorique la méthode SONAH avec la technique d'extension itérative de l'hologramme et expose les résultats d'un cas applicatif simulé pour les deux méthodes.

#### 1.3.1 Réduction des effets de troncature par ondelettes

[Tho05] J.-H. Thomas and J.-C. Pascal. Wavelet preprocessing for listening truncation effects in nearfield acoustical holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 118(2) :851–860, 2005.

L'objectif de l'étude est de réduire les effets de distorsion dus à la troncature du champ acoustique lors de l'acquisition par une antenne de microphones du son rayonné par un système. Ces effets sont d'ailleurs assez difficilement atténués par un filtrage dans le domaine des nombres d'onde même assisté par des techniques de régularisation. La technique mise en œuvre repose sur l'analyse multirésolution du champ de pression acquis dans le champ proche des sources. A notre connaissance cette technique n'a pas été expérimentée dans le cadre de l'holographie en dehors des travaux précurseurs d'El-Khoury et Nouals [12]. Elle permet d'extraire les contours horizontaux, les contours verticaux et les détails du champ acoustique à différentes résolutions en opérant des filtrages dans plusieurs bandes du domaine des nombres d'onde. Le rôle de l'analyse multirésolution est ici de mettre en évidence les effets de la troncature. L'analyse fait ainsi ressortir au voisinage des bords de l'antenne des zones de forte amplitude du champ acoustique qui ne proviennent pas des sources acoustiques du système étudié. L'étape suivante du traitement consiste à filtrer spatialement et de façon sélective ces zones. Alors que l'étude [12] fait intervenir des fenêtres de Hamming, notre travail est basé sur l'utilisation de fenêtres  $\Pi$ -modifiées [16] suivant l'axe horizontal, l'axe vertical ou les deux axes (figure 1.7).

Les quatre images résultant de la décomposition à la première résolution (ou les sept à la seconde résolution et ainsi de suite) une fois filtrées sont présentées à l'algorithme de synthèse multirésolution qui produit une nouvelle image du champ acoustique dans le champ proche. C'est cette image et non pas l'image de départ acquise par l'antenne qui va être rétropropagée par holographie sur le plan des sources sans aucun traitement

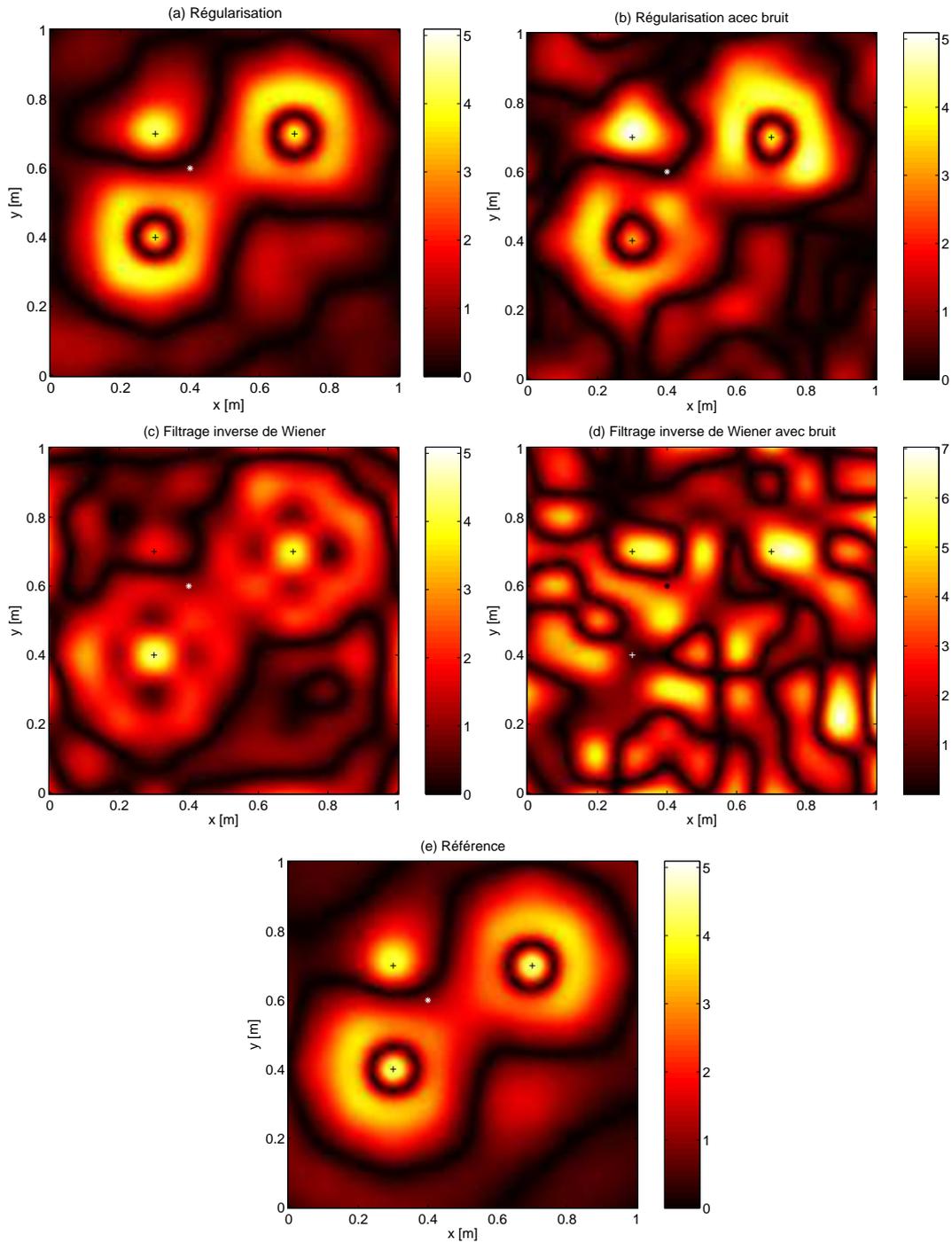


FIG. 1.6 – Modules (Pa) des champs acoustiques reconstruits à un instant  $t = 6.2$  ms : par inversion et régularisation avec (b) ou sans bruit de mesure (a), filtrage inverse de Wiener avec (d) ou sans bruit de mesure (c), champ de référence (e). L'inversion est faite à partir d'une réponse impulsionnelle filtrée passe-bas par un filtre de Chebyshev. En présence de bruit de mesure, le rapport signal à bruit est de 3 dB.

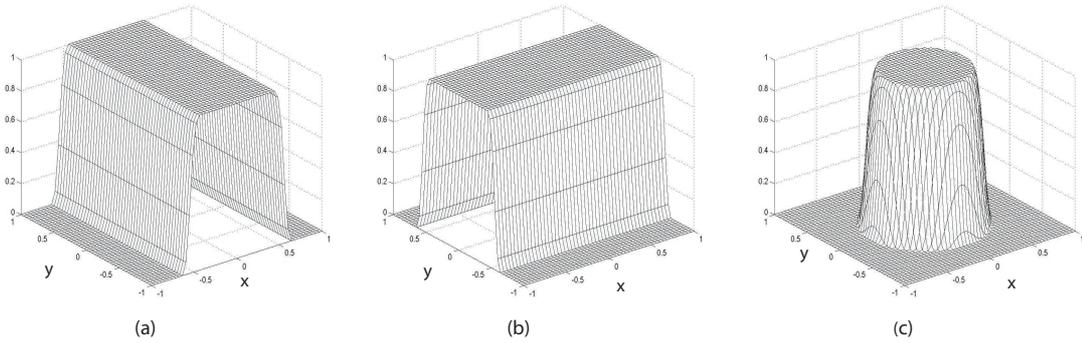


FIG. 1.7 – Filtres  $\pi$ -modifiés à deux dimensions. (a) Filtrage suivant la direction  $x$ , (b) filtrage suivant la direction  $y$ , (c) filtrage des coins suivant les deux directions  $x$  et  $y$ .

supplémentaire dans le domaine des nombres d'onde. Il faut dire qu'à cette étape l'analyse multirésolution a déjà agi dans le domaine des nombres d'onde.

La méthode a été expérimentée sur trois enceintes acoustiques dont deux voisines l'une de l'autre, l'une étant située près des bords de la zone de mesure représentant un carré d'1 m de côté avec  $16 \times 16$  points de mesure et un pas d'échantillonnage spatial de  $\Delta L = 6,7$  cm. La figure 1.8, qui montre des champs acoustiques spatiaux à la fréquence étudiée de 400 Hz, souligne l'intérêt de la méthode. Le champ en (a) a été acquis par les microphones à 10 cm du plan des sources. Il permet aussi de constater que deux sources sont mélangées sur la représentation, mettant également en évidence l'intérêt de l'holographie. Le champ en (b) a été directement acquis à 1 cm du plan des sources et sert de référence. Le champ en (c) a été obtenu par rétropropagation du champ en (a) à 1 cm du plan source par un traitement holographique utilisant un filtrage exponentiel [13] dans le domaine des nombres d'onde avec un nombre d'onde de coupure de  $0,6 k_{max}$  ( $k_{max} = \pi/\Delta L$  rad.m<sup>-1</sup>). Le champ en (d) provient de la rétropropagation du champ synthétisé par ondelettes à partir du champ en (a). La ressemblance entre ce champ en (d) et la référence en (b) atteste de la pertinence de l'approche. Une recherche de critères plus objectifs, basée sur des comparaisons des spectres de nombre d'onde mis en jeu avant rétropropagation dans les différentes méthodes, a également été entreprise. Dans un premier temps, l'écart entre les représentations dans le domaine des nombres d'onde est évalué par le calcul de plusieurs distances entre le spectre considéré et le spectre de référence. L'analyse de ces écarts a montré l'intérêt de l'analyse en ondelettes. Mais l'inconvénient de cette approche réside dans la comparaison des spectres qui est faite point par point engendrant notamment un nombre important de calculs lié au nombre de points de la représentation. Dans un deuxième temps, il s'est donc agi d'extraire des descripteurs caractéristiques des spectres de nombre d'onde, de constituer à partir de chaque spectre une forme avant d'évaluer dans l'espace de représentation les similarités avec la forme de référence. Les paramètres extraits caractérisent la distribution des nombres d'onde dans le spectre à partir d'un histogramme. Et afin de renseigner sur la position des forts nombres d'onde dans le spectre, les distributions marginales des nombres d'onde suivant les directions  $k_x$  et  $k_y$  sont également incluses dans le vecteur de forme qui comporte finalement 83 paramètres. Le recours à une Analyse en Composantes Principales permet alors de projeter les formes dans un plan dont les axes sont des combinaisons linéaires des paramètres initiaux. La visualisation dans le plan de projection des formes associées

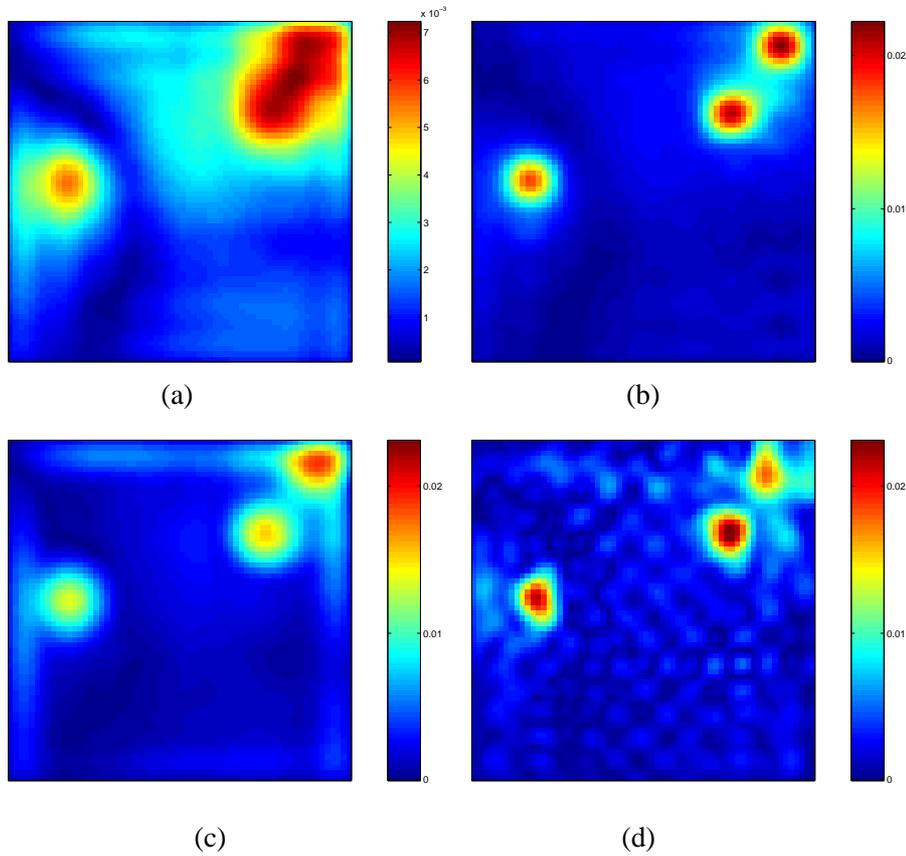


FIG. 1.8 – Champs acoustiques sur une zone d'1m par 1m : (a) acquis, (b) de référence, (c) rétropropagé par holographie standard, (d) rétropropagé après traitement par ondelettes.

aux spectres de nombre d'onde obtenus par les différentes approches montrent encore l'intérêt de l'analyse par ondelettes pour la réduction des effets de troncature. Il a également été montré qu'une extension de la zone de mesure passant du simple au double conduisait au meilleur résultat, ce qui est logique puisque dans ce cas les sources s'éloignent des bords de la zone scannée. Un des intérêts de ce pre-traitement par ondelettes du champ acoustique mesuré est son indépendance vis à vis de la nature des sources étudiées. En effet, il n'agit pas sur la rétropropagation et donc sur le problème inverse. Dans l'expérimentation rapportée, il s'agit d'holographie pour des sources stationnaires mais l'approche peut tout à fait être envisagée, pour des sources non stationnaires, en couplage avec une holographie acoustique temps-réel.

### 1.3.2 Extension d'hogrammes

[Pas09] J.-C. Pascal, S. Paillasseur, J.-H. Thomas, and J.-F. Li. Patch near-field acoustic holography : Regularized extension and statistically optimized methods. *J. Acoust. Soc. Am.*, 126(3) :1264–1268, 2009.

Le principe de l'holographie acoustique nécessite que l'hogramme (grille de mesure) recouvre la source acoustique. Dans de nombreuses applications, comme le rayonnement des structures vibrantes de grandes dimensions, cette condition ne se trouve pas remplie. Afin de pallier ce problème, des techniques connues sous le nom de "patch holography" ont été proposées pour reconstruire les champs acoustique et vibratoire sur la zone projetée de l'hogramme sans que la reconstruction ne soit perturbée par les contributions des zones adjacentes [8, 9, 10, 11]. Deux méthodes dont les principes sont très différents ont été étudiées et il a été montré que leurs résultats étaient similaires [Pas09]. La première méthode (SONAH) utilise une technique d'optimisation statistique, alors que la seconde utilise un procédé itératif pour étendre l'hogramme.

#### SONAH

L'objectif est de reconstruire la pression acoustique sur une zone plus étendue que celle utilisée lors de l'enregistrement du champ de pression par l'antenne de microphones. Hald utilise la décomposition en ondes planes du champ acoustique [10, 11] en écrivant la pression spatiale recueillie par un microphone  $i$  à la position  $\mathbf{r}_i$  sur le plan de mesure comme la combinaison linéaire de  $N$  ondes planes  $\Psi_n(\mathbf{r}_i)$  selon

$$p(\mathbf{r}_i) = \sum_{n=1}^N a_n \Psi_n(\mathbf{r}_i), \quad (1.14)$$

où  $\mathbf{r}_i$  est le vecteur  $[x_i \ y_i \ z_A]^T$  et  $\Psi_n(\mathbf{r}_i)$ , une onde plane  $e^{-j(k_{x_n}x_i + k_{y_n}y_i)}$  où le couple  $(k_{x_n}, k_{y_n})$  dépend de l'angle d'arrivée de cette onde par rapport à la normale à l'antenne.

Notons que la pression acoustique en  $\mathbf{r}_i$  exprimée en (1.14) peut également se déduire de l'équation suivante pour les valeurs particulières  $x = x_i, y = y_i, z = z_A$ ,

$$p(x, y, z, f) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, z, f) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (1.15)$$

où le champ de pression spatial  $p(x, y, z, f)$  pour une fréquence particulière  $f$  se déduit par transformée de Fourier bi-dimensionnelle inverse du spectre de nombre d'onde  $P(k_x, k_y, z, f)$ . L'équation (1.15), une fois discrétisée, donnant ainsi l'expression de la transformée de Fourier discrète (TFD) bi-dimensionnelle inverse, peut s'écrire sous la forme matricielle

$$\mathbf{p} = \mathbf{W}\mathbf{a}, \quad (1.16)$$

où  $\mathbf{p}$  est le vecteur des pressions de dimension  $(I, 1)$  avec  $I$  le nombre de microphones de l'antenne ou le nombre de points de mesure et  $\mathbf{W}$  la matrice carrée de dimension  $(I, I)$  de terme général  $e^{-j\mathbf{k}_n \mathbf{x}}/I$  avec  $\mathbf{k}_n = [k_{x_n} \ k_{y_n}]^T$  et  $\mathbf{x} = [x_i \ y_i]^T$ . Le vecteur  $\mathbf{a}$  de dimension  $(I, 1)$  correspond au spectre de nombre d'onde du champ de pression acquis.

Une augmentation du nombre de points du champ de pression peut être obtenue en recourant à du zero-padding sur le spectre de nombre d'onde mais dans ce cas, [avec ajout de  $J - I$  zéros, les dimensions respectives

de  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{W}$  et  $\mathbf{a}$  sont  $(J, 1)$ ,  $(J, I)$  et  $(I, 1)$  avec  $J > I$  il s'agit d'une interpolation de Shannon sur le domaine spatial et la zone renseignée n'est pas plus vaste. Pour réellement étendre le champ de pression acoustique, il faut bénéficier d'un spectre de nombre d'onde de  $N$  points non nuls avec  $N > I$ . Les dimensions de  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{W}$  et  $\mathbf{a}$  sont alors  $(N, 1)$ ,  $(N, N)$  et  $(N, 1)$ .

Dans l'expression matricielle de l'équation (1.14),

$$\mathbf{p} = \mathbf{B}\mathbf{a}, \quad (1.17)$$

$\mathbf{p}$  est toujours de dimension  $(I, 1)$  mais la matrice  $\mathbf{B}$  des ondes planes est rectangulaire de dimension  $(I, N)$ . Le vecteur  $\mathbf{a}$  doit comporter un nombre de composantes  $N > I$  afin d'envisager une extension du champ sur le plan de mesure. Il s'agit donc de trouver  $\mathbf{a}$  dans l'équation (1.17) dans le cas du problème sous-déterminé  $N > I$ . La solution régularisée  $\tilde{\mathbf{a}}$  de norme minimale et de dimension  $(N, 1)$  s'exprime

$$\tilde{\mathbf{a}} = \mathbf{B}^H(\mathbf{B}\mathbf{B}^H + \epsilon\mathbf{I})^{-1}\mathbf{p}, \quad (1.18)$$

où  $^H$  désigne l'opérateur conjugué transposé,  $\mathbf{I}$  la matrice identité carrée de dimension  $I$  et  $\epsilon$  le paramètre de régularisation. Ensuite l'introduction de la solution  $\tilde{\mathbf{a}}$  dans l'équation (1.17), en utilisant une matrice  $\mathbf{B}$  (ou  $\mathbf{W}$ ) carrée de dimension  $N$ , conduit au champ de pression étendu  $\tilde{\mathbf{p}}$  sur une zone de  $N$  points,

$$\tilde{\mathbf{p}} = \mathbf{B}\tilde{\mathbf{a}}. \quad (1.19)$$

L'équation (1.19) permet d'étendre le champ de pression mesurée sur une zone du plan de mesure plus vaste et régulière. En extrapolant, d'après les équations (1.14), (1.17) et (1.19), la pression en un point quelconque  $\mathbf{r}$  du plan de mesure peut s'exprimer

$$\tilde{p}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N \tilde{a}_n \Psi_n(\mathbf{r}), \quad (1.20)$$

où  $\tilde{a}_n$  représente la  $n^{\text{ième}}$  composante du vecteur  $\tilde{\mathbf{a}}$ , alors que cette pression vaut, d'après l'équation (1.19), en un point de mesure  $\mathbf{r}_i$ ,

$$\tilde{p}(\mathbf{r}_i) = \sum_{n=1}^N \tilde{a}_n \Psi_n(\mathbf{r}_i). \quad (1.21)$$

En utilisant le produit scalaire, l'équation (1.20) devient

$$\tilde{p}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{a}}^T \alpha(\mathbf{r}), \quad (1.22)$$

avec le vecteur  $\alpha(\mathbf{r}) = [\Psi_1(\mathbf{r})\Psi_2(\mathbf{r})\dots\Psi_N(\mathbf{r})]^T$  représentant les valeurs des ondes planes de la décomposition au point  $\mathbf{r}$ .

Hald propose une approche très similaire dans la méthode SONAH (holographie statistiquement optimisée) en exprimant la pression acoustique en tout point  $\mathbf{r}$  du plan de mesure comme la combinaison linéaire des pressions mesurées

$$\tilde{p}(\mathbf{r}) = \mathbf{p}^T \mathbf{c}(\mathbf{r}), \quad (1.23)$$

où  $\mathbf{c}(\mathbf{r})$  est un vecteur comportant  $I$  coefficients complexes déterminés par l'expression

$$\mathbf{c}(\mathbf{r}) = (\mathbf{D}^H \mathbf{D} + \lambda \mathbf{I})^{-1} \mathbf{D}^H \alpha(\mathbf{r}), \quad (1.24)$$

avec  $\mathbf{D} = \mathbf{B}^T$ ,  $\mathbf{I}$  la matrice identité de dimension  $I$  et  $\lambda$  le paramètre de régularisation, c'est-à-dire également

$$\mathbf{c}(\mathbf{r}) = (\mathbf{B}^* \mathbf{B}^T + \lambda \mathbf{I})^{-1} \mathbf{B}^* \alpha(\mathbf{r}). \quad (1.25)$$

L'équation (1.23) est mathématiquement équivalente à l'équation (1.22).

En récapitulant, l'extension de l'hologramme peut être réalisée sur une zone régulière plus vaste, prolongeant la zone couverte par l'antenne de microphones en utilisant l'équation (1.19) avec l'expression de  $\tilde{\mathbf{a}}$  trouvée dans (1.18). L'extension de l'hologramme en des points quelconques du plan de mesure est réalisée à partir de l'équation (1.22) calculée pour chaque point en utilisant la valeur de  $\tilde{\mathbf{a}}$  déterminée une fois pour tous dans (1.18), ou bien par la méthode SONAH. Dans ce cas, chaque itération de l'équation (1.23) permet d'obtenir la pression en un point quelconque du plan de mesure à partir de la valeur de  $\mathbf{c}(\mathbf{r})$  calculée dans (1.24).

### Extension du champ reconstruit sur le plan des sources

Il est clair que selon l'équation (1.15), le champ acoustique reconstruit sur le plan des sources  $z = z_S$ , s'obtient par

$$p(x, y, z_S, f) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, z_S, f) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (1.26)$$

En considérant que le spectre de nombre d'onde sur le plan des sources  $P(k_x, k_y, z_S, f)$  est relié au spectre de nombre d'onde sur le plan de mesure  $P(k_x, k_y, z_A, f)$  par l'intermédiaire du propagateur inverse  $G^{-1}$  conformément à l'équation (1.1), l'équation (1.26) se réécrit

$$p(x, y, z_S, f) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, z_A, f) G^{-1}(k_x, k_y, z_A - z_S, f) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (1.27)$$

La formulation peut tout à fait être présentée sous la forme matricielle de l'équation (1.17). Seulement dans ce cas, la matrice  $\mathbf{B}$  est différente. Son terme général est désormais  $G^{-1}(k_x, k_y, z_A - z_S, f) e^{-j(k_x x + k_y y)}$  et correspond à des ondes planes rétropropagées du plan de mesure  $z_A$  vers le plan source  $z_S$ . L'analogie avec la matrice  $\mathbf{W}$  permettant d'appliquer la transformée de Fourier discrète inverse n'est plus valable mais la matrice  $\mathbf{B}$  pourra toutefois s'écrire en fonction de  $\mathbf{W}$ . L'extension de la zone reconstruite dans le plan des sources est obtenue exactement comme dans la partie précédente en appliquant soit l'équation (1.19) à partir de (1.18), soit l'équation (1.22) à partir de (1.18), soit l'équation (1.23) à partir de (1.24).

### Approche par calcul de la matrice de transfert dans le domaine spatial

Le problème d'extension du champ acoustique reconstruit sur le plan des sources à partir d'un champ mesuré sur une zone de moindre dimension ou patch peut être résolu par la connaissance d'une matrice de transfert  $\mathbf{H}_D$  telle que

$$\mathbf{p}(\mathbf{y}) = \mathbf{H}_D \mathbf{p}(\mathbf{x}), \quad (1.28)$$

où  $\mathbf{p}(\mathbf{y})$  est le vecteur des pressions reconstruites sur le plan source aux emplacements décrits par le vecteur  $\mathbf{y}$ ,  $\mathbf{p}(\mathbf{x})$  est le vecteur des pressions mesurées aux points contenus dans le vecteur  $\mathbf{x}$ . Dans cette configuration, la dimension  $M$  du vecteur  $\mathbf{p}(\mathbf{y})$  est supérieure à celle,  $I$ , du patch  $\mathbf{p}(\mathbf{x})$  et les dimensions de la matrice  $\mathbf{H}_D$  sont donc  $(M, I)$ . D'après ce qui précède et l'équation (1.17), le champ acoustique sur le plan de mesure s'écrit

$$\mathbf{p}(\mathbf{x}) = \mathbf{B}_A \mathbf{a}, \quad (1.29)$$

où  $\mathbf{a}$  est un vecteur de dimension  $(N, 1)$  composant le spectre de nombre d'onde sur le plan de mesure et  $\mathbf{B}_A$  la matrice de dimension  $(I, N)$  de terme général  $e^{-j\mathbf{k}_n \mathbf{x}}$ . De la même façon d'après l'équation (1.27), le champ acoustique sur le plan source est

$$\mathbf{p}(\mathbf{y}) = \mathbf{B}_S \mathbf{a}, \quad (1.30)$$

où la matrice  $\mathbf{B}_S$  est de dimension  $(M, N)$  et de terme général  $G^{-1}(\mathbf{k}_n, z_A - z_S, f) e^{-j\mathbf{k}_n \mathbf{y}}$ . L'équation (1.28) peut se réécrire

$$\mathbf{B}_S \mathbf{a} = \mathbf{H}_D \mathbf{B}_A \mathbf{a}, \quad (1.31)$$

et donc

$$\mathbf{B}_S = \mathbf{H}_D \mathbf{B}_A. \quad (1.32)$$

En développant l'équation (1.32), il vient

$$\left[ \begin{array}{c|c|c|c} e^{-j\mathbf{k}_1 \mathbf{y}} & e^{-j\mathbf{k}_2 \mathbf{y}} & \dots & e^{-j\mathbf{k}_N \mathbf{y}} \end{array} \right] \mathbf{G}_D^{-1} = \mathbf{H}_D \left[ \begin{array}{c|c|c|c} e^{-j\mathbf{k}_1 \mathbf{x}} & e^{-j\mathbf{k}_2 \mathbf{x}} & \dots & e^{-j\mathbf{k}_N \mathbf{x}} \end{array} \right], \quad (1.33)$$

où  $\mathbf{G}_D^{-1}$  est la matrice diagonale de terme général (exponentiel)  $G^{-1}(\mathbf{k}_n, z_A - z_S, f)$  et de dimension  $(N, N)$ , entraînant

$$\left[ \begin{array}{c|c|c|c} e^{-j\mathbf{k}_1 \mathbf{y}} & e^{-j\mathbf{k}_2 \mathbf{y}} & \dots & e^{-j\mathbf{k}_N \mathbf{y}} \end{array} \right] = \mathbf{H}_D \left[ \begin{array}{c|c|c|c} e^{-j\mathbf{k}_1 \mathbf{x}} & e^{-j\mathbf{k}_2 \mathbf{x}} & \dots & e^{-j\mathbf{k}_N \mathbf{x}} \end{array} \right] \mathbf{G}_D, \quad (1.34)$$

où  $\mathbf{G}_D$  est la matrice diagonale de terme général  $G(\mathbf{k}_n, z_A - z_S, f)$ . Le membre de gauche est de dimension  $(M, N)$ ,  $\mathbf{H}_D$  de dimension  $(M, I)$ ,  $\mathbf{B}_A$  de dimension  $(I, N)$  et  $\mathbf{G}_D$  de dimension  $(N, N)$ . En introduisant la matrice rectangulaire  $\mathbf{W}$  de dimension  $(M, N)$  qui implante la transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle inverse, l'équation (1.34) peut s'écrire

$$\mathbf{W} = \mathbf{H}_D \mathbf{R}^T \mathbf{W} \mathbf{G}_D = \mathbf{H}_D \mathbf{A}. \quad (1.35)$$

L'utilisation de la matrice  $\mathbf{R}^T$  binaire de dimension  $(I, M)$  permet, par la position de ses 1, d'extraire  $I$  lignes de la matrice  $\mathbf{W}$ . Ceci se justifie par le nombre de points de mesure  $I$  sur l'hologramme inférieur au nombre de points désirés  $M$  sur le plan source. La solution  $\mathbf{H}_{D,\alpha}$  obtenue à partir de l'inverse régularisée s'écrit

$$\mathbf{H}_{D,\alpha} = \mathbf{W} \mathbf{A}^H (\mathbf{A}^H \mathbf{A} + \alpha \mathbf{I})^{-1}, \quad (1.36)$$

où  $\alpha$  désigne le paramètre de régularisation. En injectant cette solution dans l'équation (1.28), le champ de pression acoustique sur le plan source sur une zone étendue par rapport à celle de l'hologramme  $\mathbf{p}(\mathbf{x})$  s'écrit

$$\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{y}) = \mathbf{W} \mathbf{A}^H (\mathbf{A}^H \mathbf{A} + \alpha \mathbf{I})^{-1} \mathbf{p}(\mathbf{x}), \quad (1.37)$$

ou bien en recourant pour l'inversion de  $\mathbf{A}$  à la décomposition en valeurs singulières  $\mathbf{A} = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^H$ , où  $\mathbf{S}$  est la matrice diagonale des valeurs singulières et  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{V}$ , les matrices singulières orthonormales associées,

$$\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{y}) = \mathbf{W} \mathbf{V} \mathbf{F}_\alpha \mathbf{S}^{-1} \mathbf{U}^H \mathbf{p}(\mathbf{x}). \quad (1.38)$$

$\mathbf{F}_\alpha$  est la matrice diagonale du filtre de régularisation dont le  $n^{\text{ième}}$  terme,

$$F_\alpha(n) = \frac{\sigma_n^2}{\alpha + \sigma_n^2}, \quad (1.39)$$

dépend de la  $n^{\text{ième}}$  valeur singulière  $\sigma_n$  de  $\mathbf{A}$  et de  $\alpha$ .

Rappelons que  $I$  désigne le nombre de points de mesure,  $M$ , le nombre de points reconstruits sur la zone étendue sur le plan source et  $N$ , le nombre de points du spectre de nombre d'onde. Afin d'étendre le champ reconstruit,  $N$  doit être supérieur à  $I$ . Lorsque  $I < N < M$ , le champ reconstruit est étendu mais également interpolé. Lorsque  $I < M < N$ , le champ est étendu mais pourrait l'être encore. C'est pourquoi choisir  $M = N$  dans l'approche développée est logique car ainsi l'extension est maximale.

### Méthode itérative d'extension de l'hologramme

Une technique proposée par Saijyou et Yoshikawa [8] et améliorée par Williams [9] permet également d'étendre le champ de pression sur une zone plus vaste que celle renseignée par les points de mesure désignée par patch. Il s'agit pour commencer d'étendre la zone par ajout de zéros (zero-padding) de façon à obtenir un champ extrapolé. Ce champ est ensuite filtré dans le domaine des nombres d'onde afin d'éviter au mieux l'amplification exponentielle de bruit dans le processus de reconstruction sur le plan source (bruit dû à l'environnement, aux éléments de la chaîne d'acquisition, aux effets de bord liés à la taille finie de l'antenne). L'opération de filtrage est menée sur plusieurs itérations alors que la zone centrale du champ extrapolé et filtré est remplacée à chaque fois par le patch, c'est-à-dire le champ de pression effectivement mesuré. Le processus est arrêté lorsque les variations du champ extrapolé filtré deviennent minimales.

L'initialisation de la méthode conduit donc à obtenir un champ acoustique  $\mathbf{p}_0(\mathbf{x})$  sur  $M$  points à partir d'un vecteur  $\mathbf{p}(\mathbf{x})$  de  $I$  points de mesure ( $M > I$ ) tel que

$$\mathbf{p}_0(\mathbf{x}) = \mathbf{R} \mathbf{p}(\mathbf{x}), \quad (1.40)$$

où la matrice  $\mathbf{R}$  de dimension  $(M, I)$  permet d'opérer un ajout de zéros, en contenant la matrice identité  $\mathbf{I}$  de dimension  $I$  et des zéros

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 1 \\ \vdots & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.41)$$

Le champ extrapolé filtré est obtenu en filtrant le spectre de nombre d'onde par un filtre de Tikhonov modifié, proposé par Williams [17] et peut s'écrire dans un formalisme matriciel

$$\tilde{\mathbf{p}}_0(\mathbf{x}) = \mathbf{W}\mathbf{F}_\alpha\mathbf{W}^+\mathbf{p}_0(\mathbf{x}), \quad (1.42)$$

où  $\mathbf{W}^+$  ( $= \mathbf{W}^H$ ) et  $\mathbf{W}$  les matrices carrés de dimension  $M$  implémentent les transformées de Fourier spatiales bi-dimensionnelles directe et inverse.  $\mathbf{F}_\alpha$  est l'expression matricielle de l'inverse régularisée de la matrice diagonale  $\mathbf{G}_N$  de dimension  $M$  décrivant la fonction de transfert entre la pression acoustique sur l'hologramme et la vitesse particulière sur le plan des sources. Le  $n^{\text{ième}}$  terme diagonal de  $\mathbf{F}_\alpha$  s'écrit

$$F_\alpha(\mathbf{k}_n) = \frac{|\lambda_n|^2}{|\lambda_n|^2 + \alpha \left( \frac{\alpha}{\alpha + |\lambda_n|^2} \right)^2}, \quad (1.43)$$

où

$$\lambda_n = G_N(\mathbf{k}_n) = -\frac{\rho ck}{k_z} e^{-jk_z(z_A - z_S)}, \quad (1.44)$$

avec  $k_z = \sqrt{(k^2 - \|\mathbf{k}_n\|^2)}$  et  $\rho$  la densité de l'air.  $\alpha$  désigne le paramètre de régularisation qui dépend de la variance du bruit, notion qui regroupe ici le bruit lié à l'acquisition, les distorsions apportées par la troncature du champ acoustique et les erreurs dues au sous-échantillonnage spatial. En holographie effectivement, le respect des conditions de Shannon ne peut pas être garanti. Le paramètre  $\alpha$  est calculé à chaque pas de l'algorithme et est désigné dans la suite par  $\alpha_i$ .

Le processus itératif consistant à remplacer, dans la pression à l'itération  $i$ , la zone du patch par la pression acoustique acquise, l'hologramme et à obtenir le champ extrapolé filtré à l'itération  $i + 1$ , donne

$$\tilde{\mathbf{p}}_{i+1}(\mathbf{x}) = \mathbf{W}\mathbf{F}_{\alpha_i}\mathbf{W}^+[(\mathbf{I} - \mathbf{R}\mathbf{R}^T)\tilde{\mathbf{p}}_i(\mathbf{x}) + \mathbf{R}\mathbf{p}(\mathbf{x})]. \quad (1.45)$$

Le produit  $\mathbf{R}\mathbf{R}^T\tilde{\mathbf{p}}_i(\mathbf{x})$  permet de récupérer la pression filtrée dans la zone du patch en mettant à zéro les autres composantes du vecteur. A l'opposé, l'opération  $(\mathbf{I} - \mathbf{R}\mathbf{R}^T)\tilde{\mathbf{p}}_i(\mathbf{x})$  permet de récupérer l'extension en mettant à zéro les composantes du patch. L'addition de  $\mathbf{R}\mathbf{p}(\mathbf{x})$  permet de réinjecter la pression enregistrée initialement dans le vecteur de pression extrapolé et filtré à l'itération précédente. Soit  $i_F$  l'itération correspondant à la convergence du champ de pression extrapolé et filtré.

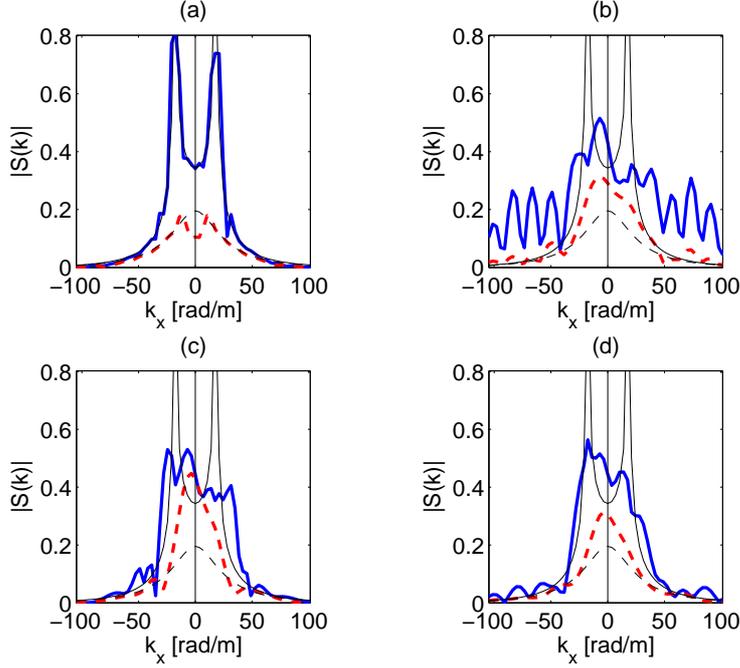


FIG. 1.9 – Comparaisons des modules des spectres de nombre d'onde rétropropagés pour  $k_y = 0$  (traits pleins) et  $k_y = 1,53k_0$  (pointillés) étendus à  $60 \times 60$  points à partir d'une grille de  $12 \times 12$  points de mesure : (a) champ de référence, (b) ajout de zéros, (c) extension itérative, (d) SONAH.

Le champ de pression acoustique reconstruit et étendu sur le plan des sources s'écrit alors

$$\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{y}) = \mathbf{W} \mathbf{G}_D^{-1} \mathbf{W}^+ \tilde{\mathbf{p}}_{i_F}(\mathbf{x}), \quad (1.46)$$

c'est-à-dire

$$\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{y}) = \mathbf{W} \mathbf{G}_D^{-1} \mathbf{F}_{\alpha_i} \mathbf{W}^+ [(\mathbf{I} - \mathbf{R}\mathbf{R}^T) \tilde{\mathbf{p}}_{i_F}(\mathbf{x}) + \mathbf{R}\mathbf{p}(\mathbf{x})], \quad (1.47)$$

### SONAH versus extension itérative du patch

Le formalisme employé dans cette partie a l'avantage de déboucher sur des expressions du champ acoustique  $\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{y})$  reconstruit sur une zone étendue du plan des sources, à partir de la pression  $\mathbf{p}(\mathbf{x})$  enregistrée sur un hologramme de taille réduite, comparables pour les deux méthodes étudiées que sont SONAH et l'extension itérative du patch. Les équations (1.38) et (1.47) mettent en effet en évidence un traitement optimisé du spectre de nombre d'onde pouvant être formalisé par

$$\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{y}) = \mathbf{W} \tilde{\mathbf{S}}(\mathbf{k}), \quad (1.48)$$

où  $\tilde{\mathbf{S}}(\mathbf{k})$  désigne le spectre de nombre d'onde régularisé de la pression acoustique sur le plan source qui résulte d'une convolution représentée par la matrice  $\mathbf{C}_{D,\alpha}$  dans le domaine spatial avec la pression acoustique enregistrée sur l'hologramme selon

$$\tilde{\mathbf{S}}(\mathbf{k}) = \mathbf{C}_{D,\alpha} \mathbf{P}(\mathbf{x}). \quad (1.49)$$

Dans la méthode SONAH, la matrice de convolution s'écrit

$$\mathbf{C}_{D,\alpha} = \mathbf{V} \mathbf{F}_\alpha \mathbf{S}^{-1} \mathbf{U}^H, \quad (1.50)$$

ou bien

$$\mathbf{C}_{D,\alpha} = \mathbf{A}^H (\mathbf{A}^H \mathbf{A} + \alpha \mathbf{I})^{-1}. \quad (1.51)$$

Dans la méthode d'extension itérative du patch, la matrice de convolution est définie de façon récursive selon

$$\mathbf{C}_{D,\alpha} \mathbf{P}(\mathbf{x}) = \mathbf{G}_D^{-1} \mathbf{W}^+ \tilde{\mathbf{p}}_{i_F}(\mathbf{x}). \quad (1.52)$$

Des essais de simulation, reportés dans [Pas09], avec une source ponctuelle émettant une onde harmonique de fréquence  $f_0 = 1000$  Hz et un bruit additif de rapport signal à bruit de 40 dB, ont montré que la méthode d'extension itérative et la méthode SONAH fournissent des résultats similaires sensiblement meilleurs que ceux obtenus en holographie standard. La configuration testée simule l'extension à  $60 \times 60$  points d'un patch de  $12 \times 12$  points de mesure. Le pas inter-microphones est de 3 cm. Le patch est enregistré sur un plan situé à 5 cm du plan de la source et le champ acoustique est rétropropagé et étendu sur un plan situé à 2 cm du plan de la source. Un champ de référence est directement simulé sur une grille à 2 cm du plan source comportant  $60 \times 60$  points de mesure. Le spectre de nombre d'onde de référence est obtenu par transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle de ce champ de référence préalablement tronqué via une fenêtre de Tukey. La figure 1.9 permet de comparer une tranche du spectre de nombre d'onde pour  $k_y = 0$  (traits pleins) et  $k_y = 1,53 k_0$  (pointillés) avec  $k_0 = 2\pi f_0/c$  dans quatre cas : les valeurs de référence (a), le champ reconstruit après extension du patch à  $60 \times 60$  points par ajout de zéros (b), le champ étendu par la méthode d'extension itérative avec 800 itérations (c) et par la méthode SONAH (d). Les données théoriques figurent en traits fins alors que les données résultant des différentes approches sont en traits épais. Les champs spatiaux correspondant aux quatre cas présentés sont illustrés à la figure 1.10. La proximité entre les champs reconstruits en (c) et (d) et le champ spatial de référence en (a) atteste de l'intérêt de la méthode SONAH et de la méthode d'extension itérative et de leurs avantages par rapport à un traitement standard (b).

## 1.4 Problématique des sources en mouvement : thèse de Florent Le Courtois

Cette thématique concerne l'étude du bruit généré par un TGV circulant à pleine vitesse. Il s'agit de séparer les diverses sources acoustiques du train (bruit de roulement lié au contact roue-rail, bruit aérodynamique, ...) et de les caractériser en termes notamment de niveau et de contenu spectral. Pour ce faire, une antenne plane de microphones disposée à 5m de la voie enregistre le bruit rayonné. Deux problématiques font l'objet du travail mené par Florent Le Courtois dans le cadre d'une thèse en convention Cifre entre le LAUM et la SNCF. La première concerne l'obtention d'une géométrie d'antenne optimisée afin de satisfaire des critères donnés. La seconde focalise sur la prise en compte de l'effet Doppler dans un traitement des signaux acquis par l'antenne

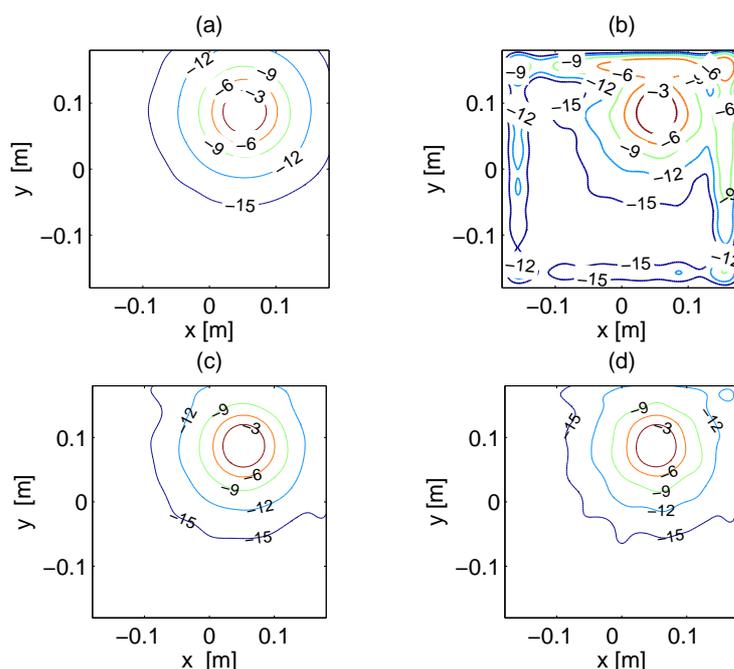


FIG. 1.10 – Comparaisons des champs de pression reconstruits (avec lignes de niveaux en dB) sur une grille de  $60 \times 60$  points à partir de mesures sur un zone scannée de  $12 \times 12$  points : (a) champ de référence, (b) ajout de zéros, (c) extension itérative, (d) SONAH.

devant conduire à une image fidèle du bruit rayonné. La distance entre l'antenne et le train oriente le post-traitement des signaux vers des algorithmes de type formation de voie [18, 19], où les retards de captation des fronts d'onde sont compensés en fonction de l'emplacement du microphone concerné. Le principal problème lié à cette configuration est la vitesse du train qui induit un effet Doppler sur les signaux reçus. Les fréquences visibles dans les signaux enregistrés ne sont en effet pas celles qui ont été émises par le train mais ont subi une modification suite à l'effet Doppler.

### 1.4.1 Optimisation de la géométrie d'antenne

[Lec10] F. Le Courtois, J. H. Thomas, F. Poisson, and J. C. Pascal. Optimisation par algorithme génétique de la géométrie d'antenne pour la localisation de sources. *10<sup>ème</sup> Congrès Français d'Acoustique*, Lyon (France), 2010.

La disposition des microphones joue un rôle primordial dans la réalisation d'une antenne. La géométrie de l'antenne fixe en effet le pouvoir de séparation de deux sources proches dans l'espace et offre aussi la faculté de détecter les vraies sources ou de se laisser abuser par des sources fantômes. Ces propriétés d'une antenne sont incluses dans la directivité qui dépend de la position des microphones, de la direction de focalisation et de la fréquence

$$D_{f,\theta_0,\phi_0}(\theta, \phi) = \frac{|H_{f,\theta_0,\phi_0}(\theta, \phi)|^2}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |H_{f,\theta_0,\phi_0}(\theta, \phi)|^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi}, \quad (1.53)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  désignent respectivement les angles d'élévation et d'azimut. Le couple  $(\theta_0, \phi_0)$  indique la direction de focalisation de l'antenne correspondant au vecteur d'onde  $\mathbf{k}_0$ .  $H_{f,\theta_0,\phi_0}$  désigne la réponse de l'antenne focalisée dans la direction  $\mathbf{k}_0$  à une onde plane harmonique de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  :

$$H_{f,\theta_0,\phi_0}(\theta, \phi) = H_{f,\mathbf{k}_0}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\sum_{i=0}^{N-1} a_i(f)} \sum_{i=0}^{N-1} a_i(f) e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i} e^{j\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{r}_i}, \quad (1.54)$$

où  $r_i$  correspond au vecteur position du microphone n° $i$ . A chaque microphone n° $i$ , parmi les  $N$  que comporte l'antenne, est affecté un coefficient de pondération complexe  $a_i(f)$  pour chaque fréquence  $f$ . Ces coefficients sont pris égaux à un dans un premier temps. La figure 1.11 montre à titre d'exemple la directivité d'une antenne en spirale de 36 microphones (a) et celle d'une antenne en croix de 13 microphones (b). Les largeurs des lobes principaux et les niveaux des lobes secondaires sont différents.

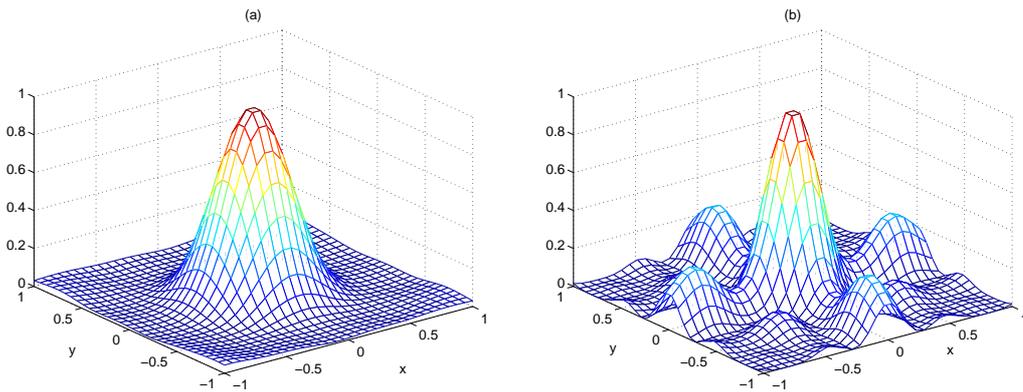


FIG. 1.11 – Exemples de directivité pour une antenne en spirale (a) et une antenne en croix (b). Les antennes focalisent en face de leur centre et la fréquence considérée est 750 Hz.

Un des objectifs de la thèse est de proposer une méthodologie permettant de définir une géométrie d'antenne satisfaisant des exigences données. Florent Le Courtois propose trois critères :

- un critère  $J_{ouv}$  rendant compte de l'ouverture du diagramme de rayonnement. Il s'agit d'une mesure de la surface pour laquelle l'atténuation du lobe principal par rapport à sa valeur maximale n'excède pas 3 dB. Plus cette ouverture est petite, plus le critère est grand et plus l'antenne est discriminante.

$$J_{ouv}(f, \mathbf{k}_0) = 1 / \sum_{\theta} \sum_{\phi} \begin{cases} 1 & \text{si } D_{f, \theta_0, \phi_0}(\theta, \phi) \geq -3 \text{ dB,} \\ 0 & \text{si } D_{f, \theta_0, \phi_0}(\theta, \phi) < -3 \text{ dB.} \end{cases} \quad (1.55)$$

- un critère  $J_{msl}$  caractérisant l'importance des lobes secondaires défini en dB comme le rapport entre l'écart des amplitudes  $L_1$  et  $L_2$  des deux premiers lobes et l'amplitude  $L_1$  du lobe principal :

$$J_{msl}(f, \mathbf{k}_0) = 20 \log_{10} \left( \frac{L_1(f, \mathbf{k}_0) - L_2(f, \mathbf{k}_0)}{L_1(f, \mathbf{k}_0)} \right). \quad (1.56)$$

Les lobes secondaires sont effectivement susceptibles d'intégrer des niveaux de pression rayonnée dans des directions autres que celle liée à la focalisation de l'antenne. Ce critère (Maximum Sidelobe Level) est maximal et s'approche de 0 dB lorsque les lobes secondaires sont très atténués.

- Un critère mixte qui maximise les deux critères précédents de façon à conduire à un compromis entre séparation de deux sources proches et estimation de la pression rayonnée.

Il s'agit ensuite de trouver la géométrie d'antenne qui optimise le critère choisi. Florent Le Courtois a choisi d'utiliser un algorithme génétique pour l'optimisation [20, 21]. Les antennes de microphones de géométries variables constituent la population d'individus. Les gènes des individus sont représentés par les positions des microphones qui vont évoluer au cours de l'algorithme. Il s'agit pour l'algorithme génétique dans l'application testée de déterminer la géométrie d'une antenne de 29 microphones dont les positions appartiennent à une grille carrée discrète de côté 2,88 m avec un espacement latéral minimum entre deux positions de 0,24 m. Les occurrences des emplacements des microphones pour 100 géométries optimisées selon les différents critères sont illustrées à la figure 1.12. Il semble que la position de microphones aux extrémités de l'antenne favorise le pouvoir de séparation des sources alors qu'un placement des microphones au centre de l'antenne limite les effets des lobes secondaires. Des simulations de localisation de sources avec ces antennes optimisées sont présentées dans [Lec10]. Des travaux sont également menés par Florent Le Courtois au sujet d'un critère maintenant la taille du lobe principal quelle que soit la direction de focalisation de l'antenne.

#### 1.4.2 Prise en compte de l'effet Doppler

[Lec11] F. Le Courtois, F. Poisson, J. H. Thomas, and J. C. Pascal. Sound source characterization on a high speed train from microphone array measurements. In *Inter-noise 2011*, Osaka (Japan), 2011.

Dédopplériser un signal consiste à compenser, à annihiler l'effet Doppler dans un signal. Une approche raisonnable pour s'assurer du bon fonctionnement d'un algorithme de dédopplérisation, avant de le tester sur un signal réel comportant forcément plusieurs composantes fréquentielles, est de simuler un signal monocomposante présentant une modulation Doppler, le traiter avec l'algorithme puis vérifier par une analyse temps-fréquence la disparition de la modulation. Deux possibilités sont présentées ici pour la simulation en fonction du point de vue de la source ou du récepteur. L'algorithme de dédopplérisation est ensuite décrit. Enfin les traitements appliqués à des enregistrements réels sont abordés.

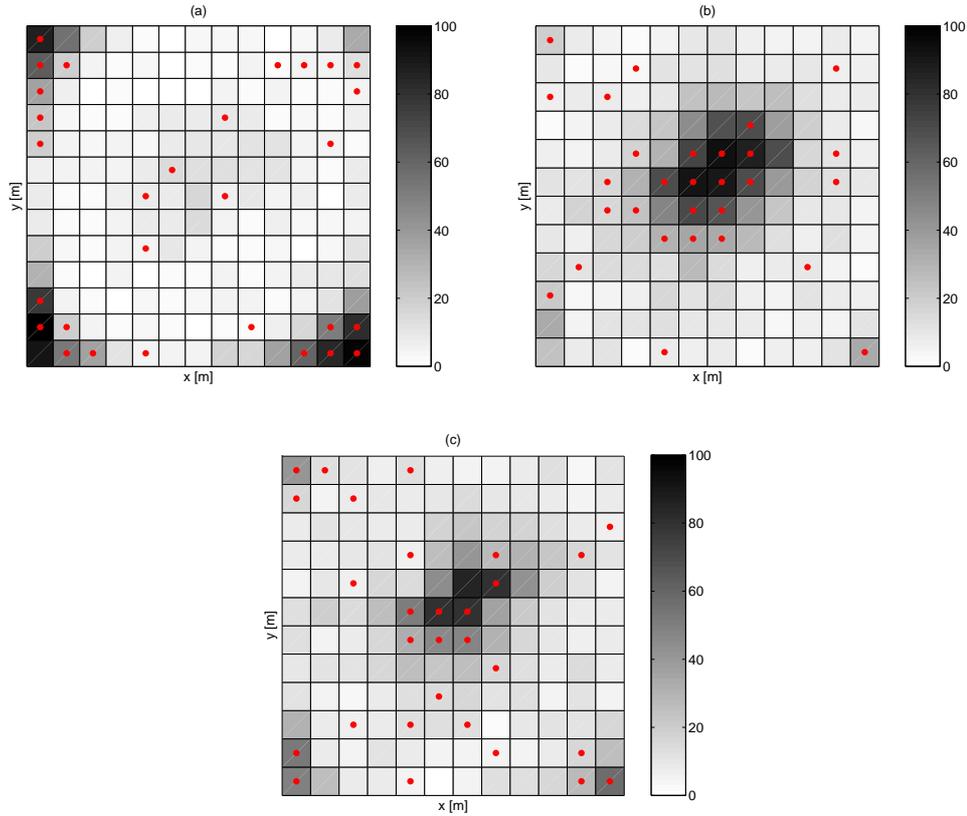


FIG. 1.12 – Occurrences des placements des microphones obtenues pour 100 géométries optimisées par l’algorithme génétique pour les critères  $J_{ouv}$  (a),  $J_{msl}$  (b) et mixte (c). La géométrie minimisant le critère est celle illustrée par les points.

### Simulation d’un signal Doppler du point de vue de la source

La source acoustique est émise par le train lors de son déplacement (figure 1.13). Le signal généré  $s(t_e)$  correspond au bruit émis aux instants d’émission  $t_e$  lorsque le train se trouve à une position connue sur le rail  $x(t_e)$ . La problématique ici est de simuler le signal perçu par un microphone placé à une distance  $d$  du rail. En d’autres termes il s’agit de construire le signal capté par le microphone aux mêmes instants  $t_e$ . Le problème est que les bruits émis aux instants  $t_e$  ne voyagent pas sur le même trajet du fait de l’avancée du train et arrivent au microphone à des instants espacés non régulièrement.

#### Algorithme

Hypothèse de départ : la position du train  $x(t_e)$  aux instants  $t_e$  est parfaitement connue.

1. Création d’une base de temps  $t_e$  régulièrement échantillonnée à une fréquence d’échantillonnage  $f_e$ .
2. Génération du signal acoustique (onde harmonique) émis aux instants  $t_e$  :

$$s(t_e) = \sin(2\pi f t_e) . \tag{1.57}$$

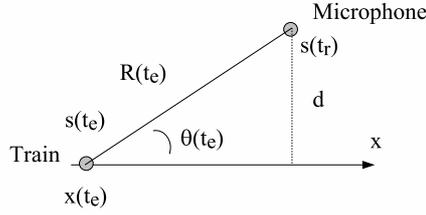


FIG. 1.13 – Géométrie du point de vue du train.

3. Calcul de la distance  $R(t_e)$  séparant le train du microphone de coordonnées  $\{x_{mic}, y_{mic}, z_{mic}\}$  à chaque position  $x(t_e)$  :

$$R(t_e) = \sqrt{(x_{mic} - x(t_e))^2 + (y_{mic} - y)^2 + (z_{mic} - z)^2} . \quad (1.58)$$

4. Détermination des temps  $t_r$  correspondant aux instants d'arrivée au microphone des signaux émis ayant parcouru le chemin  $R(t_e)$  :

$$t_r = t_e + \frac{R(t_e)}{c} . \quad (1.59)$$

Chaque signal acoustique émis aux instants  $t_e$  par le train aux emplacements  $x(t_e)$  est en fait reçu par le microphone aux instants  $t_r$  avec une atténuation.

5. Calcul de l'atténuation  $A(t_e)$  :

$$A(t_e) = \frac{1}{R(t_e)(1 - M \cos \theta(t_e))^2} , \quad (1.60)$$

avec

$$\cos \theta(t_e) = \frac{x(t_e)}{R(t_e)} , \quad (1.61)$$

et  $M$  le nombre de Mach.

6. Obtention des amplitudes du signal reçu aux instants  $t_r$  :

$$s(t_r) = A(t_e)s(t_e) \quad (1.62)$$

7. Interpolation des amplitudes du signal  $s(t_r)$  aux instants  $t_e$  de façon à construire le signal Doppler  $s(t_e)$  reçu par le microphone. En effet, la base des temps  $t_r$  ne correspond pas aux temps  $t_e$  et est de plus échantillonnée irrégulièrement.

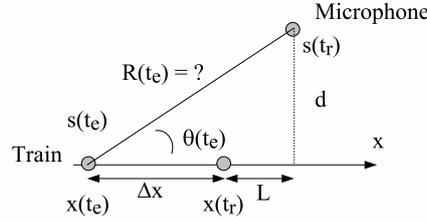


FIG. 1.14 – Géométrie du point de vue du microphone.

### Simulation d'un signal Doppler du point de vue du récepteur

La problématique consiste à se donner les temps de réception  $t_r$  suivant une base de temps régulièrement espacée (à l'aide de la fréquence d'échantillonnage  $f_e$ ) et à identifier les temps d'émission  $t_e$  auxquels les signaux acoustiques ont été émis par le train, signaux se retrouvant captés (avec une atténuation) par le microphone aux instants  $t_r$  (figure 1.14). Le problème est que la position du train aux instants  $t_e$  n'est pas explicite alors qu'elle l'est aux instants  $t_r$ . Le train à la position  $x(t_e)$  émet du bruit à l'instant  $t_e$  qui ne parviendra au microphone qu'à l'instant  $t_r$ . A cet instant  $t_r$ , le train a parcouru une distance  $\Delta x$  et se trouve à la position  $x(t_r)$ . Toutefois la position du train aux instants  $t_e$  peut être déterminée par la résolution d'une équation du second degré.

En effet, la relation entre les temps de réception  $t_r$  et les temps d'émission  $t_e$  à identifier peut s'exprimer de deux façons :

$$t_r = t_e + \frac{R(t_e)}{c}, \quad (1.63)$$

avec  $R(t_e)$  la distance entre la position du train à l'instant d'émission  $t_e$  et le microphone,

$$t_r = t_e + \frac{\Delta x}{v}, \quad (1.64)$$

avec  $\Delta x$  la distance parcourue par le train pendant que le son se propage de la position du train à l'instant  $t_e$  auquel il a été émis jusqu'au microphone, d'où :

$$\frac{R(t_e)}{c} = \frac{\Delta x}{v}. \quad (1.65)$$

La configuration expérimentale (figure 1.14) met en évidence la relation :

$$R^2(t_e) = (\Delta x + L)^2 + d^2, \quad (1.66)$$

où  $L$  représente la distance entre la position du train à l'instant  $t_r$  et le point du rail en face du microphone et  $d$  la distance entre ce point et le microphone telle que

$$d^2 = [y_{mic} - y(t_r + \frac{L}{v})]^2 + [z_{mic} - z(t_r + \frac{L}{v})]^2 = (y_{mic} - y_T)^2 + (z_{mic} - z_T)^2, \quad (1.67)$$

où  $y_T$  et  $z_T$  sont les coordonnées d'un point du train supposées fixes au cours du temps. La figure 1.14 permet également d'écrire  $R^2(t_e)$  selon

$$R^2(t_e) = [x_{mic} - x(t_r - \frac{R(t_e)}{c})]^2 + [y_{mic} - y(t_r - \frac{R(t_e)}{c})]^2 + [z_{mic} - z(t_r - \frac{R(t_e)}{c})]^2. \quad (1.68)$$

Cette formulation, que l'on trouve dans l'ouvrage [22] est équivalente à l'équation (1.66) puisque les coordonnées du point du train considéré sont fixes au cours du temps en  $y$  et en  $z$  [ $y(t_e) = y(t_r + \frac{L}{v})$ ,  $z(t_e) = z(t_r + \frac{L}{v})$ ] et que  $\Delta x = x(t_r) - x(t_e)$  et  $L = x_{mic} - x(t_r)$ .

En utilisant (1.65), l'équation (1.66) à résoudre peut s'écrire

$$(1 - M^2)R^2(t_e) - 2MR(t_e)L - L^2 - d^2 = 0, \quad (1.69)$$

avec le nombre de Mach  $M = v/c$ , ce qui donne comme solution  $R'(t_e)$  :

$$R'(t_e) = \frac{ML \pm \sqrt{L^2 + d^2(1 - M^2)}}{1 - M^2}. \quad (1.70)$$

qui s'exprime aussi

$$R'(t_e) = \frac{ML \pm \sqrt{(x_{mic} - x(t_r))^2 + (y_{mic} - y_T)^2 + (z_{mic} - z_T)^2 - M^2 d^2}}{1 - M^2}, \quad (1.71)$$

Lorsque le bruit émis est subsonique,  $M = \frac{v}{c} < 1$  et donc pour obtenir une distance positive seule la solution ajoutant le terme en racine carrée est satisfaisante car  $1 - M^2 > 0$ .

Ainsi les instants d'émission  $t_e$  peuvent se déduire de l'équation (1.63) : ils s'expriment dans une base de temps irrégulièrement espacée.

Notons que la solution  $R(t_e)$  s'écrit

$$R(t_e) = \frac{ML + \sqrt{L^2 + d^2(1 - M^2)}}{1 - M^2} = \frac{ML + R_1}{1 - M^2}, \quad (1.72)$$

avec  $R_1 = R(t_e)(1 - M \cos \theta(t_e))$ .

En effet d'après la figure 1.14

$$L + \Delta x = R(t_e) \cos \theta(t_e). \quad (1.73)$$

Or l'équation (1.65) implique

$$\Delta x = \frac{v}{c} R(t_e) = MR(t_e). \quad (1.74)$$

Il vient

$$L = R(t_e)(\cos \theta(t_e) - M). \quad (1.75)$$

L'utilisation de l'équation (1.66) conduit alors à l'expression de  $R_1$ .

## Algorithme

Hypothèse de départ : la position du train  $x(t_r)$  aux instants  $t_r$  est parfaitement connue.

1. Création d'une base de temps  $t_r$  régulièrement échantillonnée à une fréquence d'échantillonnage  $f_e$ .
2. Détermination de la distance  $R(t_e)$  séparant le train aux instants inconnus  $t_e$  du microphone à partir de (1.72) en utilisant (1.67) et en considérant  $L = x_{mic} - x(t_r) = x_{mic} - vt_r$ ,
3. Détermination des instants d'émission  $t_e = t_r - \frac{R(t_e)}{c}$ ,
4. Détermination de l'atténuation  $A(t_e)$

$$A(t_e) = \frac{1}{R(t_e)(1 - M \cos \theta(t_e))^2}, \quad (1.76)$$

avec

$$\cos \theta(t_e) = \frac{x(t_e)}{R(t_e)} = \frac{x(t_r)}{R(t_e)} + M = \frac{L}{R(t_e)} + M. \quad (1.77)$$

5. Génération du signal acoustique émis aux instants  $t_e$  et atténué, c'est le signal Doppler :

$$s(t_r) = A(t_e) \sin(2\pi f t_e). \quad (1.78)$$

## Dédopplérisation

Le but ici est de montrer comment l'effet Doppler peut être supprimé dans un signal. Cet algorithme fonctionne pour un milieu de propagation non dispersif tel que toutes les fréquences voyagent à la même vitesse et à condition que le mobile suive une trajectoire rectiligne à vitesse constante. La position du mobile au cours du temps doit également être connue.

## Algorithme

Entrées :

- le signal Doppler enregistré par le microphone en fonction du temps  $t$
- la position du train  $x(t)$  au cours du temps  $t$
- la base de temps  $t$  uniformément échantillonnée à la fréquence d'échantillonnage  $f_e$ .

Étapes :

1. Détermination de la distance  $R(t)$  séparant le train aux instants  $t$  du microphone.
2. Détermination des instants  $t'$ , temps auxquels les signaux émis par le train aux instants  $t$  arrivent aux microphones :

$$t' = t + \frac{R(t)}{c}. \quad (1.79)$$

### 3. Détermination de l'atténuation $A(t)$

$$A(t) = \frac{1}{R(t)(1 - M \cos \theta(t))^2}, \quad (1.80)$$

avec

$$\cos \theta(t) = \frac{x(t)}{R(t)}. \quad (1.81)$$

4. Interpolation dans le signal de réception  $s(t)$  des amplitudes correspondant aux instants  $t'$ . En effet l'amplitude du signal à l'instant  $t'$  correspond à l'amplitude atténuée du signal émis par le train à l'instant  $t$  :

$$s(t) = \frac{1}{A(t)} s(t'). \quad (1.82)$$

### Traitements expérimentés

Florent Le Courtois a expérimenté deux traitements prenant en compte l'effet Doppler sur des données réelles acquises pendant le passage d'un TGV. Le premier consiste à dédopplériser tous les signaux enregistrés par les microphones constitutifs de l'antenne suivant l'algorithme présenté puis à effectuer une formation de voie conventionnelle 1.15 (b). Le second traitement [23, 24] exploite le fait que la modulation du signal due à l'effet Doppler est quasiment inexistante en face de l'antenne. L'antenne est donc focalisée en différents points de l'axe vertical situé devant l'antenne par la méthode classique de formation de voie temporelle. Chaque focalisation produit un signal temporel qui va être représenté dans un plan temps-fréquence en recourant à une transformée de Fourier à court terme ou à une transformée de Wigner-Ville [25]. La connaissance de la vitesse du train permet de remplacer l'axe des temps par un axe spatial. Les plans temps-fréquence obtenus pour diverses hauteurs de focalisation conduisent, pour une fréquence particulière, à des cartographies comme celle de la figure 1.15 (a).

Cette analyse présente toutefois une résolution limitée liée à la largeur du lobe principal de l'antenne et à la vitesse importante du train au passage. Les contributions qui ne sont pas strictement sur la ligne verticale de pointage vont subir un glissement des fréquences car l'effet Doppler n'est pas corrigé. Les perspectives de fin de thèse concernent justement l'amélioration de la méthode en recourant notamment à des techniques de déconvolution [26]. Une expérimentation d'excitation du rail par un pot vibrant a également été menée. L'analyse des résultats devrait conduire à une meilleure connaissance du rayonnement du rail.

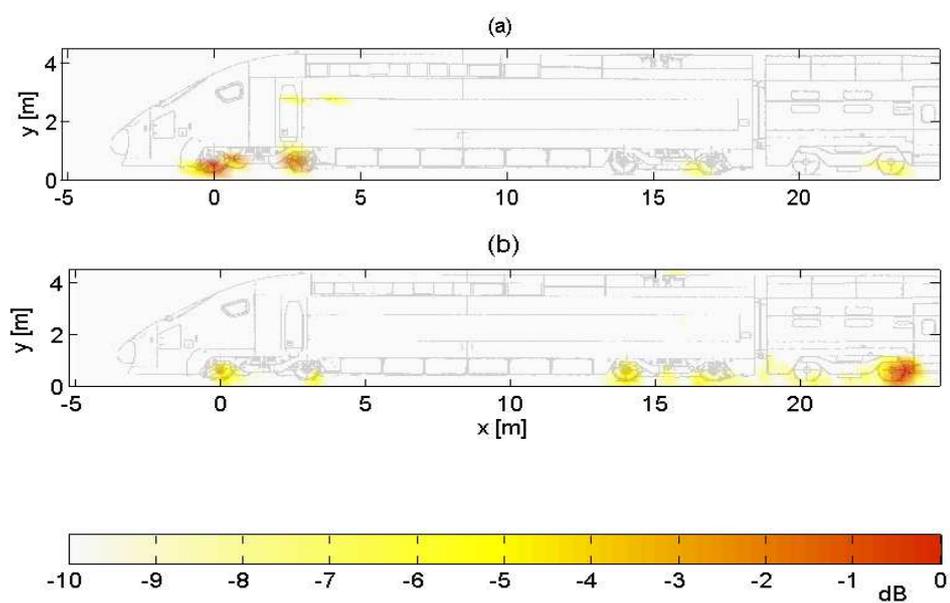


FIG. 1.15 – Localisation du bruit de passage d'un TGV en mouvement par la méthode de formation de voie utilisant le plan temps-fréquence (a) et la dédopplérisation (b) pour la fréquence 1587 Hz. Les niveaux en dB sont rapportés à un niveau de référence non communiqué.

## Chapitre 2

# Les matériaux sous observation acoustique : reconnaissance d'endommagements, détection de défauts, caractérisation

### 2.1 Reconnaissance d'endommagement dans les matériaux par émission acoustique : thèse d'Anne Marec

[Mar08a] A. Marec. *Contrôle de santé des matériaux hétérogènes par émission acoustique et acoustique non linéaire : Discrimination des mécanismes d'endommagement et estimation de la durée de vie restante*. Thèse de l'Université du Maine, 2008.

[Mar08b] A. Marec, J.-H. Thomas, and R. El Guerjouma. Damage characterization of polymer-based composite materials : Multivariable analysis and wavelet transform for clustering acoustic emission data. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 22(6) :1441–1464, 2008.

#### 2.1.1 Introduction et problématiques

L'Emission Acoustique (EA) désigne un phénomène par lequel se matérialise l'évolution d'un endommagement au sein d'un matériau. C'est un peu comme si le matériau s'exprimait pour dire sa douleur. Du point de vue de la physique, il s'agit d'une libération d'énergie élastique sous forme d'ondes élastiques transitoires qui vont pouvoir être recueillies à la surface du matériau à l'aide de capteurs piézoélectriques 2.1. Les ondes captées sont désignées par le terme de signaux d'EA et correspondent à des salves dont les caractéristiques varient en fonction du type et de la gravité de l'endommagement dans le matériau.

Les problématiques qui nous ont motivées sont les suivantes. Peut-on identifier un type d'endommagement à partir des salves d'EA recueillies ? Quelle information extraire des salves de façon à assurer une discrimination fiable des types d'endommagement ? Peut-on estimer la durée de vie restante d'un matériau à partir du suivi des signaux d'EA qu'il génère ? Ces problématiques ont motivé la thèse d'Anne Marec, soutenue en 2008 [Mar08a].

Anne Marec dans son travail a recouru à des techniques de reconnaissance des formes pour classifier

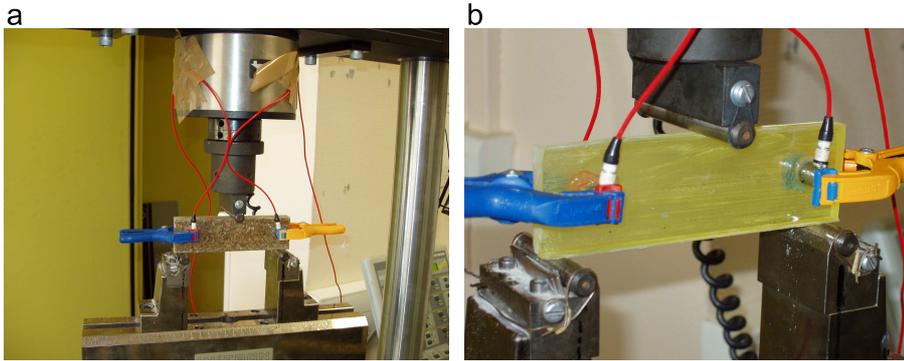


FIG. 2.1 – Emission acoustique par flexion quasi statique trois points d’une éprouvette rectangulaire (a) béton à base polymère, (b) résine.

des salves d’EA en fonction du type d’endommagement rencontré dans le matériau. Ses travaux sont donc à rapprocher des études [27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34] même si plusieurs différences existent dans les étapes de l’approche utilisée. Anne Marec a montré tout l’intérêt d’une analyse multivariable prenant en compte simultanément plusieurs paramètres extraits des salves d’EA confirmant les études [30, 31, 35] alors qu’à l’origine souvent un seul paramètre, le maximum d’amplitude du signal d’EA, était considéré pour discriminer les différents types d’endommagement. Un des apports de la thèse réside également dans la recherche de paramètres dans les salves d’EA non pas à partir de leur représentation temporelle (figure 2.2) mais à partir d’une représentation temps-échelle obtenue par analyse multirésolution ou transformée en ondelettes continue (figure 2.3). D’autres auteurs [36, 37, 38, 39, 40] se sont également engouffrés dans la voie des représentations temps-fréquence ou temps-échelle mais pour certains sans toujours définir des descripteurs exploitant la richesse de l’information extraite.

Voici en guise d’exemples des paramètres proposés dans le cadre de la thèse. Les paramètres 1 à 4 sont déterminés à partir de la transformée en ondelettes continue d’une salve d’EA. Ils combinent toujours simultanément une information temporelle et une information fréquentielle de façon à exploiter la représentation temps-échelle des signaux. Les paramètres 6 et 7 sont extraits après analyse multirésolution d’une salve.

– Paramètre 1

C’est la durée pendant laquelle l’amplitude des coefficients d’ondelettes dépasse un seuil flottant correspondant à 10% de l’amplitude maximale rencontrée pour une échelle donnée  $s$ .

$$p_1(s) = I_\tau. \quad (2.1)$$

– Paramètre 2

Il s’agit de la somme des modules au carré des coefficients d’ondelettes sur la durée  $I_\tau$  et pour l’échelle  $s$ .

$$p_2(s, I_\tau) = \sum_{\tau} |W_x(\tau, s)|^2, \quad \tau \in I_\tau, \quad (2.2)$$

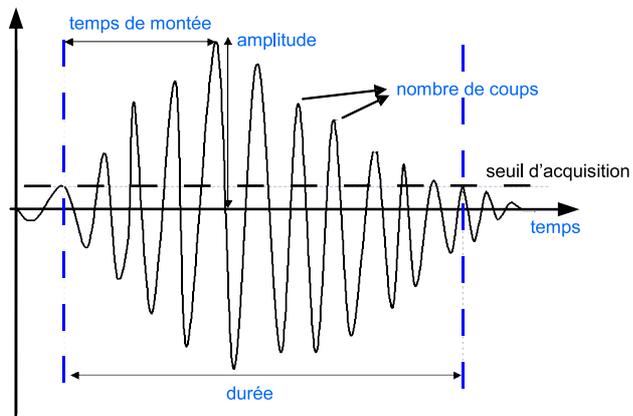


FIG. 2.2 – Salve d’émission acoustique avec ses paramètres temporels.

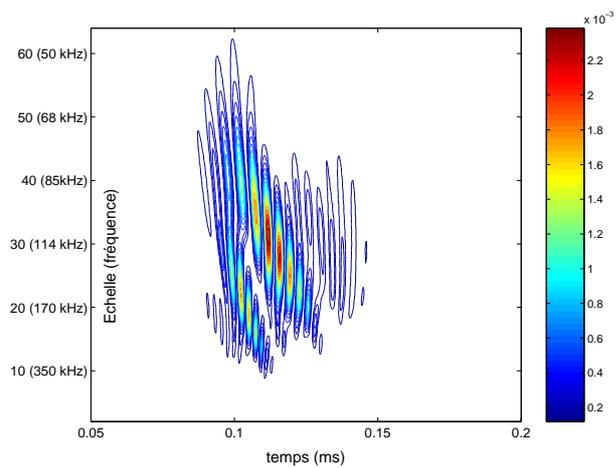


FIG. 2.3 – Représentation temps-échelle issue d’une transformée en ondelettes continue d’un signal représentatif d’une microfissuration matricielle (cf. paragraphe 2.1.2).

où  $W_x(\tau, s)$  est la transformée en ondelettes continue de la salve  $x(t)$ , considérée à l'instant  $\tau$  et à l'échelle  $s$ .

– Paramètre 3

C'est le maximum des modules au carré des coefficients d'ondelettes sur la durée  $I_\tau$  et pour l'échelle  $s$  :

$$p_3(s, I_\tau) = \max |W_x(\tau, s)|^2, \tau \in I_\tau. \quad (2.3)$$

– Paramètre 4

Il permet une localisation temporelle relative du pic d'énergie.

$$p_4(I_\tau) = \frac{\tau_m}{I_\tau}, \tau_m \in I_\tau, \quad (2.4)$$

avec

$$\tau_m = \text{Arg}(\max_{s, \tau} |W_x(\tau, s)|), \tau \in I_\tau.$$

– Paramètre 5

C'est le maximum des détails au carré pour un niveau de décomposition  $j$ .  $k$  permet de localiser dans le temps le détail.

$$p_5(j) = \max_k |d_k^j|^2. \quad (2.5)$$

– Paramètre 6

Il s'agit de l'énergie d'un niveau de décomposition  $j$  :

$$p_6(j) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (d_k^j)^2. \quad (2.6)$$

Ces paramètres sont calculés pour chaque salve d'EA et les valeurs numériques sont consignées dans un vecteur appelé "forme". Chaque salve d'EA est ainsi associée à une forme. La présence de multiples salves d'EA conduit à la représentation d'un nuage de points dans un espace multidimensionnel dont la dimension correspond au nombre de paramètres utilisés pour caractériser une forme. Chaque forme est représentée par un point dans cet espace. L'objectif est alors de regrouper les formes proches dans l'espace en classes, censées représenter un type d'endommagement. Le regroupement se fait par l'algorithme des C-moyennes flous [41] en considérant uniquement une information de proximité entre les formes dans l'espace de représentation. C'est pourquoi l'algorithme est dit "non supervisé". Aucune information a priori sur l'éventuelle appartenance d'une forme à une classe d'endommagement n'est prise en compte.

## 2.1.2 Les mécanismes d'endommagement

Lorsqu'un matériau composite est soumis à une sollicitation mécanique, plusieurs mécanismes d'endommagement peuvent intervenir. Dans le cas des matériaux fibreux quatre modes d'endommagement sont susceptibles de se produire :

- les fissurations de la matrice : des défauts dans la matrice matérialisés par la présence de microfissurations entraînent la propagation de fissures selon la direction perpendiculaire à l'axe de la sollicitation.

- les ruptures de fibres : elles ont lieu au niveau des défauts présents dans les fibres lorsque la contrainte appliquée excède la contrainte à la rupture. Des ruptures des interfaces autour des fibres peuvent également entraîner un déchaussement des fibres.
- les décohésions interfaciales : il s’agit de décollement aux interfaces fibre/matrice qui accompagnent généralement les deux endommagements précédents.
- les délaminages : ce sont des décollements entre les différents plis de fibres qui se produisent dans les matériaux stratifiés (constitués d’une superposition de couches de fibres).

### 2.1.3 La problématique de l’étiquetage des classes

Lors d’une approche non supervisée, les classes sont établies en regroupant des formes similaires dans l’espace de représentation uniquement à partir d’informations de distances. Le problème est qu’il s’agit ensuite de donner une signification à ces classes en les associant à un type d’endommagement. Les possibilités sont les suivantes :

1. Lorsque les matériaux étudiés ont déjà fait l’objet d’études, établir des histogrammes des paramètres constitutifs des formes de chaque classe et les comparer avec la littérature, permet d’identifier le mécanisme d’endommagement.
2. Il est possible de favoriser par l’expérimentation certains mécanismes d’endommagement plutôt que d’autres. C’est la direction de la sollicitation par rapport à la direction des renforts dans le matériau composite qui est déterminante. En traction dans l’axe des fibres, des microfissurations vont apparaître puis des décohésions interfaciales et enfin des ruptures de fibres. En traction perpendiculaire aux fibres, seules la matrice et les interfaces sont sollicitées. En traction à 45° par rapport à l’axe des fibres, l’endommagement interfacial est favorisé par cisaillement.
3. La présence des mécanismes d’endommagement peut être avérée a posteriori en recourant à des photographies et à des micrographies des échantillons endommagés (figure 2.4).

### 2.1.4 Quelques résultats

L’utilisation de descripteurs temps-échelle dans la constitution des formes a permis d’améliorer la discrimination entre les types d’endommagement par rapport à la classification des formes caractérisées uniquement à l’aide de paramètres temporels. Une illustration de cet apport est indiquée à la figure 2.5 qui reprend des résultats de l’article [Mar08a] et de la thèse [Mar08b]. Il s’agit de l’étude de salves d’EA produites lors d’un test de flexion d’une éprouvette de composite verre/époxy. Dans un premier temps les salves sont caractérisées par quatre paramètres temporels (amplitude, temps de montée, nombre de coups, durée). Dans un deuxième temps, les formes contiennent dix paramètres temps-échelle (les paramètres  $p_1$  à  $p_4$  et  $p_5, p_6$  évalués pour trois niveaux de décomposition). Pour ce type de matériau et le type de sollicitation employé, deux mécanismes d’endommagement sont attendus : des fissurations matricielles et des décohésions interfaciales. L’objectif de l’extraction de caractéristiques dans les salves est de fournir dans l’espace de représentation des groupes de points séparés en fonction du mécanisme d’endommagement concerné de manière à faciliter une classification automatique des formes. Le problème est de visualiser les nuages de points dans des espaces de dimension quatre ou dix. Pour ce

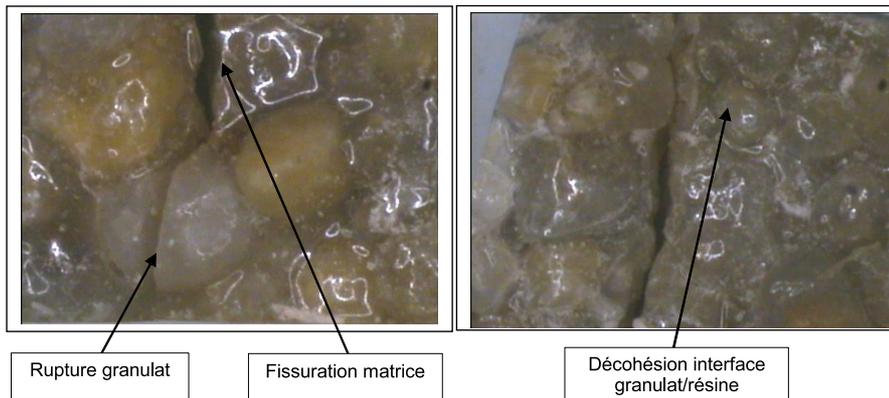
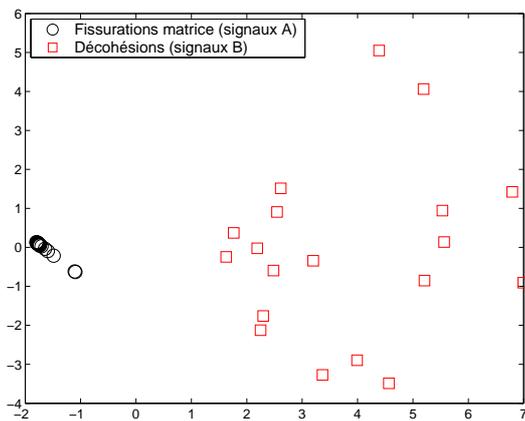


FIG. 2.4 – Photographie (vue de dessus de la rupture avec les deux paires accolées de l'éprouvette) des trois mécanismes d'endommagement présents au niveau de la zone de rupture dans les échantillons de bétons polymères.

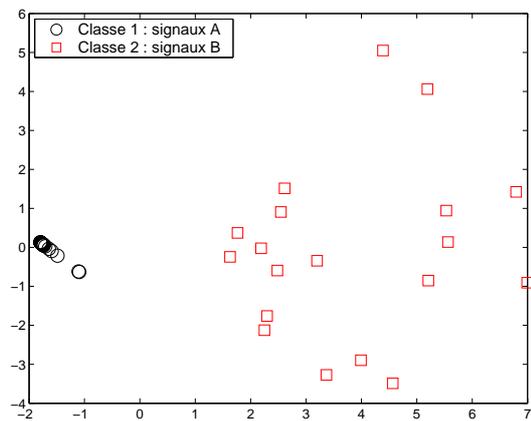
faire, le recours à une Analyse en Composantes Principales (ACP) permet la visualisation des données dans un plan. La figure 2.5 présente les projections des formes initialement en dimension dix (en haut) et en dimension quatre (en bas) dans le plan fourni par l'ACP alors que 92 % (en haut) et 93 % (en bas) de l'information initiale est conservée. La colonne de gauche [graphes (a) et (c)] indique le mécanisme d'endommagement à l'origine des salves : cercles pour les signaux de type A révélateurs de fissurations matricielles, carrés pour les signaux de type B indicateurs de décohésions interfaciales. Les deux nuages de points sont assez distincts dans les deux cas mais il est clair que la représentation utilisant les paramètres temps-échelle sépare mieux les deux types d'endommagement. C'est d'ailleurs confirmé par la classification obtenue par l'algorithme des C-moyennes flou, indiquée sur la colonne de droite [graphes (b) et (d)]. Sur le graphe (b) concernant les formes construites à partir des données temps-échelle, la classification obtenue est conforme aux types d'endommagement existants. Sur le graphe (d) où les formes sont composées de paramètres temporels, la classification présente quelques erreurs par rapport à l'étiquetage des formes indiqué sur le graphe (c).

Des études similaires montrant l'intérêt de recourir à des paramètres temps-échelle ont été menées par A. Marec sur d'autres matériaux : des composites à plis croisés à matrice époxy renforcée par des fibres de verre, des composites SMC (Sheet Molding Compound) à fibres de verre courtes aléatoirement orientées. Une étude multivariable a aussi été menée sur des matériaux composites de type béton polymère, étude qui a conduit à une caractérisation des paramètres temporels calculés sur les salves d'EA pendant l'endommagement. Les techniques mises en œuvre au cours de la thèse d'Anne Marec ont également été exploitées par Rachid Berbaoui dans sa thèse [42].

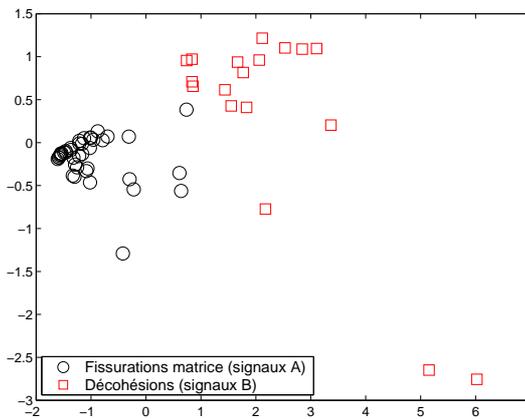
L'intérêt d'associer à chaque salve d'EA un mécanisme d'endommagement permet a posteriori, dans l'hypothèse où les temps d'arrivée des salves sont stockés en mémoire, d'observer la chronologie d'apparition des différents mécanismes d'endommagement. La figure 2.6 montre cette chronologie dans le cas d'un échantillon de composite SMC en présence de trois types d'endommagement (fissuration matricielle, décohésion interfaciale, rupture de fibres). Une telle représentation permet de mieux comprendre les étapes conduisant à la rupture d'un matériau et offre également des possibilités d'estimation de la durée de vie restante d'un matériau.



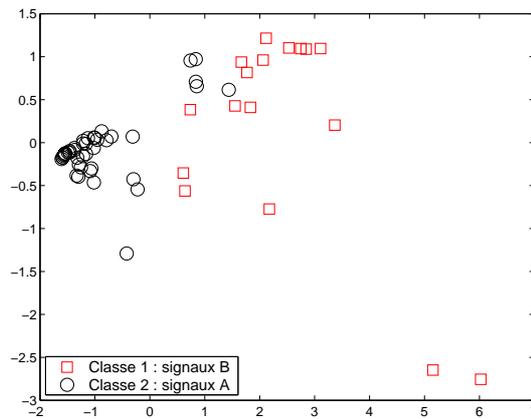
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 2.5 – Reconnaissance automatique d'endommagements à partir de formes basées sur des descripteurs temps-fréquence (a), (b) ou temporels (c), (d). La visualisation de la répartition des formes se fait dans un plan d'ACP avec 92 % (a), (b) et 93 % (c), (d) d'informations sauvegardées. L'appartenance des formes à un type d'endommagement est indiquée en (a) et (c). La classification automatique obtenue par la méthode de la coalescence floue est visualisée en (b) et (d).

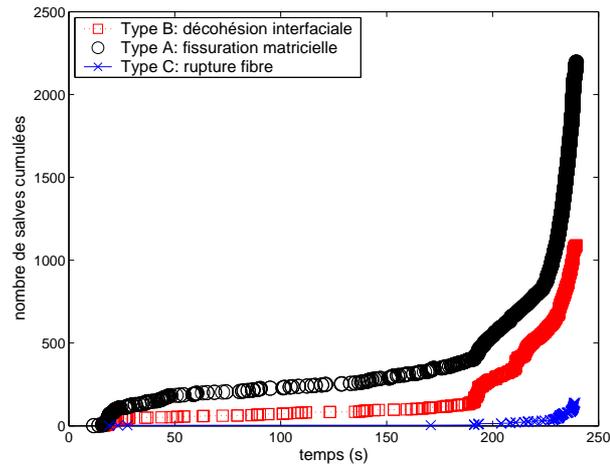


FIG. 2.6 – Chronologie d'apparition des différents mécanismes d'endommagement pendant des essais de fluage sur un échantillon de composite SMC.

### 2.1.5 Perspectives

La méthodologie mise en place, qui fait appel à des techniques de reconnaissance des formes, basée sur une étape d'extraction de caractères puis sur une étape de classification non supervisée par algorithme C-moyennes floue peut être employée sur n'importe quel matériau en sollicitation.

L'étape d'extraction de caractères peut être améliorée en fonction de la complexité de la forme d'onde de la salve d'EA en recourant à des techniques de traitement du signal fournissant une information temps-fréquence.

Un point très prometteur réside dans la notion de flou de l'algorithme de classification utilisée. En effet, chaque forme est en fait localisée par rapport à l'ensemble des classes en présence par l'intermédiaire d'un degré d'appartenance. Cela signifie qu'une salve va être rattachée à plusieurs types d'endommagement avec des degrés divers. Il est tout à fait imaginable de suivre l'évolution de l'émission acoustique avec même au sein d'un mécanisme d'endommagement plusieurs stades d'avancement. Ces degrés d'appartenance pourraient faciliter l'estimation de durée de vie d'un matériau en permettant d'effectuer un véritable suivi dans le temps de l'émission acoustique.

## 2.2 Détection de défauts dans les matériaux par Contrôle Non Destructif

### 2.2.1 Introduction et problématique

L'intégrité de certains matériaux du fait de leur implantation dans des lieux sensibles nécessitent d'être surveillée. C'est le cas des aciers inoxydables austénitiques utilisés dans des pièces du circuit primaire des réacteurs nucléaires. Or le Contrôle Non Destructif par ultrasons se prête bien à cette surveillance. Il s'agit alors par l'intermédiaire d'un transducteur émetteur-récepteur de générer des ondes ultrasonores au-dessus d'un matériau immergé dans une cuve d'eau et de capter les ondes réfléchies par la structure scannée. L'examen de ces signaux appelés Ascan est censé conduire à la détection d'éventuels défauts. Lorsque le matériau testé est

un acier austénitique, un fort bruit de structure dû à la diffusion des hétérogénéités perturbe le signal Ascan. Il peut masquer les signatures d'un défaut et par là-même rend difficile l'interprétation du signal.

La problématique ici est de différencier les informations conduisant à conclure à la présence d'un défaut, du bruit de structure. Deux approches très différentes ont été menées. L'une consiste à s'attaquer au bruit en le réduisant de façon à rendre plus visible le signal utile. L'autre utilise la connaissance acquise sur le bruit de structure afin de détecter ce qui n'est pas du bruit dans le signal. Dans les deux approches, l'analyse par ondelettes a été utilisée pour sa capacité à rendre compte des changements d'échelle des phénomènes ou de leur évolution spectrale au cours du temps.

### 2.2.2 Détection de défauts dans le plan temps-échelle par tests d'hypothèses

[Hic06] H. Dhifaoui. Contrôle non destructif ultrasonore en ondelettes de matériaux à bruit de structure : application aux aciers inoxydables austénitiques et aux soudures. Rapport de stage de Master Matériaux et Acoustique de l'Université du Maine, Juillet 2006.

[Khe08] M. Khelil, J. H. Thomas, R. El Guerjouma, L. Simon, and M. Boudraa. Structural noise characterization and flaw detection in austenitic stainless steels using ultrasonic signals, wavelet analysis and significance testing. In *Acoustics'08*, Paris (France), 2008.

L'étude, initiée par Hichem Dhifaoui au cours de son stage de Master [Hic06], est le fruit d'une collaboration entre le LAUM et le Centre de recherche scientifique et technique en Soudage et Contrôle d'Alger (CSC) matérialisée par l'accueil au LAUM de Mohamed Khelil pendant deux périodes de six mois. Le point de départ de l'étude est la représentation temps-échelle d'un signal Ascan  $x(t)$  fournie par son scalogramme  $|W_x(\tau, s)|^2$  obtenu par transformée en ondelettes continue [ $W_x(\tau, s)$  désigne la transformée en ondelettes continue de  $x(t)$ ]. Il s'agit alors d'associer chaque point du plan temps-échelle  $(\tau, s)$  soit à du bruit de structure soit à un défaut. Pour ce faire et à partir de travaux antérieurs en géophysique [43, 44], un test d'hypothèses est proposé :

- Le motif considéré correspond à du bruit de structure ( $H_0$ ).
- Le motif est révélateur d'autre chose que du bruit, par exemple la signature d'un défaut ( $H_1$ ).

Le test d'hypothèse nécessite au préalable de caractériser le bruit de structure. Pour un bruit blanc gaussien  $b(t)$  de variance  $\sigma_b^2$ , il peut être démontré que son scalogramme est en moyenne égale à cette variance :

$$E[|W_b(\tau, s)|^2] = \sigma_b^2, \quad (2.7)$$

où  $E[.]$  désigne l'espérance mathématique. Dans ce cas, le scalogramme  $|W_b(\tau, s)|^2$  de  $b(t)$  est distribué suivant une loi du chi-deux à deux degrés de liberté  $\chi_2^2$ ,

$$\frac{|W_b(\tau, s)|^2}{\frac{1}{2}\sigma_b^2} \longrightarrow \chi_2^2, \quad (2.8)$$

où le terme  $1/2$  provient du nombre de degrés de liberté de la loi du chi-deux et où le symbole  $\longrightarrow$  indique "est distribué selon". Lorsque le signal  $x(t)$  ne correspond pas à un bruit blanc, mais à un bruit coloré dont les amplitudes suivent une loi gaussienne, son scalogramme est tel que

$$\frac{|W_b(\tau, s)|^2}{\frac{1}{2}S_{\hat{f}}(f_s)} \longrightarrow \chi_2^2, \quad (2.9)$$

où  $S_{\hat{b}}(f_s)$  correspond à la Densité Spectrale de Puissance (DSP) du signal à la fréquence  $kf_e/N$ , fréquence associée à l'échelle  $s$  suivant

$$\frac{kf_e}{N} = \frac{f_0}{s} = f_s, \quad (2.10)$$

avec  $f_e$  la fréquence d'échantillonnage,  $f_0$  la fréquence centrale de l'ondelette mère et  $N$  le nombre d'échantillons du signal. En assimilant le bruit de structure à un bruit coloré, il peut être modélisé à l'aide d'un filtre autorégressif. Dans ce cas, la Densité Spectrale de Puissance du bruit s'écrit

$$P_s = S_{\hat{b}}(f_s) = S_{\hat{b}}(kf_e/N) = \frac{\sigma^2}{|1 + \sum_{i=1}^p a_i e^{-2j\pi k i/N}|^2} \quad (2.11)$$

où  $p$  est le nombre de coefficients  $a_i$  du modèle,  $\sigma^2$  la variance du bruit blanc injecté en entrée du modèle et  $k$  un entier variant de 0 à  $N - 1$  pour scruter l'axe des fréquences.

Soit maintenant  $g(z)$  la densité de probabilité en chi-deux à deux degrés de liberté d'une variable aléatoire  $Z$ . La probabilité de fausse alarme  $Q_{\chi_2^2}(\gamma)$  décrivant la probabilité qu'un défaut apparaisse dans le signal (hypothèse  $H_1$ ), alors qu'il s'agit uniquement du bruit de structure (hypothèse  $H_0$ ) s'écrit

$$Q_{\chi_2^2}(\gamma) = \int_{\gamma}^{+\infty} g(z) dz = Prob(Z > \gamma) = \alpha. \quad (2.12)$$

Ici d'après l'équation (2.9), il s'agit de la probabilité que la grandeur  $\frac{|W_b(\tau, s)|^2}{\frac{1}{2}S_{\hat{b}}(f_s)}$  dépasse le seuil  $\gamma$

$$Prob\left(\frac{|W_b(\tau, s)|^2}{\frac{1}{2}S_{\hat{b}}(f_s)} > \gamma\right) = \alpha, \quad (2.13)$$

ce qui s'écrit encore

$$Prob\left(\frac{|W_b(\tau, s)|^2}{\frac{1}{2}\gamma S_{\hat{b}}(f_s)} > 1\right) = \alpha. \quad (2.14)$$

La procédure de détection de défauts dépend de la grandeur

$$G(\tau, s) = \frac{|W_b(\tau, s)|^2}{\frac{1}{2}\gamma S_{\hat{b}}(f_s)}. \quad (2.15)$$

La règle de décision est la suivante : on décide

- $H_1$  et donc l'apparition d'un défaut si  $G(\tau, s) > 1$ ,
- $H_0$  et donc que le signal est un échantillon de bruit de structure si  $G(\tau, s) \leq 1$

La décision est prise en tout point du plan temps-échelle avec un intervalle de confiance de  $1 - \alpha$ . La figure 2.7 illustre un exemple de résultat obtenu à partir d'un signal Ascan.

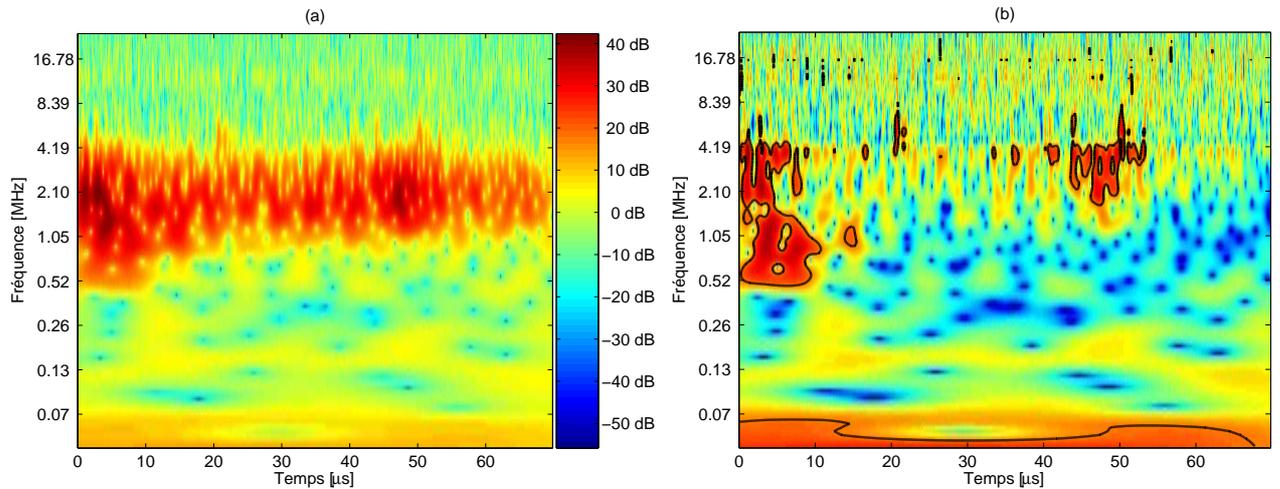


FIG. 2.7 – Scalogramme (carré du module de la transformée en ondelettes) d’un signal Ascan (a), délimitation de la zone des défauts issus du même signal à partir de la grandeur  $G(\tau, s)$  [Eq.(2.15)] avec  $\alpha = 5\%$  (b).

### 2.2.3 Débruitage en Contrôle Non Destructif par ondelettes

[Ren07] Y. Renou. Traitement du signal appliqué aux données ultrasonores pour le contrôle non destructif des matériaux à fort bruit de structure. Rapport de stage de Master Matériaux et Acoustique de l’Université du Maine, Juillet 2007.

L’objectif ici est de s’attaquer au bruit de structure, de le réduire de façon à faire émerger l’information la plus pertinente contenue dans les signaux Ascan. Deux approches ont été testées à l’occasion du stage de Master d’Ygaël Renou dans le cadre d’une collaboration avec EDF. La première sépare le signal en plusieurs contributions occupant des bandes fréquentielles adjacentes par analyse multirésolution. Chaque contribution est associée à des coefficients d’ondelettes. Les coefficients d’ondelettes dans les plages de bruit sont alors réduits par différentes méthodes de seuillage fixe (Universel [45], Minmax [46], SURE [45]) ou adaptatif (MAD [47]). L’intérêt ici de la méthode est qu’elle permet de reconstruire le signal temporel Ascan à partir des coefficients d’ondelettes modifiés. Le signal reconstruit est alors débruité (figure 2.8). La deuxième approche consiste à extraire dans le signal Ascan la bande fréquentielle supposée contenir l’information la plus pertinente par filtrage. Pour ce faire, il va s’agir d’adapter l’ondelette analysante afin que son support fréquentiel coïncide avec la bande souhaitée [48]. L’application de ces deux méthodes sur des cas simulés et sur des données réelles a montré l’avantage de l’approche basée sur le seuillage de coefficients d’ondelette.

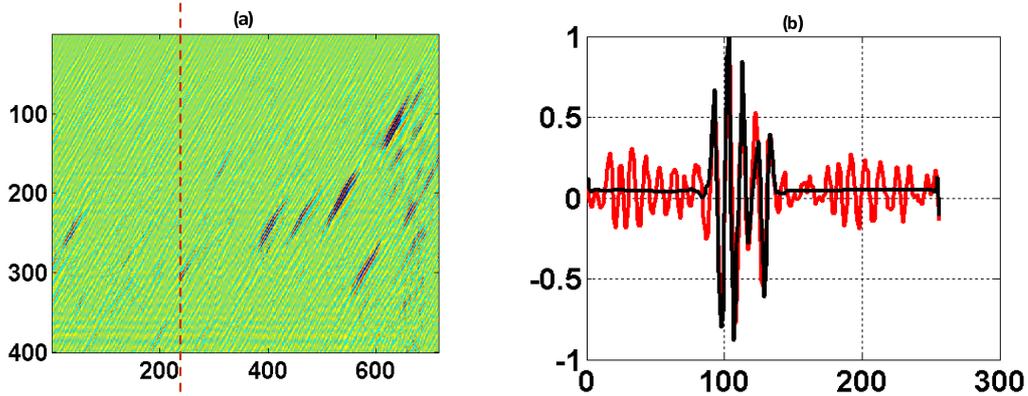


FIG. 2.8 – (a) Image Bscan (bloc de signaux Ascan) avec en pointillés l'emplacement du signal Ascan, débruité par seuillage MAD des coefficients d'ondelettes (b).

## 2.3 Représentations temps-fréquence pour caractériser la dispersion des ondes à travers les matériaux poreux : thèse de Jérôme Bernard

[Ber05] J. Bernard. *Représentations temps-fréquence adaptées pour la caractérisation de la dispersion d'ondes acoustiques propagées à travers les matériaux poreux*. Thèse de l'Université du Maine, 2005.

[Ber04] J. Bernard, S. Montrésor, J. H. Thomas, and C. Dépollier. Characterization of a dispersive system using quadratic time-frequency representations. In *Eusipco 2004*, pages 1163–1166, Vienna (Austria), September 2004.

La thématique de la thèse de J. Bernard concerne la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux poreux. Ces matériaux sont constitués d'un squelette et de pores qui à l'échelle microscopique sont assimilés à des conduits saturés en fluide, à l'intérieur desquels les ondes acoustiques se propagent. Une particularité de cette propagation est liée à la célérité des ondes qui dépend de la fréquence, faisant ainsi de la propagation dans les matériaux poreux un phénomène dispersif. La figure 2.9 montre les représentations temps-fréquence obtenues par transformation de Wigner-Ville d'une impulsion émise dans le matériau et de l'impulsion reçue après transmission. Il apparaît clairement que les hautes fréquences voyagent plus rapidement dans le milieu que les basses fréquences.

L'objectif de la thèse est d'évaluer la loi de dispersion du milieu poreux à partir de la réponse du milieu à une excitation donnée. Cette loi est caractérisée par le retard de groupe, notion liée au temps d'arrivée moyen de l'énergie portée par chaque fréquence. Le retard de groupe  $\tau_x(f)$  du signal  $x(t)$  s'exprime en fonction de la fréquence :

$$\tau_x(f) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi_x}{df}(f), \quad (2.16)$$

où  $\Phi_x$  désigne le spectre de phase du signal.

Le caractère dispersif du matériau poreux justifie le recours à des représentations conjointes en temps et en fréquence qui permettent de mieux localiser l'énergie du signal. Mais toutes les analyses temps-fréquence

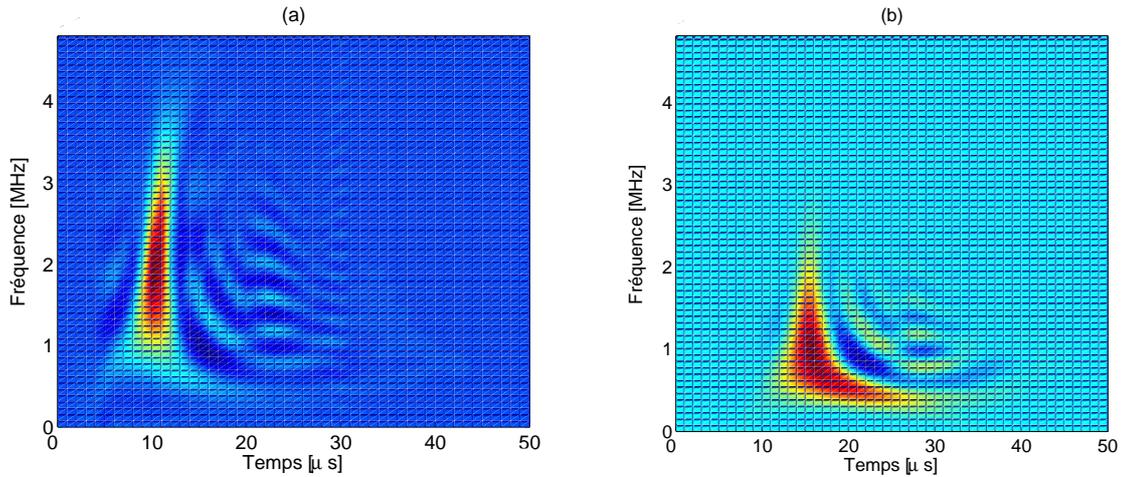


FIG. 2.9 – Représentation temps-fréquence (Wigner-Ville) d’une impulsion émise (a) et de l’impulsion reçue (b) après transmission dans le milieu poreux.

ne sont pas adaptées à ce type de loi. La distribution de Wigner-Ville par exemple a la faculté d’être très bien localisée dans le plan temps-fréquence lorsque le signal étudié comporte une modulation de fréquence linéaire. Elle apparaît plus limitée dans le cadre d’applications dans lesquelles les signaux à analyser ne sont plus simplement modulés linéairement en fréquence. Dans ce cas la présence d’interférences [voir figure 2.9 (b)] introduit une difficulté supplémentaire pour l’extraction d’information pertinente dans le plan temps-fréquence.

Il est donc nécessaire de construire de nouvelles distributions dont les propriétés de covariance sont compatibles avec l’analyse de signaux dont les retards de groupe ne sont pas linéaires. La covariance souligne ici la capacité d’une représentation à suivre le signal dans ses transformations.

Le but est alors de trouver une représentation temps-fréquence bien choisie permettant de définir avec précision le retard de groupe et l’atténuation du milieu. Le principe de l’approche est schématisé à la figure 2.10 en trois étapes, la dernière, en tant que perspective des travaux menés par J. Bernard, conduit aux caractéristiques du matériau. Tout repose donc sur la transmission d’un signal dans un matériau poreux, milieu pouvant être décrit par sa réponse impulsionnelle  $h(t)$  ou par sa fonction de transfert  $H(f)$  dont certains paramètres sont à estimer (loi de retard de groupe, atténuation). Au cours de la première étape, on cherche à représenter le signal transmis de façon optimale au moyen d’une analyse temps-fréquence. Plusieurs représentations temps-fréquence (RTF) pilotées par un paramètre qui varie sont testées. La pertinence de chaque représentation est alors évaluée par un critère. La deuxième étape établit la sélection de la représentation optimale aux vues du critère choisi et permet ainsi de remonter à la loi de retard de groupe dispersive du matériau.

Afin d’affiner la description du retard de groupe qui évalue les retards inhérents à la dispersion engendrée par le matériau, J. Bernard s’est appuyé sur le modèle de Johnson [49] et Allard [50] qui décrit le matériau poreux avec ses phases liquide et solide comme un fluide équivalent. Ce modèle permet d’aboutir à une expression de la célérité des ondes acoustiques  $c(f)$  qui dépend de la fréquence des ondes et qui s’exprime :

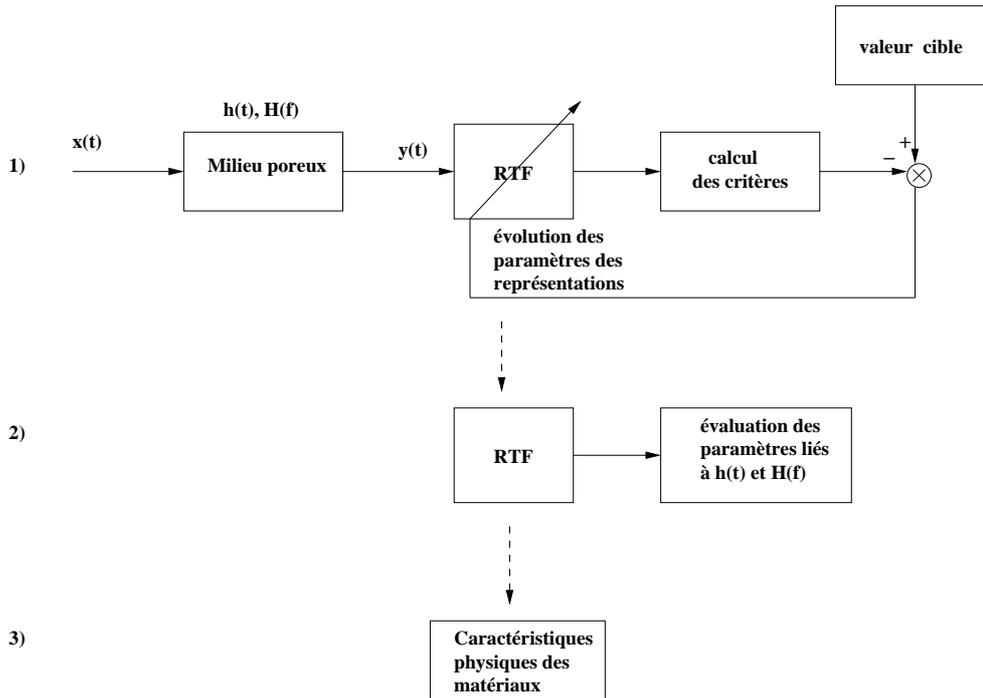


FIG. 2.10 – Principe de la détermination de la loi de retard de groupe.

$$c(f) = \sqrt{\frac{K_a}{\rho_f \alpha(f) \beta(f)}}, \quad (2.17)$$

où  $K_a$  désigne le module de compressibilité du fluide,  $\rho_f$  sa masse volumique,  $\alpha(f)$  la tortuosité dynamique qui décrit le chemin parcouru par l'onde dans la phase fluide du milieu,  $\beta(f)$  la compressibilité dynamique. Dans ce modèle fluide équivalent, le milieu poreux est considéré isotrope (ses propriétés physiques sont indépendantes de la direction) et sa structure solide indéformable par une onde acoustique. Les effets visqueux conséquences des forces de cisaillement engendrées par les interactions fluide-structure qui s'opposent à la propagation des ondes sont pris en compte dans la tortuosité dynamique. Les échanges thermiques entre le domaine fluide et la structure solide sont contenus dans la compressibilité dynamique. Des travaux sur ce modèle ont également débouché sur une formulation temporelle de la propagation en milieu poreux permettant de simuler l'onde ultrasonore transmise [51].

L'examen des représentations temps-fréquence de signaux expérimentaux transmis dans un matériau poreux et de signaux simulés ont conduit au constat suivant : le retard de groupe des signaux suit une loi en puissance paramétrée par  $k$  qui peut être décrite par  $\tau_k(f) \propto f^{k-1}$ .

J. Bernard a ainsi proposé d'utiliser les distributions temps-fréquence de Bertrand [52] pour représenter les signaux transmis dans le milieu poreux. Ces distributions sont membres de la classe des représentations temps-fréquence en Puissance. Or l'intérêt des représentations de la classe en Puissance  $T^{(P)}$  réside dans leur faculté à localiser l'énergie d'un signal le long de lois de retard de groupe paramétrées par un facteur de puissance  $k$ . Ceci se traduit par la propriété de covariance par translation généralisée dans le temps. Si l'on fait subir au spectre

$X(f)$  d'un signal  $x(t)$  un retard de groupe en puissance à partir d'un opérateur de translation généralisée dans le temps  $\mathcal{D}_b$  alors il suffit de translater la représentation temps-fréquence du signal initial qui va ainsi suivre la transformation du signal :

$$T_{\mathcal{D}_b X}^{(P)}(t, f) = T_X^{(P)}(t - b\tau(f), f). \quad (2.18)$$

L'action de l'opérateur  $\mathcal{D}_b$  est formalisée par

$$(\mathcal{D}_b X)(f) = e^{-j2\pi b \xi_k(\frac{f}{f_r})} X(f). \quad (2.19)$$

Dans cette dernière équation,  $f_r$  est une fréquence de normalisation,  $-2\pi b \xi_k(\frac{f}{f_r})$  le terme de phase, et la loi de retard de groupe est donnée (à un facteur  $b$  près) par :

$$\tau(f) = \frac{d}{df} \xi_k\left(\frac{f}{f_r}\right). \quad (2.20)$$

La forme générale de  $\xi_k(f)$  pour la classe en Puissance s'écrit

$$\xi_k(f) = \text{sgn}\left(\frac{f}{f_r}\right) \left|\frac{f}{f_r}\right|^k, \quad (2.21)$$

où

$$\text{sgn}(f) = \begin{cases} 1 & \text{si } f \geq 0, \\ -1 & \text{si } f < 0. \end{cases} \quad (2.22)$$

Les retards de groupe considérés, indicés par le paramètre  $k$  qui contrôle la modulation de fréquence du signal sont donc de la forme

$$\tau_k(f) = \frac{k}{f_r} \left|\frac{f}{f_r}\right|^{k-1}. \quad (2.23)$$

Afin d'estimer le paramètre  $k$ , J. Bernard a proposé l'approche suivante. Le signal ultrasonore reçu après transmission dans le milieu poreux est successivement représenté dans le plan temps-fréquence par des distributions de Bertrand dont le paramètre  $k$  varie. La représentation la plus adaptée est alors celle qui concentre le mieux l'énergie. Certaines représentations comportent des interférences montrant dans ce cas une inadéquation entre le paramètre  $k$  de la distribution et la vraie valeur caractérisant le retard de groupe du signal. En considérant le plan temps-fréquence comme une densité de probabilité, J. Bernard fait appel à la notion d'entropie pour quantifier le pouvoir de localisation de la représentation temps-fréquence. En effet, la notion d'entropie est corrélée à celle de désordre. Plus le désordre est important dans le plan de représentation, moins l'énergie est localisée. C'est l'entropie de Rényi [53] qui est utilisée, définie par

$$H_\alpha(TFR_x) = \frac{1}{1-\alpha} \log_2 \iint TFR_x^\alpha(t, f) dt df, \quad (2.24)$$

où  $TFR_x(t, f)$  désigne la représentation temps-fréquence du signal  $x(t)$  et  $\alpha$ , l'ordre de l'entropie de Rényi. L'ordre correspondant à  $\alpha = 3$  est généralement utilisé pour mesurer l'information propre au signal (l'ordre 2 est plus sensible aux termes portés par les composantes croisées de la représentation, génératrices d'interférences). La minimisation de l'entropie de Rényi d'ordre 3, en tant que mesure de la complexité dans le plan

temps-fréquence, va permettre de déterminer la distribution qui, pour un signal donné, concentre le mieux l'énergie le long de son retard de groupe. La figure 2.11 illustre l'entropie d'ordre 3 en fonction de l'indice  $k_{rep}$  des représentations de Bertrand distribuant l'énergie du signal étudié dans le plan. Trois zones distinctes sont identifiées. La figure 2.12 illustre les représentations du même signal dans le plan temps-fréquence obtenues en utilisant des distributions de Bertrand avec un paramètre  $k_{rep}$  situé dans deux zones. Il apparaît clairement que le critère entropique est minimum lorsque la représentation temps-fréquence présente peu ou pas du tout d'interférence, ce qui a lieu lorsque le paramètre de la représentation  $k_{rep}$  coïncide avec le paramètre  $k$  du retard de groupe du signal étudié.

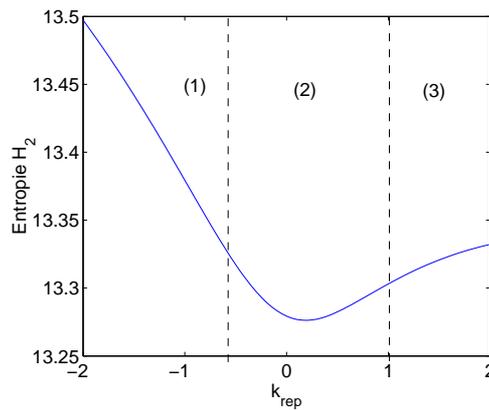


FIG. 2.11 – Entropie d'ordre 3 calculée à partir des représentations temps-fréquence de Bertrand obtenues pour divers paramètres  $k_{rep}$  à partir d'un signal synthétique transmis dans un milieu poreux selon le modèle de propagation de Johnson et Allard [50].

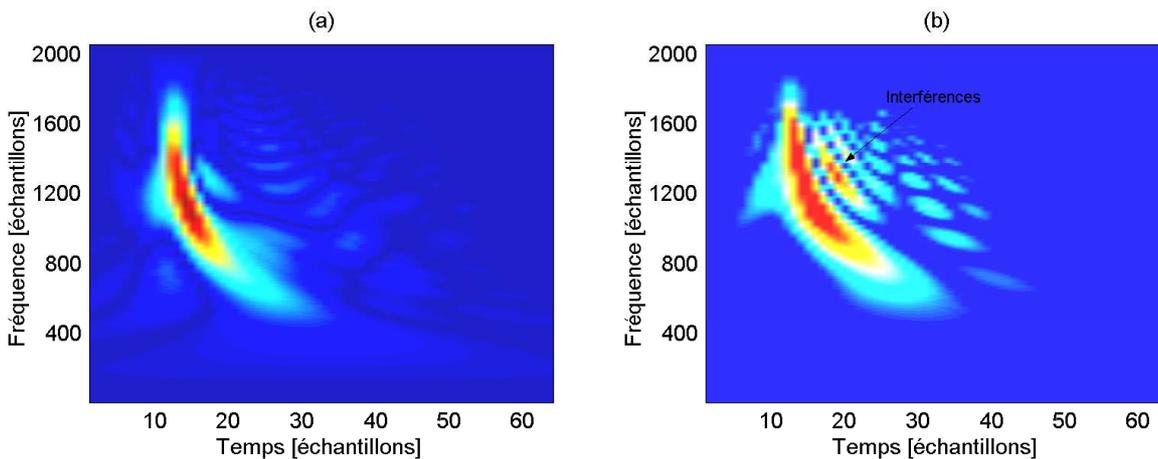


FIG. 2.12 – Représentation du signal synthétique tiré du modèle transmis dans le milieu poreux à partir de la distribution de Bertrand dont le paramètre  $k_{rep}$  se situe dans les zones 2 (a) et 3 (b) [voir figure 2.11].

## Chapitre 3

# Erreurs statistiques sur les estimations des densités d'énergie

La thématique développée ici concerne l'examen des erreurs statistiques commises lors de l'estimation de la densité d'énergie totale d'un champ acoustique unidimensionnel mesuré dans un conduit. Deux études ont été menées dans ce cadre, basées sur des configurations de mesures différentes : la première met en jeu deux microphones alors que la seconde en emploie trois. Dans tous les cas, l'expression analytique des densités d'énergie (potentielle, cinétique ou totale) du champ acoustique dérive d'un modèle de champ unidimensionnel partiellement cohérent  $p(x, \omega)$ , représenté par deux ondes planes se propageant dans des directions opposées, tel que

$$p(x, \omega) = A(\omega)e^{-jkx} + B(\omega)e^{jkx}, \quad (3.1)$$

où la cohérence  $\gamma_{AB}^2(\omega)$  entre les deux composantes peut varier de 0 (cas de deux ondes planes progressives indépendantes) à 1 (cas d'une onde quasi-stationnaire).

Dans les deux configurations abordées, les erreurs statistiques sont mises en évidence par l'estimation de la variance des densités d'énergie. Ces densités estimées  $\hat{E}(\omega, \xi_1, \xi_2, \dots)$  sont considérées comme des processus aléatoires dépendant de plusieurs variables aléatoires  $\xi_1, \xi_2, \dots$  qui représentent les variations des autospectres des signaux acquis par les microphones, celles de la position des microphones, de la vitesse du son..., c'est-à-dire des paramètres sources d'erreurs. La variance de la densité d'énergie estimée se calcule alors selon la formule

$$\text{var}\{\hat{E}(\omega, \xi_i, \xi_j)\} \approx \sum_{i,j} \frac{\partial \hat{E}(\omega, \xi_i, \xi_j)}{\partial \xi_i} \frac{\partial \hat{E}(\omega, \xi_i, \xi_j)}{\partial \xi_j} \text{cov}\{\xi_i, \xi_j\}. \quad (3.2)$$

### 3.1 Densité d'énergie mesurée par les sondes à deux microphones

[Pas08] J.-C. Pascal, J.-H. Thomas, and J.-F. Li. On the statistical errors in the estimate of acoustical energy density by using two microphones in a one dimensional field. *J. Acoust. Soc. Am.*, 124(4) :2085–2089, 2008.

L'objectif de cette première étude est d'expliquer les conditions permettant d'obtenir une erreur statistique minimum sur la densité d'énergie considérant une incertitude sur les autospectres des signaux issus des deux microphones. Dans le cas d'un signal acoustique aléatoire gaussien, Ghan *et coll.* [54], en utilisant des expressions par différences finies de la pression et de la vitesse particulaire, montrent que la variance de la densité d'énergie totale estimée  $\hat{E}(\omega)$  est comprise dans un intervalle tel que

$$\frac{E^2(\omega)}{2n} \leq \text{var}\{\hat{E}(\omega)\} \leq \frac{E^2(\omega)}{n}, \quad (3.3)$$

où  $n$  désigne le nombre de tronçons temporels sur lesquels les densités d'énergie sont estimées. Sans recourir aux approximations par différences finies, un certain nombre de calculs décrits dans [Pas08] conduit à l'expression suivante de la variance de la densité d'énergie totale estimée

$$\text{var}\{\hat{E}(\omega)\} \approx \left(\frac{1}{2\rho_0 c^2}\right)^2 \text{var}\{G_{pp}(\omega)\} + \left(\frac{\rho_0}{2}\right)^2 \text{var}\{G_{uu}(\omega)\} + \frac{1}{2c^2} \text{cov}\{G_{pp}(\omega), G_{uu}(\omega)\}, \quad (3.4)$$

où  $\rho_0$  est la densité du fluide,  $G_{pp}(\omega)$  la densité spectrale de puissance de la pression complexe  $p$ ,  $G_{uu}(\omega)$  la densité spectrale de puissance de la vitesse particulaire complexe  $u$ . D'autres calculs, toujours dans [Pas08], débouchent sur deux nouvelles expressions de la densité d'énergie totale estimée

$$\text{var}\{\hat{E}(\omega)\} \approx \frac{1}{n} [V^2(\omega) + T^2(\omega) + 2\gamma_{up}^2(\omega)V(\omega)T(\omega)] \quad (3.5)$$

et

$$\text{var}\{\hat{E}(\omega)\} \approx \frac{1}{n} [E^2(\omega) - 2(1 - \gamma_{up}^2(\omega))V(\omega)T(\omega)], \quad (3.6)$$

qui dépendent de l'énergie potentielle  $V(\omega)$ , de l'énergie cinétique  $T(\omega)$ , avec  $E(\omega) = V(\omega) + T(\omega)$  et de la cohérence  $\gamma_{up}^2(\omega)$  entre la pression et la vitesse particulaire dans le champ acoustique, définies par

$$V(\omega) = \frac{|p|^2}{4\rho_0 c^2}, \quad (3.7)$$

$$T(\omega) = \frac{\rho_0}{4} |u|^2, \quad (3.8)$$

$$\gamma_{up}^2(\omega) = \frac{|G_{up}(\omega)|^2}{G_{pp}(\omega)G_{uu}(\omega)}. \quad (3.9)$$

$G_{up}(\omega)$  est la densité interspectrale de puissance vitesse-pression. Les équations (3.5) et (3.6) permettent d'encadrer les variations de la variance de la densité d'énergie selon la cohérence entre la pression et la vitesse particulaire :

$$\frac{V^2(\omega)}{n} + \frac{T^2(\omega)}{n} \leq \text{var}\{\hat{E}(\omega)\} \leq \frac{E^2(\omega)}{n}, \quad (3.10)$$

La borne supérieure est obtenue en injectant  $\gamma_{up}^2(\omega) = 1$  dans l'équation (3.6) alors qu'une cohérence nulle dans l'équation (3.5) conduit à la borne inférieure. Dans ce dernier cas, cette borne est deux fois plus faible que la borne supérieure. En utilisant le fait que  $\text{cov}\{G_{pp}(\omega), G_{uu}(\omega)\} \approx (1/n)|G_{up}(\omega)|^2$ , l'équation (3.4) peut s'écrire

$$\text{var}\{\hat{E}(\omega)\} \approx \frac{1}{n} \left[ V^2(\omega) + T^2(\omega) + \frac{I^2(\omega)}{2c^2} + \frac{J^2(\omega)}{2c^2} \right], \quad (3.11)$$

où  $I(\omega)$  et  $J(\omega)$  désignent les intensités acoustiques active et réactive. La borne inférieure est donc obtenue pour un champ dont les intensités active et réactive sont nulles. Les densités d'énergie conduisant à cette borne  $E^2(\omega)/2n$  sont alors telles que les énergies cinétique et potentielle sont égales donnant  $V(\omega) = T(\omega) = E(\omega)/2$ . Afin de préciser le type de champ acoustique conduisant à cette borne inférieure, le modèle de champ uni-dimensionnel décrit par l'équation (3.1) est considéré dans [Pas08]. Il est démontré à partir du calcul des grandeurs  $V(\omega)$ ,  $T(\omega)$ ,  $I(\omega)$  et  $J(\omega)$  que l'intensité active s'annule quand les deux ondes opposées ont même amplitude. Une cohérence nulle entre ces deux ondes conduit à annuler l'intensité réactive. Dans ce cas, où les deux ondes opposées sont incohérentes et de même amplitude, la cohérence pression-vitesse s'annule également. Cette cohérence nulle entre pression et vitesse est donc une condition suffisante pour atteindre la borne inférieure de la variance de la densité d'énergie. Dans le cas d'une sonde à deux capteurs, toute perte de cohérence entre les signaux des deux microphones limite l'erreur statistique dans le calcul de la densité d'énergie. La figure 3.1 montre la fonction de cohérence simulée entre les deux microphones en fonction de la position de la mesure et de la cohérence entre les deux composantes du modèle, ceci pour la limite supérieure de la gamme fréquentielle de la sonde ( $k\Delta = 1$ ) et un rapport de 6 dB entre les composantes. En pratique afin de limiter les erreurs statistiques dans le calcul des densités d'énergie, il peut donc être intéressant de positionner la sonde à un emplacement qui maximise la perte de cohérence entre les deux microphones.

## 3.2 Méthode de mesure à trois microphones de la densité d'énergie

[Pas11] J.-C. Pascal, J.-F. Li, and J.-H. Thomas. Determination of energy in ducts by a three-microphone phaseless method and estimation of measurement uncertainties. *Journal of Sound and Vibration*, 330 :4713-4724, 2011.

D'après la première étude, les erreurs statistiques sur la mesure des densités d'énergie à deux microphones dépendent de la position des capteurs et également de la cohérence entre les deux signaux acquis. Par ailleurs, le biais de mesure des techniques basées sur l'interspectre entre les deux microphones est particulièrement sensible aux erreurs de phase entre les microphones. La deuxième étude focalise ainsi sur une méthode d'obtention de la densité d'énergie d'un conduit à partir de mesures effectuées par trois microphones. L'intérêt de l'approche est son insensibilité aux erreurs de phase puisque seuls les autospectres sont utilisés dans cette méthode inverse. La méthode repose en effet sur l'inversion du modèle d'ondes quasi-stationnaires partiellement cohérentes, décrit par l'équation (3.1) et alimenté par des autospectres expérimentaux. La sensibilité de la méthode est évaluée par rapport à quatre différentes causes d'erreurs qui sont la calibration

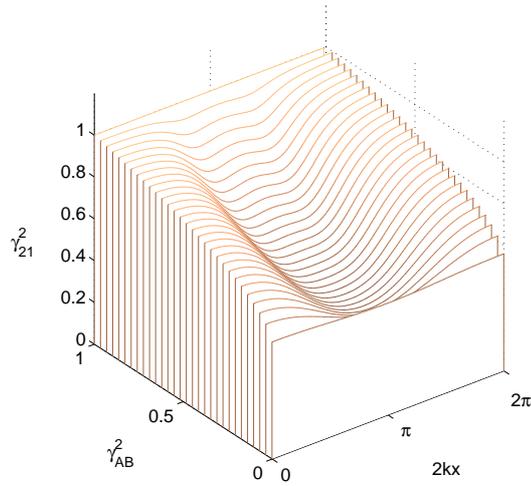


FIG. 3.1 – Fonction de cohérence  $\gamma_{21}^2$  entre les deux microphones dépendant de la position de la mesure et de la cohérence  $\gamma_{AB}^2$  entre les deux composantes du modèle de rapport 6 dB ( $k\Delta = 1$ ).

en amplitude des microphones, les estimations des densités spectrales de puissance ou autospectres des signaux microphoniques aléatoires, les incertitudes sur le positionnement des microphones et sur la vitesse du son. Dans l'étude reportée dans [Pas11], une méthodologie identique est employée pour déterminer les facteurs de sensibilité à chaque cause d'erreur. La connaissance des facteurs de sensibilité permet alors de choisir les paramètres expérimentaux, notamment la gamme de fréquences d'utilisation de la méthode, de façon à ce que l'erreur statistique sur le calcul de la densité d'énergie reste dans un intervalle de confiance donné.

Le point de départ de l'approche développée est le modèle de champ unidimensionnel partiellement cohérent cité précédemment, valable en théorie pour un fluide non dissipatif au repos mais qui est utilisable dans des cas industriels faiblement dissipatifs à partir du moment où la distance entre les microphones est suffisamment petite. A partir de ce modèle, la densité d'énergie totale dans le conduit s'exprime

$$E(\omega) = \frac{a(\omega)}{\rho_0 c^2}, \quad (3.12)$$

où  $a(\omega)$  est une grandeur inconnue pouvant être déterminée analytiquement par la résolution du système linéaire

$$\begin{bmatrix} G_{1,1}(\omega) \\ G_{2,2}(\omega) \\ G_{3,3}(\omega) \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} a(\omega) \\ b(\omega) \\ c(\omega) \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

où  $\mathbf{M}$  est la matrice, définie dans l'équation (3.14), à inverser pour obtenir les grandeurs inconnues  $a(\omega)$ ,  $b(\omega)$  et  $c(\omega)$  à partir des autospectres expérimentaux.

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & \cos 2kx_1 & -\sin 2kx_1 \\ 1 & \cos 2kx_2 & -\sin 2kx_2 \\ 1 & \cos 2kx_3 & -\sin 2kx_3 \end{bmatrix}. \quad (3.14)$$

Lorsque le deuxième microphone occupe une position centrale, avec donc une distance équivalente  $\Delta$  entre les microphones (1,2) et (2,3), la densité d'énergie totale est exploitable pour un plus grand nombre de fréquences et s'écrit, en fonction des autospectres des signaux acquis par les trois microphones,

$$E(\omega) = \frac{G_{11}(\omega) - 2G_{22}(\omega)\cos 2k\Delta + G_{33}(\omega)}{4\rho_0 c^2 \sin^2 k\Delta}. \quad (3.15)$$

La méthodologie d'obtention du facteur de sensibilité  $S_e$  à une cause d'erreur  $e$  sur la densité d'énergie  $E(\omega)$  consiste alors à calculer la variance de la densité d'énergie à partir de la formulation (3.2) en considérant la cause d'erreur comme une (ou plusieurs) variable aléatoire qui suit une loi Gaussienne d'écart-type normalisé  $\epsilon_e$ . Le facteur de sensibilité à une cause d'erreur est ensuite obtenu en considérant le quotient de l'écart-type normalisé de la densité d'énergie sur l'écart-type normalisé de la loi de variation de la cause d'erreur,

$$S_e = \frac{\sqrt{\text{var}\{E(\omega, \xi_e)\}}/E(\omega, \xi_e)}{\epsilon_e}. \quad (3.16)$$

Afin par exemple d'étudier la sensibilité du calcul de la densité d'énergie aux erreurs de calibration, l'erreur de calibration d'un microphone  $i$  est modélisée en multipliant, dans l'expression (3.15) de la densité d'énergie, chaque autospectre  $G_{ii}$  du signal enregistré par un coefficient aléatoire  $s_i$ . Les coefficients  $s_i$ , ( $i = 1, 2, 3$ ) suivent la même loi Gaussienne de moyenne 1 et d'écart-type normalisé  $\epsilon_a$ . En considérant la densité d'énergie comme un processus aléatoire dépendant des trois coefficients  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$ , le calcul de la variance de la densité d'énergie débouche sur une formulation analytique (voir équation (10) dans [Pas11]) qui va être utilisée pour déduire le facteur de sensibilité. L'étude montre que ce facteur est peu sensible à la cohérence entre les deux ondes et à leur rapport d'amplitude. La représentation du maximum du facteur de sensibilité, obtenue en faisant varier la position de la mesure, permet à partir de l'incertitude donnée sur l'erreur de calibration et de l'incertitude désirée sur la densité d'énergie de déduire la plage fréquentielle d'utilisation de la sonde (figure 3.2). Avec une incertitude  $\epsilon_a$  sur la calibration, par exemple de l'ordre de 5% (ce qui représente  $\pm 0.22$  dB) et une incertitude maximale désirée sur la densité d'énergie, inférieure à 20% [-0.97 dB, +0.79 dB], le maximum du facteur de sensibilité est  $S_{a \text{ max}} = \epsilon_{\text{max}}\{E\}/\epsilon_a < 0.2/0.05 = 4$ , conduisant, conformément à la figure 3.2, à une gamme de fréquences d'utilisation de la sonde telle que  $k\Delta$  soit compris dans l'intervalle  $n\pi \pm 0.48$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ).

La même approche est utilisée pour déterminer les facteurs de sensibilité du calcul de la densité d'énergie aux mesures d'autospectres, au positionnement des microphones et à la vitesse du son. Le tracé des maxima de ces facteurs en fonction de  $k\Delta$  (figure 3.3) permet de déduire la gamme de fréquences de la sonde à partir des incertitudes données pour chaque cause d'erreur. Un exemple de cette démarche est d'ailleurs explicité dans [Pas11]. Notons que les incertitudes liées aux calculs des densités spectrales sont indépendantes du positionnement des capteurs, de l'écart entre les microphone et de  $k\Delta$ . Elles sont plus importantes lorsque la cohérence entre les deux ondes est égale à 1. L'incertitude liée à la position des microphones conduit à choisir une valeur limite pour  $k\Delta$ .

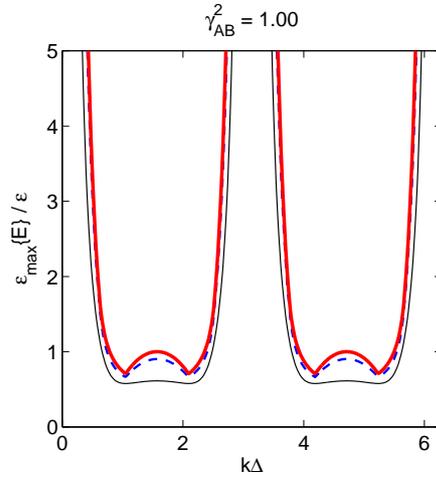


FIG. 3.2 – Maximum du facteur de sensibilité  $S_{a \max} = \epsilon_{\max}\{E\}/\epsilon_a$  du calcul de la densité d'énergie aux erreurs de calibration en fonction de  $k\Delta$  pour des rapports d'amplitude entre les deux ondes planes opposées de 1 (traits épais), 0.25 (pointillés) et 0 (traits fins).

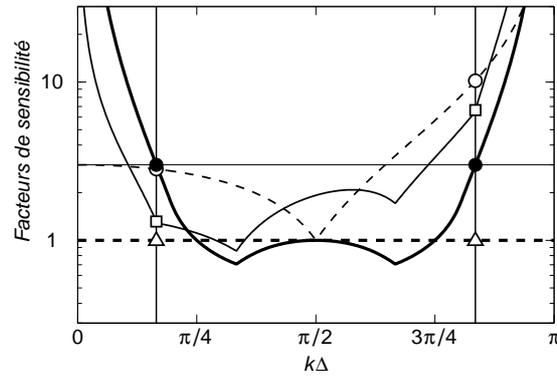


FIG. 3.3 – Maxima des facteurs de sensibilité du calcul de la densité d'énergie aux erreurs de calibration (traits épais), aux erreurs de position des microphones (traits fins), aux erreurs sur la vitesse du son (pointillés) en fonction de  $k\Delta$  pour un rapport d'amplitude entre les deux ondes planes opposées de 1 et une cohérence  $\gamma_{AB}^2$  de 1.

## Conclusion et perspectives

Les travaux présentés dans ce mémoire sont le résultat de recherches effectuées au sein du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine en collaboration avec plusieurs chercheurs, doctorants et stagiaires de Master. Ils correspondent notamment aux thèses soutenues de J. Bernard (2005), V. Grulier (2005), A. Marec (2008), S. Paillasseur (2009), à la thèse en cours de F. Le Courtois, aux stages de Master d'Y. Renou (2007) et d'H. Dhifaoui (2006) qui a initié le travail de M. Khelil (2008), co-encadré avec R. El Guerjouma et L. Simon. Les premiers travaux liés à la thèse de J. Bernard ont été co-encadrés avec C. Dépollier et S. Montrésor. Les travaux sur l'imagerie acoustique résultent d'une forte collaboration avec J.-C. Pascal matérialisée par trois co-encadrements de thèse. Cette collaboration concerne également les études sur les erreurs statistiques. Les recherches en émission acoustique et en contrôle non destructif sont le fruit d'un travail d'équipe avec R. El Guerjouma qui a suscité des collaborations industrielles avec EDF en particulier B. Chassignole et P. Peureux. Les applications industrielles ont souvent été le moteur de développements de méthodes, notamment les problématiques de la SNCF traitées en collaboration avec F. Poisson et J.-C. Pascal. Les travaux autour de l'imagerie acoustique et plus particulièrement l'holographie acoustique ont permis au Centre de Transfert de Technologie du Mans (CTTM), par l'intermédiaire de J.-C. Le Roux, de se doter, à partir de la thèse Cifre de V. Grulier, d'un banc de mesure et de traitement pour l'holographie acoustique temps-réel. Certains travaux dans le cadre des thèses co-encadrées ont également amené des développements avec d'autres collègues du laboratoire (R. Berbaoui, M. Bentahar, A. El Mahi, V. Tournat, M.-H. Moulet, F. Gautier, N. Dauchez, J.-L. Le Carrou).

La méthode d'holographie acoustique temps-réel a pour l'instant été testée avec le CTTM sur quelques cas (haut-parleurs excités par un signal non stationnaire [55], bruit d'essuie-glaces arrière de voiture [56]). L'objectif est d'expérimenter la méthode sur de nouvelles applications industrielles produisant des bruits non stationnaires, transitoires ou impulsionsnels. Le fait que la méthode fournisse en temps continu des signaux temporels au niveau des sources offre aussi des perspectives en termes de diagnostic d'un système dont les défauts génèrent un son ou un bruit particulier. Ces perspectives s'inscrivent dans la continuité de l'étude réalisée à partir de l'holographie standard pour les sources stationnaires [57]. La propriété de reconstruction temporelle des signaux de pression acoustique peut de plus s'avérer intéressante lorsque l'on cherche à obtenir les variations temporelles d'une autre grandeur comme par exemple le champ de force appliqué sur une partie de véhicule soumis à un écoulement d'air. Cette thématique sera notamment développée dans la thèse de D. Lecoq, co-encadrée avec C. Pézerat et W.P. Bi, dont l'objectif est l'identification de pressions pariétales engendrées par un écoulement turbulent à la surface d'une structure vibrante. Il serait également intéressant de confronter la méthode d'holographie temps-réel à la problématique de la mesure en habitacle. Une collaboration avec X.-Z. Zhang de l'Université de Technologie de Hefei en Chine a d'ailleurs été initiée à ce sujet, avec l'objectif d'arriver à séparer les ondes acoustiques provenant des deux côtés de l'antenne à l'aide de microphones organisés en double-couche.

En ce qui concerne l'examen des matériaux par contrôle non destructif et émission acoustique, les travaux présentés ont souligné l'apport des ondelettes dans l'extraction de paramètres, la réduction du bruit et la prise de décision en présence de signaux non stationnaires. Alors que des perspectives ont déjà été soulignées dans le mémoire, les futurs travaux devraient s'orienter vers la prédiction de la durée de vie de ces matériaux. Il

sera enfin toujours utile et passionnant de rechercher et d'utiliser des traitements pertinents sur les signaux disponibles afin d'extraire une information améliorant la connaissance du système étudié.

## Références

- [1] E.G. Williams, J.D. Maynard, and E. Skudrzyk. Sound source reconstructions using a microphone array. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(1) :340–344, 1980.
- [2] J. Hald. Time domain acoustical holography. In *Inter-noise 1995*, pages 1349–1354, Newport Beach (USA), July 1995.
- [3] J. Hald. Time domain acoustical holography and its applications. *Sound Vib.*, 35 :16–25, 2001.
- [4] O. de La Rochefoucauld-Rossier. *Résolution du problème inverse spatio-temporel en imagerie acoustique de champ proche : Application au rayonnement de sources industrielles instationnaires*. PhD dissertation, Université du Maine, 2002.
- [5] O. de la Rochefoucauld, M. Melon, and A. Garcia. Time domain holography : forward projection of simulated and measured sound pressure fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116(2) :142–153, 2004.
- [6] F. Deblauwe, J. Leuridan, J.L. Chauray, and B. Béguet. Acoustic holography in transient conditions. In *Sixth International Congress on Sound and Vibration*, pages 899–906, Copenhagen (Denmark), July 1999.
- [7] R. Scholte, I. Lopez, N. B. Roozen, and H. Nijmeijer. Truncated aperture extrapolation for Fourier-based near-field acoustic holography by means of border-padding. *J. Acoust. Soc. Am.*, 125(6) :3844–3854, 2009.
- [8] K. Saijyou and S. Yoshikawa. Reduction methods of the reconstruction error for large-scale implementation of near-field acoustical holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110 :2007–2023, 2001.
- [9] E.G. Williams, B. H. Houston, and P. C. Herdic. Fast Fourier transform and singular value decomposition formulations for patch nearfield acoustical holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114(3) :1322–1333, 2003.
- [10] J. Hald. Patch near-field acoustical holography using a new statistically optimal method. In *Proceedings of Inter-Noise*, pages 40–50, Cheju (South Korea), August 2003.
- [11] J. Hald. Basic theory and properties of statistically optimized near-field acoustical holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 125(4) :2105–2120, 2009.
- [12] Z. El-Khoury and C. Nouals. Utilisation de l’analyse multirésolution en holographie acoustique champ proche. *Traitement du signal*, 11 :257–270, 1994.
- [13] E. G. Williams. *Fourier Acoustics*. Academic Press, New York, 1999.
- [14] M. Forbes, S. Letcher, and P. Stepanishen. A wave vector, time-domain method of forward projecting time-dependent pressure fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90(5) :2782–2792, 1991.
- [15] P.C. Hansen. *Rank-deficient and discrete ill-posed problems*. SIAM, Philadelphia, 1998.
- [16] M.-H. Masson, B. Dubuisson, and C. Frélicot. Conception d’un module de reconnaissance des formes floue pour le diagnostic. *Journal européen des systèmes automatisés (RAIRO-APII-JESA)*, pages 319–341, 1996.
- [17] E.G. Williams. Regularization methods for near-field acoustical holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110(4) :1976–1988, 2001.

- [18] B. D. Van Veen and K. M. Buckley. Beamforming : A versatile approach to spatial filtering. *IEEE ASSP Magazine*, pages 4–24, april 1988.
- [19] H. Krim and M. Viberg. Two decades of array signal processing research. the parametric approach. *IEEE Signal Processing Magazine*, pages 67–94, july 1996.
- [20] Z. Michalewicz. *Genetic Algorithms + Data Structures = Evolution Programs*. Springer, third revised and extended edition, 1996.
- [21] Y. J. R. Gounot and R. E. Musafir. Genetic algorithms : a global search tool to find equivalent source sets. *Journal of sound and vibration*, 322 :282–298, 2009.
- [22] P.M. Morse and K. U. Ingard. *Theoretical Acoustics*. Mc Graw Hill, Princeton, 1968.
- [23] F. Poisson. *Localisation et caractérisation de sources acoustiques en mouvement rapide*. PhD dissertation, Université du Maine, 1996.
- [24] F. Poisson, J.-C. Valière, and P. Herzog. High speed sound sources localization using bilinear time-frequency transformation. *Applied acoustics*, 53(1-3) :1–13, 1998.
- [25] P. Flandrin. *Temps-fréquence*. Hermes, 2e édition revue et corrigée, Paris, 1998.
- [26] T. H. Brooks and W. M. Humphrey. A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays. *J. Sound. Vib.*, 294 :856–879, 2006.
- [27] A. A. Anastassopoulos and T. P. Philippidis. Clustering methodology for the evaluation of acoustic emission from composites. *Journal of Acoustic Emission*, 13(1/2) :11–22, 1995.
- [28] V. Kostopoulos, T. H. Loutas, A. Kontsos, G. Sotiriadis, and Y. Z. Pappas. On the identification of the failure mechanisms in oxyde/oxide composites using acoustic emission. *NDT&E International*, 36 :571–580, 2003.
- [29] K. Ono. *Acoustic emission, Encyclopedia of Acoustics*. Wiley, New-York, 1997.
- [30] S. Huguet. *Application de classificateurs aux données d’émission acoustique : identification de la signature acoustique des mécanismes d’endommagement dans les composites à matrice polymère*. PhD dissertation, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2002.
- [31] N. Godin, S. Huguet, R. Gaertner, and L. Salmon. Clustering of acoustic emission signals collected during tensile tests on unidirectional glass/polyester composites using supervised and unsupervised classifiers. *NDT&E International*, 37 :253–264, 2004.
- [32] N. Godin, S. Huguet, and R. Gaertner. Integration of the Kohonen’s self-organising map and k-means algorithm for the segmentation of the AE data collected during tensile tests on cross-ply composites. *NDT&E International*, 38 :299–309, 2005.
- [33] M. Johnson. Waveform based clustering and classification of AE transients in composite laminates using principal component analysis. *NDT&E International*, 35 :367–376, 2002.
- [34] R. de Oliveira and A. T. Marques. Health monitoring of FRP using acoustic emission and artificial neural networks. *Computers and Structures*, 86 :367–373, 2008.

- [35] H. Nechad. *Evaluation de l'endommagement et de la rupture de matériaux hétérogènes par ultrasons et émission acoustique : Estimation de la durée de vie restante*. PhD dissertation, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [36] P. J. De Groot, P. A. M. Wijnen, and R. B. F. Janssen. Real time frequency determination of acoustic emission for different fracture mechanisms in carbon/epoxy composites. *Composites Science and Technology*, 58 :1923–1928, 1998.
- [37] M. A. Hamstad, A. O’Gallagher, and J. Gary. A wavelet transform applied to acoustic emission signals : part 1 : source identification. *Journal of Acoustic Emission*, 20 :39–61, 2002.
- [38] M. Suzuki, T. Kinjo, Y. Hayashi, M. Takemoto, and K. Ono. Wavelet transform of acoustic emission signals. *Journal of Acoustic Emission*, 14 :39–61, 1996.
- [39] T. H. Loutas and V. Kostopoulos. Health monitoring of carbon/carbon, woven reinforced composites : Damage assessment by using advanced signal processing techniques. part ii : Acousto-ultrasonics monitoring of damage development. *Composites Science and Technology*, 69 :273–283, 2009.
- [40] G. Qi. Wavelet-based AE characterization of composite materials. *NDT&E International*, 33 :133–144, 2000.
- [41] J. C. Bezdek. *Pattern recognition with fuzzy objective function algorithms*. Plenum Press, New-York, 1981.
- [42] R. Berbaoui. *Identification et analyse de l'endommagement par fatigue des matériaux granulaires à base polymère*. PhD dissertation, Université du Maine, 2010.
- [43] C. Torrence and G. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteo. Soc.*, 79 :61–78, 1998.
- [44] S. Jevrejeva, J. C. Moore, and A. Grinsted. Influence of the arctic oscillation and el niño-southern oscillation (ENSO) on ice conditions in the baltic sea : The wavelet approach. *Journal of Geophysical Research*, 108(D21,4677) :ACL 10,1–11, 2003.
- [45] D. L. Donoho and I. M. Johnstone. Adapting to unknown smoothness via wavelet shrinkage. *J. Amer. Statist. Assoc.*, 90 :1200–1224, 1994.
- [46] D. L. Donoho and I. M. Johnstone. Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage. *Biometrika*, 81 :425–455, 1993.
- [47] I. M. Johnstone and B. W. Silverman. Wavelet threshold estimators for data with correlated noise. *Journal of the Royal Statistical Society*, 59 :319–351, 1997.
- [48] S. P. Song and P. W. Que. Wavelet based noise suppression technique and its application to ultrasonic flaw detection. *Ultrasonics*, 44 :188–193, 2006.
- [49] D. L. Johnson, J. Koplik, and R. Dashen. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *J. Fluid Mech.*, 176 :379–402, 1987.
- [50] J. F. Allard. *Propagation of sound in porous media : modelling sound absorbing materials*. Elsevier applied science, London, 1993.

- [51] Z. E. A. Fellah and C. Dépollier. Transient acoustic wave propagation in rigid porous media : A time domain approach. *J. Acoust. Soc. Am.*, 107 :683–688, 2000.
- [52] J. Bertrand and P. Bertrand. A class of affine Wigner functions with extended covariance properties. *J. Math. Phys.*, 33 :2515–2527, 1992.
- [53] W. J. Williams, M. L. Brown, and A. O. Hero. Uncertainty, information and time-frequency distributions. In *SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, pages 144–156, 1991.
- [54] J. Ghan, B. Cazzolato, and S. Snyder. Statistical errors in the estimation of time-averaged acoustic energy density using the two-microphone method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115(3) :1179–1184, 2004.
- [55] J.-C. Le Roux, V. Grulier, J.-H. Thomas, and J.-C. Pascal. Application of real-time acoustical holography (RT-NAH). In *4th Symposium of Automobile Comfort*, Le Mans (France), November 2006.
- [56] M.-H. Moulet, J.-C. Le Roux, and J.-H. Thomas. Characterization of car equipments by a real-time acoustic holography technique. In *6th Symposium of Automobile Comfort*, Le Mans (France), October 2010.
- [57] P. Coutable, J.-H. Thomas, J.-C. Pascal, and F. Eveilleau. Bearing fault detection based on near-field acoustic holography. In *Surveillance6 Conference*, Compiègne (France), October 2011.