N°d'ordre 2016LYSEI005 Année 2016

Thèse

Simulation de l'émission acoustique : aide à l'identification de la signature acoustique des mécanismes d'endommagement

Présentée devant
L'institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir
Le grade de docteur

Formation doctorale
Génie des matériaux
Ecole doctorale
Ecole Doctorale Matériaux de Lyon

Par
Thomas LE GALL
(Ingénieur INSA de Lyon)

Soutenue le 7 janvier 2016 devant la commission d'examen

Jury

	S. DOS SANTOS	Maître de conférences (HDR), INSA Centre Val de Loire
	R. EL GUERJOUMA	Professeur, Université du Maine
	C. FUSCO	Maître de conférences, INSA de Lyon
	N. GODIN	Maître de conférences (HDR), INSA de Lyon
Rapporteur	S. GRONDEL	Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis
Rapporteur	L. GUILLAUMAT	Professeur, Arts et Métiers ParisTech Campus d'Angers
	T. MONNIER	Maître de conférences, INSA de Lyon
	J. MOYSAN	Professeur, Université d'Aix-Marseille

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Simulation de la chaine d'acquisition de l'émission acoustique : aide à l'identification de la signature acoustique des mécanismes d'endommagement

Résumé

L'Emission Acoustique (EA) est une technique de contrôle non-destructif consistant en la mesure et l'interprétation de la signature acoustique de mécanismes d'endommagement. Dans l'approche conventionnelle (approche phénoménologique), l'interprétation des données issues des mesures par EA s'appuie sur des corrélations empiriques entre des caractéristiques de la source (le mécanisme d'endommagement) et le signal mesuré. Les modifications dues à la chaine d'acquisition de l'EA sont donc ignorées. Or, la propagation dans le matériau, la mesure par le capteur et le traitement par le système d'acquisition modifient la forme du signal et l'information qu'il transporte. Cela rend difficile l'identification de la source, et la comparaison des résultats issus d'essais effectués dans des conditions différentes.

Une partie de la réponse à ces problèmes réside dans la prise en compte des étapes de transformation du signal d'EA. C'est l'objectif de l'approche quantitative de l'EA. Cette approche repose sur l'utilisation de techniques de modélisation pour évaluer l'impact de chaque étape de transformation sur le signal.

Le premier volet de cette étude porte sur la validation des techniques utilisées pour simuler les étapes de transformation du signal d'EA. La méthode des éléments finis (MEF) est utilisée pour simuler la propagation du signal au sein du matériau. L'effet du capteur est quant à lui simulé par sa fonction de sensibilité, mesurée par la méthode de réciprocité, et utilisée comme fonction de transfert. Le second volet porte sur l'utilisation de ces techniques pour évaluer l'impact, sur le signal d'EA, des paramètres (position, temps de montée, amplitude) d'une source simple modélisée par des dipôles de force. Trois géométries d'éprouvette sont étudiées : une première éprouvette assimilable à une plaque, une seconde assimilable à une poutre de section rectangulaire et une dernière dont les dimensions sont intermédiaires entre une plaque et une poutre.

Les résultats obtenus montrent que les signaux se propagent au sein des éprouvettes suivant des modes bien définis. Ces modes de propagation sont dépendants de la géométrie de l'éprouvette. Chaque source sollicite les modes différemment. Ainsi leur étude permet de réunir des informations sur la source afin de l'identifier. Par ailleurs, cette étude a permis de mettre en évidence des descripteurs pertinents pour l'identification des sources d'EA. Les descripteurs, corrélés entre eux, permettent une nette séparation des signaux en classes en fonction de la source. Ces résultats, obtenus en surface matériau, ne prennent pas en compte l'effet du capteur. Lorsque celui-ci est pris en compte, la signature modale des sources est modifiée ainsi que la valeur des descripteurs calculés. Cela conduit à un recouvrement des classes de signaux rendant plus difficile l'identification des sources.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Simulation of acoustic emission: assisting in identifying of acoustic signature of damage mechanisms

Summary:

Acoustic emission (AE) is a non-destructive testing technique consisting in measuring and interpreting the acoustic signature of damage mechanisms. In a conventional treatment approach (phenomenological approach), the interpretation of data measured by AE is based on empirical correlations between the source (the damage mechanism) parameters and the measured signal. Therefore, the modifications due to the acquisition chain of acoustic emission are ignored. Yet, propagation of the waves in the material, measures made by the sensor and signal treatments made by the acquisition system modify the signal and the information it carries. As a consequence, identification of the source and comparison with results from other tests made in different conditions are difficult.

To find a solution to these problems, one can take into account the different steps of the acquisition chain. This is the goal of Quantitative Acoustic Emission (QAE). This approach is based on modelling techniques to evaluate the impact of each step of the acquisition chain on the AE signal.

The first part of this study concerns the experimental validation of the modelling techniques that were used in simulating the steps of the acquisition chain. The Finite Element Method (FEM) is used in simulating the signal propagation inside the material. The sensor effect on the signal is simulated by its sensitivity function, measured by the reciprocity method and used as a transfer function. The second part deals with using these techniques to evaluate the impact of simple AE sources on the AE signal. These simple sources are considered as a point source and modelled by dipole forces. Three tensile specimen geometries are studied: a first specimen that can be compared to a plate, a second specimen that can be compared to a beam and a third specimen of intermediate dimensions.

The obtained results show the mechanical waves propagate inside the specimens as modes. These modes depend on the specimen geometry. Each source excites the wave propagation modes in a different manner. Consequently, studying the excited modes, one can gather useful information on the AE source to identify it. In addition, this study highlighted relevant signal parameters to identify AE sources. The correlation of these parameters allows segregating the signals as a function of the source. These results obtained at the material surface don't take into account the sensor modifications on the signal. The sensor modifies the modal signature of the sources as well as the value of the calculated parameters. This leads to more difficulties in identifying the AE sources.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 5

CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART DE L'EMISSION ACOUSTIQUE : DE SON UTILISATION A SA MODELISATION 7

I. Emission acoustique : définition et généralités 7
I.1. Généralités 7
I.2. Sources d'émission acoustique 8
I.3. Propagation des ondes dans un solide 10
I.4. Capteurs en émission acoustique 16

II. Approche phénoménologique de l'émission acoustique 17
II.1. Analyse mono-paramètre ou analyse de corrélation 18
II.2. Analyse statistique multi-paramètres 21

III. Approche quantitative de l'émission acoustique 25
III.1. Modélisation des sources d'émission acoustique 26
III.2. Modèles de propagation des signaux d'émission acoustique 33
III.3. Prise en compte de l'effet capteur : caractérisation des capteurs. 38

IV. Apports de l'émission acoustique quantitative à la détection et à l'interprétation des mécanismes d'endommagement 42
IV.1. Endommagement dans les matériaux massifs 42
IV.2. Endommagement dans les matériaux fins (plaques) 46
IV.3. Endommagement des éprouvettes de dimensions finies 53

V. Conclusion 57

CHAPITRE 2 : BASES THEORIQUES ET CONFIGURATIONS EXPERIMENTALES 59

Introduction 59

I. Présentation des sources réelles ou artificielles, simulées ou non, utilisées lors des simulations et des validations expérimentales. 60
I.1. Sources artificielles utilisées pour la validation expérimentale 60
I.2. Utilisation de dipôles de force pour simuler des sources d'émission acoustique 63

II. Simulation de l'effet du milieu de propagation sur le signal d'émission acoustique 65
II.1. Géométries des éprouvettes et matériaux étudiés 65
II.2. Présentation du modèle par éléments finis utilisé pour simuler le milieu de propagation 67
II.3. Modes de propagation des ondes dans les différentes géométries d'éprouvette 76

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III. Mesure/calcul du signal d'émission acoustique et simulation de l'effet capteur 79
III.1. Matériel utilisé pour la génération, la mesure et le traitement des signaux d'émission acoustique expérimentaux. 80
III.2. Paramètres de calcul par éléments finis destinés à simuler les signaux d'émission acoustique issus d'une source interne au matériau 84
III.3. Simulation de l'effet du capteur sur le signal d'émission acoustique 86

IV. Outils de traitement, d'analyse et de comparaison des signaux 91
IV.1. Comparaison des signaux par intercorrélation 92
IV.2. Outils d'analyse temporelle 92
IV.3. Outils d'analyse fréquentielle 94
IV.4. Outils d'analyse temps-fréquence 97
IV.5. Fenêtrage du signal 100

V. Conclusion 102

CHAPITRE 3 : VALIDATIONS EXPERIMENTALES 105

Introduction 105

I. Validation du signal d'émission acoustique simulé suite à une rupture de mine 106
I.1. Simulation d'une rupture de mine sur les trois géométries d'éprouvette 106
I.2. Protocole expérimental de validation de la simulation d'une rupture de mine 107
I.3. Résultats 108
I.4. Validation et interprétation des différences entre signaux expérimentaux et simulés 118

II. Validation de la prise en compte de l'effet du capteur sur le signal d'émission acoustique 123
II.1. Calcul des fonctions de sensibilité d'un capteur μ80 123
II.2. Validation de la prise en compte de l'effet d'un capteur μ80 en réception 125

III. Validation du signal généré par un capteur émetteur 127
III.1. Simulation du signal émis par un capteur émetteur dans l'éprouvette EPL3 127
III.2. Protocole expérimental de validation de la simulation du signal émis par un capteur émetteur dans l'éprouvette EPL3 129
III.3. Résultats 130
III.4. Interprétation des différences entre signaux expérimentaux et simulés 135

IV. Conclusion 138

CHAPITRE 4 : SIMULATION DU SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE GENERE PAR DES SOURCES INTERNES AU MATERIAU 139

I. Influence du milieu de propagation sur le signal d'émission acoustique : identification des modes de propagation. 140

II. Influence des caractéristiques d'une source ponctuelle sur le signal 141

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.1. Influence de l'orientation de la source sur le signal 142
II.2. Influence de l'anisotropie de la source sur le signal 148
II.3. Influence de la position de la source dans l'épaisseur de l'éprouvette sur le signal. 153
II.4. Influence de la position latérale de la source sur le signal. 156
II.5. Influence du temps de montée de la source sur le signal 159

III. Identification de deux sources simulées à l'aide des transformées de Fourier 2D 161
III.1. Etude des FFT2D des sources générées dans l'éprouvette EPL80 163
III.2. Etude des FFT2D des sources générées dans l'éprouvette EPL3 165
III.3. Etude des FFT2D des sources générées dans l'éprouvette EPL16 166
III.4. Etude des FFT2D calculées sur la tranche de l'éprouvette EPL80 168

IV. Utilisation des transformées temps-fréquence pour l'identification des sources 172
IV.1. Analyse des transformées Calculées sur chaque géométrie d'éprouvette 172
IV.2. Influence de la distance de propagation sur les transformées temps-fréquence 176

V. Utilisation des descripteurs pour l'identification des sources. 179
V.1. Etude des descripteurs temporels. 180
V.2. Etude des descripteurs fréquentiels. 184

VI. Influence du capteur récepteur sur les signaux d'émission acoustique 188
VI.1. Effet du capteur récepteur sur les FFT2D 188
VI.2. Effet du capteur récepteur sur les descripteurs 194
VI.3. Effet du système d'acquisition sur les descripteurs 201

VII. Conclusion 202

CONCLUSION GENERALE 205

PERSPECTIVES 209

BIBLIOGRAPHIE 211

ANNEXES 219

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

INTRODUCTION GENERALE

L'Emission Acoustique (EA) désigne la manifestation d'une onde acoustique générée par une source située au sein d'un matériau subissant des modifications structurales. L'EA est aussi la technique de contrôle/caractérisation non destructive consistant à mesurer et interpréter la signature acoustique des sources. Cette technique a un fort potentiel et présente de nombreux avantages. Elle permet le contrôle volumique d'une structure en temps réel quelle que soit sa taille et dans des conditions de service.

Par ailleurs, l'EA présente un intérêt en sciences des matériaux car elle permet de détecter, localiser et identifier les mécanismes d'endommagement au sein d'un matériau sollicité par une contrainte extérieure (mécanique, chimique, etc.). Elle a cependant quelques limites car les signaux mesurés doivent être interprétés afin d'être reliés à un mécanisme d'endommagement. Or, cette interprétation est délicate et il peut parfois être difficile de différencier la signature acoustique de signaux issus de mécanismes d'endommagement distincts.

En effet, lors d'un essai instrumenté en EA le signal généré par la source se propage au sein du matériau, il est ensuite mesuré par un capteur et est enregistré et exploité par le système d'acquisition. Ainsi, entre sa création et sa visualisation par l'utilisateur, le signal subit de nombreuses transformations. Lors de la propagation, la géométrie du matériau (à l'origine des réflexions), son anisotropie ou encore la présence d'hétérogénéités (pouvant engendrer des phénomènes de dispersion) modifient la forme de l'onde mécanique progressive générée par la source. De même, le type de capteur utilisé et son positionnement à la surface du matériau modifient la forme du signal mesuré. Toutes ces transformations rendent délicate l'identification des sources et presque impossible la collecte de données quantitatives. Pour s'affranchir de ces limites, il est nécessaire d'approfondir la compréhension des transformations que subit le signal. Or cela ne peut se faire expérimentalement, il faut pour cela utiliser des techniques de modélisation.

Le premier objectif de ce travail est d'utiliser des techniques de modélisation pour analyser les transformations subies par le signal lors de la propagation au sein du matériau et lors de la mesure à l'aide d'un capteur. L'analyse de ces transformations est effectuée dans le but de relier de façon quantitative un signal d'EA au mécanisme source. Un second objectif est la prise en compte du changement d'échelle sur le signal d'EA. Il s'agit de savoir si, pour un même matériau, il y a une différence entre des mesures par EA faites sur des pièces industrielles de grande dimension, et des mesures faites sur des éprouvettes de laboratoire, de petites dimensions.

Le chapitre 1 présente tout d'abord la technique d'émission acoustique et les étapes de transformation du signal de la source à la visualisation par l'utilisateur de l'EA. Puis l'approche phénoménologique, basée sur le calcul de descripteurs et l'utilisation d'algorithmes de classification, est présentée. Vient ensuite l'approche quantitative qui s'intéresse à la collecte de données quantifiables sur la source. Cette approche nécessite une compréhension approfondie des modifications subies par le signal et s'appuie sur l'utilisation de modèles. Enfin, un état de l'art des travaux effectués en émission acoustique quantitative est exposé. Ces travaux concernent : la modélisation des sources, les modèles de propagation d'ondes et la prise en compte de l'effet du capteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Le chapitre 2 présente les outils utilisés pour simuler les différentes étapes de la chaine de l'EA, ainsi que les outils pour analyser les signaux d'EA. La méthode des éléments finis et la méthode de réciprocité sont notamment utilisées pour simuler les transformations subies par le signal, la première pour simuler la propagation des ondes au sein d'un matériau et la seconde pour simuler l'effet du capteur. L'analyse des signaux est réalisée à l'aide d'outils tels que la transformée de Fourier, la transformée de Fourier 2D ou les transformées temps-fréquence. Les descripteurs utilisés en EA phénoménologique pour caractériser les signaux sont aussi présentés. Par ailleurs, le chapitre introduit les protocoles expérimentaux mis en place pour valider la simulation de la chaine de l'EA, ainsi que le matériel utilisé lors des essais.

Le chapitre 3 s'intéresse à la validation expérimentale de la simulation des étapes de la chaine de l'EA. Pour chaque étape, un protocole expérimental spécifique et une simulation correspondant à ce protocole sont mis en place. Les sources utilisées sont des sources artificielles en surface du matériau (ex : rupture de mine) car elles sont plus faciles à générer expérimentalement. Les résultats, c'est-à-dire les signaux d'EA mesurés ou calculés, sont comparés à l'aide des outils d'analyse présentés au chapitre 2.

Le chapitre 4 concerne la simulation de l'ensemble de la chaine de l'EA en utilisant des sources d'EA s'approchant de sources réelles. Ainsi, des sources ponctuelles, utilisant des dipôles de force, sont générées au sein du matériau. L'impact du milieu de propagation sur le signal est évalué à l'aide de la méthode des éléments finis. Les signaux issus des calculs par éléments finis sont analysés dans le but de trouver des liens entre les caractéristiques des signaux en surface matériau (sans effet capteur) et les caractéristiques de la source. Les caractéristiques étudiées sont le type de source, l'orientation, le temps de montée ou encore la position. La classification des signaux d'EA en surface matériau à l'aide des descripteurs est aussi étudiée afin de mettre en évidence des descripteurs pertinents pour l'utilisateur de l'EA. Enfin l'impact du capteur, élément essentiel de la chaine de l'EA, est évalué sur les signaux et les descripteurs utilisés pour la classification.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART DE L'EMISSION ACOUSTIQUE : DE SON UTILISATION A SA MODELISATION

I. EMISSION ACOUSTIQUE : DEFINITION ET GENERALITES

I.1. GENERALITES

L'émission acoustique (EA) est le phénomène de libération d'énergie, sous forme d'ondes élastiques transitoires, résultant de micro-déplacements locaux internes au sein d'un matériau soumis à une sollicitation statique ou dynamique (norme AFNOR NFA 09350). Une partie de l'énergie est libérée sous la forme d'une onde élastique qui se propage dans toutes les directions jusqu'aux frontières du matériau. En analysant les vibrations de la surface du matériau dues à l'arrivée de l'onde, il est possible de collecter des informations sur l'évènement à l'origine de ces vibrations (Figure 1. 1).

Un exemple typique d'EA est le cri de l'étain. Connu dès le Moyen Âge par les forgerons, cette manifestation de l'EA dans le domaine de l'audible ne fut reliée au phénomène de maclage (son mécanisme source) qu'en 1917 par Czochralski. Par la suite, d'autres travaux sont effectués dans le domaine de l'audible, on peut citer les travaux de Foster et Sheil en 1936 sur le clic associé à la formation de martensite dans les aciers au nickel. Les travaux de Joseph Kaiser, dans les années 1950, sont généralement reconnus comme marquant le début de l'EA moderne. Le début des contrôles industriels est marqué par le contrôle par EA des carters des fusées Polaris en 1964. Le premier appareil industriel est fabriqué en 1968 par la société Dunegan. A l'heure actuelle l'EA s'applique à différents domaines :

- La surveillance en service : contrôle des appareils sous pression (application industrielle la plus importante), contrôle de structures telles que les ponts.
- La surveillance en fabrication : contrôle de la qualité de l'emboutissage par exemple.
- La caractérisation de l'endommagement de matériaux lors d'essais mécaniques ou physico-chimiques (corrosion).

Les principales caractéristiques de l'EA sont les suivantes [1] :

- La source provient d'une libération d'énergie à l'intérieur ou à la surface du matériau ou de la structure contrôlée. Cette libération d'énergie est créée par exemple par un mécanisme d'endommagement tel que la propagation d'une fissure. Ceci a l'avantage de faire de l'EA une technique passive permettant d'utiliser un appareillage assez simple consistant en un réseau de capteurs récepteurs. Cette technique a aussi l'avantage de pouvoir être utilisée pour des suivis de structures en fonctionnement.
- Les évènements générant une émission acoustique, même de faible amplitude, sont détectés en temps réel ce qui permet de retracer chronologiquement leur apparition. Cependant, l'EA ne détecte que des mécanismes évolutifs dans le temps (par exemple, l'apparition ou la propagation d'une fissure) et ignore les défauts non évolutifs.
- Le matériau ou la structure étudiés doivent forcément être soumis à des sollicitations (mécaniques ou physico-chimiques) pour voir l'apparition d'évènements détectables par EA.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

L'EA présente donc de nombreux avantages par rapport aux autres techniques de contrôle non-destructif (CND). En effet, grâce à l'EA, il est idéalement possible de détecter la présence d'un défaut au moment de sa création, de le localiser et de déterminer sa nature et sa gravité.

On distingue généralement deux types d'EA : l'EA discrète et l'EA continue. En EA discrète, on mesure des signaux transitoires, des salves. Si les salves deviennent trop fréquentes par rapport à leur durée, elles se chevauchent, il devient alors impossible de les séparer. Dans ce cas on parle d'EA continue, ce type d'EA intervient lorsqu'on enregistre, par exemple, des signaux issus de mouvements de dislocations dans les métaux.

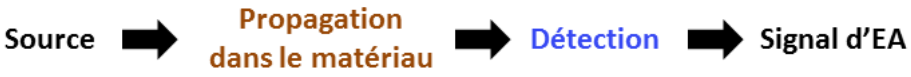

Figure 1. 1 : Représentation simplifiée de la chaine de l'Emission Acoustique.

I.2. SOURCES D'EMISSION ACOUSTIQUE

Les mécanismes à l'origine de l'EA sont de différentes natures. On peut les distinguer en deux catégories : les sources dues à de la corrosion et les sources dues à de la fissuration.

I.2.1. Sources dues à la corrosion

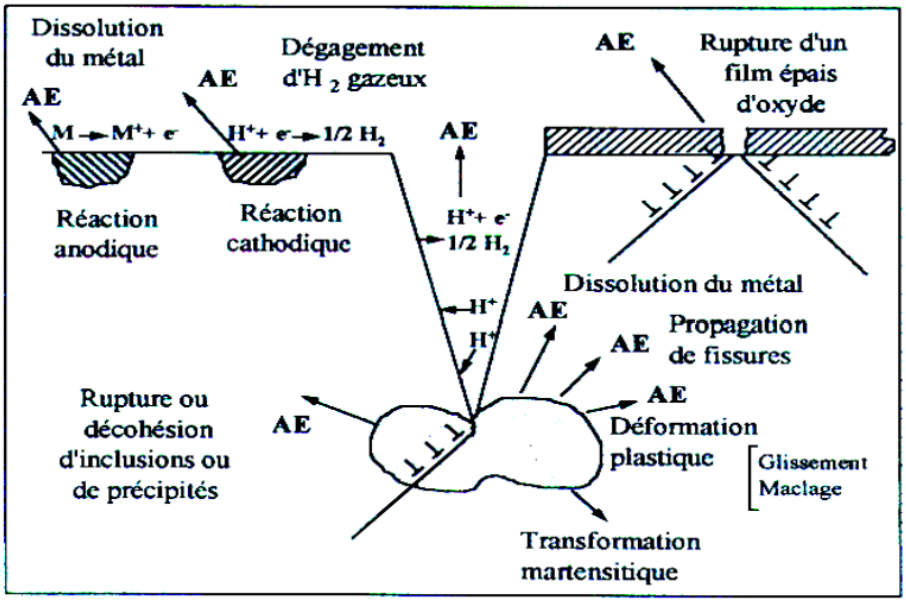

Figure 1. 2 : Sources d'EA dues aux mécanismes de corrosion. [2]

Il existe plusieurs types de corrosion. La corrosion généralisée [3] est caractérisée par une attaque de la surface du matériau par le milieu qui se fait sensiblement à la même vitesse en tout point de la surface. La corrosion caverneuse [4] et par piqure sont des corrosions localisées. Enfin la corrosion sous contrainte [5] se manifeste par de la fissuration due à l'action conjuguée d'un milieu corrosif parfois peu agressif et d'une sollicitation mécanique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Dans la plupart des cas, la corrosion a été étudiée par EA dans des matériaux métalliques. Les signaux d'EA sont principalement générés par l'apparition ou la croissance de fissures dues au phénomène de corrosion. La formation de bulles d'hydrogène à la surface du matériau permet aussi, dans certains cas, d'expliquer l'origine des ondes. D'autres sources telles que la rupture ou la décohésion de précipités ou d'inclusions peuvent aussi générer de l'EA (Figure 1. 2). Certains travaux ont aussi évoqué un changement des contraintes en surface [6]. Le phénomène de corrosion peut aussi générer de l'EA dans les bétons armés, la corrosion des armatures métalliques entraine leur gonflement et donc l'apparition de fissures à l'origine d'une EA dans le béton environnant.

I.2.2. Sources d'origine mécanique

Lorsqu'un matériau est sollicité mécaniquement, les mécanismes d'endommagement induits par cette sollicitation génèrent de l'EA. Ces mécanismes diffèrent d'un matériau à l'autre. Les mécanismes à l'origine d'une EA dans les métaux sont :

- les mouvements coopératifs de dislocation [7]. Le mouvement d'une seule dislocation ne génère pas une onde détectable en revanche le mouvement coordonné de plusieurs dislocations est détectable
- la création et la propagation de fissures
- la rupture ou décohésion d'inclusions
- les transformations de phase, la transformation martensitique
- les phénomènes de clivage et glissement

Dans les bétons, les principaux mécanismes d'endommagement sont la microfissuration et la croissance de fissures déjà existantes. Les fissures peuvent être localisées dans les grains (gravier par exemple), dans la matrice (ciment) ou encore à l'interface grains/matrice, une région plus poreuse [8].

Enfin, dans les matériaux composites (à matrice organique ou à matrice céramique) on trouve d'autres mécanismes d'endommagement [9], tels que (Figure 1. 3) :

- La fissuration matricielle
- La rupture ou l'arrachement de fibres
- La décohésion
- Le délaminage

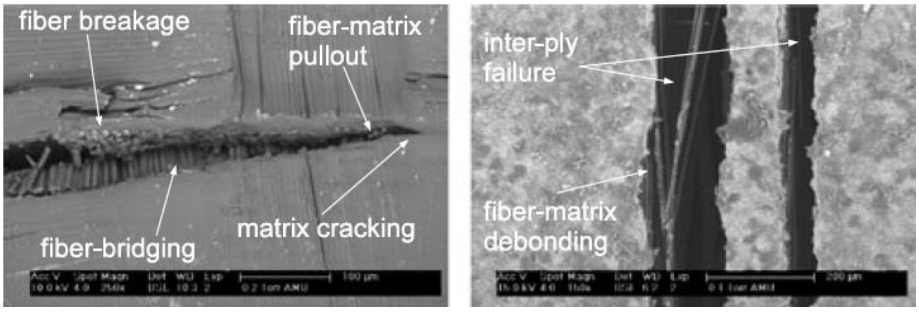

Figure 1. 3 : Mécanismes d'endommagement dans les matériaux composites. [9]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I.2.3. Sources artificielles

Ces sources sont souvent utilisées pour la calibration des capteurs ou la vérification du montage lors d'expérimentations. Parmi les sources artificielles on trouve :

- la rupture d'une mine de crayon
- la rupture d'un capillaire en verre
- le jet de gaz
- le lâcher de bille
- le signal généré par un émetteur

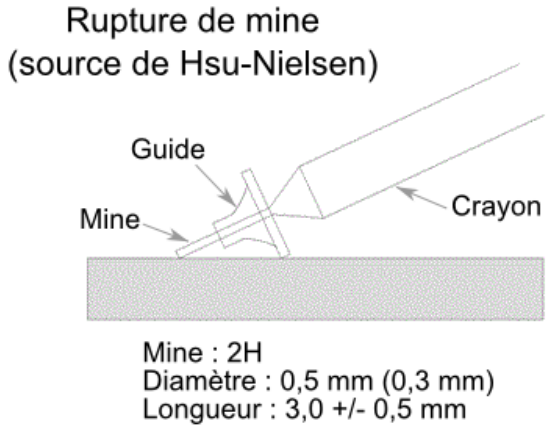

Figure 1. 4 : Schéma explicatif de la rupture d'une mine de crayon à la surface d'un échantillon. (http://www.ndt.net/)

La rupture d'une mine de crayon est la plus utilisée. La génération de cette source consiste à casser, à la surface d'un échantillon, une mine 2H dont le diamètre et la longueur sont normalisés (Figure 1. 4). Cela a pour effet de générer un signal très énergétique pouvant être apparenté à un signal d'EA. L'essai de rupture de mine est utilisé pour vérifier le bon fonctionnement des capteurs d'EA ainsi que leur couplage avec le matériau. Il permet aussi de vérifier la bonne localisation des sources lorsque plusieurs capteurs sont présents.

I.3. PROPAGATION DES ONDES DANS UN SOLIDE

Le milieu de propagation, c'est-à-dire la pièce ou structure instrumentée par EA, influe sur le signal enregistré de différentes façons suivant sa complexité. Le solide homogène isotrope élastique est le solide le plus simple. Ses propriétés sont les mêmes en tout point de sa géométrie (il ne présente pas d'hétérogénéités, ex : inclusions) et elles sont les mêmes dans toutes les directions (ex : la vitesse de propagation des ondes est la même quel que soit la direction).

I.3.1. Propagation dans un milieu infini

Lorsque les dimensions du solide sont très supérieures à la longueur d'onde λ des ondes propagées, on peut considérer que le milieu est infini et donc négliger l'effet des réflexions. Dans un solide isotrope, l'excitation du milieu par une source entraine la propagation de deux types d'ondes mécaniques transitoires qui se propagent en sphères concentriques centrées sur la source. Tout d'abord, une onde longitudinale qui se déplace à la vitesse :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

$$c_L = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \qquad (1.1)$$

Ensuite, une onde transversale se déplaçant à la vitesse :

$$c_T = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} \qquad (1.2)$$

Avec :

- E : le module d'Young du matériau
- ν : le coefficient de poisson
- ρ : la masse volumique

L'atténuation de l'amplitude des ondes sphériques en fonction de la distance de propagation (en 3 dimensions) est proportionnelle à l'inverse de cette distance.

I.3.2. Propagation dans un espace semi-infini

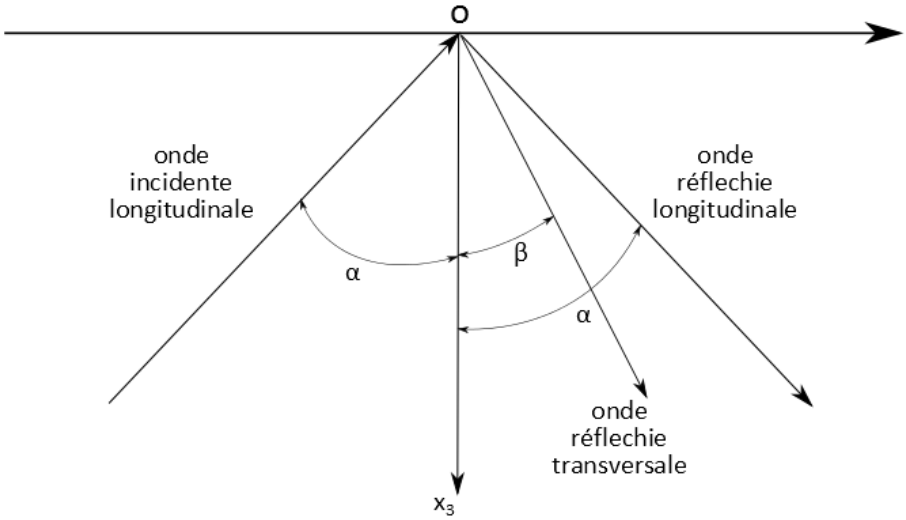

Figure 1. 5 : Réflexion d'une onde longitudinale à la frontière d'un espace semi-infini. [10]

Un espace semi-infini est un milieu de propagation plus représentatif d'un cas réel que le milieu infini (il peut représenter l'EA dans des gros blocs par exemple) puisque l'on calcule non seulement les ondes qui se propagent à l'intérieur du milieu mais aussi les effets qui se produisent lorsque les ondes de volume atteignent la surface libre. Dans ce cas, plusieurs phénomènes se produisent :

- Les ondes longitudinale et transversale se réfléchissent à la surface. Chaque réflexion donne lieu à la création d'une nouvelle onde longitudinale et d'une nouvelle onde transversale, ce qui fait donc au total quatre ondes réfléchies (Figure 1. 5).
- Une onde de surface appelée onde de Rayleigh se crée (Figure 1. 6).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

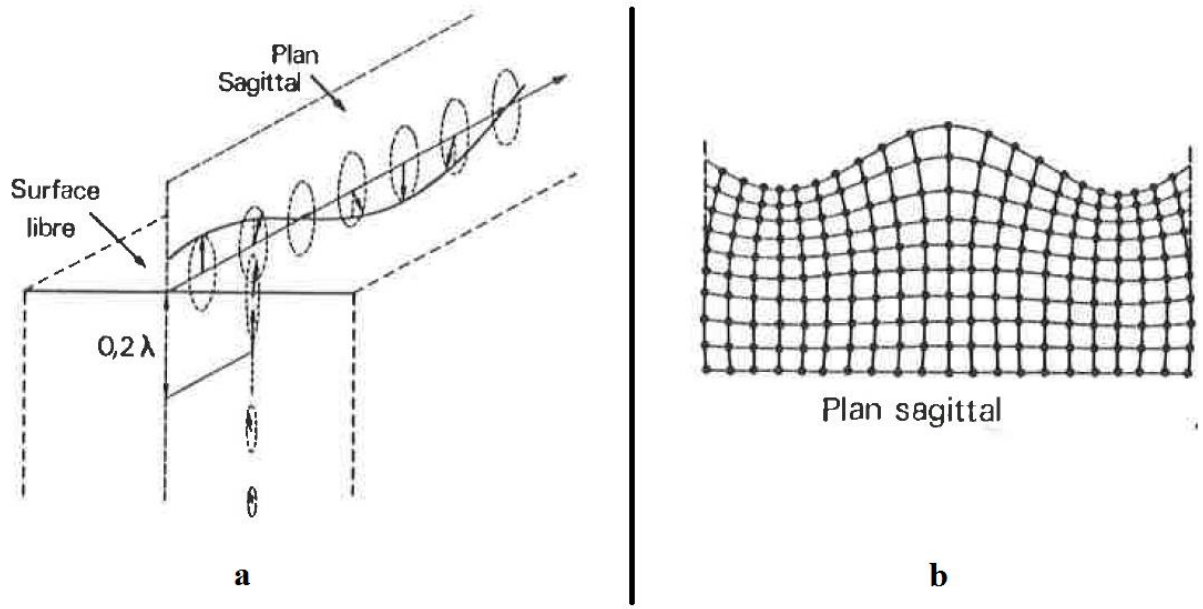

Figure 1. 6 : (a) Evolution des ondes de Rayleigh avec la profondeur. (b) Déplacements dus aux ondes de Rayleigh. [11]

L'onde de Rayleigh se propage à une vitesse moins importante que les ondes de volume, sa vitesse est donnée par la formule [12] :

$$c_R = \frac{c_T(0{,}87 + 1{,}12\nu)}{(1+\nu)} \qquad (1.3)$$

Avec :

- c_T : la vitesse de l'onde transversale
- ν : le coefficient de poisson

Elle est la somme d'une composante longitudinale et d'une composante transversale déphasée de $\frac{\pi}{2}$. Ces composantes décroissent jusqu'à une profondeur, égale à 2λ, à laquelle elles deviennent nulles. Son atténuation géométrique en fonction de la distance de propagation (en 3 dimensions) est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{r}}$.

I.3.3. Propagation dans une plaque

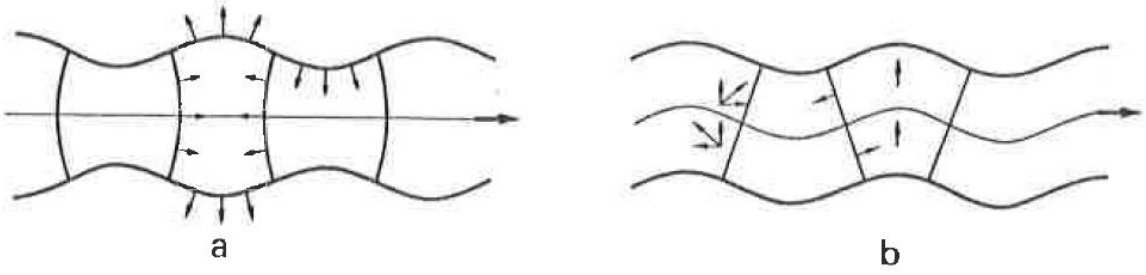

Figure 1. 7 : Ondes de Lamb. (a) Mode symétrique. (b) Mode antisymétrique. [11]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

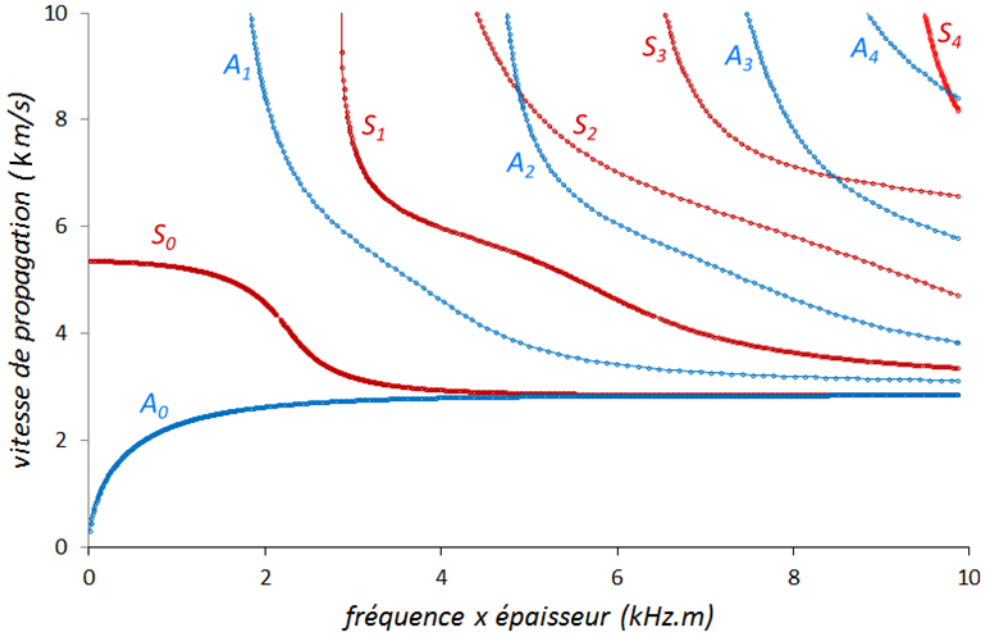

Figure 1. 8 : Courbes de dispersion des vitesses de phase (modes symétriques et antisymétriques) dans une plaque d'aluminium.

La propagation des ondes dans une plaque (ou guide d'onde 1D) est différente de celle dans les matériaux massifs. En effet, lorsque la plaque est suffisamment mince (épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde), des ondes résultant du couplage d'ondes montantes et descendantes provenant des réflexions sur les faces supérieure et inférieure de la plaque se propagent. Ces ondes dites ondes de Lamb ont la particularité de mettre en mouvement la totalité de l'épaisseur de la plaque. Elles sont guidées par les faces de la plaque et cela leur procure deux propriétés : elles sont dispersives, c'est-à-dire que leur vitesse dépend de la fréquence et elles se propagent sous la forme de modes symétriques et antisymétriques (Figure 1. 7). Ainsi, lors de la propagation d'un signal source dans une plaque, le signal se décompose et laisse apparaitre des modes se déplaçant à des vitesses différentes (Figure 1. 8). Les modes symétriques sont des modes qui sollicitent la plaque de façon symétrique par rapport au plan médian (le plan qui coupe la plaque en deux dans son épaisseur). Les modes antisymétriques sont des modes qui sollicitent la plaque de façon antisymétrique par rapport au plan médian.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

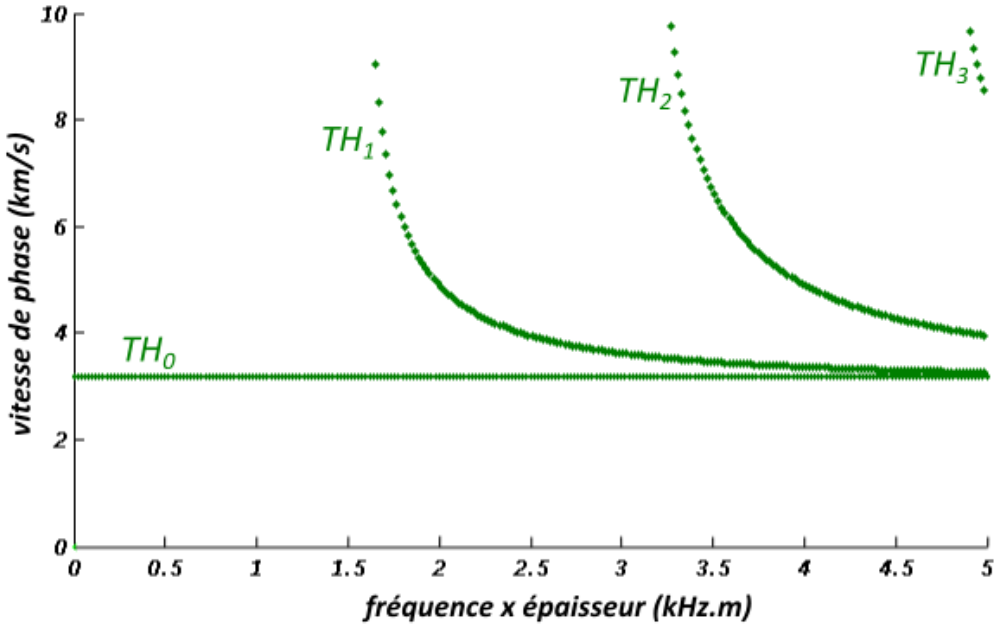

Figure 1. 9 : Courbes de dispersion des vitesses de phase (modes transverse-horizontaux) dans une plaque d'aluminium.

D'autres ondes dispersives se propagent dans une plaque : les ondes transverses horizontales (Figure 1. 9). Contrairement aux modes symétriques et antisymétriques les déplacements occasionnés par le passage de ces ondes sont contenus dans le plan de la plaque. Le mode fondamental (TH_0) n'est pas dispersif et sa vitesse est égale à la vitesse de l'onde volumique transversale (v_T).

Dans une poutre (ou guide d'onde 2D), les dimensions en épaisseur et latérale de la pièce sont de l'ordre de la longueur d'onde. Ce milieu de propagation est lui aussi dispersif et les ondes se propagent aussi sous la forme de modes (Figure 1. 10).

Il existe trois familles de modes dans une poutre : les modes de torsion notés $T_{0,n}$, les modes longitudinaux notés $L_{0,n}$ et les modes de flexion notés $F_{m,n}$. Les déplacements générés par les modes de chaque famille sont illustrés sur la Figure 1. 11. Les couleurs, allant du bleu (petit déplacement), au rouge (grand déplacement), représentent l'amplitude des déplacements. L'index m est appelé ordre circonférentiel, il spécifie l'ordre de symétrie de la déformation (engendrée par l'onde) par rapport à l'axe de la poutre. L'index n est utilisé pour différencier les modes d'une même famille. Les déformations des modes symétriques dans une plaque et des modes longitudinaux dans une poutre sont similaires. De même, les déformations des modes antisymétriques dans une plaque et des modes de flexion dans une poutre sont similaires.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I.3.4. Propagation dans une poutre

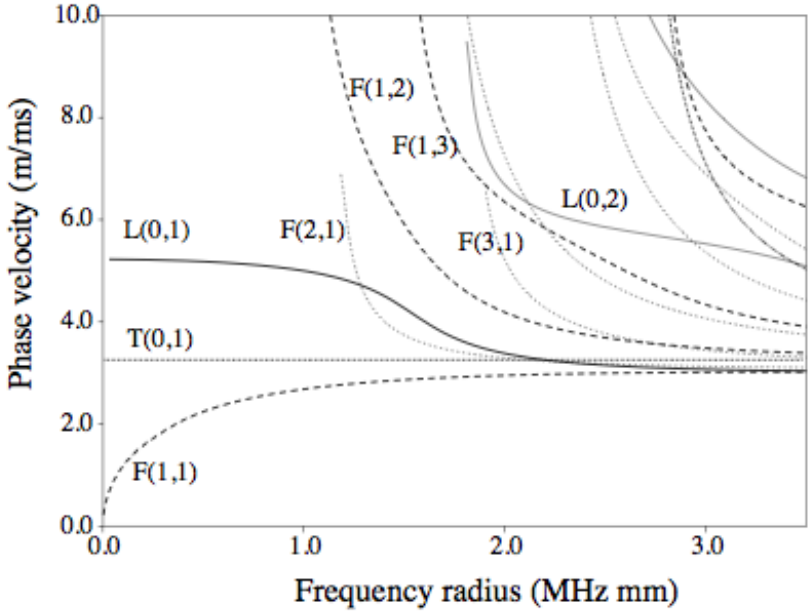

Figure 1. 10 : Courbes de dispersion des vitesses de phase dans un tube d'acier de section cylindrique immergé dans l'eau. La lettre F désigne les modes de flexion, la lettre L les modes longitudinaux et la lettre T les modes de torsion. [13]

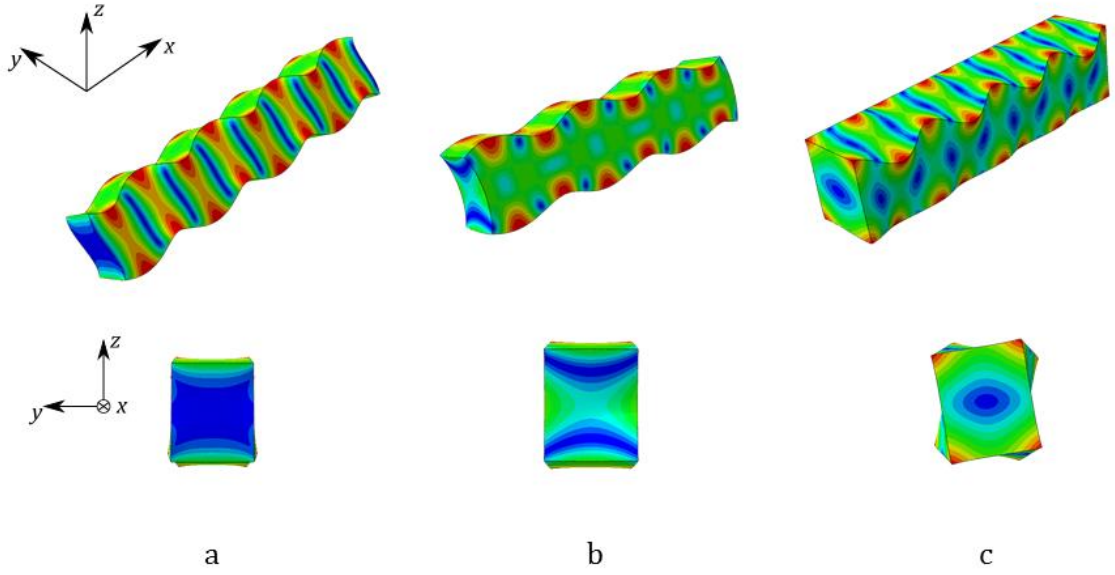

Figure 1. 11 : Modes de propagation des ondes guidées dans une poutre de section rectangulaire (3x3,7 mm). (a) mode de flexion $F_{1,1}$. (b) mode longitudinal $L_{0,1}$. (c) mode de torsion $T_{0,1}$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I.4. CAPTEURS EN EMISSION ACOUSTIQUE

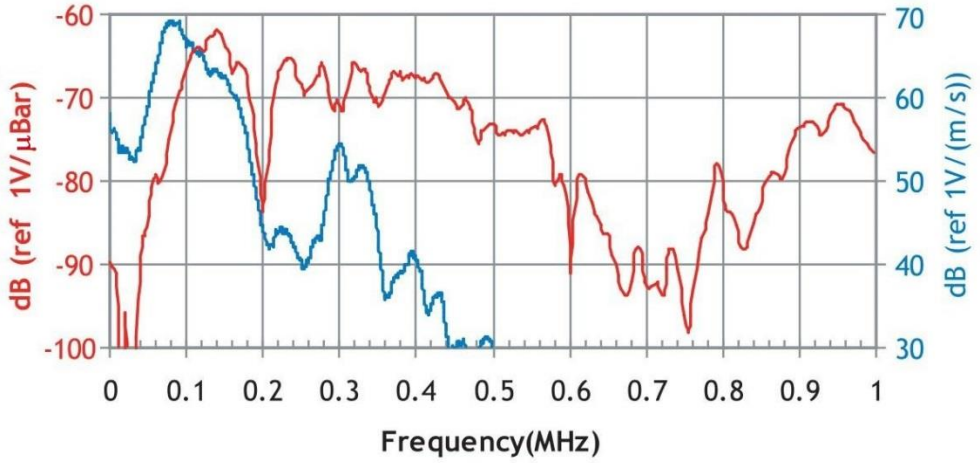

Figure 1. 12 : Courbes de calibration constructeur d'un capteur R15α (http://www.physicalacoustics.com/). La courbe bleue a été obtenue par la méthode standard pour la calibration primaire des capteurs d'EA (norme ASTM E1106-86). La courbe rouge a été obtenue par la méthode du bruit blanc (norme ASTM E976-84).

Les capteurs utilisent différents principes physiques pour transformer les vibrations en tension [14], [15]. Il existe des capteurs piézoélectriques, ces capteurs sont faciles à mettre en œuvre lors d'essais et ont une grande sensibilité. Cependant ils sont en général résonnants avec une bande passante étroite en fréquence, ils sont donc moins fidèles. Le capteur R15α est un capteur piézoélectrique couramment utilisé en EA pour les matériaux métalliques (Figure 1. 12), la bande passante de ce capteur est étroite (0 – 400 kHz), de plus il montre de larges variations de sensibilité en fonction de la fréquence.

D'autres capteurs sont capacitifs, ils ont une bande passante plus large et sont moins résonnants, ils sont donc plus fidèles. Cependant, ils sont aussi moins sensibles.

Enfin il existe des capteurs optiques, tels que les interféromètres qui reproduisent très fidèlement les vibrations (la mesure se fait sans contact), cependant ils sont aussi moins sensibles et plus difficiles à mettre en œuvre lors d'essais.

Du fait de leur grande sensibilité et de leur facilité de mise en œuvre, les capteurs les plus utilisés en EA sont des capteurs piézoélectriques, mais comme il l'a été dit précédemment ces capteurs sont résonnants et leur réponse en fréquence n'est pas plate. Lors de la mesure, le signal est donc fortement altéré. En effet, la mesure effectuée par le capteur sous la forme d'une tension électrique est différente du signal récupéré directement en surface du matériau. Malheureusement, il est difficile d'obtenir un capteur à la fois sensible et fidèle. Le Tableau 1. 1 montre les ordres de grandeur de la sensibilité et la largeur de bande des différentes familles de capteurs. Un gain en fidélité du capteur se fait souvent au détriment de sa sensibilité, or les signaux d'EA étant peu énergétiques, leur détection nécessite des capteurs sensibles.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

TYPE OF TRANSDUCER	SENSITIVITY [m]	WIDTH OF THE BAND [MHz]
Piezoelectric resonant	10^{-13}	0,1 to 0,3
Piezoelectric wideband	10^{-12}	0,1 to 2
Capacitance	10^{-11}	DC to 50
Laser interferometer	10^{-10}	0,05 to 100

Tableau 1. 1 : Ordre de grandeur de la sensibilité des capteurs d'EA. [16]

Par ailleurs, lors de la mesure, le capteur n'est pas le seul élément ayant un effet sur le signal. Ce dernier est d'abord amplifié en sortie du capteur par un préamplificateur qui, en plus de son rôle d'amplification, filtre le signal. Ensuite, le système d'acquisition filtre lui aussi le signal.

II. APPROCHE PHENOMENOLOGIQUE DE L'EMISSION ACOUSTIQUE

L'objectif de cette analyse des signaux d'EA est d'associer un signal à un mécanisme source. En EA phénoménologique, la démarche d'identification des sources d'EA repose sur une hypothèse fondamentale : chaque signal d'EA enregistré possède des propriétés liées aux caractéristiques de la source l'ayant créé. Des descripteurs (Figure 1. 13) sont calculés sur la forme temporelle et sur le spectre fréquentiel (calculé par transformée de Fourier) des signaux mesurés [17]. Les descripteurs utilisés dans ce travail sont détaillés dans le chapitre 2.

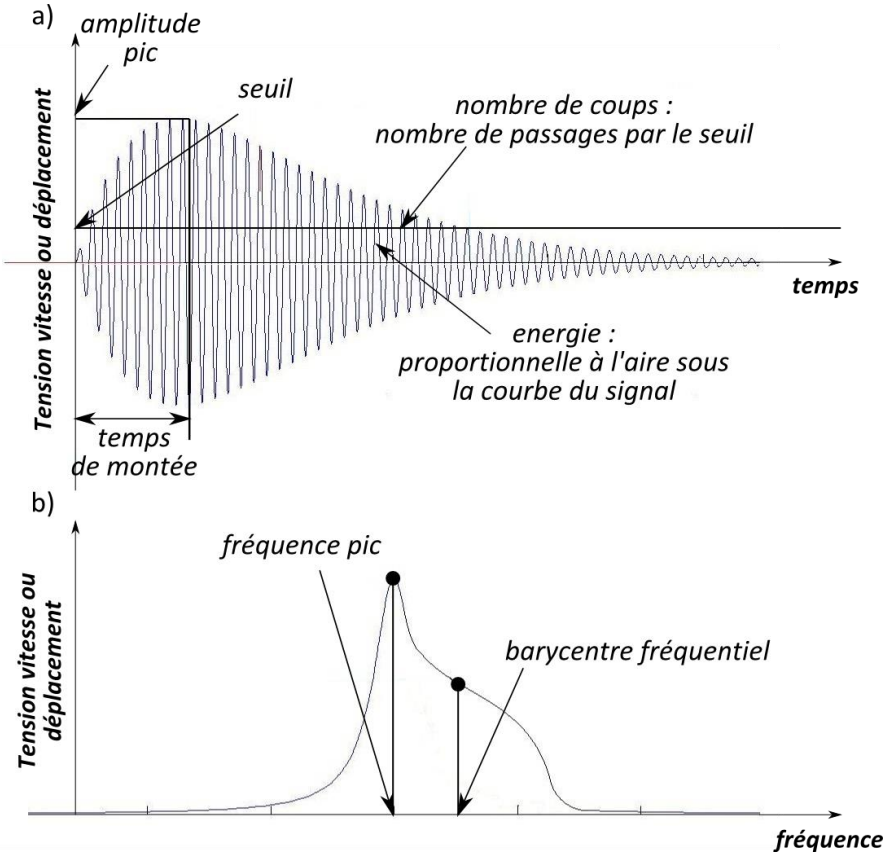

Figure 1. 13 : Descripteurs couramment utilisés en EA. (a) Descripteurs temporels. (b) Descripteurs fréquentiels.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Le signal mesuré est relié au mécanisme source en se basant sur la valeur des descripteurs calculés sur le signal. Pour se faire, dans le contexte de l'étude de l'endommagement des matériaux, deux démarches sont adoptées : l'analyse mono-paramètre et l'analyse statistique multi-paramètre.

II.1. ANALYSE MONO-PARAMETRE OU ANALYSE DE CORRELATION

Dans le cas d'une analyse mono-paramètre, la différenciation des mécanismes source se fait par l'emploi d'un seul descripteur. Dans le cas d'une analyse de corrélation, elle se fait par l'emploi d'un nombre restreint de descripteurs. Le Tableau 1. 2 présente une liste non-exhaustive de travaux employant ces analyses pour identifier les mécanismes d'endommagement dans différents matériaux.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Auteur	Matériau	Géométrie	Sollicitation	Descripteur(s) utilisé(s)	Capteur	Résultats
Komai *et al.* **[18]** *1991*	CMO : fibres de carbone/matrice époxy	L = 190 mm l = 10 mm e = 2 mm	Essai de traction Essai de fatigue	Fréquence moyenne ou durée	Pico (PAC)	Fréquence moyenne : - <300 kHz : fissuration matricielle - >500 kHz : arrachement - >500 kHz : rupture de fibre Durée : - Rupture de fibre : courte durée <30 µs - Fissuration matricielle : courte durée - Pull-out : longue durée
Barré *et al.* **[19]** *1994*	CMO : fibres de verre/matrice polypropylène	L = 150 mm l = 15 mm e = 2,5 mm	Essai de traction Essai de fatigue	Amplitude	µ80 (PAC)	- 40-55 dB : fissuration matricielle - 60-65 dB : décohésion - 65-85 dB : arrachement de fibres - 85-95 dB : rupture de fibres
De Groot *et al.* **[20]** *1995*	CMO : fibres de carbone/matrice époxy	L : 200 mm l = 20 mm e = 3 mm	Essai de traction	Fréquence moyenne	WD (PAC)	- 90-180 kHz : fissuration matricielle - 180-240 kHz : arrachement - 240-310 kHz : décohésions. - >300 kHz : rupture de fibres.
Ramirez *et al.* **[21]** *2004*	CMO : fibres de verre/matrice en polypropylène	L = 200 mm l = 25 mm e = 1,8 mm	Essai de traction	Fréquence pic	PAC WD	- 80–110 kHz : Décohésion - 200-300 kHz : Arrachement des fibres - 425-525 : Rupture des fibres
Gutkin *et al.* **[22]** *2011*	CMO : fibre de carbone/matrice époxy	L = 250 mm l = 25 mm e = 4 mm	Essais de traction, compression et flexion	Fréquence pic	PAC WD	- 0-50 kHz : fissuration matricielle - 50-150 kHz : délaminage - 200-300 kHz : décohésion fibre/matrice - 500-600 kHz : Arrachement des fibres - 400-500 kHz : rupture de fibres
Siron *et al.* **[23]**	Composite C/C	L = 200 mm l = 8,5 mm	Essais de traction et de	Amplitude (A) et durée (d)	Capteur résonnant à	- 40<A<60/65 dB et d<1000 µs :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

2000		e = 3,5 mm	flexion		300 kHz	microfissures intra-plis - 60/65<A<80/85 dB et 1000<d<10000 µs : décohésions interfaciales - 80/85<A<100 dB et 1000<d<10000 µs : rupture de fibres et de mèches - 80/85<A<100 dB et d>10000 µs : macro-fissures et délaminage Rq : Difficulté de placer les frontières entre les différentes classes de signaux.
Shiwa *et al.* **[24]** *1997*	CMC : SiC/SiC	L = 250 mm l = 10 mm e = 2 mm	Essai de traction	Amplitude	R15 (PAC)	- ~45 dB : fissuration matricielle - ~55 dB : décohésion - ~65 dB : arrachement de fibres - >70 dB : rupture de fibres
Frégonèse *et al.* **[25]** *2001*	Acier inoxydable austénitique	ϕ = 65 mm e = 4 mm	Echantillons plongés dans une solution de NaCl pour étudier la corrosion par piqûre.	Temps de montée (RT) Nombre de coups (NC)	R15 (PAC)	Identification de 2 étapes de la corrosion par piqûre : - Initiation : RT et NC faible - Propagation : RT et NC élevés

Tableau 1. 2 : Etudes de l'endommagement de matériaux par émission acoustique utilisant une analyse mono-paramètre ou une analyse de corrélation.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

L'analyse mono-paramètre permet dans certains cas de différencier les mécanismes d'endommagement, néanmoins cette approche présente quelques limites. Les valeurs absolues des descripteurs sont fortement dépendantes des conditions d'essai (mise en place, type de capteur utilisé, couplant, etc.). Ainsi les valeurs seuil utilisées pour différencier les mécanismes dans une étude ne sont pas forcément valables dans une autre. On peut voir par exemple que les études de de Groot *et al.* [20] et de Komai *et al.* [18], qui toutes deux portent sur un composite carbone/époxy, se basent sur des plages de fréquence moyenne différentes. Par ailleurs, la pertinence d'une analyse mono-paramètre se justifie si les histogrammes des descripteurs présentent des valeurs clairement multimodales, or dans la plupart des cas les valeurs des descripteurs présentent des recouvrements. On peut d'ailleurs voir dans l'étude de Komai *et al.* [18] que les plages de fréquences sont les mêmes pour l'arrachement et la rupture de fibre, ce qui contraint à utiliser un deuxième descripteur (la durée du signal) pour différencier les mécanismes d'endommagement. Par conséquent, pour distinguer plus facilement les signaux, il est nécessaire d'analyser simultanément plusieurs descripteurs : c'est l'analyse multi-paramètres rendue possible grâce à l'utilisation d'outils statistiques.

II.2. ANALYSE STATISTIQUE MULTI-PARAMETRES

Dans une analyse multi-paramètres, les signaux d'EA sont représentés par plusieurs descripteurs. L'objectif est de regrouper les signaux en classes en fonction des différences ou des ressemblances entre ces descripteurs. La classification des signaux peut se faire de deux façons. De façon supervisée ; dans ce cas, on dispose d'une bibliothèque de signaux déjà identifiés, c'est à dire des signaux modèles dont on sait qu'ils correspondent à un mécanisme d'endommagement précis. La classification de nouveaux signaux se fait alors par comparaison avec les signaux de la bibliothèque, les descripteurs calculés sur les nouveaux signaux sont comparés aux descripteurs calculés sur les signaux de la bibliothèque. La classification peut aussi se faire de façon non-supervisée. Dans ce cas, on ne possède pas de signaux modèles et les signaux sont classés en fonction de la valeur de leurs descripteurs grâce à des algorithmes de classification [26] [27].

On peut distinguer 4 étapes pour identifier des mécanismes source à l'aide d'une analyse multi-paramètres non-supervisée (Figure 1. 14) :

1. choix de plusieurs descripteurs pertinents pour caractériser les signaux
2. regroupement en classes à l'aide d'un algorithme de classification effectuant une corrélation des signaux en fonction de la valeur de leurs descripteurs
3. choix de la solution optimale
4. labélisation des classes, c'est-à-dire l'attribution d'un mécanisme d'endommagement à chaque classe

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

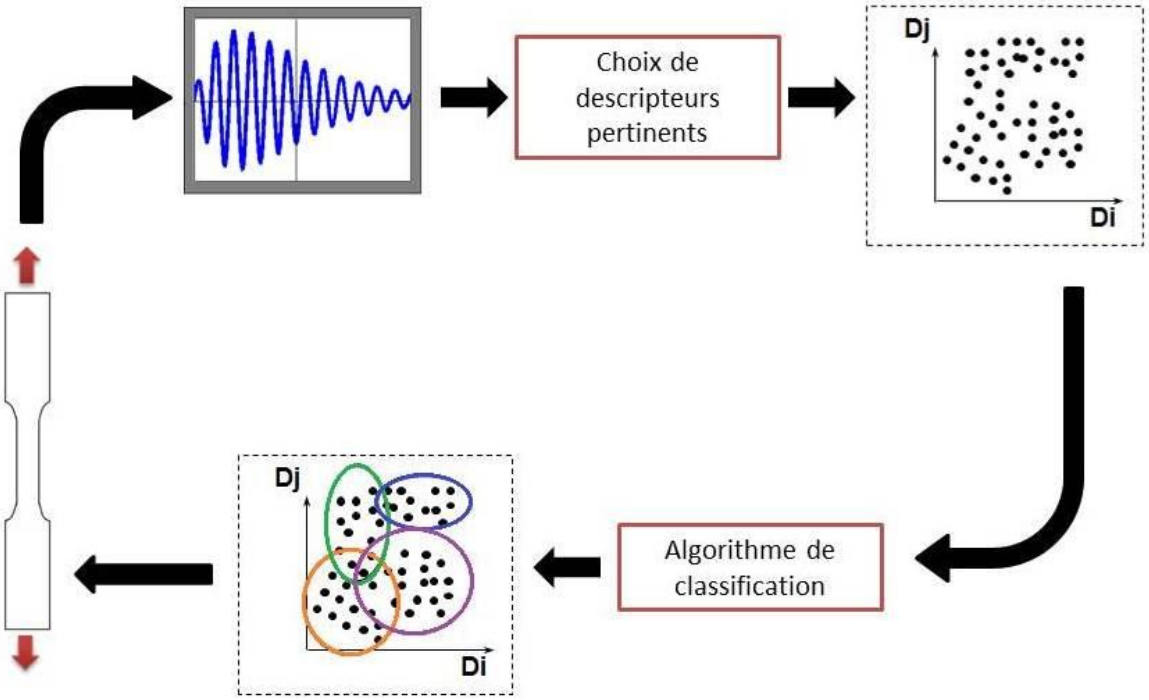

Figure 1. 14 : Processus de structuration des données en approche statistique multi-variable non-supervisée.

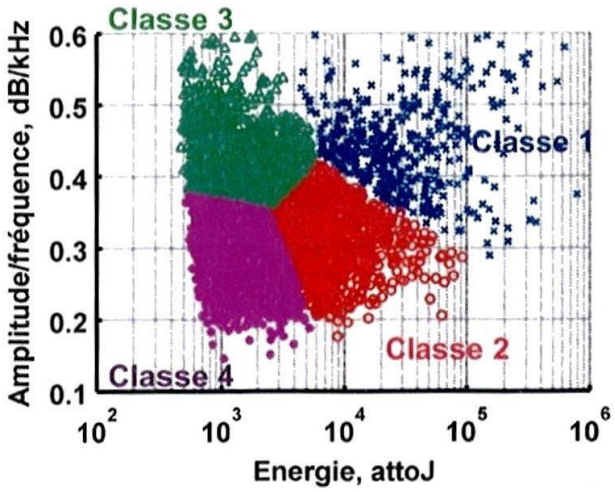

Figure 1. 15 : Exemple de séparation en classes d'évènements mesurés par EA sur des composites à matrice céramique. Classe 1 : fissuration dans la matrice inter-fil. Classe 2 : fissuration dans les fils longitudinaux. Classe 3 : fissuration dans les fils transversaux. Classe 4 : phénomènes de décohésion et frottements aux interfaces. [28]

Le Tableau 1. 3 présente une liste non-exhaustive de résultats issus d'analyses multi-paramètres.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Auteur	Matériau	Géométrie	Sollicitation	Méthode de classification	Capteur	Résultats
Anastassopoulos **[29]** *1995*	CMO : fibre de verre/matrice époxy	L = 200 mm l = 15 mm e = 3 mm	Traction	Classification non-supervisée : max-min distances, méthode des k-moyenne	R15 (PAC)	6 classes : 0. temps de montée faible et faible nombre de coups - bruit électromagnétique 1. amplitude faible et nombre de coups faible – fissuration matricielle 2. amplitude moyenne (45-65 dB) - fissuration matricielle 3. amplitude moyenne à grande (jusqu'à 80 dB) – décohésion fibre-matrice 4. très grande amplitude - ruptures de fibre 5. Temps de montée > 70 µs – décohésion fil-matrice ou ruptures de fibres multiples.
Huguet *et al*. **[30]** *2002*	CMO : fibre de verre/polyester : Uniquement résine Unidirectionnels orientés à 45° (favorise la décohésion) et à 90° (favorise la fissuration matricielle) par rapport à l'axe de traction	L = 100 mm l = 10 mm e = 2,5 mm	Traction monotone	Classification à l'aide d'une carte de Kohonen	µ80 (PAC)	Deux mécanismes d'endommagement : - fissuration matricielle - décohésion Avec l'aide conjuguée de la classification et de l'utilisation d'éprouvettes favorisant l'un ou l'autre des mécanismes d'endommagement.
Marec **[31]** *2008*	CMO : fibre de verre.	L = 100 mm l = 10 mm e = 3 mm	Fatigue statique	Classification non supervisée par la méthode de coalescence floue (fuzzy c-means)	2 capteurs piézoélectriques, réponse entre 100 kHz et 1 MHz	3 classes : • A : fissuration matricielle • B : décohésion interface fibre/matrice • Suivant le type de composite : o D : délaminage o C : rupture de fibre Rq : Meilleure séparation des classes avec utilisation de descripteurs calculés sur la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

						représentation temps-échelle (transformée par ondelettes) des signaux.
Kostopoulos **[32]** *2003*	Composite oxide/oxide (fibre alumine silice ; matrice mullite)	L = 90 mm l = 10 mm e = 3 mm	Traction	Classification non-supervisée, plusieurs méthodes utilisées dont la méthode des k-moyenne	Nano30 (PAC)	5 ou 6 classes suivant le matériau : 1. rupture de fibre 2. fissuration matricielle 3. décohésion 4. réverbérations 5. arrachement Ou : 1. rupture de fibre 2. fissuration matricielle 3. réverbérations ou bruit 4. arrachement 5. décohésion 6. réverbérations ou bruit
Maillet **[33]** *2012*	CMC : SiC/SiC	L = 200 mm l = 16 mm e = 4,5 mm	Fatigue	Classification non-supervisée par la méthode des k-moyenne optimisée par un algorithme génétique	μ80 (PAC)	4 classes de signaux : 1. Fissuration matrice inter-fils, ruptures de fils 2. Fissuration multiple des fils longitudinaux, rupture de fibres 3. Fissuration des fils transversaux 1. Décohésion et glissements aux interfaces fibre/matrice
Shaira **[34, 35]** *2008*	Acier inoxydable austénitique	L = 40 mm ϕ = 4 mm ou L = 40 mm l = 4 mm e = 4 mm	Fatigue	Analyse non-supervisée par la méthode des k-moyennes	μ80 (PAC)	3 classes de signaux : 1. signaux étalés - mouvements collectifs de dislocations 2. signaux de durée moyenne - microfissuration 3. signaux quasiment impulsionnels - transformation martensitique
Amer **[36]** *2013*	Acier inoxydable austénitique	L = 125 mm ϕ = 8 mm	Fatigue	Classification non-supervisée par la méthode des k-moyennes + classification supervisée par la méthode des k proches voisins	Nano30 (PAC)	3 classes de signaux : 2. grande durée et grand nombre de coups - mouvements collectifs de dislocations 3. moyenne durée et petit nombre de coups - microfissuration 4. quasiment impulsionnels - transformation martensitique Rq : Lien avec les mécanismes d'endommagement par corrélation avec des données chronologiques et comparaison avec des données de la littérature.

Tableau 1. 3 : Etudes de l'endommagement de matériaux par émission acoustique utilisant une analyse statistique multi-paramètres.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

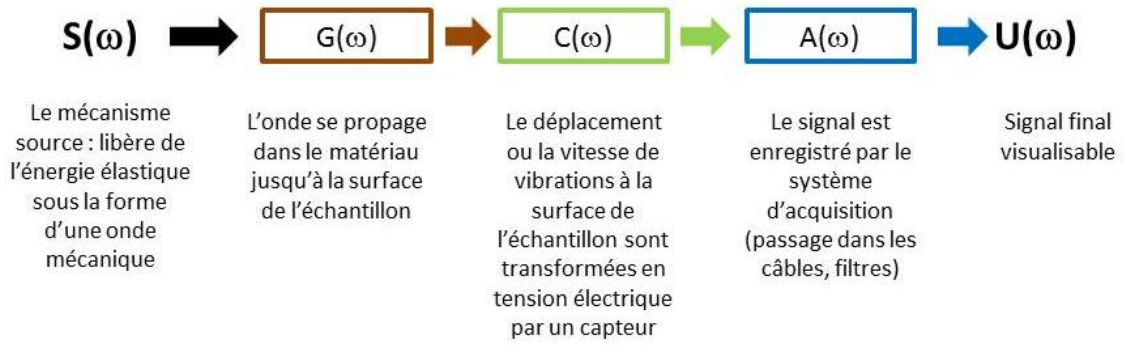

Figure 1. 16 : Chaine d'acquisition de l'émission acoustique.

Comme il a été vu précédemment, en EA phénoménologique, on considère que les caractéristiques de la source se retrouvent dans le signal mesuré par le capteur. Cependant, les modifications du signal dues à la chaine d'acquisition (Figure 1. 16) sont ignorées. On admet donc que dans des conditions expérimentales équivalentes, c'est à dire en utilisant les mêmes capteurs et la même géométrie d'échantillon, il existe de grandes similarités entre les signaux issus d'un même mécanisme source. Cependant, il est plus difficile de comparer des essais effectués dans des conditions différentes car le milieu de propagation, le capteur et la numérisation des signaux engendrent une modification de la forme des signaux et de leur contenu fréquentiel. Ainsi on peut se poser la question de la possibilité de transposer des résultats issus d'études en laboratoire (souvent sur des échantillons de petites dimensions) à des études à l'échelle industrielle car les dimensions des pièces analysées et par conséquent le milieu de propagation ne sont pas les mêmes. De plus, d'un laboratoire à l'autre ou d'un laboratoire à l'application industrielle, les capteurs et le système d'acquisition utilisés ne sont pas nécessairement les mêmes. Un autre problème de l'EA phénoménologique réside dans la validation des résultats. Dans la plupart des cas, l'identification de la signature acoustique d'un mécanisme source se fait en se mettant dans des conditions expérimentales telles que l'on privilégie un des mécanismes source [30] ou bien par l'utilisation d'autres techniques de contrôle : microscopie, autres techniques de CND [8]. Pour pallier à ces problèmes, il faudrait dans l'idéal pouvoir accéder au signal source nettoyé de toute modification due à la chaine d'acquisition, ou du moins avoir une meilleure compréhension des modifications engendrées par cette chaine d'acquisition : c'est l'objectif de l'approche quantitative de l'EA.

III. APPROCHE QUANTITATIVE DE L'EMISSION ACOUSTIQUE

En plus de l'identification des mécanismes source, il peut parfois être intéressant d'avoir accès à des données plus quantitatives sur le mécanisme telles que :

- sa taille
- son orientation
- son évolution dans le temps et l'espace
- sa vitesse d'évolution

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Il est difficile d'extraire ces données des signaux mesurés sans une compréhension approfondie des modifications subies par le signal entre la source et la détection. D'ailleurs, Hamstad [37] relève plusieurs problèmes fondamentaux, non résolus, relatifs aux méthodes de caractérisation des sources d'EA :

- la difficulté à identifier les mécanismes source à l'origine des signaux d'EA
- un manque de prise en compte de l'effet du capteur
- un manque de prise en compte de l'influence de la propagation
- trop peu d'attention accordée à l'influence de la géométrie des échantillons

Pour remédier à ces problèmes il faut améliorer la compréhension de l'influence des étapes de transformation sur le signal, c'est à dire être capable de modéliser les différentes étapes de la chaine d'acquisition (problème direct). Une perspective intéressante serait de pouvoir ensuite inverser le problème, c'est à dire retrouver la forme du signal source à partir du signal mesuré. Les travaux dans le domaine de l'EA quantitative ont été initiés par Breckenridge *et al.* [38], puis de nombreux autres travaux ont suivi. Ces travaux concernent : la modélisation des sources, [1] [39] [40], La propagation des ondes dans les solides [41] [42] et la calibration des capteurs [43] [44] [45]. Ces travaux et les modèles mis en place sont détaillés par la suite.

III.1. MODELISATION DES SOURCES D'EMISSION ACOUSTIQUE

La majorité des modèles de source concernent les mécanismes d'endommagement dus à des sollicitations mécaniques et l'apparition ou la propagation de fissures. Certains modèles tentent de rendre compte de la complexité de la source (modélisation du champ de contraintes émis par une propagation de fissure par exemple), d'autres modèles utilisent une approximation en champ lointain c'est à dire une source simplifiée générant le même champ de contrainte éloigné de la source que la source complexe. Dans ce cas, les hypothèses suivantes sont faites [1] :

- La source est considérée ponctuelle. Les dimensions physiques de la source (a : longueur représentative) sont très inférieures à la distance entre la source et le point de mesure (r) :
$$\boldsymbol{a << r}$$
- Dépendance temporelle commune de la source. Toutes les variations de déformation ou de contrainte se font en même temps en n'importe quel point de la source :
$$\boldsymbol{\lambda \gg a} \Leftrightarrow \frac{\omega a}{c} \ll 1$$
avec : ω : la pulsation et c : la célérité de l'onde).
- La réponse dynamique de la source est instantanée. Il n'y a pas de phénomène de relaxation ou de résonnance.

III.1.1. Modélisation par un tenseur des moments

Dans ce type de modèle, la source considérée comme ponctuelle est représentée par des dipôles de force. En combinant ces dipôles de différentes façons, sous la forme d'un tenseur d'ordre 2, le tenseur des moments, il est possible de représenter différents types de sources tels que la dilatation, le cisaillement ou la microfissuration [1] [46] (Figure 1. 17). On peut répertorier les sources et leurs tenseurs correspondant en deux types : la dilatation pure et le cisaillement pur. A partir de ces deux sources il est possible de recréer les autres.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

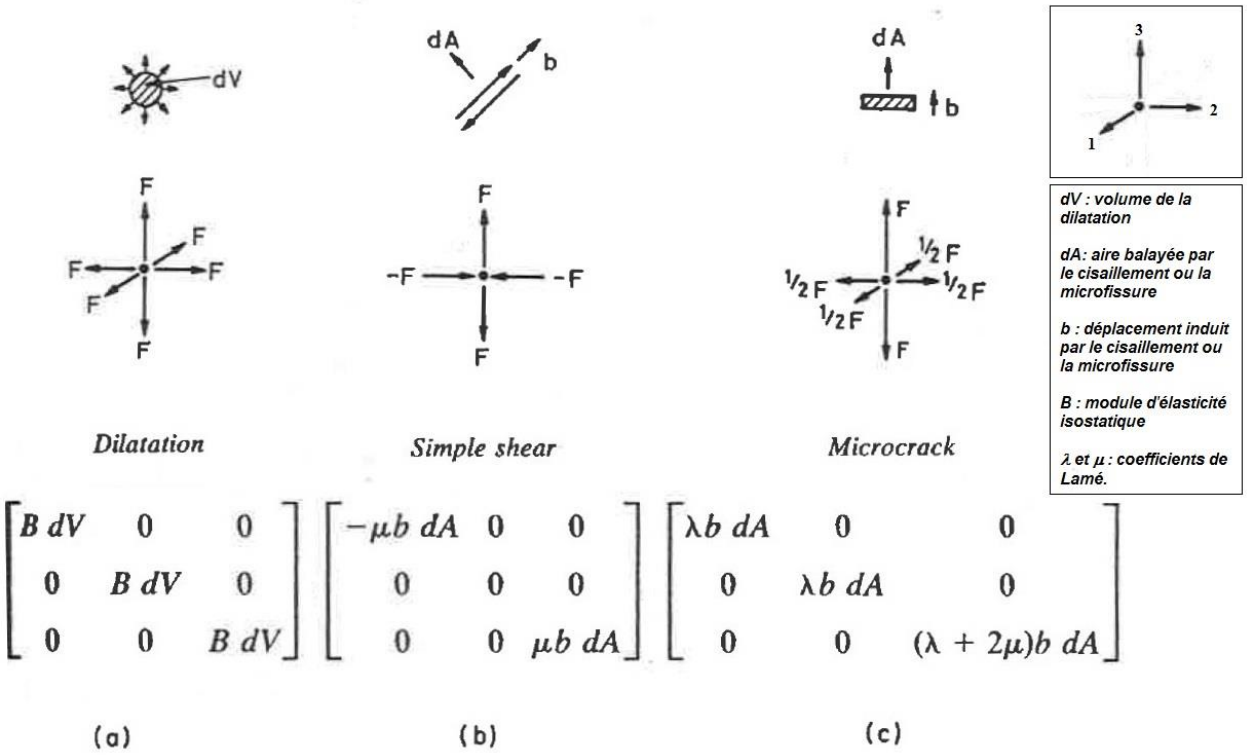

Figure 1. 17 : Représentation en dipôles de force et tenseur des moments de deux sources ponctuelles fondamentales (dilatation (a) et cisaillement (b)). En les combinant, ils peuvent donner naissance à la représentation d'une microfissure (c). [1]

Le tenseur des moments D_{ij} est lié aux forces exercées par la source dans une direction $\mathbf{x_j}$ par la relation [1] :

$$D_{ij} = F_i dx_j \qquad \boldsymbol{i,j} = \mathbf{1,2,3} \qquad (1.4)$$

Si on prend l'exemple de la microfissure, représentée par le tenseur visible sur la Figure 1. 17.c, où λ et μ sont les coefficients de Lamé, dA l'aire de la fissure et b le déplacement effectué lors de son ouverture, on peut voir que cette fissure peut être représentée par deux dipôles de force λdA dans les directions 1 et 2 et un dipôle de force $(\lambda + 2\mu)dA$ dans la direction 3. Grâce à cette représentation de la source, il est possible de calculer l'effet de son orientation sur le tenseur des moments. Par exemple, suivant l'orientation d'une fissure par rapport aux axes principaux, le tenseur des moments est différent (Figure 1. 18).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

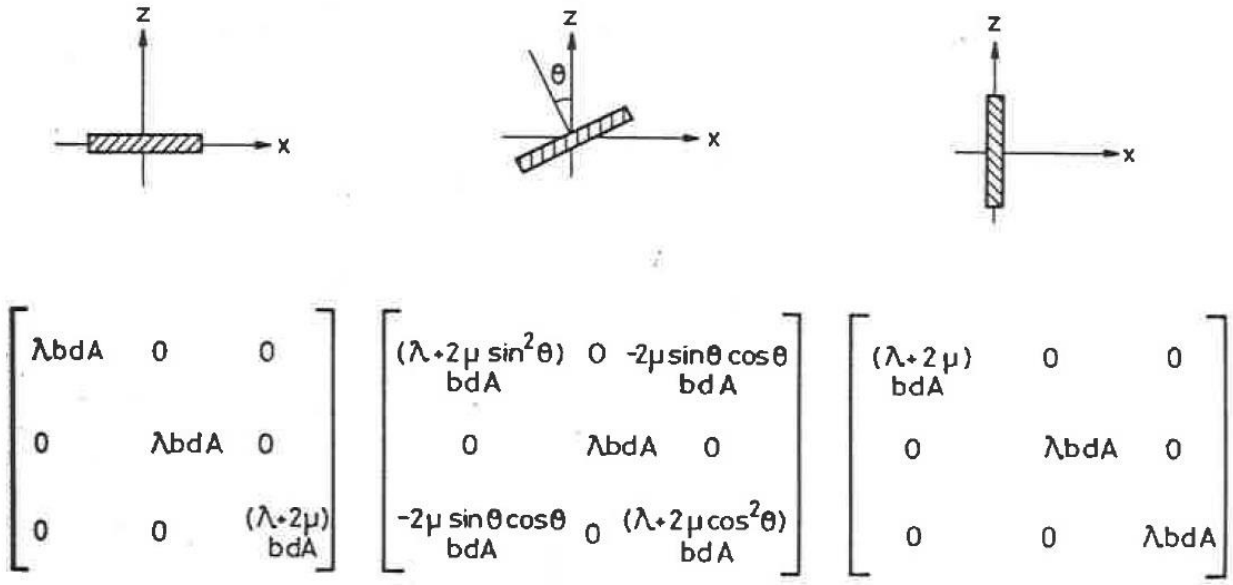

Figure 1. 18 : Effet de l'inclinaison d'une fissure sur l'expression du tenseur des moments. [1]

Ce modèle de source a été utilisé par Rice [47] pour calculer les champs de contrainte et déplacement (dans un solide homogène isotrope élastique) générés par l'apparition d'une microfissure ou d'un phénomène de glissement. De même, Scruby l'a utilisé dans l'étude de la microfissuration lors de la propagation d'une fissure de fatigue dans l'aluminium [48]. Ohtsu l'a utilisé pour modéliser les signaux reçus à la surface d'un espace semi-infini et émis par des fissures dont la localisation et l'orientation varient [10]. Il est aussi utilisé dans le modèle SiGMA (Simplified Green's functions for Moment tensor Analysis) pour caractériser la fissuration dans le béton [49] [50]. Kao *et al.* l'ont utilisé pour déterminer la taille et l'orientation de microfissures lors d'un test de flexion 3 points sur du granit en minimisant l'erreur entre le signal théorique, calculé en partie à l'aide de ce modèle de source, et le signal mesuré expérimentalement [51]. Cette représentation présente quelques limites car une source réelle n'est pas ponctuelle. Dans ce cas :

- Les ondes issues de différents endroits de la source arrivent au point de mesure à des moments différents et peuvent interférer, notamment lorsque la différence de chemin parcouru est de l'ordre de la longueur d'onde.
- La source peut continuer à osciller après l'apparition du défaut.
- Tous les points de la source peuvent ne pas vibrer en phase.

Tous ces phénomènes peuvent engendrer des modifications sur le signal mesuré.

III.1.2. Modèles de sources utilisés en simulation par éléments finis

Les modèles de source utilisés en simulation par éléments finis sont en général des forces ponctuelles (pour la simulation de sources en surface) ou des dipôles de force. De ce fait, ces modèles se rapprochent de l'utilisation d'un tenseur des moments. On peut prendre l'exemple de Sause qui utilise soit des dipôles de force [52], soit des dipôles de déplacement [9]. Dans ce dernier cas, un déplacement augmentant linéairement avec le temps est appliqué pendant une durée t_e,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

cette durée t_e varie entre 50 ns et 3 µs (Figure 1. 19). De même, dans le cas de l'application d'un dipôle de forces, le temps d'application de la force est de l'ordre de la micro seconde.

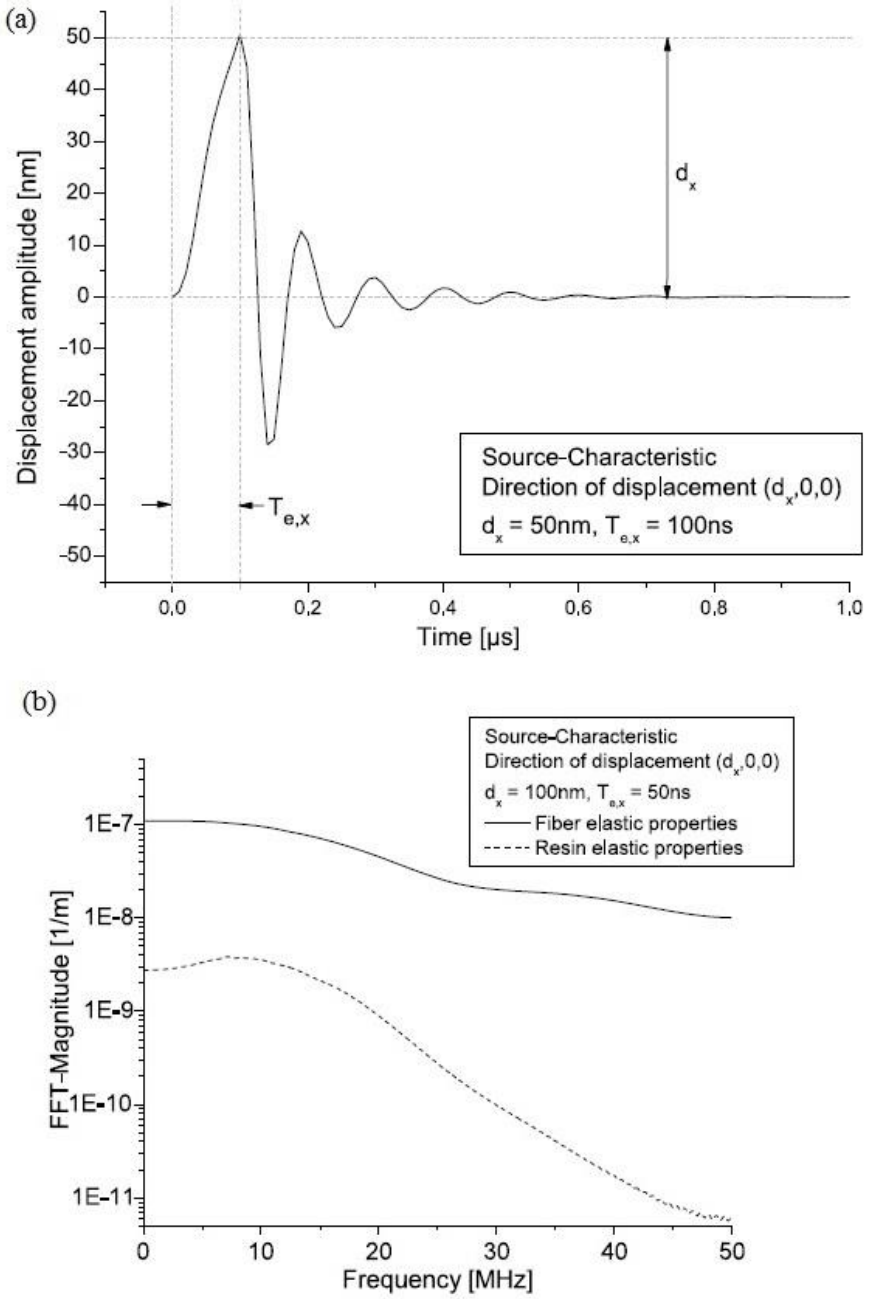

Figure 1. 19 : (a) Vibrations obtenues à la surface d'une cavité (représentant une microfissure dans une matrice époxy) créée dans un maillage par éléments finis, en imposant un déplacement linéaire de 50 nm pendant une durée de 100 ns. (b) Transformée de Fourier des vibrations obtenues en imposant un déplacement linéaire de 100 nm pendant 50 ns [9].

Sause note que le contenu fréquentiel de la source est fortement réduit à cause de la propagation dans le matériau et spécialement durant la détection à cause des capteurs à bande passante étroite.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Hamstad [53] utilise des dipôles de force dont la variation temporelle est modélisée par une fonction cosinus :

$$\begin{cases} T(t) = 0, \quad pour\ t < 0 & (1.5) \\ T(t) = 0{,}5 - 0{,}5\cos\left(\frac{\pi t}{\tau}\right), \quad pour\ 0 \leq t \leq \tau & (1.6) \\ T(t) = 1, \quad pour\ t \geq \tau & (1.7) \end{cases}$$

Avec τ le temps de montée de la source qui varie de 200 ns à 2 µs. L'amplitude de la force est dans la majorité des cas de l'ordre du Newton.

D'autres modèles, plus complexes et prenant en compte la géométrie de la source ont été développés. Ils sont détaillés dans la suite.

III.1.3. Modèles de propagation de fissure

Achenbach et Harris [54] ont calculé en deux dimensions le champ de déplacement (et les variations angulaires de ce champ de déplacement) émis par la propagation d'une fissure semi-infinie dans un solide élastique infini. Ils ont ainsi montré que l'amplitude du champ de déplacement est liée à la vitesse de propagation de la fissure, une vitesse de propagation plus élevée entrainant une amplitude plus élevée. Ce modèle de source a été réutilisé par Harris et Pott [55] pour calculer le déplacement généré par une fissure en profondeur dans un espace semi-infini. Ces auteurs ont pu en déduire la forme des vibrations à la surface du demi-espace dues à la propagation des ondes de Rayleigh. Les vibrations dues à la propagation d'une fissure à la surface d'un demi-espace (en 2D et en 3D) ont aussi été calculées par Ben Khalifa [56] en utilisant un modèle issu de la mécanique de la rupture. Le champ de contrainte à la surface d'une plaque infinie a aussi été calculé en utilisant ce modèle de source. Rose [57] a quant à lui calculé le champ de contrainte émis par une fissure lors de son ouverture et de sa propagation ou lors de l'arrêt de sa propagation (Figure 1. 20), ce calcul a été fait en deux dimensions et trois dimensions. Il montre (de même qu'Achenbach) que l'amplitude du champ de contrainte varie de la même façon que la vitesse de propagation au cours du saut de fissure si on est dans une étape de propagation de la fissure, ou que la vitesse avant son arrêt si on est dans une étape d'arrêt de propagation de la fissure. Par ailleurs, il montre que l'onde émise par une extrémité de la fissure est diffractée par l'autre extrémité produisant ainsi l'émission d'une onde secondaire.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

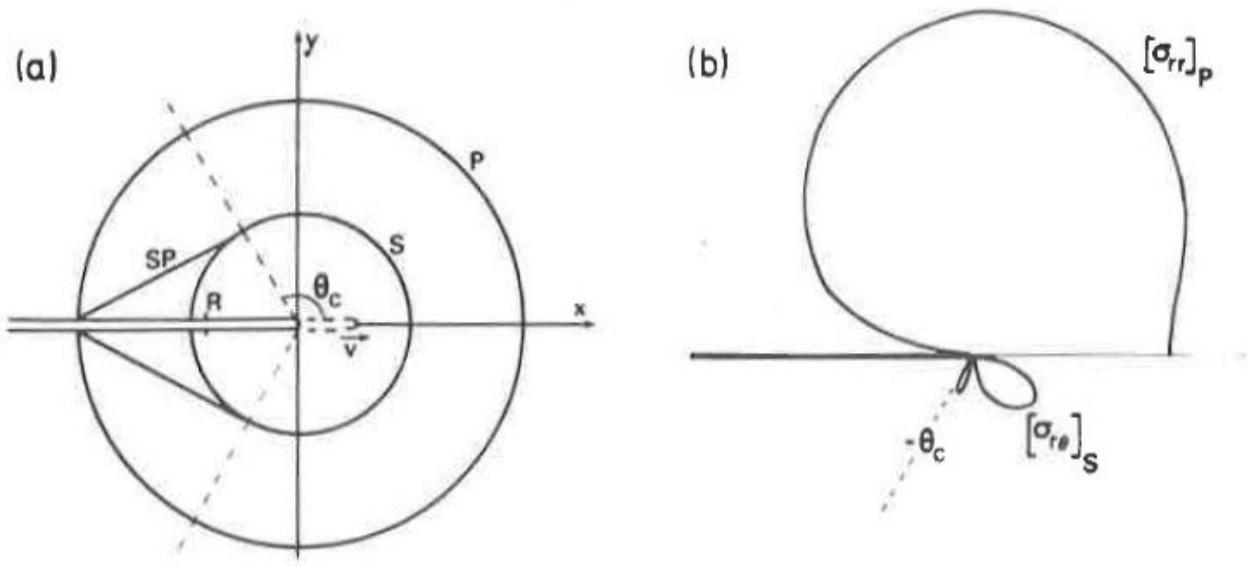

Figure 1. 20 : (a) Forme des fronts d'ondes associés à la propagation d'une fissure. P : front de l'onde longitudinale, S : front de l'onde transversale, SP : front de l'onde de tête qui précède l'onde de cisaillement et se propage à la surface de la fissure. (b) Variation angulaire de l'amplitude du champ de contrainte. [57]

Un autre modèle de source a été proposé par Rouby *et al.* [7] sur la base du champ de déplacement généré par le mouvement d'une boucle de dislocation. Une seule boucle de dislocation ne génère pas un champ de déplacement suffisamment important pour être détecté mais à partir de cette source élémentaire, il est possible de modéliser la formation d'une fissure et sa croissance en la représentant par le mouvement d'un ensemble de boucles de dislocations. Par ailleurs, il est montré que le spectre du champ de déplacement issu d'une boucle de dislocation en un point P situé à une certaine distance de la source dans un espace infini est quasiment identique au spectre de la vitesse de déplacement de la boucle. Un calcul des fréquences émises est effectué dans le cas de l'aluminium et il en est conclu que les fréquences caractéristiques de la source se situent au-delà de 2 MHz. Pour une analyse quantitative du signal il vaut donc mieux se placer à des fréquences supérieures à 2 MHz (fréquence supérieure à la bande de fréquences couramment utilisée en EA). Il a par la suite été vérifié expérimentalement que l'utilisation de capteurs large-bande (0.3 – 10 MHz) permettait de réaliser des mesures haute fréquence et de mieux caractériser la source.

III.1.4. Modèles de sources artificielles en surface

La rupture de mine est souvent représentée par une force ponctuelle de l'ordre du newton, force mesurée par Scruby à l'aide d'une cellule de force [58], et de temps de montée de l'ordre de 100 ns, temps qui correspond à la propagation de la fissure dans la mine de crayon lors de sa rupture [58], [9]. Un modèle de rupture de mine plus complexe a aussi été développé par Sause [59] en utilisant la méthode des éléments finis. Les simulations réalisées pour plusieurs tailles de mine et plusieurs angles de contact ont été validées expérimentalement.

Breckenridge *et al*. [38] ont modélisé la rupture d'un capillaire en verre par un échelon de force (fonction de Heaviside). En effet, selon eux le temps de montée de l'application de la force est

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

de moins de 0,1 μs et la force totale libérée de l'ordre de 10 N ce qui permet donc de modéliser l'application de la force par une fonction de Heaviside. Ce modèle est vérifié en comparant le calcul théorique du déplacement à la surface d'un espace semi-infini dû à l'application d'une force ponctuelle enfouie, et les résultats expérimentaux du déplacement à la surface d'un bloc d'aluminium dû à la rupture d'un capillaire en verre sur son autre face (pour simuler la source enfouie). S'il est difficile de faire des comparaisons quantitatives entre les deux résultats, le calcul théorique et les résultats expérimentaux sont en bon accord et permettent de penser que le modèle de source utilisé est bien représentatif de la rupture d'un capillaire.

L'impact de bille a été modélisé par McLaskey et Glaser [60] en se basant sur la théorie du contact Hertzien. Des comparaisons expérimentales montrent que la théorie du contact Hertzien modélise bien l'impact de bille et que celui-ci s'avère être une source d'ondes mécaniques fiable et reproductible mais plus basse fréquence que la rupture d'un capillaire en verre. Par ailleurs, il est possible de modifier l'amplitude et le contenu fréquentiel de la source en changeant la hauteur à laquelle est lâchée la bille, sa taille ou encore le matériau qui la constitue.

III.1.5. Dépendance temporelle des sources

Le modèle le plus simple pour décrire l'évolution temporelle des sources est l'utilisation d'une fonction échelon. Dans ce cas, on considère que la source apparait quasiment instantanément, son temps de montée (son temps d'apparition) est donc nul. D'autres modèles d'évolution temporelle ont été utilisés dans la littérature pour différencier des sources dont le temps de montée est plus ou moins long : des évolutions linéaires ou sous la forme d'un sinus ou d'un cosinus (Figure 1. 21).

Il est à noter que dans les travaux évoqués préalablement, ceux qui abordent la dépendance temporelle et fréquentielle de la source, montrent, dans certains cas, que celle-ci peut avoir un contenu fréquentiel très large bande. En effet, Wadley et al. [61] ont mesuré la vitesse de propagation de fissures lors d'une étude sur deux modes de rupture, la rupture par clivage dans un acier doux et la rupture par fissuration intergranulaire dans le fer. Les vitesses de propagation de fissure mesurées se situent entre 500 m/s et 2000 m/s, et le temps de propagation de fissure est de l'ordre de 100 ns ce qui implique que le contenu fréquentiel de la source peut s'étendre jusqu'à 10 MHz. Sause [9] utilise des temps de montée entre 50 ns et 3 μs pour simuler l'ouverture de fissures dans un composite. Enfin Rouby [7] conclue que pour avoir des données quantitatives sur la source il vaut mieux se concentrer sur les fréquences situées au-delà de 2 MHz. De même, dans les travaux qui utilisent des sources d'EA artificielles comme la rupture de mine ou de capillaires en verre, les contenus fréquentiels atteignent aussi parfois de très hautes fréquences. Selon Scruby [58] le temps de montée de la source générée par une rupture de mine est de 100 ns, temps nécessaire pour que la fissure traverse la mine de part en part. Avec ce temps de montée on peut s'attendre à un contenu fréquentiel allant jusqu'à 10 MHz. Selon Breckenridge le temps de rupture d'un capillaire en verre est inférieur à 100 ns ce qui conduit donc potentiellement à avoir des fréquences supérieures à 10 MHz.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

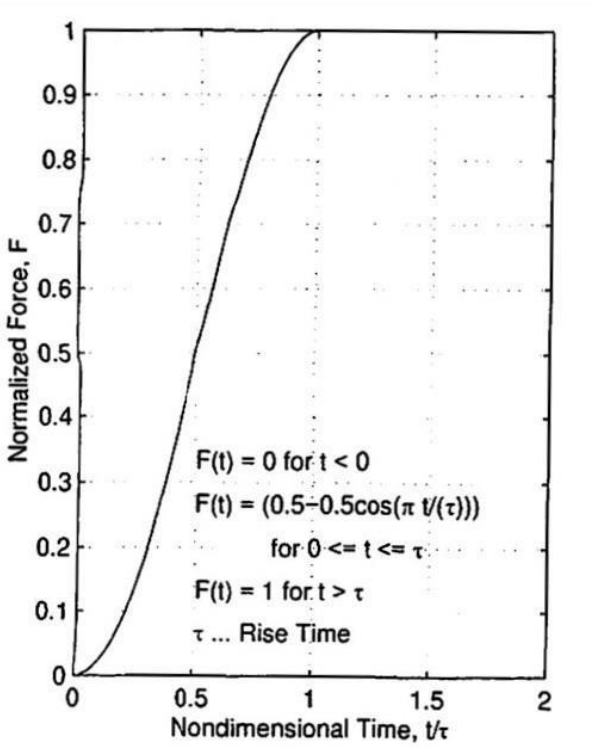

Figure 1. 21 : Evolution temporelle d'un modèle de source utilisé pour simuler un dipôle de force enterré. [53]

III.2. MODELES DE PROPAGATION DES SIGNAUX D'EMISSION ACOUSTIQUE

C'est par la résolution des équations de l'élastodynamique que l'on modélise la propagation des ondes, par la recherche de la réponse dynamique d'un solide en général purement élastique à une source localisée et transitoire. Les solutions fondamentales des équations de l'élastodynamique sont les fonctions de Green. Ces solutions peuvent être calculées analytiquement ou en utilisant des méthodes numériques.

III.2.1. Modèles analytiques de propagation des signaux d'émission acoustique

Deux approches distinctes sont utilisées pour résoudre le problème analytiquement. Une approche intégrale exacte (wave method) qui consiste à utiliser des transformées intégrales (transformée de Fourier ou de Laplace) pour accéder à la solution exacte, et une approche asymptotique : la méthode des rayons (ray method). Les fonctions de Green permettent de calculer par convolution la solution de n'importe quel problème, c'est-à-dire les ondes issues de n'importe quelle source. Ces fonctions de Green dépendent des conditions aux limites du problème et ne peuvent être calculées analytiquement que pour des géométries particulières et simples : un solide infini, un espace semi-infini et une plaque infinie.

III.2.1.1. Propagation dans un milieu infini

Différents travaux ont été réalisés pour calculer la dépendance spatiale et temporelle des ondes issues de sources d'EA. La réponse d'un milieu infini à une propagation de fissure a été

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

calculée par Achenbach [54] et par Rose [57] en utilisant la méthode des rayons pour calculer la réponse du milieu en champ lointain. Rice [47] a quant à lui utilisé une approche intégrale, pour le calcul en champ lointain de différentes sources considérées comme ponctuelles et modélisées par un tenseur des moments, telles qu'une ouverture de fissure ou un phénomène de glissement. Bien que le calcul des ondes se déplaçant dans un solide infini donne une idée de la forme des ondes de volume issues d'une source d'EA, cette géométrie n'est pas représentative de la réalité puisqu'expérimentalement le signal est mesuré par un capteur situé à la surface du matériau. Il est donc nécessaire de modéliser la propagation dans des géométries plus complexes.

III.2.1.2. Propagation dans un espace semi-infini

Pekeris [62] a calculé la solution analytique exacte du déplacement de surface d'un espace semi-infini sollicité par un échelon de force à l'intérieur et en surface. Il a effectué le calcul de la fonction de Green dans un espace semi-infini mais dans un cas particulier permettant de simplifier les équations, cas pour lequel le coefficient de Poisson du matériau est égal à 0,25. Les solutions de Pekeris ont été vérifiées expérimentalement par Breckenridge en mesurant le déplacement de surface généré par la rupture d'un capillaire en verre sur la même surface que le capteur (pour simuler l'échelon de force en surface) ou à la surface opposée (pour simuler l'échelon de force à l'intérieur) d'un bloc d'aluminium de grandes dimensions [38]. Les résultats expérimentaux coïncident très bien avec les calculs de Pekeris.

Le calcul en champ lointain de l'onde de Rayleigh en surface a été calculé par Harris et Pott [55] par application du théorème de réciprocité élastodynamique [63] en combinant les fonctions de Green de l'onde de Rayleigh et le calcul en champ proche des ondes de volumes à proximité d'une fissure en expansion à l'aide d'une technique basée sur la théorie des rayons. Le même calcul a été mené par Ben Khalifa [56] en combinant, à l'aide du théorème de réciprocité, un modèle quasi-statique de propagation de fissure issu de la mécanique de la rupture avec les fonctions de Green des ondes de Rayleigh dans un espace semi-infini.

Bien que ces modèles soient plus représentatifs de la réalité et que pour certains ils aient été validés expérimentalement, l'espace semi-infini ne permet pas de rendre compte de la propagation des ondes dans n'importe quelle configuration géométrique et notamment dans les plaques que l'on retrouve dans un grand nombre de structures (fuselage d'avion, réservoirs, etc.)

III.2.1.3. Propagation dans une plaque

Pao et al. [64] ont calculé, à l'aide de la méthode des rayons, les ondes issues de trois types de sources ponctuelles (force ponctuelle, dipôle de force, dilatation) dans une plaque infinie. Les solutions se présentent sous formes d'intégrales impossibles à calculer analytiquement, celles-ci sont donc évaluées à l'aide de méthodes numériques.

La difficulté de calcul des solutions a conduit à l'utilisation d'une théorie simplifiée de la propagation des ondes. En considérant l'épaisseur de la plaque plus petite que la longueur d'onde (théorie des plaques), les solutions sont plus simples et prédisent la propagation de deux types d'ondes : une onde de compression et une onde de flexion dont la vitesse est donnée par

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

$$c_e = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \qquad (1.8)$$

pour l'onde de compression, et par

$$c_f = \left(\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}\right)^{\frac{1}{4}}\omega^{\frac{1}{2}} \qquad (1.9)$$

pour l'onde de flexion.

Ces deux types d'ondes correspondent aux modes de Lamb fondamentaux S_0 et A_0 respectivement. La théorie des plaques ne permet donc pas de prévoir la propagation des modes d'ordre supérieur, de plus on peut voir que dans l'hypothèse d'une plaque fine, seul le mode de flexion est dispersif alors qu'en réalité le mode de compression est lui aussi dispersif. Ce modèle a été utilisé par Gorman [65] pour améliorer la localisation des sources dans les plaques, soit en utilisant le fait que le mode compressif n'est pas dispersif, soit en utilisant la propriété dispersive du mode de flexion. En effet, le mode de flexion étant dispersif les composantes hautes fréquences du signal se déplacent plus rapidement que les composantes basses fréquences. En isolant une composante fréquentielle du signal par corrélation avec un cosinus mono fréquentiel, il est possible de déterminer l'avance ou le retard temporel de cette composante et donc d'évaluer la distance parcourue par l'onde depuis sa source. Prosser a aussi utilisé ce modèle, qui lui a permis d'isoler avec succès les signaux issus de la fissuration matricielle dans un composite [66].

La résolution analytique d'équations de propagation d'ondes mécaniques transitoires dans une plaque étant un problème déjà difficile, il apparait impossible de résoudre analytiquement des problèmes de propagation dans des géométries encore plus compliquées. Or la plupart des études expérimentales effectuées en laboratoire sont réalisées sur des échantillons dont la géométrie ne peut ni être approximée pas un espace semi-infini ni par une plaque infinie.

III.2.2. Méthodes numériques pour modéliser la propagation des signaux d'émission acoustique

L'utilisation de méthodes numériques permet de modéliser des phénomènes de propagation d'ondes dans des géométries complexes.

Parmi ces méthodes on trouve la méthode des éléments finis de frontière. L'avantage de cette méthode est de n'avoir qu'à discrétiser les bords du matériau, ce qui permet d'utiliser moins de ressources informatiques par rapport à la méthode des éléments finis (MEF). La solution est donc calculée numériquement aux frontières en utilisant les fonctions de Green d'un espace infini. Cette méthode a été utilisée par Arias [67] pour modéliser l'EA issue d'une propagation de fissure en surface et en profondeur d'un espace semi-infini.

Certains travaux utilisent une modélisation par un schéma aux différences finies, une méthode de discrétisation relativement simple puisqu'elle consiste à approximer la solution de proche en proche par l'utilisation d'un développement limité. Cependant ce type d'approximation peut conduire à l'apparition d'erreurs surtout si l'on cherche à avoir des signaux temporels de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

longue durée. Cette méthode a été utilisée pour étudier l'effet de la dispersion dans une plaque sur certains descripteurs classiques utilisés en EA tels que le temps de montée, l'angle de montée, le barycentre fréquentiel et de pic fréquentiel [68], ou encore l'effet de la présence d'hétérogénéités, d'inclusions ou de fissures sur la propagation des ondes de Rayleigh [69] et sur les descripteurs de l'EA [70].

La méthode la plus utilisée est la méthode des éléments finis (MEF). Dans cette méthode toute la géométrie du matériau (intérieur comme extérieur) est discrétisée, le champ de contrainte ou de déplacement solution de l'équation régissant la propagation des ondes est aussi discrétisé. C'est une méthode qui nécessite une grande capacité de calcul, surtout dans un problème de propagation d'ondes mécaniques transitoires, car le maillage doit être assez raffiné pour fournir une solution représentative de la réalité.

Afin de valider la méthode, les résultats issus de la modélisation par éléments finis ont été comparés à des résultats analytiques pour des géométries simples (espace semi-infini et plaque infinie) (Figure 1. 23) [53] [71]. Des difficultés concernant la modélisation aux hautes fréquences ont cependant été évoquées à cause de l'utilisation d'un maillage trop peu raffiné.

La MEF a aussi été validée expérimentalement sur des plaques infinies [71], [72]. Les résultats numériques simulant les signaux issus d'une rupture de mine ou d'un lâcher de bille ont été comparés à des mesures effectuées sur des plaques de grandes dimensions (Figure 1. 22). Une bonne concordance entre les résultats numériques et expérimentaux a été obtenue mis à part quelques différences aux hautes et basses fréquences. Ces différences sont sans doute dues à la sensibilité du capteur utilisé pour les mesures (même si celui-ci est large bande) dont les effets n'ont pas été pris en compte.

La MEF a aussi été utilisée pour analyser l'influence du temps de montée d'une source d'EA simulée dans une plaque sur la forme du signal propagé, son amplitude et son contenu fréquentiel (Figure 1. 23) [73], [74].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

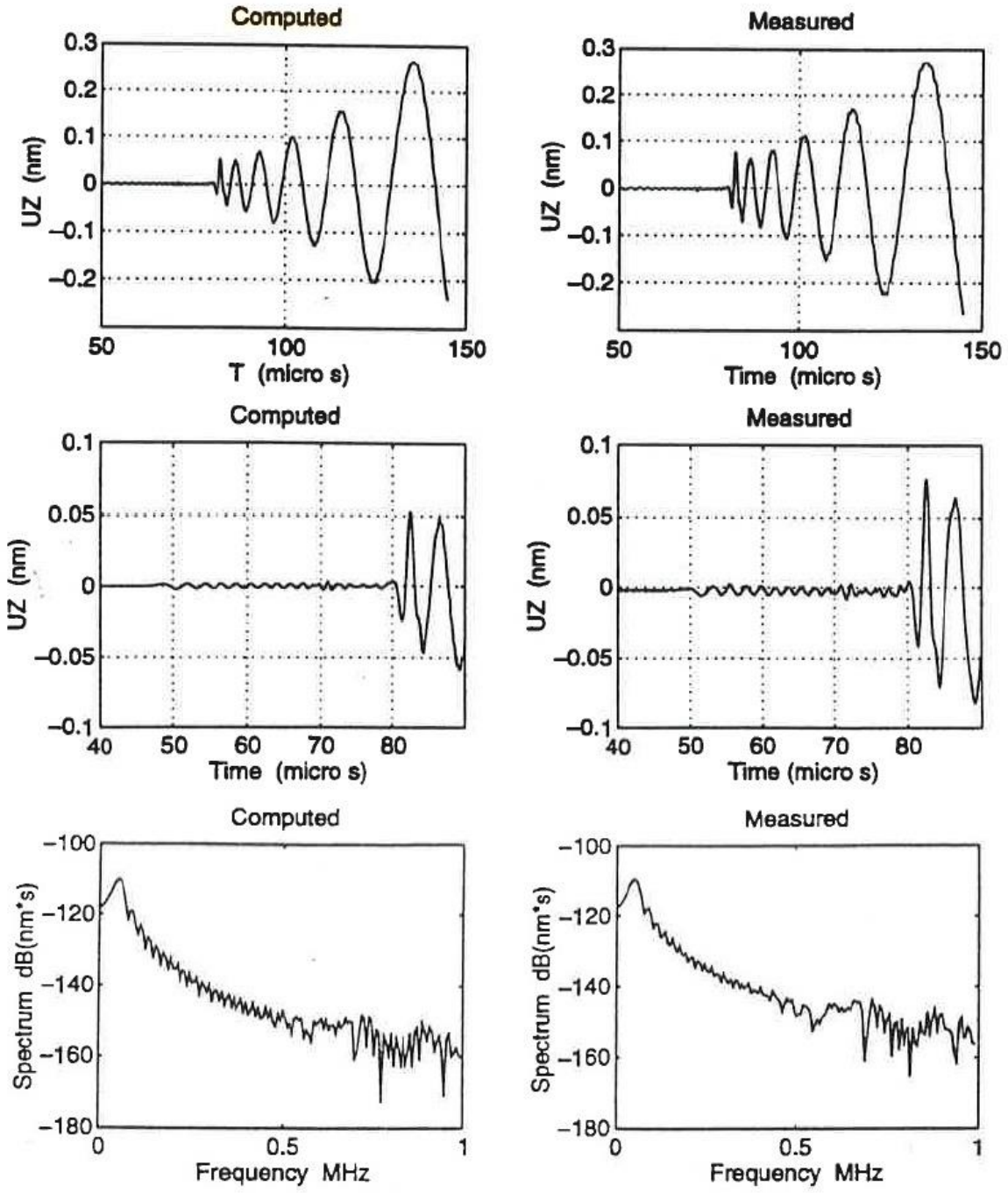

Figure 1. 22 : Comparaison de signaux simulés (à gauche) et expérimentaux (à droite) issus d'une rupture de mine dans une plaque élastique isotrope. [72]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

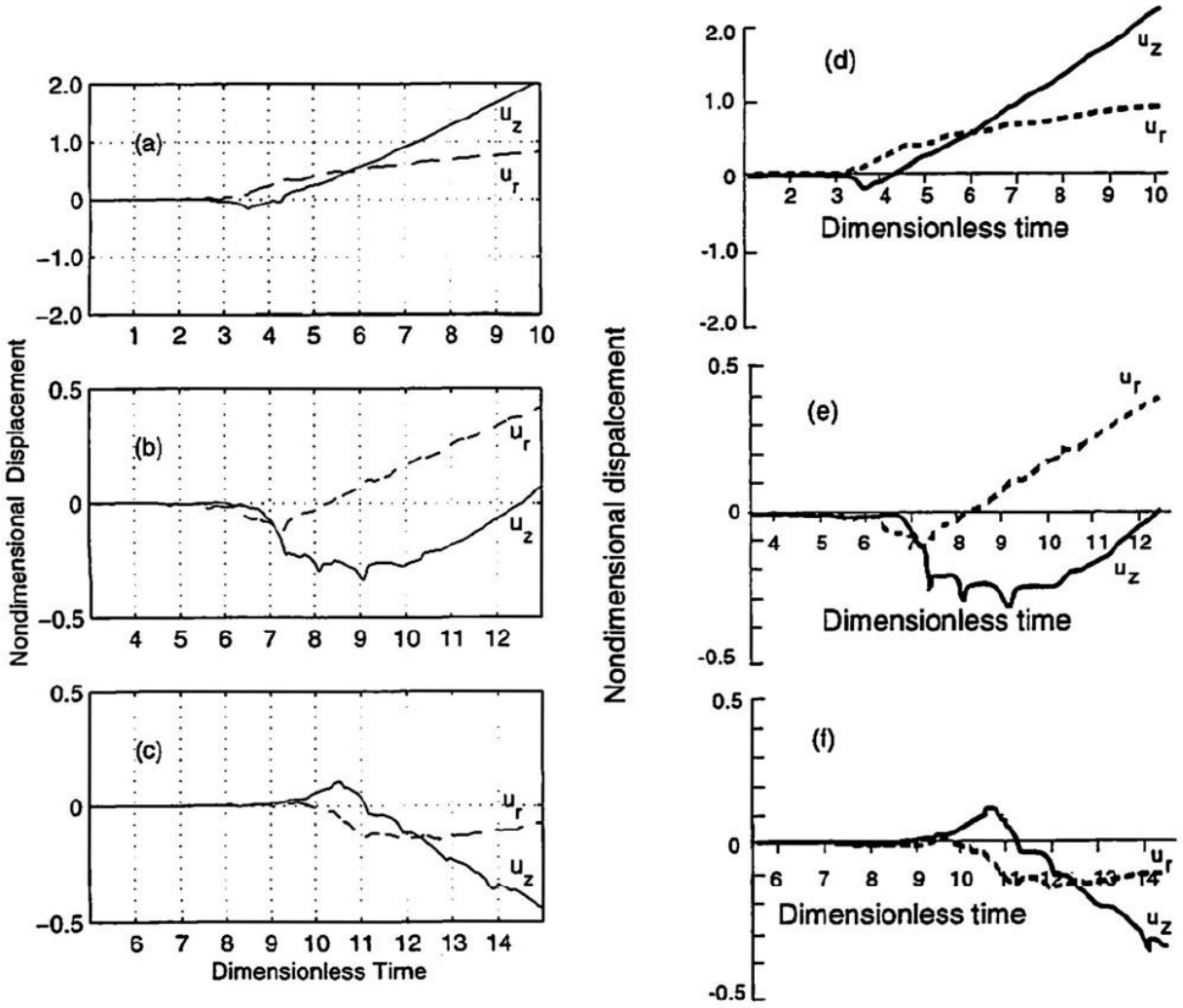

Figure 1. 23 : Propagation d'ondes dues à une force ponctuelle située à l'intérieur d'une plaque infinie à des distances de l'épicentre correspondant à 2 fois (a) (d), 4 fois (b) (e) et 6 fois (c) (f) l'épaisseur de la plaque. A gauche ; les résultats issus d'une simulation par la MEF. A droite, les résultats obtenus par la méthode des rayons développée par Pao *et al.* [64] [53]

III.3. PRISE EN COMPTE DE L'EFFET CAPTEUR : CARACTERISATION DES CAPTEURS.

Pour pouvoir rendre compte de l'effet des capteurs sur le signal d'EA, il est nécessaire de les calibrer, c'est à dire de mesurer leur courbe de sensibilité. La sensibilité du capteur en fréquence se calcule de la façon suivante :

$$M(f) = \frac{U(f)}{A(f)} \qquad (1.\ 10)$$

avec :

- M(f) : la sensibilité du capteur
- U(f) : La tension délivrée par le capteur en sortie

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

- A(f) : Le déplacement ou la vitesse de déplacement générés par l'onde en surface du matériau

Calibrer un capteur permet donc de savoir dans quelle bande de fréquence le capteur est sensible, voire même d'utiliser sa fonction de sensibilité comme fonction de transfert pour modéliser son effet sur le signal.

La calibration peut être relative, dans ce cas la courbe de sensibilité du capteur est calculée sans avoir de valeurs quantifiables. Les méthodes du jet d'air ou encore de l'émetteur/récepteur face à face sont des exemples de méthodes relatives [75]. Ces méthodes sont plus simples à mettre en œuvre. Pour avoir accès à des courbes de sensibilité avec des valeurs quantifiées et indépendantes de la méthode utilisée (source, dispositif expérimental, couplant, etc.), il faut effectuer une calibration absolue. Il existe deux méthodes absolues : la calibration par échelon de force et la méthode de réciprocité ; ces méthodes seront détaillées par la suite. En EA quantitative il est nécessaire d'utiliser des méthodes de calibration absolues puisqu'on souhaite avoir des valeurs quantifiées.

Par ailleurs, il est possible d'effectuer une calibration primaire ne nécessitant pas l'usage d'un capteur déjà calibré ou secondaire pour laquelle la calibration du capteur se fait par comparaison avec la courbe de sensibilité connue d'un capteur de référence. Cette dernière méthode est plus limitée en fréquence par la bande passante du capteur de référence ; de plus il existe plus de risques d'erreur [16].

III.3.1. Méthodes de calibration absolue :

III.3.1.1. Calibration par échelon de force



Figure 1. 24 : Dispositif pour la calibration par échelon de force. [15]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Il est possible de calculer analytiquement la réponse à un échelon de force d'un bloc composé d'un matériau élastique, homogène et isotrope (par exemple en acier) [41], [38]. Il s'agit de prévoir théoriquement le déplacement ou la vitesse de déplacement (*a(t)*) de la surface du bloc lorsqu'on applique un échelon de force en un autre endroit de la surface. Il suffit ensuite de positionner le capteur que l'on souhaite calibrer à la même distance de la source que celle pour laquelle on a effectué le calcul et de mesurer une tension (*u(t)*). En calculant le spectre en fréquence de la tension et du déplacement (à l'aide d'une transformée de Fourier par exemple), la sensibilité du capteur est donnée par la formule *(1. 10)*. Expérimentalement, l'échelon de force est réalisé en cassant un capillaire de verre à la surface du bloc.

III.3.1.2. Méthode de réciprocité

Cette méthode est basée sur le théorème de réciprocité. Trois capteurs non calibrés, positionnés aux sommets d'un triangle équilatéral à la surface d'un bloc sont utilisés successivement comme émetteur et récepteur. Les mesures du courant envoyé au capteur émetteur et de la tension aux bornes du capteur récepteur permettent de calculer les sensibilités en émission et en réception des différents capteurs. Ce calcul nécessite l'introduction d'un coefficient de réciprocité dépendant du milieu de propagation des ondes (c'est-à-dire le bloc). Cette méthode est présentée plus en détail dans le chapitre 2.

III.3.2. Effet d'ouverture

La mesure effectuée par un capteur d'EA n'est pas ponctuelle puisqu'en général celui-ci possède une surface finie [76]. La tension délivrée par le capteur est donc proportionnelle au déplacement moyen ou, plus généralement, à la vitesse de déplacement moyenne sur la surface active du capteur (Figure 1. 25). Si la longueur d'onde est grande par rapport à la surface du capteur (c'est à dire à basse fréquence), la mesure peut être considérée comme ponctuelle et l'effet d'ouverture du capteur n'aura pas d'incidence significative sur la forme du signal. En revanche, pour des longueurs d'onde de l'ordre de grandeur de la surface du capteur (ou plus petites) la moyenne des vibrations normales peut parfois s'annuler auquel cas l'effet d'ouverture du capteur a une influence considérable sur le signal. Par conséquent on peut considérer l'effet d'ouverture comme un filtre en fréquence (Figure 1. 26) dont la prise en compte est nécessaire lorsque l'on souhaite effectuer des mesures quantitatives par EA. L'influence de la forme et la taille du capteur sur la tension délivrée se calcule de la manière suivante [43], [76]:

$$U = \frac{1}{S}\iint_{S} \omega(r)m(r)dS \qquad (1.\ 11)$$

avec :

- U : tension délivrée par le capteur
- S : surface du capteur
- ω : vitesse de vibration d'un point à la surface
- m : sensibilité d'un point de la surface du capteur situé à une distance r du centre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

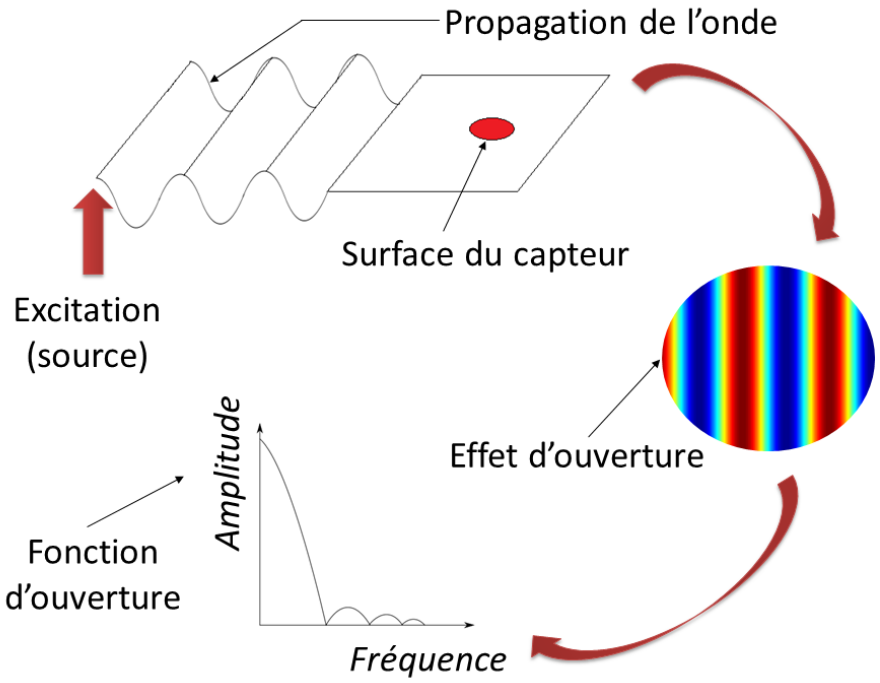

Figure 1. 25 : Illustration de l'effet d'ouverture. Les raies rouges et bleues représentent les fronts d'onde d'une onde plane. Les crêtes sont en rouge et les creux en bleu. [76]

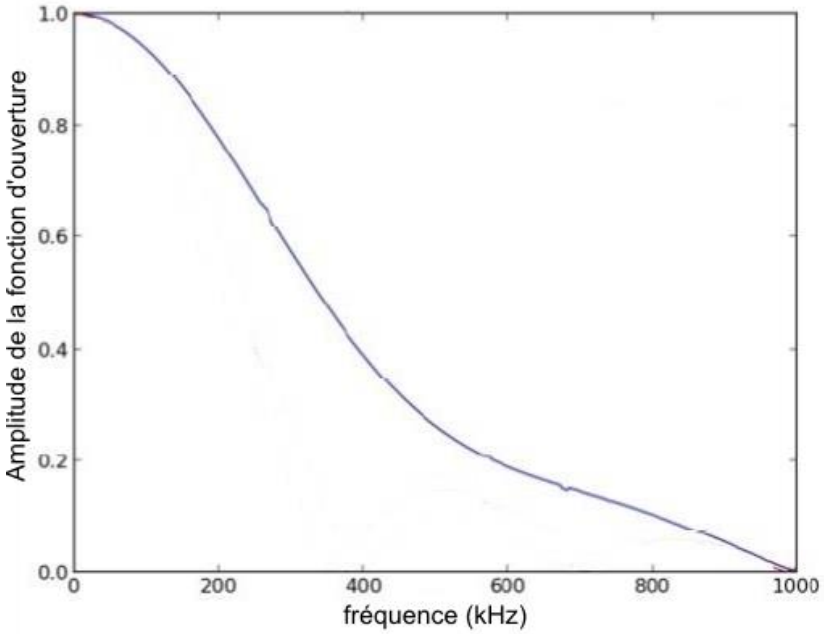

Figure 1. 26 : Fonction d'ouverture dans le domaine du MHz. [45]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

IV. APPORTS DE L'EMISSION ACOUSTIQUE QUANTITATIVE A LA DETECTION ET A L'INTERPRETATION DES MECANISMES D'ENDOMMAGEMENT

Toutes les méthodes analytiques et numériques développées et présentées dans les parties précédentes pour modéliser les sources d'EA, la propagation et la détection par un capteur, ont permis d'améliorer l'interprétation des signaux. En effet, ces méthodes permettent d'avoir accès à chaque étape de transformation du signal lors de son acquisition. La chaine d'acquisition n'est donc plus considérée comme une boite noire et il est possible de vérifier certaines hypothèses afin de relier les caractéristiques du signal mesuré aux caractéristiques de la source. De plus, ces méthodes permettent dans certains cas de quantifier les mécanismes d'endommagement en termes d'orientation et de volume, et améliorent les techniques de localisation. Dans cette dernière partie, les résultats de diverses études quantitatives sur la caractérisation des sources d'EA sont présentés. Une distinction sera faite entre les matériaux massifs, les plaques dont l'épaisseur est fine et les éprouvettes de dimensions finies car, comme précédemment, les phénomènes de propagation sont différents dans ces géométries.

IV.1. ENDOMMAGEMENT DANS LES MATERIAUX MASSIFS

Dans un matériau massif, les dimensions sont grandes dans toutes les directions, ces matériaux peuvent donc souvent être approchés par des espaces semi-infinis. Ainsi, grâce à l'utilisation de méthodes analytiques (calcul de fonctions de Green dans un espace infini ou semi-infini, etc.) ou numériques (utilisation de la méthode des éléments finis, des différences finies, etc.), des liens ont pu être faits entre des caractéristiques de la source et des paramètres du signal mesuré (Tableau 1. 4). Certaines caractéristiques de mécanismes de fissuration ont été associées aux signaux mesurés. Il a ainsi été montré que plus la vitesse de fissuration augmente, plus l'amplitude du signal en surface augmente [56] [67] (Figure 1. 27). L'effet de la position d'une fissure a aussi été étudié, la propagation d'une fissure plus en profondeur entraine une diminution de l'amplitude de l'onde de Rayleigh mesurée en surface [56]. Les matériaux instrumentés en EA ne pouvant pas tous être considérés comme homogènes, l'effet de la présence d'hétérogénéités a aussi été étudié [70]. Ces hétérogénéités modifient le signal propagé à cause de phénomènes de diffusion ou de diffraction lors du passage de l'onde. Il a été montré que la présence des hétérogénéités changeait la valeur de certains descripteurs utilisés en EA classique, entrainant une augmentation de l'angle de montée, une diminution de la fréquence moyenne et de l'amplitude, ainsi qu'une diminution de la vitesse des ondes de Rayleigh [69]. D'autres études ont tenté de caractériser la source directement, soit par des méthodes d'inversion [1], [10], soit par comparaison de signaux simulés et expérimentaux en calculant les signaux issus de différents mécanismes et en minimisant l'erreur entre le signal expérimental et le signal simulé [51]. L'orientation de microfissures, leur volume ou leur aire, le mode de fissuration ainsi que le type de source a ainsi pu être déterminé. Cela a permis de caractériser les mécanismes d'endommagement dominant lors de différents essais mécaniques [51].

Une technique permettant de recueillir des données quantitatives sur le type de fissures ou leur orientation a été développée [49]. Cette technique, nommée SiGMA (pour Simplified Green's functions for Moment tensor Analysis), permet de calculer le tenseur des moments caractérisant des microfissures (considérées comme ponctuelles). Elle nécessite au moins 6 capteurs répartis sur l'éprouvette. Sur chaque signal enregistré, deux paramètres sont mesurés : un paramètre P1 égal au

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

temps d'arrivée du signal et un paramètre P2 égal à l'amplitude du premier pic. Le premier paramètre sert à la localisation des sources et le second au calcul du tenseur des moments. Le calcul des valeurs propres du tenseur des moments permet de déterminer le type de fissure (mode I, mode II ou mode mixte) et son orientation par rapport au référentiel de l'éprouvette (Figure 1. 28).

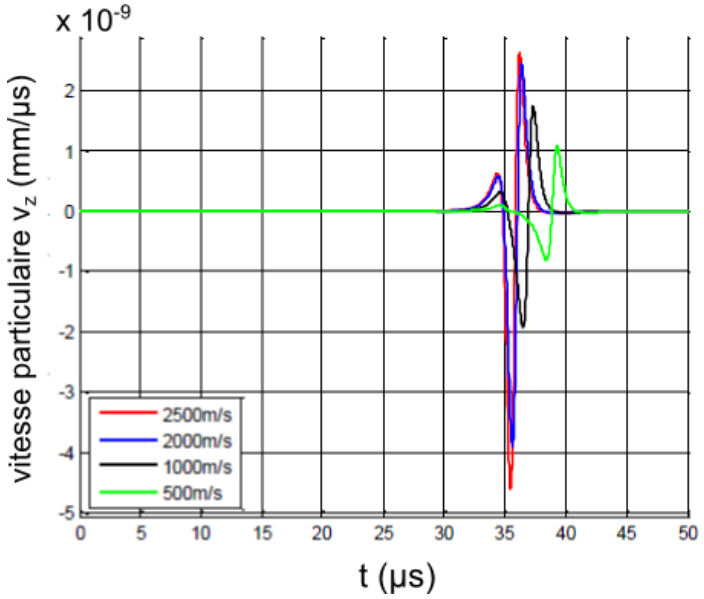

Figure 1. 27 : Composante normale à la surface d'un espace semi-infini de la vitesse particulaire de l'onde de Rayleigh émise par une fissure circulaire verticale de mode I. La fissure est située à 5 mm de la surface, sous un chargement de 200 MPa. Elle se propage à différentes vitesses V [56].

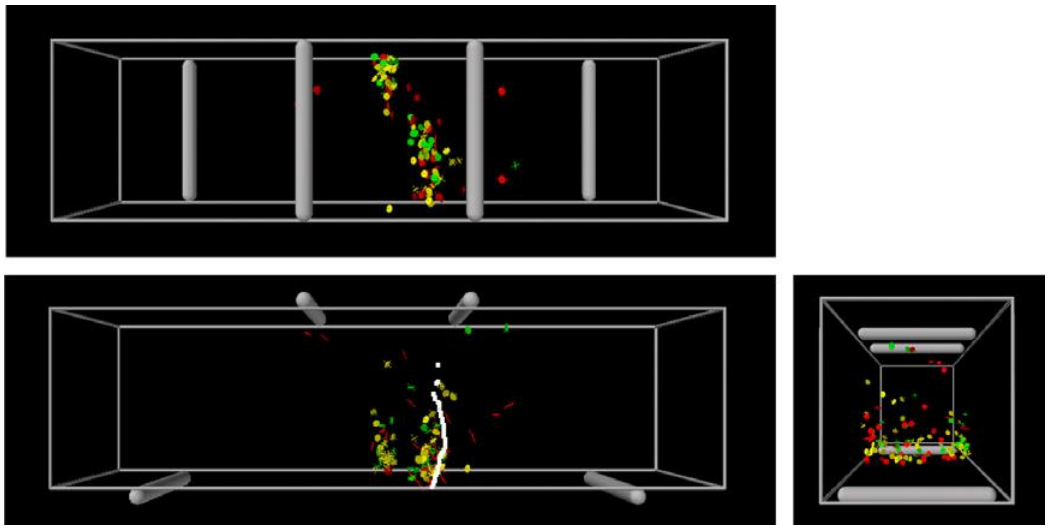

Figure 1. 28 : Résultats d'une analyse, à l'aide du code SiGMA, sur un essai de flexion 4 points réalisé sur une éprouvette de béton. En jaune : microfissures de mode I ; en rouge : microfissures de mode II ; en vert microfissures de mode mixte ; en blanc : trajectoire de la macrofissure. [77]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Auteur	Matériau/ Géométrie	Modèle de source	Modèle de propagation	Effet Capteur	Résultats
Scruby *1984* **[48]** *Etude expérimentale, interprétation des résultats à l'aide d'un modèle*	Aluminium Dimensions : 50x48x40 mm^3	Sources considérées ponctuelles représentées par un tenseur des moments	Fonctions de Green dans un espace infini	Effet capteur non pris en compte dans le modèle MAIS : utilisation d'un capteur ponctuel et large bande (réponse plate jusqu'à 2MHz) pour l'étude expérimentale	Obtention du tenseur des moments représentatifs des sources mesurées par une technique d'inversion Détermination du type des sources (dipôle unique, dilatation, cisaillement ou microfissure) et de leur orientation à partir du tenseur des moments
Ohtsu *1988* **[10]** *Modèle uniquement*	Espace semi-infini homogène isotrope	Source ponctuelle en temps et en espace représentant une microfissuration	Fonction de Green dans un espace infini + prise en compte des réflexions pour l'onde longitudinale	Pas de prise en compte	Influence de l'orientation d'une fissure en mode 1sur les caractéristiques de l'onde longitudinale et sur son amplitude en fonction de la distance à l'épicentre ⇨ Possibilité de déterminer l'orientation des microfissures par la mesure du temps d'arrivée et de l'amplitude du premier pic
Arias *2004* **[67]** *Modèle uniquement*	Espace semi infini homogène élastique	Modèle de fissure. Application d'une contrainte de traction σ_∞ sur les lèvres de la fissure	Modèle numérique : méthode des éléments finis de frontière (BEM) + utilisation du théorème de réciprocité élastodynamique	Pas de prise en compte	Augmentation de l'amplitude du signal avec : - La diminution du temps d'initiation/propagation de la fissure. - L'augmentation de la taille du saut de déplacement - L'augmentation de la vitesse de propagation de la fissure
Kao *2011* **[51]** *Etude expérimentale, interprétation des résultats à l'aide d'un modèle* *Modèle identique à Scruby* ***[48]***	Granite : 217x73x32 mm^3 Excité en flexion	Source ponctuelle représentée par un tenseur des moments	Propagation dans un milieu infini	Capteur utilisé : PAC S9225 (ϕ = 3 mm ; largeur de bande : 0,1-1,2MHz) Calibration par rupture de capillaire et calcul du ratio entre l'amplitude du premier pic de déplacement (calculé analytiquement) et celle du premier pic de tension (mesuré)	Récupération d'informations telles que : - L'orientation de la fissure - Le volume de la fissure Par calculs analytiques successifs du déplacement du à une microfissure dans un espace infini et minimisation de l'erreur avec le déplacement mesuré par le capteur.
Aggelis *2012* **[70]** *Modèle uniquement*	Béton (modèle 2D) de 160x40 mm^2 avec différentes densités de	Petit déplacement ponctuel Dépendance	Modèle aux différences finies	Effet d'ouverture pris en compte Sensibilité fréquentielle non-prise en compte	Effet de la présence d'hétérogénéités sur les descripteurs L'augmentation de la densité d'hétérogénéités entraine :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

	porosités et de grains	temporelle : 1 cycle de sinus à 500 kHz			- Augmentation de l'angle de montée - Diminution de la fréquence moyenne - Diminution de l'amplitude - Diminution de la vitesse des ondes de Rayleigh
Ben Khakifa *2013* **[56]** *Modèle uniquement*	Espace semi infini et plaque infinie homogène élastique (en 2 dimensions et 3 dimensions)	Modèle de fissure quasi-statique par dynamisation de la solution statique analytique exacte	Fonctions de Green des ondes de Rayleigh + théorème de réciprocité pour l'espace semi-infini Méthode SAFE (Semi Analytical Finite Element Method) + théorème de réciprocité pour la plaque infinie	Prise en compte de l'effet capteur par l'utilisation du modèle piston développé par Goujon et Baboux	Dans un espace semi-infini : Augmentation de l'amplitude du signal avec : - La diminution de la profondeur de fissure - L'augmentation de la vitesse de propagation Amplitude fissure de mode I > amplitude fissure de mode II Amplitude dépend aussi de l'inclinaison de la fissure Dans une plaque infinie, impact : - de la profondeur de la source - de l'orientation de la source - du mode de fissuration Sur l'amplitude des modes symétriques et antisymétriques.

Tableau 1. 4 : Apports de l'EA quantitative à l'étude de l'endommagement de matériaux massif.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.2. ENDOMMAGEMENT DANS LES MATERIAUX FINS (PLAQUES)

Lorsque les pièces sont fines (de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde) et de grandes dimensions, il est possible de les modéliser par une plaque infinie. Dans ce cas, l'utilisation de méthodes analytiques ou semi-analytiques est envisageable pour modéliser la propagation. Ces méthodes étant parfois complexes à mettre en œuvre, des méthodes numériques sont aussi utilisées (méthode des éléments finis, des différences finies, méthodes semi-analytiques). Comme nous l'avons vu précédemment la propagation dans les plaques est dispersive et se fait sous la forme de modes dont la vitesse de propagation dépend de la fréquence. La prise en compte des aspects théoriques de la propagation des ondes dans une plaque a donné naissance à l'EA modale [78] qui, par l'étude des variations de l'amplitude des modes, de leur séparation et de leur contenu fréquentiel, a pu améliorer l'interprétation des signaux et leurs liens avec les mécanismes sources (Tableau 1. 5).

De même que dans les matériaux massifs, il a été montré que les caractéristiques de la source influent sur le signal mesuré. Le temps caractéristique d'apparition du défaut a une influence sur l'amplitude du signal et son contenu fréquentiel. En effet une augmentation du temps de montée de la source entraine une diminution de l'amplitude du signal et un déplacement de son contenu fréquentiel vers les basses fréquences [72], [74]. Les basses fréquences ayant plus tendance à exciter le mode A_0, son amplitude est plus importante pour les temps de montée longs alors que celle du mode S_0 est plus importante pour les temps de montée courts [9]. L'influence de l'orientation de la source a aussi été étudiée, cependant les résultats sont plus contradictoires. Selon [17] et [56], l'orientation de la source a un impact sur l'excitation des modes fondamentaux. Cependant, une étude sur les mécanismes d'endommagement dans les CMO [9] a conclu que le contenu fréquentiel du signal propagé était indépendant de l'orientation du défaut. L'amplitude d'excitation et la taille de la source semblent quant à eux avoir moins d'influence sur le signal propagé [72], [74]. Enfin l'effet de la position a été étudié. La profondeur de la source dans la plaque a une influence sur le contenu fréquentiel, une augmentation de la profondeur entrainant un décalage vers les basses fréquences [74].

Des résultats obtenus par Hamstad montrent l'importance de l'étude des modes de Lamb dans une plaque pour obtenir des informations sur la source [73]. Dans ce travail, un code par éléments finis est utilisé pour modéliser la propagation de signaux dans une plaque d'épaisseur 4,7 mm. Ces signaux sont issus de dipôles de forces (la source est considérée comme ponctuelle) générés au sein du maillage. L'utilisation d'une transformée temps-fréquence sur les signaux propagés permet d'accéder aux modes de propagation excités par chaque source. Les résultats montrent que plus le temps de montée de la source est faible, plus les modes fondamentaux A_0 et S_0 sont excités à des fréquences élevées. De plus, en-dessous d'un certain temps de montée, des modes d'ordre supérieur (A_1 et S_1) sont visibles (Figure 1. 29). Par ailleurs, la position de la source dans l'épaisseur a elle aussi une influence. Lorsqu'elle est située dans le plan médian de la plaque seuls les modes symétriques sont sollicités, en revanche lorsqu'elle est située près de la surface seuls les modes antisymétriques sont sollicités, enfin lorsqu'elle n'est ni située à la surface ni dans le plan médian, les deux types de modes (A et S) sont sollicités.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

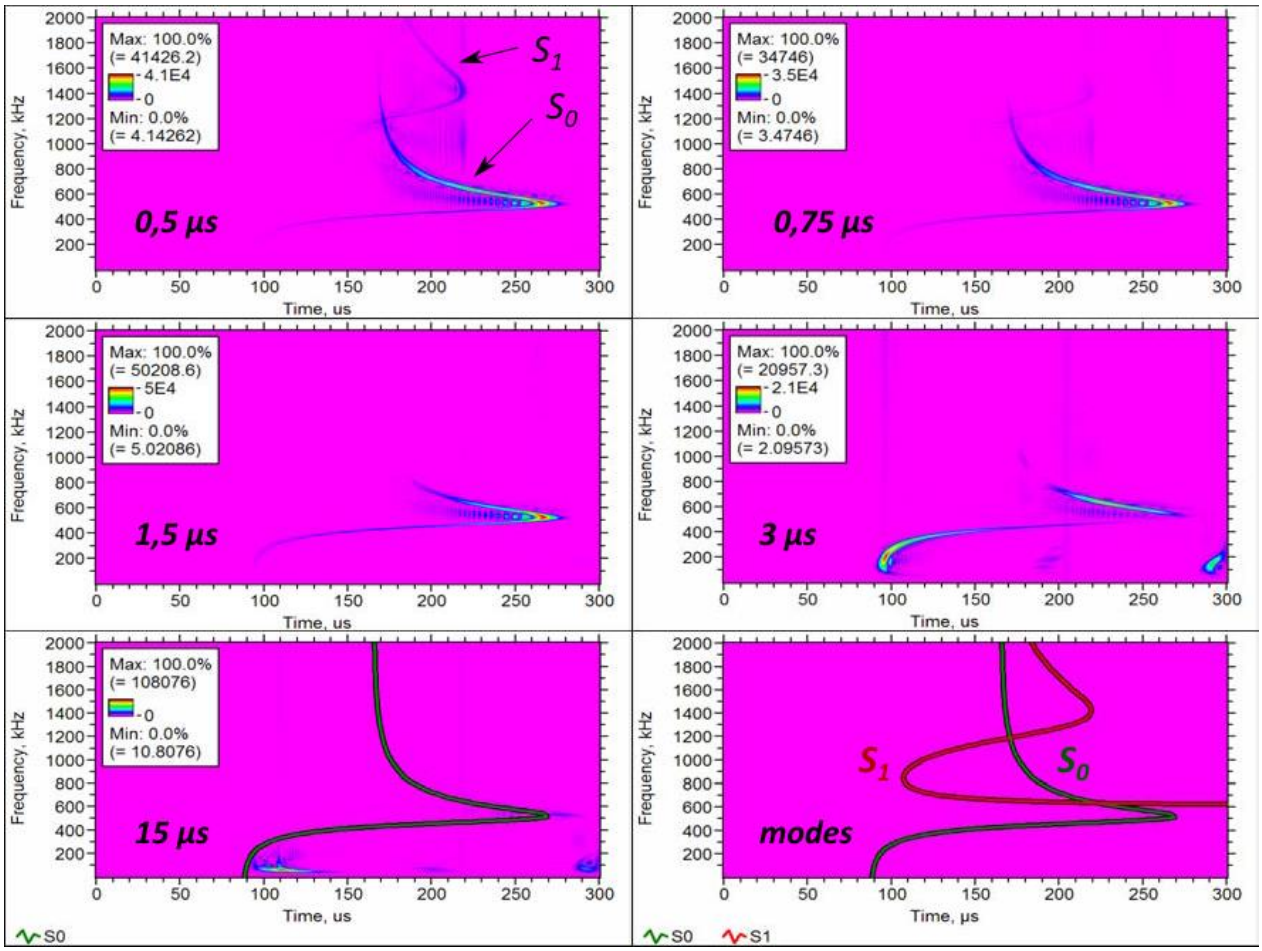

Figure 1. 29 : Evolution des modes de propagation dans une plaque d'aluminium pour différents temps de montée de la source. La valeur des temps de montée varie entre 0,5 et 15 µs. [73]

La distance de propagation a aussi une influence sur le signal. Dans une plaque infinie, l'amplitude du signal diminue avec la distance. Cette diminution est due à l'atténuation géométrique d'une part et d'autre part à l'étalement des signaux du fait de la dispersion qui joue un rôle non négligeable dans la diminution d'amplitude [79], [74]. Cette diminution d'amplitude affecte particulièrement le mode fondamental de flexion, mode plus dispersif dans les gammes de fréquences considérées en EA [66]. La propagation affecte aussi d'autres caractéristiques du signal telles que le temps de montée (augmentation avec la distance de propagation), l'angle de montée (diminution avec la distance de propagation) et la fréquence de pic (évolution erratique). Le barycentre fréquentiel semble quant à lui peu affecté [68]. Ces résultats montrent la nécessité de corriger ces descripteurs (si cela est possible) pour qu'ils restent représentatifs du mécanisme source. L'épaisseur de la plaque influe aussi sur le signal propagé puisque pour deux sources similaires avec le même temps de montée les modes excités sont différents dans deux plaques d'épaisseur différentes. Plus de modes sont excités dans la plaque la plus épaisse, cela conduisant à un signal propagé différent pour une même source [80].

Concernant les capteurs, plusieurs constatations ont été faites. Tout d'abord, les capteurs résonnants couramment utilisés en EA transforment le signal de façon significative. Il a été mis en

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

évidence que la perte du contenu fréquentiel ainsi que la présence d'oscillation parasites conduisent à la perte de certains modes de propagation [78]. De plus, la nécessité d'utiliser des capteurs large bande et fidèles pour séparer correctement les modes de propagation a été mise en évidence [42]. Par ailleurs, l'effet d'ouverture peut sévèrement déformer les signaux [72]. Par conséquent, la grande majorité des études comparant résultats simulés et résultats expérimentaux ont été effectuées avec des capteurs large bande possédant une surface active relativement petite.

Toutes ces observations ont permis d'améliorer la localisation et l'identification des mécanismes d'endommagement. En ce qui concerne la localisation, de nouvelles méthodes ont pu être définies, soit par l'utilisation du caractère non-dispersif du mode symétrique fondamental [42], soit par l'utilisation du caractère dispersif du mode fondamental antisymétrique [65]. En ce qui concerne l'identification de mécanismes d'endommagement, la prédominance d'un mode (S_0 ou A_0) par rapport à l'autre a permis d'identifier certains mécanismes. En effet, les mécanismes d'endommagement ayant un temps de montée plus court excitent préférentiellement le mode S_0 alors que les mécanismes ayant un temps de montée plus long excitent préférentiellement le mode A_0. Ainsi des signaux issus de fissuration matricielle dans un composite et présentant un mode S_0 plus prononcé, ont pu être identifiés par rapport à d'autres signaux issus de délaminage ou du frottement de l'éprouvette avec les mors qui présentent une prédominance du mode A_0 [81], [82], [66]. Cependant certaines études n'arrivent pas aux mêmes conclusions puisque Sause [9] considère que c'est le mode A_0 qui prédomine dans un signal issu de fissuration matricielle. Enfin, il a été dit un peu avant que la profondeur du défaut et son orientation ont aussi une influence sur l'excitation des modes.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Auteur	Matériau/ Géométrie	Modèle de source	Modèle de propagation	Effet Capteur	Résultats
Gorman *1991* **[81]** *Etude expérimentale, interprétation fondée sur la théorie des plaques*	Composite graphite/époxy : 381 x 25,4 x différentes épaisseurs mm^3		Utilisation de la théorie des plaques pour interpréter les résultats	P50 (Physical Acoustics)	Les signaux issus de fissures transverses dans la matrice ont un mode de compression de plus grande amplitude que le mode de flexion.
Gorman *1991* **[42]** *Etude expérimentale, interprétation fondée sur la théorie des plaques*	Plaque d'aluminium : 460 x 230 x 2,38 mm^3 Et Plaque composite graphite/epoxy : 460 x 230 x 0.635 mm^3	Rupture de mine de crayon sur la face et la tranche	Utilisation de la théorie des plaques pour interpréter les résultats	Utilisation de trois capteurs résonnants : PAC R15, PAC P50, AET 175L et un transducteur US large bande	Possibilité d'utiliser le mode compressif pour la localisation du fait de son caractère peu dispersif La rupture de mine sur la tranche produit un mode compressif de plus grande amplitude Plus l'atténuation est grande (affecte plus les hautes fréquences que les basses) et plus grande est la vitesse de l'onde de compression dans le composite. On observe une meilleure séparation des modes et peut avoir une meilleure interprétation du signal avec un capteur large bande. Une comparaison des résultats entre deux études expérimentales sans connaitre l'influence de la propagation et l'effet du capteur pourrait être source d'erreur.
Gary *1994* **[72]** *Calculs à l'aide d'un modèle par EF comparés avec des résultats expérimentaux*	Plaque d'aluminium de grandes dimensions latérales, épaisseur = 3,1 mm	Source : rupture de mine Modèle : force ponctuelle en surface de temps de montée égal à 1 µs	Modèle par EF	Calibration : utilisation d'un coefficient de calibration pour convertir la tension mesurée par le capteur en déplacement. Capteur : NIST Standard Reference Sensor (réponse plate entre 10 kHz et 1,5 MHz)	Très bon accord entre les résultats EF et les résultats expérimentaux. Effet d'ouverture du capteur : signaux sévèrement déformés à partir d'un diamètre de 10 mm L'augmentation du temps de montée de la source entraine une diminution de l'amplitude du signal Effet de la taille de la source : légères variations de l'amplitude du signal mais pas de variations de sa forme.
Prosser *1996* **[66]**	Composites Graphite/Epoxy :		Utilisation de la théorie des	Capteur DWC 1000 (large bande et grande	Les échantillons de plus grande épaisseur génèrent des signaux de plus grande amplitude

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Etude expérimentale, interprétation des résultats fondée sur l'EA modale	279,4 x 25,4 x différentes épaisseurs mm^3 Echantillons sollicités en traction		plaques pour interpréter les résultats	fidélité)	L'analyse modale permet de différencier les signaux issus de l'endommagement au niveau des mors des signaux issus de la fissuration dans les plis orientés à 90° de la direction de traction. Les signaux issus de la fissuration contiennent un mode de compression de grande amplitude avec un mode de flexion de très petite amplitude, contrairement aux signaux issus des mors qui contiennent un mode de flexion d'amplitude significative. La diminution d'amplitude au cours de la propagation affecte plus le mode de flexion (plus dispersif)
Hamstad *1998* **[80]** *Modèle EF uniquement*	Plaque de grandes dimensions (modèles axisymétriques), pour éviter les réflexions. Deux épaisseurs : 25,4 mm 3,17 mm	Dipôles de force générés au sein de la plaque Dépendance temporelle : ¼ de cycle de cosinus de différents temps de montée	Modèle par EF	Effet des capteurs sur le signal par application de filtres	Montre que sans effet du capteur et sans effet de l'amortissement, les signaux adimensionnels issus de sources adimensionnées sont les mêmes quelle que soit l'épaisseur de la plaque. La réponse d'un capteur étant dépendante de la fréquence, les signaux adimensionnels ne sont plus identiques, une fois son effet pris en compte, certaines fréquences ayant été affaiblies, d'autres renforcées. Pour une même source, un plus grand nombre de modes de propagation est excité dans une plaque épaisse.
Prosser *1999* **[83]** *Modèle EF + étude expérimentale*	Simulation : 2D axisymétrique. Plaque circulaire : ϕ = 571,5 mm e = 6,35 mm^3 Matériau : Aluminium Expérience : Plaque de composite graphite/époxy : 508 x 381 x 2,26 mm^3	Force ponctuelle de 1 N en surface (modèle de rupture de mine) Dépendance temporelle : rampe de temps de montée égal à 0,1 µs	Modèle par EF	Pas de prise en compte du capteur en simulation Utilisation expérimentale d'un capteur Panametrics V182 (grande fidélité, réponse plate en fréquence, mais non ponctuel)	Utilisation d'une analyse temps-fréquence : pseudo distribution de Wagner-Ville pour déterminer les vitesses de groupe dans les plaques. Possibilité de calculer les courbes de dispersion expérimentalement à partir d'un unique signal, à condition d'utiliser un capteur fidèle et large bande. Bon accord des résultats simulés avec le calcul théorique des courbes de dispersion.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Hamstad *2010* **[73]** *Modèle par EF*	Aluminium, plaque de grandes dimensions latérales, épaisseur = 4,7 mm	Dipôles de forces (ponctuelles) dont le temps de montée et la profondeur dans la plaque varient	Modèle par EF	Pas de modèle de capteur	La diminution du temps de montée de la source entraine une excitation des modes A_0 et S_0 à des fréquences plus élevées. En-dessous d'un certain temps de montée, les modes d'ordre supérieur A_1 et S_1 sont excités. Position de la source : Source située dans le plan médian : seuls les modes symétriques sont sollicités Source située proche de la surface : seuls les modes antisymétriques sont excités Source à une autre position : les deux types de modes sont excités Les zones de fréquence des modes fondamentaux excitées par les sources ne varient pas en fonction de la distance de propagation. Il serait nécessaire d'utiliser des capteurs large bande pour mesurer expérimentalement les variations observées en simulation.
Sause *2010* **[9]** *Modèle par EF Comparaison des résultats avec un essai de flexion 4 points*	Composites carbone/époxy 100 x 15 x 1,4 mm^3	Simulation de la rupture de fibre et la fissuration matricielle par application d'un déplacement. Modification des propriétés du matériau environnant suivant le type d'endommagement (rupture de fibre ou fissuration matricielle)	Modèle par EF (1/4 de la géométrie modélisée)	Prise en compte de la pastille sensible du capteur (en PZT) directement dans le modèle.	Le contenu fréquentiel est influencé par le ratio : $\frac{\text{temps d'excitation de la source}}{\text{temps de relaxation du matériau environnant}}$ La décohésion engendre des signaux dont le contenu fréquentiel est basse-fréquence. La fissuration matricielle engendre des signaux dont le contenu est moyenne-fréquence. Il y a domination du mode A_0. La rupture de fibre engendre des signaux haute-fréquence. Il y a domination du mode S_0. Les fréquences excitées sont indépendantes de l'amplitude d'excitation
Scholey *2010* **[82]** *Etude expérimentale, interprétation fondée sur la théorie des*	Composite carbone/epoxy : 600 x 400 x 2 mm^3		Utilisation de la théorie des plaques pour interpréter les résultats	Capteurs non commerciaux de diamètre 3 mm	Fissuration matricielle : domination du mode S_0 et grande dépendance angulaire des signaux (angle pris dans le plan de la plaque) Délaminage : domination du mode A_0, peu de dépendance angulaire des signaux

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

plaques					
Aggelis *2012* **[68]** *Modèle uniquement (par différences finies)*	Plaque d'acier 2D 500 x 10 mm²	Excitation appliquée sur une longueur de 1 mm. Dépendance temporelle : 1 cycle de sinus à 100, 500 kHz et 2 MHz	Modèle par différences finies	Prise en compte de l'effet d'ouverture Pas de prise en compte de la sensibilité	Effet de l'augmentation de la distance propagation sur les descripteurs : - Augmentation du temps de montée - Diminution de l'amplitude pic - Augmentation de l'angle de montée - Barycentre fréquentiel non-affecté - Fréquence pic présente de grandes fluctuations Les variations des descripteurs en fonction de la distance ne semblent pas affectées par la profondeur du défaut (variations identiques qqsoit la profondeur)

Tableau 1. 5 : Apports de l'EA quantitative à l'étude de l'endommagement de matériaux sous forme de plaques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.3. ENDOMMAGEMENT DES EPROUVETTES DE DIMENSIONS FINIES

Les éprouvettes utilisées en laboratoire ne peuvent souvent ni être considérées comme des espaces semi-infinis, ni comme des plaques infinies. Leurs dimensions sont trop petites pour pouvoir négliger l'influence des réflexions. L'effet des réflexions et des dimensions finies des éprouvettes a été étudié à l'aide de la méthode des éléments finis (Tableau 1. 6). Cette méthode, bien que requérant des capacités de calcul importantes, semble être la méthode la plus adaptée pour modéliser les réflexions. Dans toutes ces études, deux échantillons ont été modélisés : une plaque de grandes dimensions pour laquelle on peut considérer l'influence des réflexions comme étant mineure, et une plaque de petites dimensions pour laquelle l'effet des réflexions est notable. L'utilisation de la méthode des éléments finis pour modéliser les réflexions a été validée expérimentalement par Prosser [84] mis à part pour les temps longs pour lesquels on peut voir apparaitre des différences entre le signal simulé et le signal expérimental.

Il a été observé en présence de réflexions dans des échantillons de petites dimensions :

- Une augmentation de l'amplitude du signal, due aux interférences constructives entre réflexions
- Une augmentation de l'énergie imputable au volume de propagation plus restreint que dans une plaque infinie. Par conséquent la fraction d'énergie du signal atteignant le capteur est plus importante dans une éprouvette de dimensions finies.
- Une augmentation de la durée et de la fréquence moyenne [78].
- Une distorsion du spectre fréquentiel [79].
- Dans certains cas, une augmentation de l'amplitude avec la distance de propagation [78].

En utilisant deux échantillons de tailles différentes, Hamstad a montré que la présence de réflexions modifie le signal et son spectre fréquentiel [79]. En effet, le signal issu d'un dipôle de force et propagé dans une plaque n'est pas le même que celui issu de la même source mais propagé dans le petit échantillon. Or dans le premier cas, le signal n'est pas perturbé par les réflexions alors que dans le second il l'est. Par ailleurs, lorsque l'échantillon est suffisamment grand, il est possible de s'affranchir des réflexions en ne conservant que le début du signal. Cependant cette technique ne fonctionne qu'à partir d'une certaine taille d'échantillon. En effet, lorsque l'échantillon est trop petit le signal direct et les réflexions se chevauchent, il est donc impossible de s'affranchir de ces dernières en tronquant le signal (Figure 1. 30). Des problèmes se posent donc lorsqu'il s'agit de transposer des résultats issus de laboratoires à des problématiques industrielles. Une étude de l'endommagement effectuée en laboratoire, sur une éprouvette de petites dimensions, peut conduire à enregistrer des signaux très différents de ceux enregistrés au niveau industriel sur des pièces de grandes dimensions.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

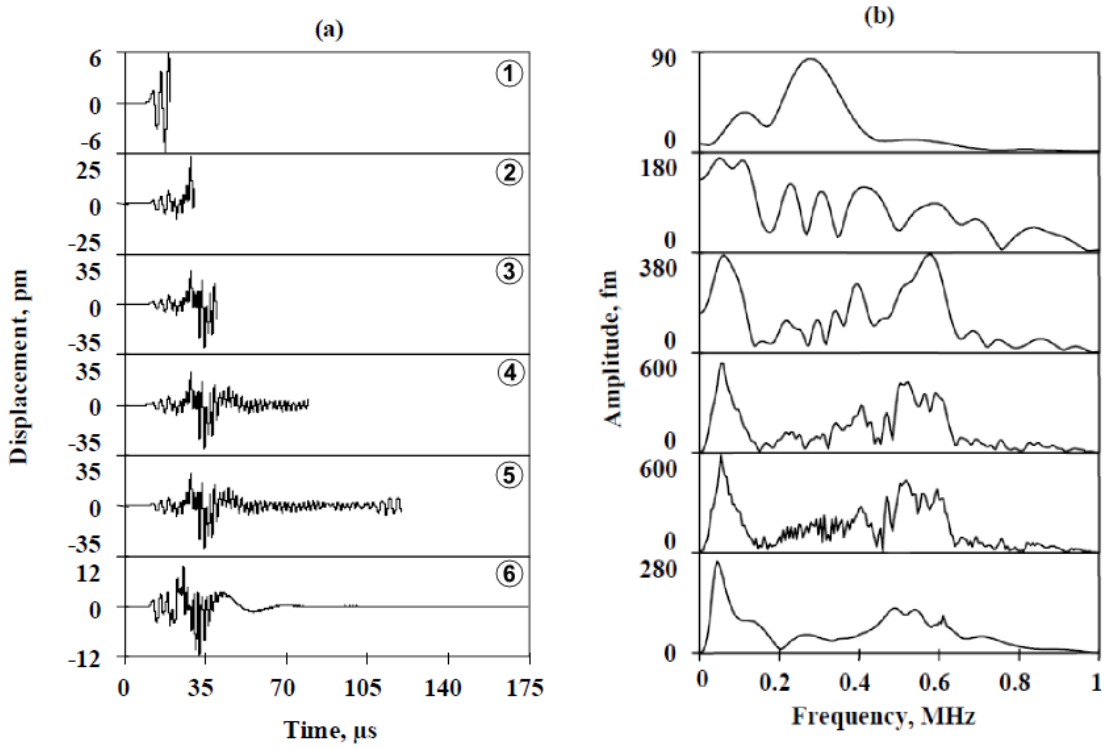

Figure 1. 30 : (a) ① à ⑤ : signal issu d'un dipôle de force et mesuré dans un échantillon de petites dimensions latérales (480x25,4x4,7 mm³). ① : signal tronqué au début. ⑤ : signal pris dans son intégralité. ⑥ : signal issu de la même source mais mesuré dans une plaque (1000x1000x4,7 mm³). (b) Spectres fréquentiels des signaux en (a). [79]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Auteur	Matériau/ Géométrie	Modèle de source	Modèle de propagation	Effet Capteur	Résultats
Gorman *1998* **[78]** *Etude expérimentale, interprétation des résultats fondée sur l'EA modale*	Plaque d'aluminium 900 x 900 x 3,175 mm³ Absence de réflexions Echantillon d'aluminium 279 x 25 x 3,175 mm³ Présence de réflexions	Pas de modèle de source Utilisation de ruptures de mine de crayon	Utilisation de la théorie des plaques pour interpréter les résultats	PAC R15, capteur résonnant DWC B1025, capteur large bande plus fidèle	Effet capteur : l'utilisation du R15 entraine : une perte du contenu fréquentiel dans certains modes de propagation une augmentation des oscillations dues à la résonnance La présence des réflexions (petit échantillon) entraine : une augmentation de l'amplitude (due aux interférences constructives) une augmentation de l'énergie du signal une augmentation de la durée et de la fréquence moyenne une augmentation de l'amplitude lorsque la distance de propagation augmente. Il serait donc nécessaire de s'affranchir des réflexions en utilisant des éprouvettes de plus grande taille ou en réduisant la fraction du signal considérée pour les calculs.
Prosser *1999* **[84]** *Modèle et expérimental*	Plaque d'aluminium : 508 x 381 x 3,175 mm³ 635 x 267 x 3,175 mm³	Simulation de rupture de mine Force ponctuelle en surface de 1N Dépendance temporelle : rampe, de temps de montée environ égal à 1 μs	Modèle par EF 3 dimensions	Capteur de référence (National Institute of Standards and Technology) de réponse plate entre 20 kHz et 1 MHz Calibration absolue et utilisation d'un coefficient de calibration pour convertir la tension mesurée en déplacement	Dimension des plaques suffisamment grandes pour séparer les réflexions et les analyser Bon accord entre les signaux expérimentaux et simulés, quelle que soit la position de la source, même lorsque le signal direct et les réflexions sont rapprochés. Mais ceci n'est plus valable aux temps longs (à partir de 150 μs) à cause du manque de sensibilité du capteur aux basses fréquences. D'autres travaux seraient à réaliser dans des échantillons plus petits, anisotropes pour valider le modèle par EF
Hamstad *2001* **[79]** *Modèle uniquement*	Plaque d'aluminium : 1000 x 1000 x 4,7 mm³ Echantillon d'aluminium : 480 x 25,4 x 4,7 mm³	Sources : Dipôle de force dans le plan de la plaque Dipôle de force perpendiculaire au plan	Modèle par EF en 3 dimensions	Modélisation de l'effet d'ouverture : mesure ponctuelle du déplacement perpendiculaire à la surface en un point ou moyenne sur un cercle	Effets sur l'amplitude : Amplitude plus importante des signaux sur l'échantillon de petite taille Différence d'amplitude entre l'échantillon et la plaque de plus en plus importante à des distances plus grandes. Décroissance significative de l'amplitude en fonction

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

		3 dipôles de force représentant une microfissure Force appliquée de l'ordre de 1N Dépendance temporelle : ¼ de cycle de cosinus de temps de montée 1,5 µs		de 13 mm de diamètre Modélisation de la sensibilité en fréquence : Pas de filtrage ou filtrage 100-300 kHz.	de la distance dans la plaque (due à l'atténuation géométrique et à la dispersion) effet de la dispersion plus important aux grandes distances. Dans l'échantillon diminution de l'amplitude compensée par les interférences constructives entre réflexions. Cela implique la possibilité de détecter des évènements moins énergétiques dans les échantillons de petites dimensions Effets sur le spectre fréquentiel : La présence des réflexions entraine une distorsion du spectre Possibilité de retrouver un spectre ressemblant au spectre sans réflexion en effectuant un lissage (mais ceci n'est pas forcément valable pour le petit échantillon) Impossibilité de récupérer un spectre non affecté par les réflexions dans le petit échantillon car : 1. Troncature du signal peut entrainer une perte d'information sur la source 2. Même mes premières portions du signal sont affectées par les réflexions Incite à l'utilisation d'échantillons plus larges pour éviter l'effet des réflexions.

Tableau 1. 6 : Apports de l'EA quantitative à l'étude de l'endommagement d'éprouvettes de dimensions finies.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

V. CONCLUSION

Les travaux d'EA quantitative présentés précédemment montrent qu'il est important de séparer les différentes étapes de la chaine de transformation du signal pour évaluer séparément leur impact.

Le milieu de propagation, peut modifier fortement le signal. Plusieurs géométries ont été étudiées allant du milieu infini à l'éprouvette de laboratoire de petites dimensions ; il a été vu que le signal issu d'une même source est différent d'une géométrie à l'autre. Pourtant, la propagation dans des éprouvettes de petites tailles utilisées en laboratoire a été peu étudiée alors que de nombreuses études utilisent ce genre d'éprouvettes. Plusieurs questions se posent : Quelles sont les différences engendrées par des géométries d'éprouvettes différentes sur les signaux mesurés, leur contenu fréquentiel et les descripteurs de l'EA ? Y-a-t-il des géométries pour lesquelles l'identification du mécanisme source est plus aisée ? Les résultats issus de laboratoires peuvent-ils être facilement transposés à des études industrielles ? Par ailleurs, l'analyse modale est judicieusement utilisée pour étudier les modes sollicités par les sources d'EA. Néanmoins les modes utilisés pour l'interprétation sont des modes de plaque. Or les modes de propagation dans des éprouvettes de petites dimensions sont différents. Dans ce cas, comment utiliser l'analyse modale ? Est-elle suffisante ?

Le capteur a aussi une influence sur les signaux. De nombreuses études (souvent utilisant l'analyse modale) ont d'ailleurs souligné que l'utilisation de capteurs résonnants (les plus utilisés en émission acoustique) pouvait engendrer une perte d'information du contenu fréquentiel conduisant parfois à ne plus différencier et reconnaitre les modes de propagation. Par conséquent, quelle est l'influence du capteur sur les signaux mesurés, leur contenu fréquentiel et les descripteurs de l'EA ? Existe-t-il des descripteurs plus fiables que d'autres car moins influencés par le capteur et la propagation ?

Pour apporter une réponse aux différentes questions posées, il est nécessaire de pouvoir étudier séparément chaque étape de la chaine d'acquisition, c'est-à-dire, contrôler la source et ses caractéristiques, étudier uniquement l'effet du milieu de propagation puis uniquement l'effet du capteur (et du système d'acquisition). Ces objectifs ne peuvent être atteints seulement à l'aide des essais expérimentaux. Il faut avoir recours à des techniques de modélisation.

Une des problématiques concerne la géométrie et son influence (réflexions notamment) sur le signal d'EA. Quelques études sur l'influence des réflexions ont déjà été faites auparavant. Il en ressort que l'utilisation de modèles par éléments finis est bien adaptée à la simulation de géométries complexes (qui ne sont pas une plaque infinie ou un espace semi-infini). Bien que les modèles par éléments finis nécessitent de grandes ressources informatiques, les capacités de calcul des ordinateurs actuels permettent de simuler des pièces suffisamment grandes avec un maillage suffisamment fin pour des problématiques de propagation d'ondes.

Pour pouvoir faire confiance au modèle par éléments finis et aux paramètres utilisés pour la modélisation, il faut le valider expérimentalement, c'est donc ce qui sera fait dans un premier temps. Pour effectuer cette validation, il faut être dans des conditions expérimentales permettant de contrôler la génération de la source. C'est pour cette raison que la validation sera faite en utilisant

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

une source artificielle : la rupture de mine. Les fonctions de sensibilités des capteurs mesurées par réciprocités seront utilisées pour modéliser l'effet capteur. Leur utilisation sera elle aussi validée expérimentalement.

Une fois les validations effectuées, la MEF peut être utilisée pour simuler des sources d'EA internes au matériau. Plusieurs géométries d'éprouvettes représentant des échelles différentes (de l'échelle industrielle à l'échelle du laboratoire) seront étudiées. Les outils d'analyse modale seront utilisés pour relier les modes sollicités aux caractéristiques de la source utilisée (orientation, temps de montée, position, etc.). Les descripteurs de l'EA (utilisés lors d'analyses phénoménologiques) seront étudiés afin d'analyser l'effet de la propagation et ainsi de déterminer ceux qui sont les plus robustes (les moins influencés).

L'effet du capteur et du système d'acquisition seront aussi étudiés, dans un premier temps afin de savoir si une analyse modale des signaux est toujours possible lorsque des capteurs résonnants sont utilisés pour la mesure, et ensuite afin de vérifier si les descripteurs peu affectés par la propagation sont toujours aussi robustes après la prise en compte de l'effet du capteur.

Les outils utilisés pour simuler la chaine de l'EA, et ceux utilisés pour traiter et interpréter les résultats sont présentés dans le chapitre 2. La validation expérimentale des calculs par éléments finis, pour simuler la propagation des ondes dans des éprouvettes de traction, ainsi que la validation expérimentale de l'effet du capteur sont présentées au cours du chapitre 3. Enfin, les impacts du milieu de propagation et du capteur sur le signal d'EA, généré par différentes sources internes au matériau, sont évalués en simulation dans le chapitre 4.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

CHAPITRE 2 : BASES THEORIQUES ET CONFIGURATIONS EXPERIMENTALES

INTRODUCTION

Ce chapitre a pour objectif de présenter tous les outils nécessaires à l'élaboration des modèles pour simuler l'EA, et tous les outils utilisés pour traiter et interpréter les résultats expérimentaux ou issus de simulations.

Dans un premier temps les sources réelles ou artificielles, simulées ou non et utilisées lors de simulations ou de validations expérimentales sont présentées.

Dans un second temps, la méthode des éléments finis (MEF), utilisée pour simuler l'effet du milieu de propagation (une éprouvette de traction par exemple), ainsi que les paramètres de simulation (type d'élément fini utilisé, taille de maille, etc.) sont abordés. Les pièces, les géométries et matériaux utilisés, ainsi que leurs caractéristiques sont aussi présentés. Un rappel théorique de la propagation des ondes dans des guides d'ondes (plaques ou poutres) est effectué et les courbes de dispersion, particulièrement utiles pour l'interprétation des futurs résultats, sont présentées.

Il s'en suit une présentation du matériel et des réglages utilisés lors des essais expérimentaux, ainsi que des informations communes à tous les protocoles mis en place pour la validation.

Puis la méthode de réciprocité est détaillée. Elle permet de mesurer les fonctions de sensibilité des capteurs et ainsi de prendre en compte leur impact sur le signal. Le protocole expérimental utilisé pour valider la modélisation de l'effet capteur est exposé.

Dans un dernier temps, les outils de traitement du signal (transformée de Fourier, transformée par ondelettes, etc.) utilisés pour analyser les résultats, ainsi que les descripteurs de l'EA calculés sur les signaux sont abordés. Ces outils permettent de comparer les signaux expérimentaux et simulés lors de la validation expérimentale (qui fait l'objet du chapitre 3). Ils permettent également d'identifier plus facilement les liens entre un mécanisme source et un signal d'EA (ce qui fait l'objet du chapitre 4).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I. PRESENTATION DES SOURCES REELLES OU ARTIFICIELLES, SIMULEES OU NON, UTILISEES LORS DES SIMULATIONS ET DES VALIDATIONS EXPERIMENTALES.

Dans un but de validation, des sources artificielles (simulées et expérimentales) sont générées. Une source artificielle est une source générée par l'expérimentateur pour simuler une source d'EA. Contrairement à une source réelle, elle est générée en surface du matériau. Cela permet à l'expérimentateur de maitriser parfaitement le moment auquel il génère la source et sa localisation. C'est un avantage pour une validation expérimentale puisque cela permet d'utiliser les mêmes paramètres lors de la simulation et de la validation. Ces sources sont présentées dans un premier temps.

Une fois la validation effectuée, des sources d'EA ayant différentes caractéristiques sont simulées à l'intérieur du matériau. Ces sources sont présentées dans un second temps.

I.1. SOURCES ARTIFICIELLES UTILISEES POUR LA VALIDATION EXPERIMENTALE

I.1.1. Génération d'une source artificielle à l'aide d'une rupture de mine de crayon

La rupture de mine est produite par la rupture d'une mine de crayon en graphite. Cette rupture engendre un signal très énergétique. C'est une source intéressante pour effectuer une validation expérimentale puisqu'elle a déjà été largement étudiée [85] [72] [59] [86]. On en connait donc suffisamment bien les paramètres temporels et spatiaux pour l'utiliser dans la MEF.

La rupture de mine est une source artificielle en surface, et peu étendue. Elle peut être modélisée par une source ponctuelle. Sause [59] a obtenu, par la MEF, l'évolution temporelle de la force exercée par une rupture de mine à la surface d'un matériau. Dans ce travail, cette évolution est modélisée par une loi normale asymétrique (Figure 2. 1).

I.1.2. Génération d'une source artificielle à l'aide d'un capteur émetteur

Une autre façon de générer une source artificielle est d'utiliser un capteur, non pas comme récepteur comme c'est généralement le cas en EA, mais comme émetteur. Cette source présente l'avantage de pouvoir faire varier le signal de consigne et donc de générer différents types de signaux se propageant ensuite au sein du matériau. Cependant, bien qu'il soit possible de générer différents types de source, la pression mécanique produite par l'émetteur sur la surface du matériau n'a pas la même forme que le signal de consigne (envoyé sous la forme d'un courant électrique). Le signal est émis avec une amplitude qui varie en fonction de la fréquence et qui dépend de la sensibilité en émission du capteur. Ainsi, si l'on souhaite avoir accès au signal réel généré mécaniquement par l'émetteur, il est nécessaire de mesurer la sensibilité en émission de ce capteur afin de l'utiliser comme fonction de transfert.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

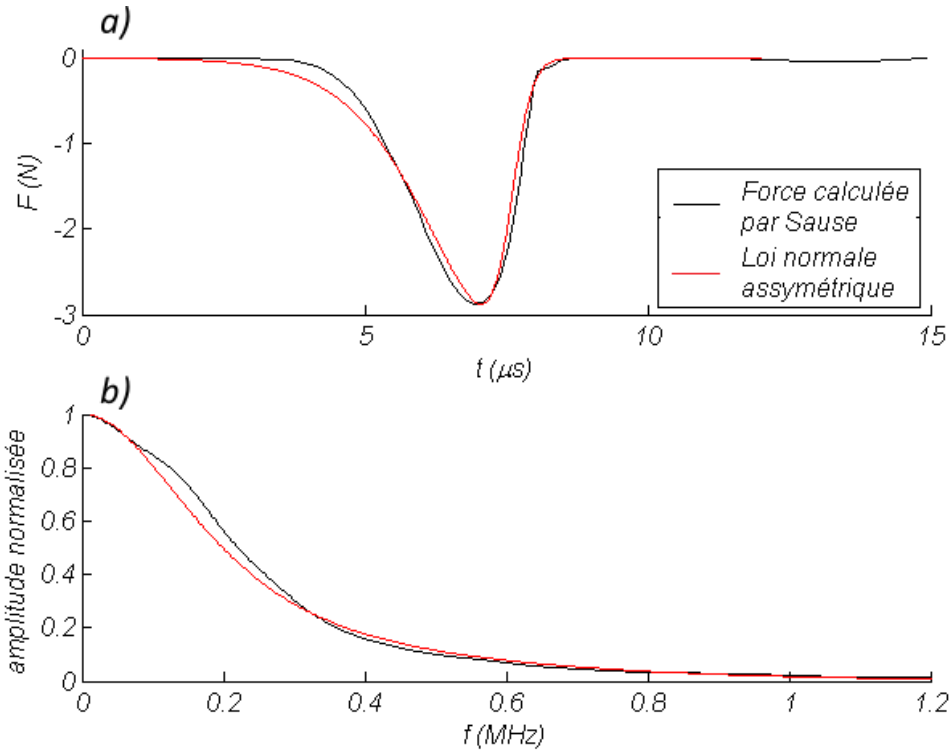

Figure 2. 1 : (a) Evolution temporelle de la force exercée sur une surface par une rupture de mine 2H de diamètre 0,5 mm et de longueur 4 mm, inclinée à 45° par rapport à la surface [59] et loi normale asymétrique se rapprochant au maximum de cette évolution. (b) transformées de Fourier.

Lors des essais que nous avons réalisés à l'aide du capteur émetteur, le signal de consigne envoyé expérimentalement au capteur émetteur est un Chirp (Figure 2. 2). Le choix s'est porté sur ce signal car il permet d'exciter équitablement toutes les fréquences dans un intervalle donné, ici toutes les fréquences sont presque équitablement excitées entre 0 et 1,2 MHz. Le capteur utilisé comme émetteur est un capteur µ80, un capteur couramment utilisé au sein du laboratoire MATEIS.

La sensibilité en émission du µ80 a été déterminée par la méthode de réciprocité (III.3.1). Le signal de consigne, convolué par la sensibilité en émission du capteur µ80 (Figure 2. 3), montre que l'émetteur a un effet non-négligeable sur le signal émis. En effet, le signal post-émetteur, c'est-à-dire celui transmis mécaniquement à la surface de l'éprouvette, a un spectre fréquentiel différent du spectre du signal de consigne et les fréquences ne sont plus excitées équitablement dans la bande 0 – 1,2 MHz. Bien que le signal de consigne soit modifié par le capteur, cette source artificielle est tout de même utilisée dans la suite de cette étude, mais cet aspect sera pris en compte dans les simulations qui utilisent un capteur émetteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

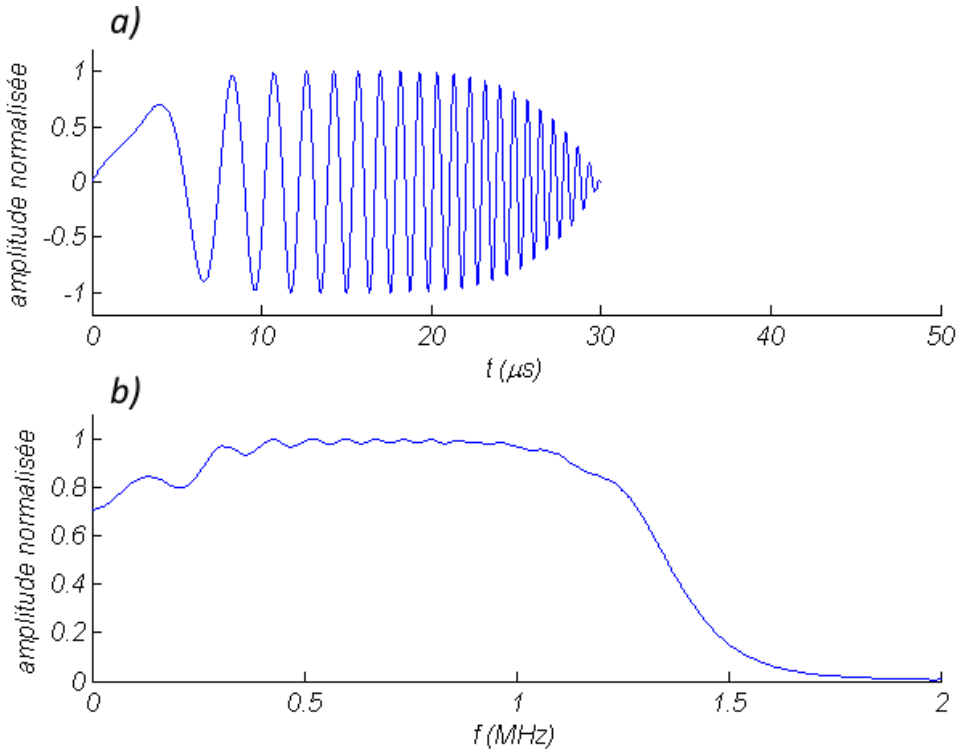

Figure 2. 2 : Chirp. (a) forme temporelle. (b) spectre fréquentiel.

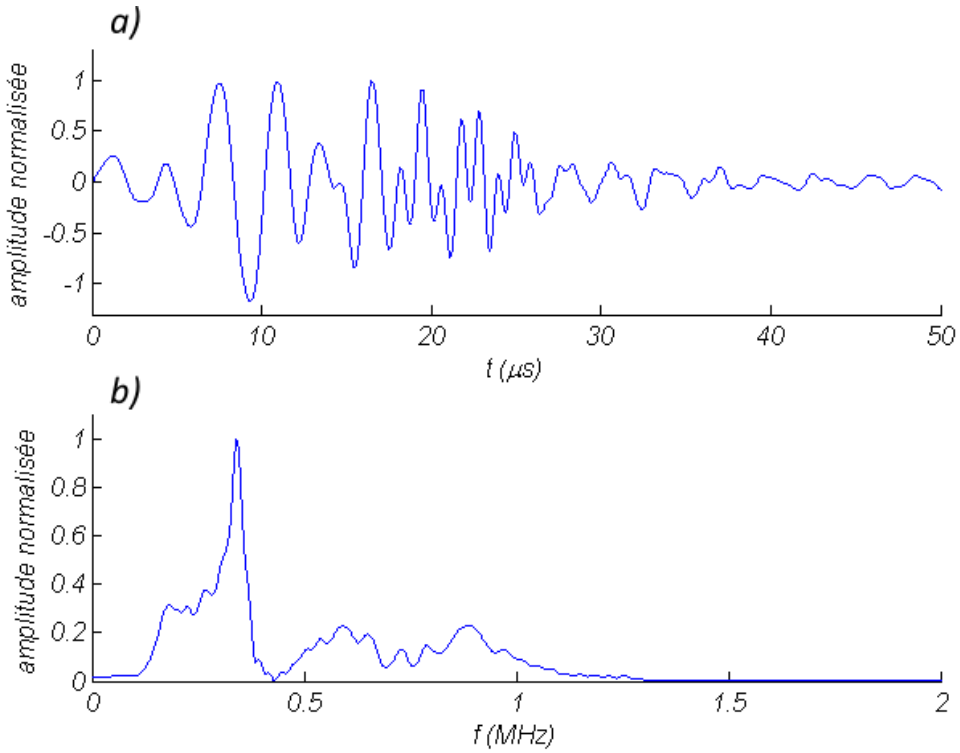

Figure 2. 3 : Chirp (figure 2. 2) convolué par la sensibilité en émission d'un micro80. (a) forme temporelle. (b) spectre fréquentiel.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Contrairement à la rupture de mine, la source générée par l'émetteur ne peut pas être considérée comme une source ponctuelle. La pression exercée par le capteur est perpendiculaire à la surface de l'éprouvette et est appliquée sur une surface correspondant à sa surface active. Cette pression est exercée par la semelle du capteur qui ne se déforme pas uniformément sur toute sa surface (Figure 2. 4). L'amplitude de la vitesse de déformation est quasiment nulle aux bords de la pastille et maximale au centre. Lors d'une simulation, il faut donc prendre cet aspect en considération. Pour simuler un signal émis par le capteur, on a donc fait le choix de le générer, non pas sur une surface correspondant à la semelle du capteur, mais sur une surface plus petite représentée par les pointillés verts (Figure 2. 4).

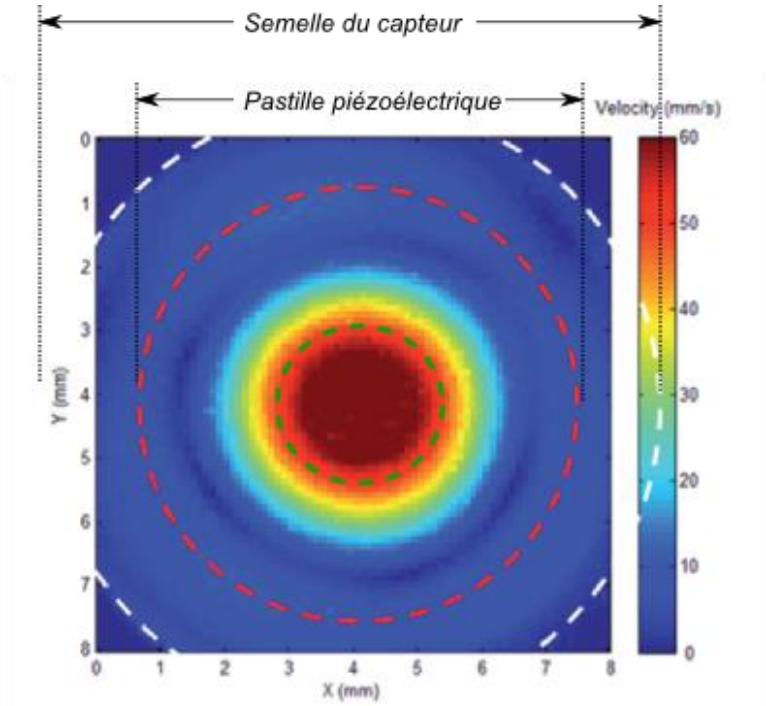

Figure 2. 4 : Cartographie de la vitesse de déformation à la surface d'un capteur PAC µ80. Les pointillés blancs représentent le boitier du capteur, les pointillés rouges représentent la pastille piézoélectrique et les pointillés verts la surface d'excitation utilisée en simulation par EF. [87]

I.2. UTILISATION DE DIPOLES DE FORCE POUR SIMULER DES SOURCES D'EMISSION ACOUSTIQUE

Des sources « réelles » sont simulées dans le but d'étudier l'influence de leurs caractéristiques sur les signaux d'EA. On considérera les sources comme ponctuelles (voir chapitre 1) en utilisant des dipôles de force. Bien que les sources réelles d'EA soient en réalité plus complexes, cette réduction des sources à des sources ponctuelles peut s'avérer suffisante dans certains cas [77]. De plus, dans ce travail l'accent est mis sur la modélisation de la propagation et la détection plus que sur la modélisation de la source en elle-même d'où le choix d'utiliser des sources simples comme celles présentées ici.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

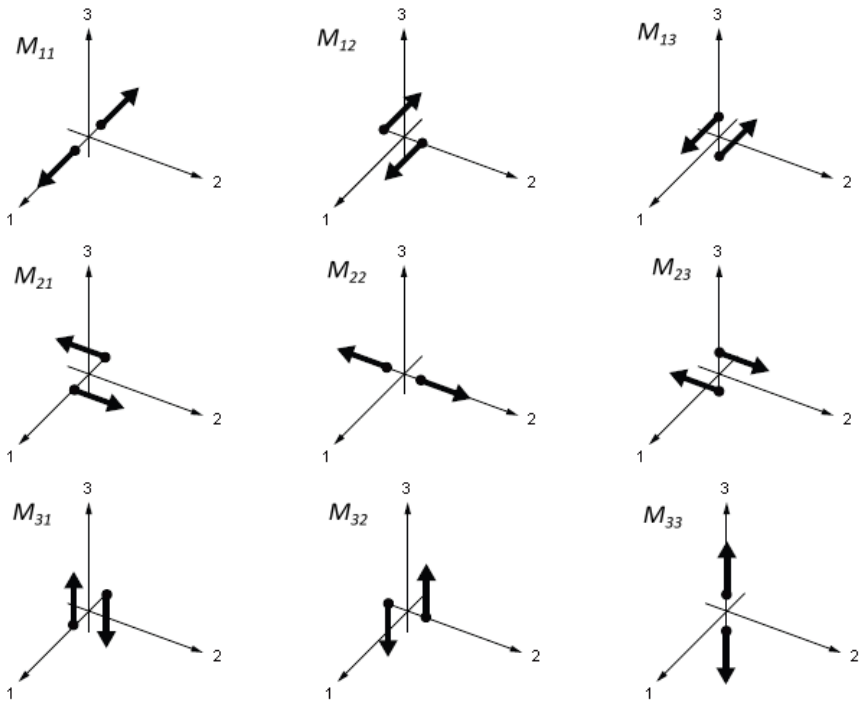

Figure 2. 5 : Représentation des différents coefficients du tenseur des moments d'une source ponctuelle.

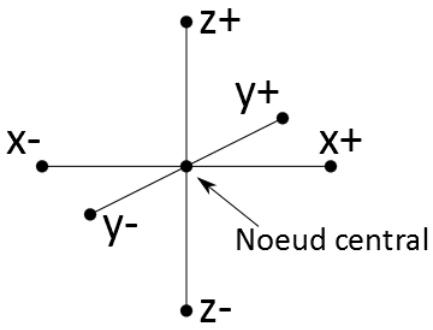

Figure 2. 6 : Source ponctuelle au sein d'un maillage par éléments finis.

En l'absence de rotation, il existe deux sources élémentaires : la dilatation et le cisaillement. Toutes les autres sources ponctuelles peuvent être générées à partir d'une combinaison linéaire d'une dilatation et de trois cisaillements orthogonaux. Les sources peuvent donc être représentées par un tenseur (cf. *(2. **1**)*) dont les composantes sont les moments des couples de forces dans les différentes directions de l'espace (Figure 2. 5).

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \qquad (2.\ 1)$$

Avec la Méthode des Eléments Finis (MEF), on peut facilement générer une source ponctuelle qui sera utilisée pour simuler la propagation des ondes mécaniques au sein du matériau. Pour cela, on choisit un nœud du maillage qui détermine la position de la source. A partir de ce nœud, qui est le nœud central, on détermine les positions des nœuds situés autour de ce nœud

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

central en x, en y et en z (Figure 2. 6), puis on applique sur ces nœuds les forces ponctuelles qui correspondent aux différentes sources que l'on souhaite générer (Chapitre 1, Figure 1. 17). Les sources utilisées dans ce travail sont :

- dipôle de force simple
- dilatation
- cisaillement
- microfissure

Trois de ces sources peuvent être orientées dans différentes directions de l'espace : le dipôle de force simple, le cisaillement et la microfissure. La valeur des dipôles de forces utilisés est de l'ordre de 100 N.μm. Leur évolution temporelle est une rampe de durée égale à 1 μs, 0,1 μs ou 10 μs.

II. SIMULATION DE L'EFFET DU MILIEU DE PROPAGATION SUR LE SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE

Une fois le signal source généré, une onde mécanique se propage au sein du matériau. La forme de l'onde qui se propage est bien sûr en partie déterminée par la source. Cependant, cette onde est aussi modifiée par le milieu de propagation, c'est-à-dire le matériau qui compose ce milieu ainsi que sa géométrie. Les géométries étudiées, les matériaux étudiés, ainsi que la Méthode des Eléments Finis (MEF), utilisée pour simuler la propagation des ondes dans les échantillons, sont présentés dans la suite.

II.1. GEOMETRIES DES EPROUVETTES ET MATERIAUX ETUDIES

Les essais expérimentaux et les simulations concernent des pièces de géométrie type éprouvette de traction haltère, d'une épaisseur de 3,7 mm (Figure 2. 7).

Trois éprouvettes de largeurs différentes, notées dans la suite EPL3, EPL16 et EPL80, ont été simulées. Ces trois largeurs d'éprouvettes représentent trois échelles différentes. L'éprouvette la plus fine (EPL3) peut représenter l'échelle du mini-composite (un seul fil avec de la matrice). Sa largeur est du même ordre de grandeur que son épaisseur et ces deux dernières sont bien inférieures à la longueur. Cette géométrie peut donc être assimilée à une poutre du point de vue de la propagation des ondes. L'éprouvette la plus large (EPL80) peut s'apparenter à une pièce de structure. Sa largeur et sa longueur sont toutes deux bien supérieures à son épaisseur. Elle peut donc être assimilée à une plaque. Enfin, L'éprouvette intermédiaire (EPL16) représente l'échelle de l'échantillon utilisé en laboratoire. Elle ne peut ni être assimilée à une poutre ni à une plaque. Cette éprouvette est utilisée au laboratoire MATEIS lors d'essais sur des composites à matrice céramique. Ces trois échelles de matériaux composites sont étudiées car ces matériaux font l'objet de beaucoup d'études au sein de l'équipe dans laquelle a été réalisée cette thèse.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

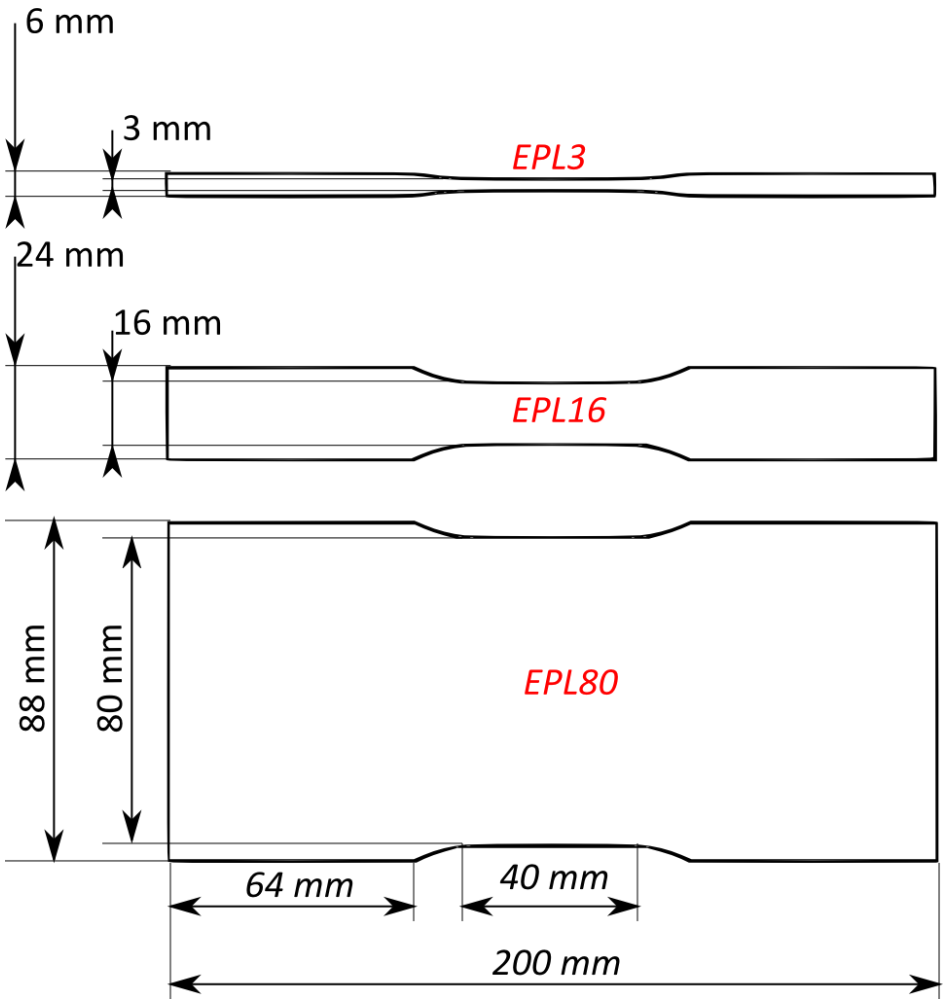

Figure 2. 7 : Forme et dimensions des éprouvettes EPL3, EPL16 et EPL80.

Cependant, ici l'accent est mis sur l'influence de la géométrie du milieu sur la propagation, plus que sur le matériau. Le choix s'est donc porté sur un matériau simple (c'est-à-dire homogène et isotrope par rapport aux fréquences considérées) : l'aluminium. Les constantes élastiques de l'aluminium, utilisées dans les calculs, sont listées dans le Tableau 2. 1.

Module d'Young E (GPa)	72
Coefficient de poisson ν	0,34
Masse volumique ρ (kg/m^3)	2700
Facteur de perte κ (à 500 kHz)	2.10^{-4}

Tableau 2. 1 : Propriétés du matériau.

L'aluminium est souvent considéré comme un matériau élastique, cela signifie que lorsqu'une onde se propage dans une pièce en aluminium, celle-ci ne devrait perdre aucune énergie sous forme de chaleur. Seule l'atténuation géométrique devrait être responsable de la diminution d'amplitude. En réalité l'aluminium n'est pas parfaitement élastique et une partie de l'énergie de l'onde propagée est perdue sous forme de chaleur. Un deuxième facteur affecte donc la perte d'amplitude du signal au cours de la propagation : l'amortissement. Sa prise en compte en simulation est détaillée plus tard.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.2. PRESENTATION DU MODELE PAR ELEMENTS FINIS UTILISE POUR SIMULER LE MILIEU DE PROPAGATION

Pour modéliser la propagation des ondes, il faut une méthode capable de modéliser le milieu de propagation et les différentes géométries étudiées. Les modèles mathématiques utilisés en EA et dans des phénomènes de propagation d'ondes plus généralement sont représentés par des Equations aux Dérivées Partielles (EDP). Dans certains cas, il est possible de les résoudre analytiquement, mais dans la majorité des cas, il faut utiliser des techniques numériques.

La méthode des éléments finis en temporel avec l'utilisation d'un schéma explicite présente de nombreux avantages. C'est tout d'abord une méthode adaptée à la modélisation de géométries complexes (c'est-à-dire sortant du cadre d'un espace semi-infini, d'une plaque ou d'une poutre). Par ailleurs, elle ne nécessite pas de connaitre une solution fondamentale de l'EDP à résoudre (comme c'est le cas pour la méthode des éléments finis de frontière par exemple). Enfin, elle a été implémentée dans beaucoup de codes industriels directement utilisables ce qui en fait une méthode très accessible.

II.2.1. Présentation de la Méthode des Eléments Finis (MEF)

Le problème que l'on cherche à résoudre est celui du comportement dynamique d'une structure élastique avec amortissement. Considérons un volume Ω limité par les surfaces Γ_D et Γ_N. Sur la surface Γ_N on applique une contrainte $\boldsymbol{\phi}_N$ et sur la surface Γ_D le déplacement est nul (Figure 2. 8).

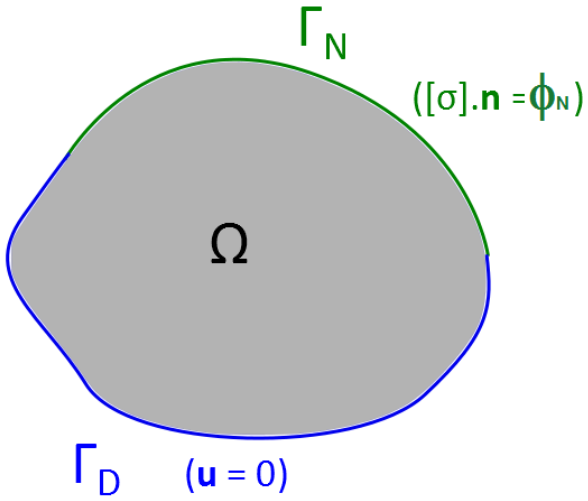

Figure 2. 8 : Volume Ω limité par les surfaces Γ_D et Γ_N.

Les équations qui régissent le comportement de la structure sont les suivantes :

$$\begin{cases} \rho\ddot{\boldsymbol{u}} + \mu\dot{\boldsymbol{u}} = div[\sigma] + \boldsymbol{f}_v\,, \text{ dans } \Omega\,, \text{ (équation de la dynamique)} & (2.\,2) \\ [\sigma] = [E]:[\varepsilon]\ , \text{ dans } \Omega\,, \text{ (loi de comportement)} & (2.\,3) \\ \boldsymbol{u} = \boldsymbol{0}\,, \text{ sur } \Gamma_D\,, \text{ (condition aux limites de Dirichlet)} & (2.\,4) \\ [\sigma].\boldsymbol{n} = \boldsymbol{\phi}_N\,, \text{ sur } \Gamma_N\,, \text{ (condition aux limites de Neumann)} & (2.\,5) \\ \boldsymbol{u}(0) = \boldsymbol{u}_0\ ,\ \dot{\boldsymbol{u}}(0) = \dot{\boldsymbol{u}}_0\,, \text{ (conditions initiales)} & (2.\,6) \end{cases}$$

Avec :

- $\boldsymbol{u}$: vecteur des déplacements

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

- ρ : masse volumique du volume Ω
- μ : coefficient d'amortissement
- $\boldsymbol{f}_v$: forces volumiques s'exerçant dans Ω
- $[\sigma]$: tenseur des contraintes de rang 2
- $[\varepsilon]$: tenseur des déformations de rang 2
- $[E]$: tenseur des constantes élastiques de rang 4
- $\boldsymbol{n}$: vecteur unitaire normal à la surface
- $\boldsymbol{\phi_N}$ **:** contrainte s'exerçant à la surface Γ_N

La Méthode des Eléments Finis (MEF) permet d'obtenir une solution approchée au problème modélisé par les équations présentées ci-dessus. Le problème est pour l'instant posé sous une forme dite forte, pour pouvoir résoudre les équations à l'aide de la MEF, il faut transformer le problème et le mettre sous une forme faible : la formulation variationnelle.

La formulation variationnelle se calcule à l'aide du principe des travaux virtuels. Pour un déplacement virtuel $\boldsymbol{\delta u}$ quelconque appliqué au domaine Ω, on obtient la formulation variationnelle :

$$\int_\Omega \boldsymbol{\delta u}.\mu\dot{\boldsymbol{u}}d\Omega + \int_\Omega \boldsymbol{\delta u}.\rho\ddot{\boldsymbol{u}}d\Omega + \int_\Omega [\delta\varepsilon]:[\sigma]d\Omega - \int_\Omega \boldsymbol{\delta u}.\boldsymbol{f}_v d\Omega - \int_{\Gamma_N} \boldsymbol{\delta u}.\boldsymbol{\phi_N} d\Gamma = 0 \qquad (2.\ 7)$$

Une fois la formulation variationnelle calculée, on discrétise l'espace en domaines élémentaires D^e : les éléments finis. Sur chaque élément fini, le champ de déplacement $\boldsymbol{u^e}$ est approximé par :

$$\boldsymbol{u^e}(x,y,z,t) = [N(x,y,z)]\boldsymbol{u_n^e}(t) \qquad (2.\ 8)$$

Où :

- $\boldsymbol{u^e}$: est le vecteur déplacement en n'importe quel point M de l'élément
- $\boldsymbol{u_n^e}$: est le vecteur des déplacements nodaux
- $[N]$: est la matrice des fonctions d'interpolation géométrique. Elle permet d'obtenir le champ de déplacement en tout point d'un élément à partir des déplacements nodaux.

A partir du champ de déplacement, le champ de déformation peut être calculé par la relation :

$$\boldsymbol{\varepsilon^e} = [D]\boldsymbol{u^e} = [D][N]\mathbf{u_n^e} = [B]\boldsymbol{u_n^e} \qquad (2.\ 9)$$

Et le champ de contraintes par la relation :

$$\boldsymbol{\sigma^e} = [E]\boldsymbol{\varepsilon^e} = [E][B]\boldsymbol{u_n^e} \qquad (2.\ 10)$$

Avec :

- $[D]$: matrice opérateur différentiel.
- $[B]$: matrice de transformation des déplacements en déformations.

En remplaçant les différentes variables de l'équation *(2. **7**)* par leur approximation, on peut réécrire l'expression de la façon suivante pour un élément :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\left(\int_{\Omega^e}[N]^T\rho[N]d\Omega\right)\ddot{u}_n^e+\left(\int_{\Omega^e}[N]^T\mu[N]d\Omega\right)\dot{u}_n^e+\left(\int_{\Omega^e}[B]^T[E][B]d\Omega\right)u_n^e-\left(\int_{\Omega^e}[N]^T f_d d\Omega+\int_{\Gamma^e\cap\Gamma_D}[N]^T\phi_N d\Gamma\right)=0 \quad (2.\ 11)$$

On pose :

$$\begin{cases}[M^e]=\int_{\Omega^e}[N]^T\rho[N]d\Omega & (2.\ 12)\\ [C^e]=\int_{\Omega^e}[N]^T\mu[N]d\Omega & (2.\ 13)\\ [K^e]=\int_{\Omega^e}[B]^T[E][B]d\Omega & (2.\ 14)\\ \boldsymbol{F_e}=-\int_{\Omega^e}[N]^T\boldsymbol{f_d}d\Omega-\int_{\Gamma^e\cap\Gamma_D}[N]^T\boldsymbol{F_d}d\Gamma & (2.\ 15)\end{cases}$$

Par assemblage des matrices élémentaires, on peut réécrire l'équation sous forme matricielle :

$$[M]\ddot{\boldsymbol{u}}_n+[C]\dot{\boldsymbol{u}}_n+[K]\boldsymbol{u}_n+\boldsymbol{F}=\boldsymbol{0} \quad (2.\ 16)$$

Avec :

$$\begin{cases}[M]=\sum_{e=1}^{m}[A]^T[M^e][A] & (2.\ 17)\\ [C]=\sum_{e=1}^{m}[A]^T[C^e][A] & (2.\ 18)\\ [K]=\sum_{e=1}^{m}[A]^T[K^e][A] & (2.\ 19)\\ \boldsymbol{F}=\sum_{e=1}^{m}[A]^T\boldsymbol{F}^e & (2.\ 20)\end{cases}$$

Avec :

- $[A]$: matrice d'assemblage. Elle permet de « ranger » dans une matrice globale les matrices associées à chaque élément.
- m : nombre d'éléments.
- $[M]$: matrice de masse.
- $[C]$: matrice d'amortissement.
- $[K]$: matrice de rigidité.
- $\boldsymbol{F}$: vecteur global des forces.

Pour résoudre l'équation de la dynamique il ne suffit pas de discrétiser l'espace. L'équation dépend aussi du temps, il faut donc aussi la discrétiser en temps. Il existe plusieurs schémas de discrétisation temporelle tels que les schémas implicite et explicite. Le schéma explicite étant mieux

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

adapté à la modélisation de phénomènes de propagation d'ondes et d'évènements hautes fréquences [88], c'est ce dernier que nous utiliserons.

Le schéma explicite est un schéma aux différences finies centré ; la solution est discrétisée de la façon suivante :

$$\begin{cases} \ddot{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{n}}(t) = \dfrac{1}{\Delta t^2}\left(\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t+\Delta t) - 2\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t) + \boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t-\Delta t)\right) & (2.\,21) \\ \dot{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{n}}(t) = \dfrac{1}{2\Delta t}\left(\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t+\Delta t) - \boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t-\Delta t)\right) & (2.\,22) \end{cases}$$

Avec : Δt : le pas de temps utilisé pour la simulation.

L'équation de la dynamique s'écrit donc sous une nouvelle forme :

$$[\overline{K}]\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t+\Delta t) = \boldsymbol{R} \qquad (2.\,23)$$

Avec :

$$[\overline{K}] = \frac{1}{\Delta t^2}[M] + \frac{1}{2\Delta t}[C] \qquad (2.\,24)$$

Et :

$$\boldsymbol{R} = \boldsymbol{F}(t) - [K]\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t) + \frac{1}{\Delta t^2}[M]\left(2\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t) - \boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t-\Delta t)\right) + \frac{1}{2\Delta t}[C]\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(t-\Delta t) \qquad (2.\,25)$$

La solution initiale à t = 0 est d'abord calculée. Puis, connaissant $\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(0)$ et $\dot{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{n}}(0)$, on calcule $\ddot{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{n}}(0)$ en résolvant l'équation de la dynamique. On calcule ensuite $\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(-\Delta t)$:

$$\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(-\Delta t) = \boldsymbol{u}_{\boldsymbol{n}}(0) - \Delta t\dot{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{n}}(0) + \frac{\Delta t^2}{2}\ddot{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{n}}(0) \qquad (2.\,26)$$

On procède de la même façon pour résoudre l'équation *(2. 16)* à chaque pas de temps.

La résolution à l'aide d'un schéma explicite nécessite moins de mémoire que la résolution à l'aide d'un schéma implicite. Elle est donc plus rapide et mieux adaptée aux problèmes de grande taille (avec un grand nombre d'éléments finis). Par ailleurs, elle nécessite d'utiliser des incréments temporels relativement petits pour être stable, elle est donc bien adaptée au cas de la propagation d'ondes transitoires.

Il existe plusieurs logiciels commerciaux de calculs par éléments finis. Dans cette étude, le logiciel ABAQUS ® est utilisé.

II.2.2. Précautions à prendre en utilisant la méthode des éléments finis

Il est nécessaire de prendre des précautions pour que la MEF soit valide lorsqu'il s'agit de simuler la propagation d'ondes transitoires. La première précaution concerne la discrétisation spatio-temporelle c'est-à-dire la taille des éléments et le pas de temps lors du calcul. En effet, lorsque le nombre d'éléments par longueur d'onde est trop faible, cela peut conduire à des erreurs sur la vitesse de propagation des ondes (erreur de dispersion). Pour éviter ces erreurs, il faut donc

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

déterminer la taille moyenne d'un élément l_e de façon à ce que $\frac{\lambda}{20} < l_e < \frac{\lambda}{5}$. De plus, dans le cas d'un schéma explicite, la stabilité de la méthode, c'est-à-dire sa capacité à converger, est conditionnée à un critère de stabilité. L'incrément de temps utilisé dans le calcul doit être inférieur à la limite de stabilité. Celle-ci se calcule de la façon suivante :

$$\Delta t_{lim} = \frac{2}{\omega_{max}} \quad (2.\ 27)$$

Pour un matériau sans amortissement,

et :

$$\Delta t_{lim} = \frac{2}{\omega_{max}} \left(\sqrt{1 + \xi_{max}^2} - \xi_{max}\right) \quad (2.\ 28)$$

Pour un matériau avec amortissement,

avec :

- Δt_{lim} : incrément de temps maximal que l'on peut prendre (limite de stabilité).
- ω_{max} : la pulsation propre la plus élevée du système
- ξ_{max} : le coefficient d'amortissement à la pulsation propre la plus élevée

L'introduction d'amortissement réduit la limite de stabilité et conduit à augmenter le temps de calcul. Par ailleurs, le calcul de la limite de stabilité nécessite de connaitre la fréquence propre la plus élevée, ce qui en pratique n'est pas simple. Il existe donc un calcul approximatif de cette limite de stabilité qui consiste à calculer le temps nécessaire à l'onde la plus rapide (i.e. l'onde compressive) pour traverser un élément :

$$\Delta t_{min} \approx \frac{l_{e\,min}}{c_p} \quad (2.\ 29)$$

Avec :

- $l_{e\,min}$: taille de l'élément le plus petit
- c_p : vitesse de l'onde compressive

Ainsi, plus on souhaite modéliser des phénomènes hautes fréquences, plus il faudra réduire la taille des éléments et donc augmenter leur nombre, en effet :

$$\begin{cases} \lambda_{min} = \frac{c_R}{f_{max}} & (2.\ 30) \\ l_{e\,min} = \frac{\lambda_{min}}{R} & (2.\ 31) \end{cases}$$

Avec :

- λ_{min} : longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans le milieu
- c_R : vitesse de l'onde la plus lente (onde de Rayleigh)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

- R : paramètre de résolution dont la valeur est comprise entre 5 et 20. Si on prend R=5, cela signifie qu'il y 5 éléments par longueur d'onde la plus petite. Il permet d'éviter les erreurs de dispersion.

Plus la taille des éléments est réduite, plus la limite de stabilité sera petite. Par conséquent le temps de calcul peut être considérablement augmenté et utiliser énormément de ressources informatiques.
Pour réduire le temps de calcul, des éléments finis structuraux ont été développés à partir de théories de poutres ou de plaques. Ces éléments permettent une réduction du coût de calcul. Cependant, ils ne sont pas adaptés lorsqu'il s'agit de modéliser des phénomènes de propagation d'ondes spécialement à hautes fréquences. Pour modéliser correctement les phénomènes de propagation d'ondes il faut donc utiliser des éléments finis de volumes (basés sur des théories exactes) qui risquent de conduire à des calculs ayant un coût très élevé. Cependant, comme nous le verrons par la suite, le coût de calcul est acceptable pour les géométries traitées dans ce travail.

II.2.3. Prise en compte de l'amortissement dans les calculs par éléments finis

II.2.3.1. Amortissement de Rayleigh

Pour que les calculs par la MEF soient au plus proche de la réalité, il faut prendre en compte l'amortissement. Deux possibilités ont été étudiées. La première consiste à intégrer l'amortissement sous la forme de coefficients de Rayleigh α et β. L'amortissement de Rayleigh consiste à séparer la matrice d'amortissement $[C]$ (équation *(2. 16)*) par une combinaison linéaire des matrices de masse et de rigidité :

$$[C] = \alpha[M] + \beta[K] \qquad (2.32)$$

L'amortissement de Rayleigh est un amortissement qui n'a pas de réalité physique, cependant il permet de le prendre en compte dans les calculs tout en ne les rendant pas trop complexes. Les valeurs expérimentales sur lesquelles il est possible de se baser ne s'expriment pas directement sous la forme de coefficients de Rayleigh. On peut les trouver sous la forme d'un coefficient d'amortissement (ξ) ou d'un facteur de perte (κ). Ces coefficients peuvent être exprimés en fonction des coefficients de Rayleigh :

$$\kappa = 2\xi = \frac{\alpha}{\omega} + \beta\omega \qquad (2.33)$$

Pour l'aluminium, le facteur de perte κ est de l'ordre de 10^{-4} [89]. Suivant les couples (α ; β) utilisés pour représenter l'amortissement, l'évolution du facteur de perte en fonction de la fréquence est différente. Il possède une partie inversement proportionnelle à la fréquence et régie par le coefficient α, et une autre évoluant suivant une fonction linéaire et régie par le coefficient β (Figure 2. 9).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

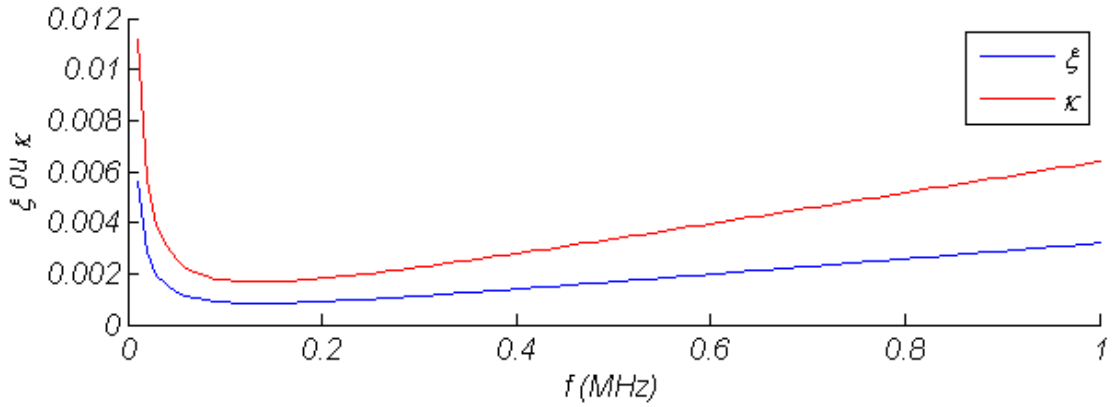

Figure 2. 9 : Evolution du coefficient d'amortissement et du facteur de perte en fonction de la fréquence, pour $\alpha = 700$ et $\beta = 1.10^{-9}$.

Il n'a pas été possible d'avoir accès aux valeurs du facteur de perte de l'aluminium à plusieurs fréquences. Cela aurait permis de calculer un coefficient α et un coefficient β. N'ayant accès qu'à une valeur de κ, nous avons fait l'approximation suivante : tous les signaux sont atténués de la même façon quelle que soit leur fréquence. Nous avons choisi d'utiliser un seul coefficient α car il fournit un amortissement moins dépendant de la fréquence que le coefficient β (dans l'intervalle de fréquence d'intérêt pour l'EA). Ainsi l'équation *(2. 33)*, se réduit à :

$$\kappa = 2\xi = \frac{\alpha}{\omega} \qquad (2.\ 34)$$

La valeur retenue est : $\alpha = 700$ ce qui donne un facteur de perte $\kappa \approx 2.10^{-4}$ à 500 kHz (fréquence centrale du domaine fréquentiel de l'EA).

II.2.3.2. Amortissement par viscoélasticité

Une autre méthode permet de prendre en compte l'amortissement, en considérant le matériau comme un matériau viscoélastique. Pour ce faire, il est possible d'utiliser un modèle de Kelvin-Voigt [90]. Ce modèle consiste à ajouter un terme d'amortissement dans l'équation constitutive *(2. 3)* qui devient donc :

$$\sigma = [E]\varepsilon + [\eta]\dot{\varepsilon} \qquad (2.\ 35)$$

Avec $[\eta]$: matrice de viscosité.

Dans le logiciel ABAQUS, il n'est pas facile de modifier les équations constitutives pour remplacer la loi du matériau purement élastique par celle du matériau viscoélastique. Mais il est possible de modéliser un matériau viscoélastique en utilisant les modules complexes. Or dans un modèle de Kelvin-Voigt, ces modules s'écrivent de la façon suivante :

$$C_{44}^{*} = C_{44}' + iC_{44}'' = C_{44} + i\eta_{44}\omega \qquad (2.\ 36)$$

Avec :

- C_{44}^{*}: module complexe transversal
- η_{44} : coefficient de viscosité transversal

Et :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

$$C_{11}^{*} = C_{11}' + iC_{11}'' = C_{11} + i\eta_{11}\omega \qquad (2.37)$$

Avec :

- C_{11}^{*}: module complexe longitudinal
- η_{11}: coefficient de viscosité longitudinal

Connaissant les coefficients de viscosité de l'aluminium, il est possible de calculer les modules complexes. Les données d'amortissement que nous avons en notre possession [89] sont exprimées sous la forme des facteurs de perte :

$$\begin{cases} \kappa_L = \dfrac{C_{11}''}{C_{11}'} = \dfrac{\eta_{11}\omega}{C_{11}} & (2.38) \\ \kappa_T = \dfrac{C_{44}''}{C_{44}'} = \dfrac{\eta_{44}\omega}{C_{44}} & (2.39) \end{cases}$$

Avec :

- κ_L : facteur de perte longitudinal
- κ_T : facteur de perte transversal

On accède ainsi aux coefficients de viscosité :

$$\begin{cases} \eta_{11} = \dfrac{\kappa_L C_{11}}{\omega} & (2.40) \\ \eta_{44} = \dfrac{\kappa_T C_{44}}{\omega} & (2.41) \end{cases}$$

Ce qui nous permet de calculer les modules complexes. Les deux facteurs de perte utilisés pour les calculs sont : $\kappa_L = 1.10^{-5}$ et $\kappa_T = 1.10^{-4}$.

Les deux méthodes ont été comparées (voir Annexe 1). Les résultats sont identiques. L'amortissement par viscoélasticité est plus proche de la réalité physique que l'amortissement de Rayleigh. Cependant, beaucoup de résultats présentés dans la suite de ce manuscrit ont été initialement calculés à l'aide de la seconde méthode. Par conséquent, dans la suite de ce travail, les calculs sont effectués à l'aide de l'amortissement de Rayleigh.

II.2.4. Paramètres du maillage utilisé dans le modèle par éléments finis

On peut considérer d'un point de vue pratique qu'un élément fini est défini par :

- sa géométrie (segment, polygone, polyèdre, etc.)
- la quantité de nœuds associés à cet élément
- les fonctions d'interpolation qui permettent de connaitre la valeur du champ (champ de déplacement par exemple) en tout point de l'élément à partir des valeurs nodales.
- Les degrés de liberté : les directions dans lesquelles l'élément est autorisé à bouger

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.2.4.1. Choix de la taille des éléments

Le choix de la taille des éléments est directement relié à la longueur d'onde (λ) des différentes ondes qui se propagent dans la pièce. Les longueurs d'ondes peuvent être calculées à partir de la fréquence des signaux. Plus les fréquences considérées sont élevées, plus les longueurs d'ondes sont petites et par conséquent plus les éléments utilisés doivent être de petite taille pour rendre compte des phénomènes de propagation.

Pour simuler des phénomènes d'EA, on va donc considérer que la fréquence maximale des ondes se propageant dans la pièce est de 1 MHz. Ainsi la longueur d'onde minimale de ces ondes sera :

$$\boldsymbol{\lambda_{min} = \frac{c_R}{f_{max}}} \qquad (2.\ 42)$$

Avec :

- $f_{max} = 1\ MHz$: la fréquence maximale considérée
- $c_R = 2944\ m/s$: la vitesse des ondes de Rayleigh dans l'aluminium

On a donc :

$$\lambda_{min} = 2{,}9\ mm\ \approx 3\ mm$$

Dans la littérature [71], [91], il est préconisé de prendre la taille des éléments 5 à 20 fois plus petite que la longueur d'onde. On prendra donc :

$$l_e = \frac{\lambda_{min}}{R}, avec\ R = 8$$

$$\Rightarrow\ l_e \approx 400\ \mu m$$

afin d'avoir un bon compromis entre le coût de calcul et la taille des éléments.

II.2.4.2. Choix de la géométrie des éléments

La géométrie des éprouvettes (tant celles modélisées que celles utilisées expérimentalement) peut s'apparenter à des plaques ou des poutres. Afin de simplifier les calculs et de diminuer leur durée, il serait donc possible d'utiliser des éléments structuraux, c'est-à-dire des éléments s'appuyant sur des théories approchées telle que la théorie des plaques ou des poutres. Néanmoins, afin de prédire correctement les phénomènes de dispersions aux hautes fréquences, des éléments solides 3D sont utilisés.

Comme le calcul de propagation d'ondes mécaniques n'est autre que le calcul d'un champ de contrainte/déplacement évoluant au cours du temps, ce sont des éléments spécialement créés pour le calcul de ce type de champ qu'il faut utiliser.

Il existe trois types de géométries possibles pour les éléments solides 3D dans ABAQUS. Le tétraèdre, le prisme triangulaire et l'hexaèdre. Les éléments tétraédriques présentent l'avantage de permettre un maillage facile des pièces même si celles-ci ont une géométrie complexe. Il est d'ailleurs possible d'utiliser un mailleur automatique. Cependant, leur capacité à rendre compte de façon précise l'évolution des champs de contrainte/déformation est limitée du fait de leurs fonctions d'interpolation. En effet, pour ce type d'élément, la valeur du champ est constante dans

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

chaque élément et présente donc des sauts d'un élément à l'autre. Par conséquent, pour avoir une solution la plus proche possible de la réalité il est nécessaire d'avoir des éléments de petite taille.

Ce n'est pas le cas pour les hexaèdres qui présentent des fonctions de base plus riches qui font que le champ n'est pas constant au sein d'un élément. Ceci améliore leur capacité à fournir une solution adéquate sans être obligé d'affiner le maillage autant qu'avec des éléments tétraédriques. Cependant, il est plus difficile de mailler des géométries complexes à l'aide de ces éléments. L'utilisation d'un mailleur automatique est d'ailleurs impossible, il faut donc intervenir manuellement et partitionner la géométrie.

Les éléments prismatiques sont moins courants que les tétraèdres et hexaèdres et sont souvent utilisés pour faciliter la génération du maillage dans des régions trop difficiles à mailler par des hexaèdres.

Sur les pièces qui nous intéressent le maillage à l'aide d'éléments hexaédriques est possible. Nous utiliserons donc ces éléments.

II.2.4.3. Choix de la quantité de nœuds par élément et intégration réduite

Une fois la géométrie de l'élément déterminée, on peut choisir entre des éléments hexaédriques du premier ou du second ordre. Les éléments du premier ordre possèdent 8 nœuds (un à chaque sommet) alors que les éléments du second ordre en possèdent 20 (un à chaque sommet et un au milieu de chaque arrête). Dans ce cas les fonctions d'interpolation ne sont plus linéaires mais quadratiques ce qui rend ces éléments plus performants notamment dans les zones à fort gradient de contrainte. De plus ils améliorent la convergence du calcul.

L'intégration réduite est un enrichissement dont l'avantage est de réduire le temps de calcul. Elle permet de réduire le nombre de points d'intégration. Elle peut cependant dégrader les réponses transitoires de la structure et parfois conduire à la déformation incontrôlée de ces éléments. Pour éviter ce genre de désagrément des techniques de contrôle sont mises en place telles que le « Hourglass control ». Logiquement, pour le problème qui nous intéresse, il faudrait utiliser des éléments du second ordre avec intégration réduite. Malheureusement, le choix du schéma explicite pour résoudre le calcul en temporel ne nous permet pas d'utiliser ces éléments avec ABAQUS. Des éléments du premier ordre avec intégration réduite seront donc utilisés : les éléments C3D8R.

II.3. MODES DE PROPAGATION DES ONDES DANS LES DIFFERENTES GEOMETRIES D'EPROUVETTE

Pour simuler la propagation des ondes dans les échantillons, on pourrait se limiter à utiliser la méthode des éléments finis et exploiter les résultats tels quels. Cependant, pour avoir une meilleure interprétation des résultats, il est nécessaire de savoir comment se propagent les ondes dans une poutre ou une plaque. Or, suivant la géométrie étudiée, la propagation des ondes s'effectue différemment. L'éprouvette la plus large est assimilable à une plaque et la plus fine à une poutre. Ces milieux de propagation sont tous deux des milieux dispersifs dans lesquels la vitesse de propagation des ondes dépend de la fréquence et où celles-ci se propagent suivant des modes bien déterminés.

II.3.1. Modes de propagation dans une plaque d'aluminium

L'éprouvette EPL80, assimilable à une plaque, doit présenter les modes de dispersion proches de ceux d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 3,7 mm. Les modes de dispersion d'une plaque peuvent être calculés analytiquement. Ils ont été calculés à l'aide d'un code développé sous

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

MATLAB [92]. Ces modes de dispersion sont couramment présentés sous la forme de la vitesse de phase en fonction de la fréquence (Figure 2. 10). Dans la suite de l'étude, des calculs par Transformée de Fourier en deux dimensions sont effectués, il est donc plus facile de comparer les résultats obtenus aux courbes de dispersions représentées sous la forme du nombre d'onde (k) en fonction de la fréquence (f) (Figure 2. 11).

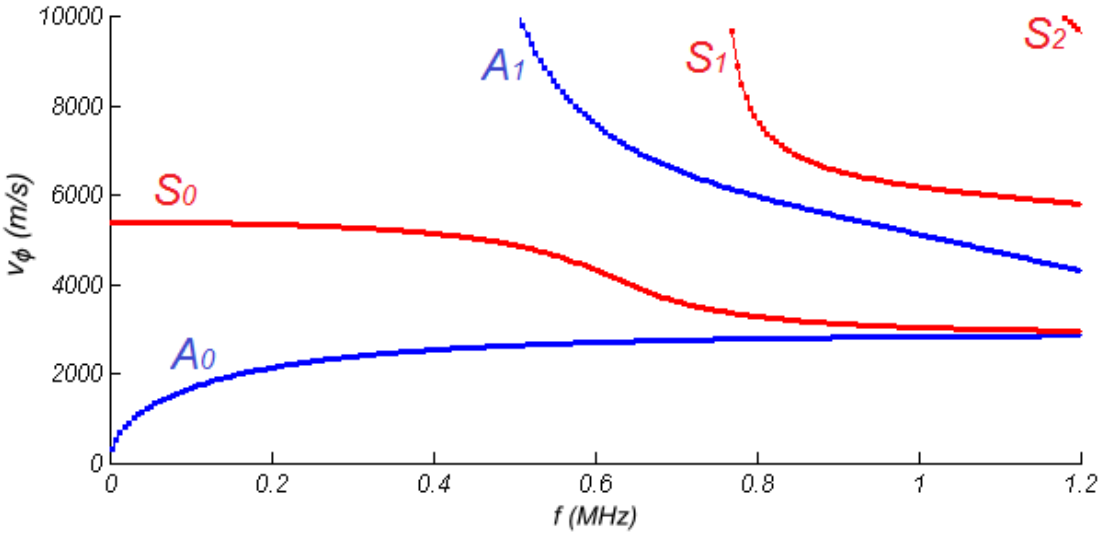

Figure 2. 10 : Courbes de dispersion (vitesse de phase en fonction de la fréquence) dans une plaque d'aluminium d'épaisseur 3,7 mm.

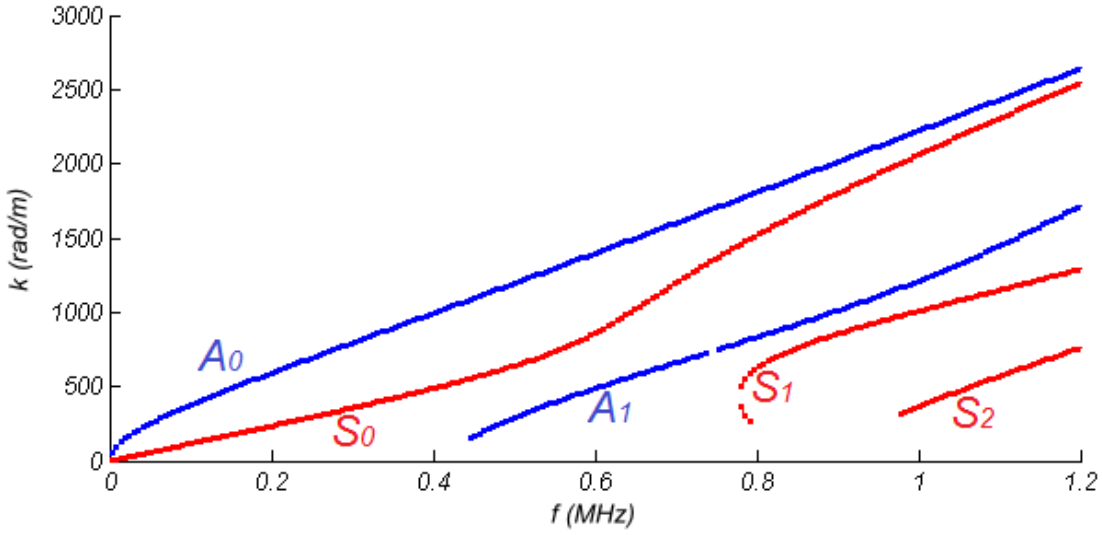

Figure 2. 11 : Courbes de dispersion (nombre d'onde : k en fonction de la fréquence) dans une plaque d'aluminium d'épaisseur 3,7 mm.

II.3.2. Modes de propagation dans une poutre d'aluminium

Dans l'éprouvette EPL3, les vitesses de propagation des ondes ne sont pas les mêmes que dans l'éprouvette EPL80, il faut à nouveau les calculer. Cependant, il n'est pas possible de calculer analytiquement les modes de propagation dans une poutre de section rectangulaire et de longueur infinie. Il faut pour cela utiliser une méthode numérique comme la MEF.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

La méthode utilisée pour extraire les modes de propagation a été proposée par Sorohan *et al.* [93] Elle consiste à considérer la poutre de longueur infinie comme étant composée de plusieurs portions de longueur identique L et connectées le long de la direction infinie. Chaque portion est soumise aux contraintes exercées par les portions qui l'entourent. En ne gardant qu'une seule portion et en remplaçant l'influence des autres portions par les conditions aux limites adaptées, il est possible de calculer les modes de propagation par le biais d'une analyse modale par éléments finis classique.

Soient

$$\boldsymbol{u}(n_G) = \begin{pmatrix} u_x(n_G) \\ u_y(n_G) \\ u_z(n_G) \end{pmatrix} \quad (2.\ 43)$$

$$\boldsymbol{u}(n_D) = \begin{pmatrix} u_x(n_D) \\ u_y(n_D) \\ u_z(n_D) \end{pmatrix} \quad (2.\ 44)$$

les vecteurs déplacement du nœud n_G (situé sur la face gauche de la fraction de poutre) et du nœud n_D, nœud complémentaire du nœud n_G situé sur la face droite. Afin d'être sûr de calculer des modes de propagation de la poutre, le déplacement du nœud situé sur la face gauche doit être égal à tout instant au déplacement du nœud complémentaire situé sur la face droite, c'est-à-dire

$$\boldsymbol{u}(n_G) = \boldsymbol{u}(n_D) \quad (2.\ 45)$$

Les modes de propagation calculés sont constitués de modes longitudinaux, de flexion et de torsion. Comme les sources utilisées pour simuler les sources d'EA sont des sources ponctuelles, elles ne présentent pas de moment de rotation et ne sollicitent donc pas les modes de torsion. Seuls les modes longitudinaux et de flexion sont donc étudiés. Comme pour une plaque, les modes de propagation peuvent être représentés sous la forme de la vitesse de phase en fonction de la fréquence (Figure 2. 12), ou du nombre d'onde en fonction de la fréquence (Figure 2. 13). C'est cette dernière représentation qui sera utilisée dans la suite de l'étude.

D'après leur forme et leur évolution en fonction de la fréquence, les modes symétriques de la plaque peuvent être assimilés aux modes longitudinaux de la poutre et les modes antisymétriques peuvent être assimilés aux modes de flexion.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

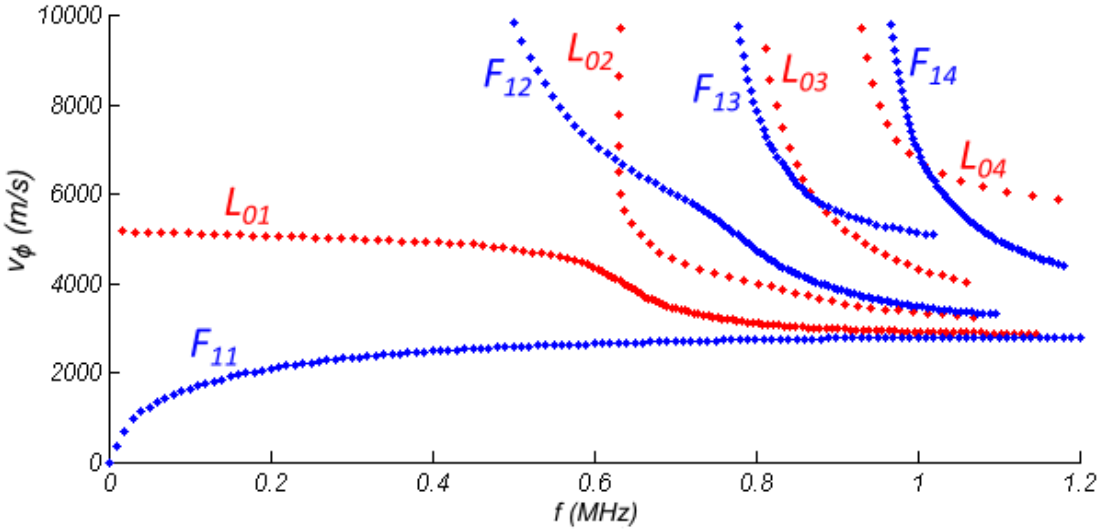

Figure 2. 12 : Courbes de dispersion (vitesse de phase en fonction de la fréquence) dans une poutre d'aluminium de section rectangulaire 3x3,7 mm.

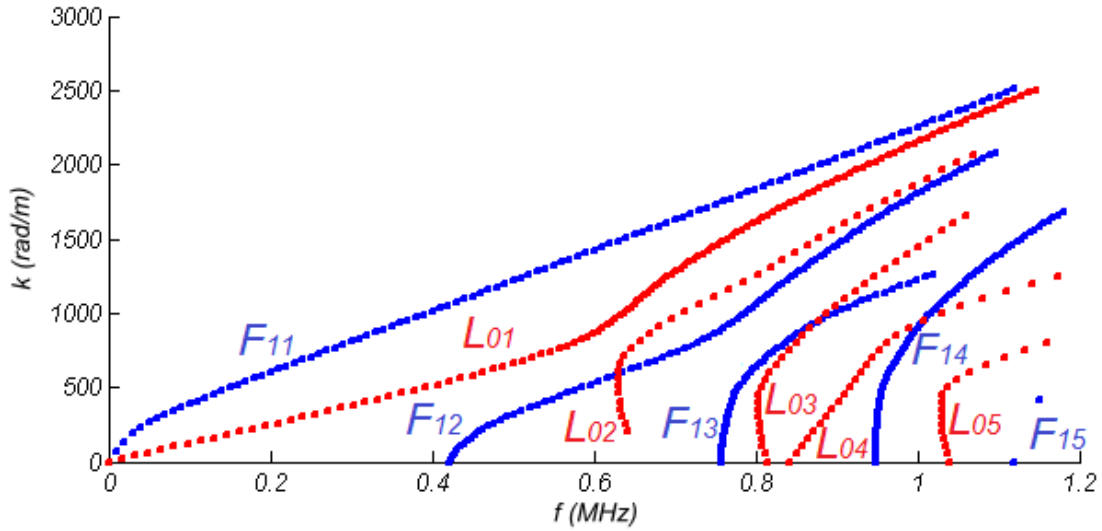

Figure 2. 13 : Courbes de dispersion (nombre d'onde : k en fonction de la fréquence) dans une poutre d'aluminium de section rectangulaire 3x3,7 mm.

III. MESURE/CALCUL DU SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE ET SIMULATION DE L'EFFET CAPTEUR

La génération de sources artificielles ou non, simulées ou non, puis la propagation des ondes dans des éprouvettes de géométries différentes ont été abordées. L'étape suivante concerne la mesure du signal.

D'un point de vue expérimental, le matériel utilisé pour la mesure de signaux d'EA et la génération de sources artificielles est présenté.

Du point de vue de la modélisation, les paramètres des calculs par éléments finis destinés à simuler les signaux d'EA issus d'une source interne au matériau sont présentés. La prise en compte de la réponse du capteur dans la chaine d'acquisition est abordée.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.1. MATERIEL UTILISE POUR LA GENERATION, LA MESURE ET LE TRAITEMENT DES SIGNAUX D'EMISSION ACOUSTIQUE EXPERIMENTAUX.

Dans un premier temps, des essais sont réalisés dans l'objectif de vérifier que la MEF est adaptée à la modélisation de la propagation d'ondes aux fréquences caractéristiques de l'EA, et de valider expérimentalement les conditions d'utilisation de la MEF pour simuler la propagation de signaux d'EA. Il s'agit de valider le choix des paramètres de simulation (taille des éléments, durée du pas de temps, etc.) évoqués dans la partie précédente. Dans un second temps, des essais sont effectués pour valider la modélisation de l'effet du capteur. La validation de la modélisation de la propagation et de l'effet capteur sont des étapes importantes.

Les vitesses particulaires à la surface des éprouvettes sont mesurées à l'aide d'un vibromètre LASER *Polytec*, équipé d'un contrôleur *OFV-3001* et d'une tête de mesure *OFV-303*. C'est la tête de mesure, équipée d'une lentille, qui génère le faisceau LASER dont la longueur d'onde est de 633 nm. Elle est montée sur un banc de mesure et placée à 50 cm de l'échantillon.

Le contrôleur permet de traiter le signal brut en sortie de la tête de mesure. Il donne la possibilité de mesurer soit un déplacement, soit une vitesse particulaire (la vitesse de vibration de la surface). Il peut être réglé sur plusieurs calibres sachant que la bande de fréquence accessible dépend du calibre choisi. Dans les essais effectués, pour que la mesure soit intéressante, il faut que la bande de fréquence accessible s'étende au moins jusqu'au MHz. Plusieurs calibres permettent d'effectuer des mesures de vitesse particulaire sur une bande de fréquence allant de 0 à 1,5 MHz. Par ailleurs, les vitesses mesurées sont de l'ordre du mm/s. Le calibre choisi est donc de 25 $\frac{\text{mm}}{\text{s.V}}$, avec la tête de mesure *OVD-02* dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2. 2.

Décodeur de vitesse	Echelle de mesure (facteur d'échelle) $\frac{mm}{s.V}$	Pleine échelle $\frac{mm}{s}$	Résolution $\frac{\mu m}{s}$	Fréquence maximale kHz	Accélération maximale g
OVD-02 (HF)	25	500	1,5	1500	240000

Tableau 2. 2 : Calibre utilisé pour effectuer les mesures à l'aide du vibromètre LASER.

Le banc, sur lequel est positionnée la tête de mesure, est équipé d'une structure mobile permettant un déplacement de la tête dans les trois dimensions de l'espace (Figure 2. 14). La mise en mouvement de la structure se fait par le biais de moteurs pas à pas dirigés par un contrôleur de déplacement *Newport* modèle *ESP 301*.

Une fois la mesure effectuée (par la tête de mesure) et le signal traité (par le contrôleur), celui-ci est envoyé à un oscilloscope numérique *Tektronix 3012B*. Cet oscilloscope est utilisé pour mesurer des tensions de formes arbitraires. Il permet d'afficher et de traiter les signaux mesurés par le vibromètre. Il est capable d'enregistrer $N = 10000$ points de mesure. Par conséquent, lors de la mesure, il faut trouver un compromis entre la durée totale du signal et la résolution souhaitée. Par exemple, si le signal mesuré est d'une durée $d = 1\,ms$, la résolution temporelle sera de : $dt = \frac{d}{N} = 100\,ns$. Pour avoir une meilleure résolution, par exemple $dt = 10\,ns$, il faut abaisser la durée maximale du signal à $d = Ndt = 100\,\mu s$.

Dans certains cas, un capteur émetteur est utilisé pour générer une source artificielle, le signal est envoyé au capteur par le biais d'un générateur de fonctions arbitraires *Agilent 33250A.* Celui-ci permet de générer des signaux de n'importe quelle forme.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour évaluer expérimentalement l'effet d'un capteur récepteur sur le signal, le vibromètre est remplacé par un capteur d'EA pour effectuer la mesure. Dans ce cas le capteur est relié à un préamplificateur *Brüel et Kjaer type 2637 et un* amplificateur *Brüel et Kjaer type 2638* destinés à amplifier le signal en sortie du capteur afin que celui-ci soit mesurable par l'oscilloscope. Le préamplificateur apporte au signal une amplification de 20 dB. L'amplificateur, quant à lui, peut amplifier des signaux dont la fréquence est comprise entre 0,1 Hz et 2 MHz.

L'oscilloscope, permettant de visualiser les signaux émis et reçus, est relié à un système d'acquisition et de traitement des données sur un ordinateur de contrôle qui pilote aussi le contrôleur de mouvement des moteurs fixés sur la structure. (Figure 2. 15).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

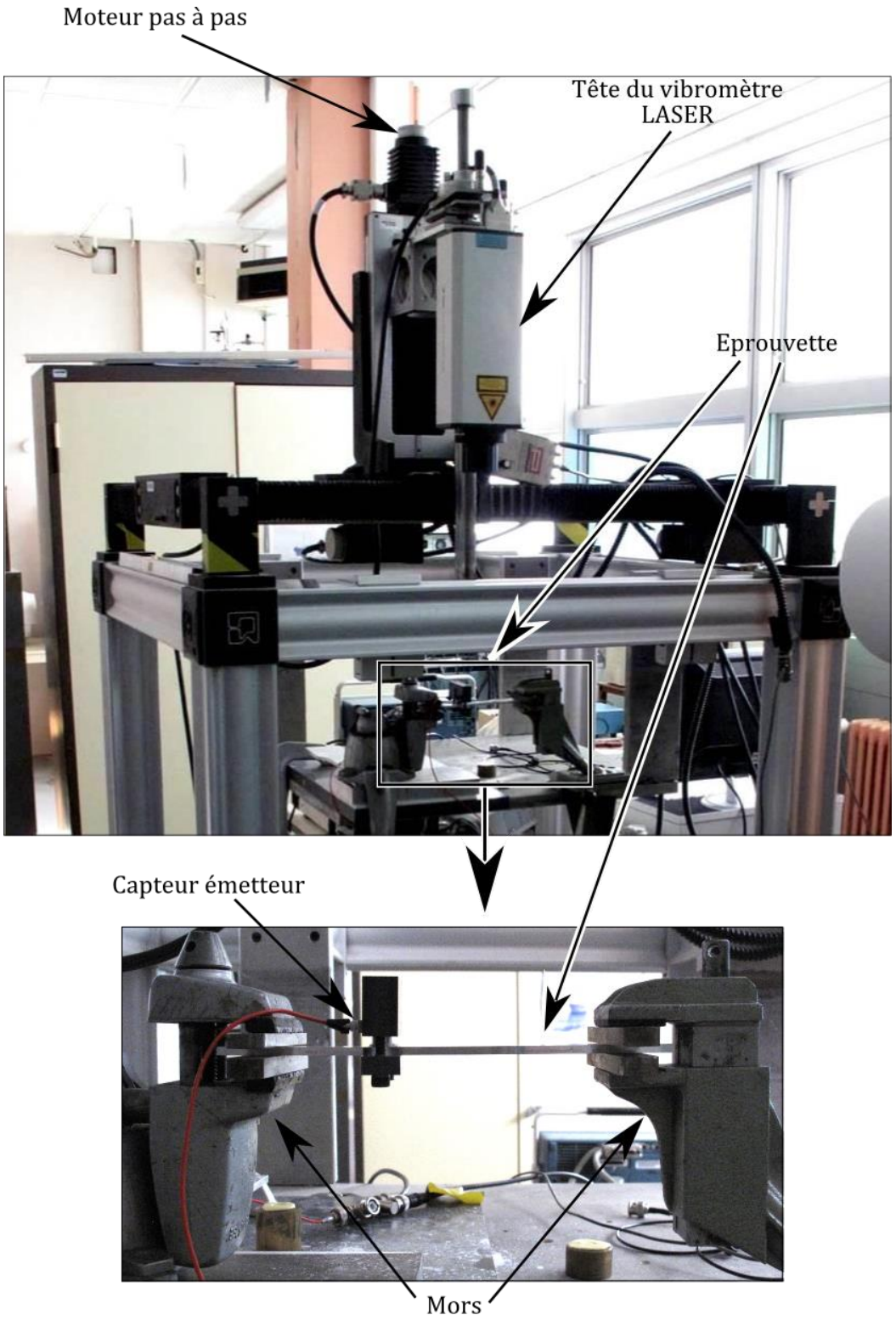

Figure 2. 14 : Vue d'ensemble de la structure mobile sur laquelle est fixée la tête laser pour mesurer la vitesse de déplacement de surface de l'éprouvette.

.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

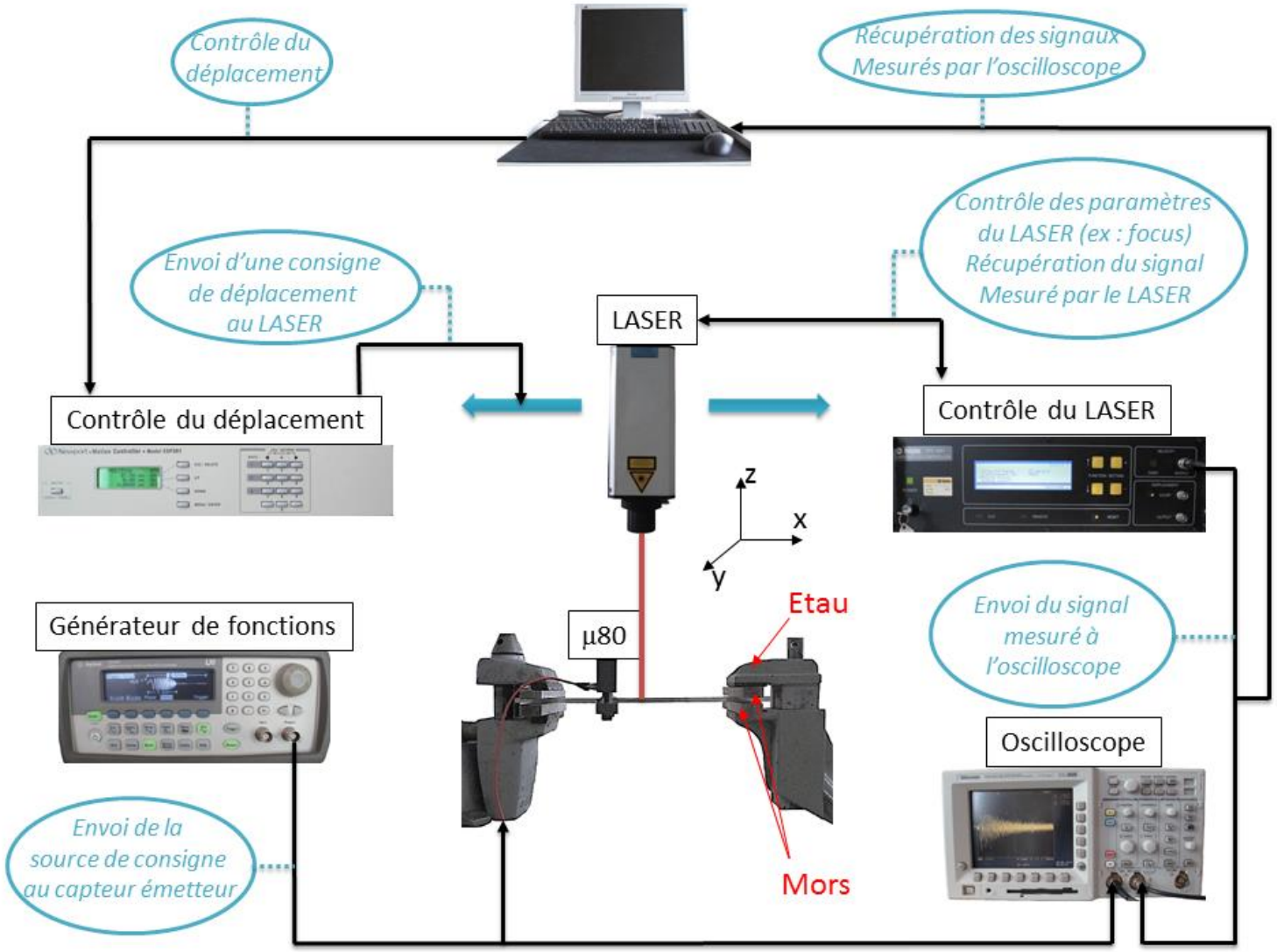

Figure 2. 15 : Dispositif expérimental de validation de l'utilisation de la MEF pour simuler la propagation de signaux d'émission acoustique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.2. PARAMETRES DE CALCUL PAR ELEMENTS FINIS DESTINES A SIMULER LES SIGNAUX D'EMISSION ACOUSTIQUE ISSUS D'UNE SOURCE INTERNE AU MATERIAU

Dans le dernier chapitre de ce travail, des sources internes au matériau sont générées. Elles sont modélisées par des dipôles de force. Les paramètres utilisés pour les calculs sont présentés Figure 2. 16.

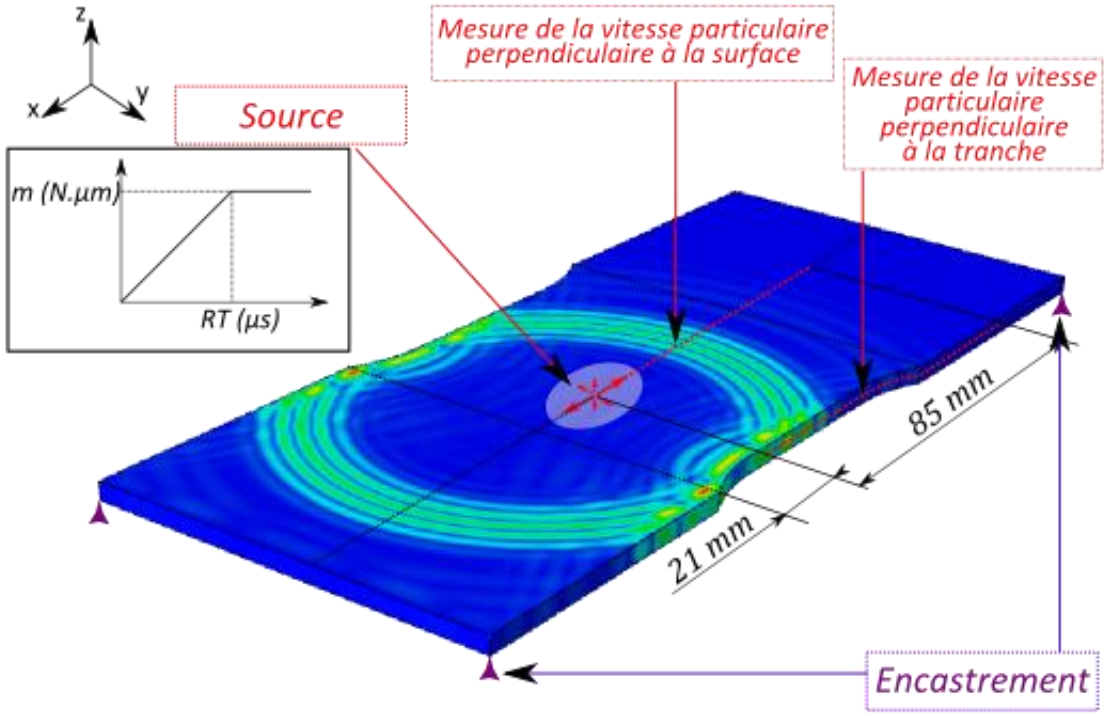

Figure 2. 16 : Représentation schématique de la simulation par éléments finis du signal d'émission acoustique généré par des sources internes au matériau.

La source est générée au sein de la zone utile, elle est constituée de dipôles de force dont le moment dipolaire *m* peut varier. Son évolution temporelle est une rampe de valeur maximale *m* et de temps de montée *RT*. La vitesse particulaire, perpendiculaire à la surface de l'éprouvette et perpendiculaire à la tranche (pour l'éprouvette EPL80 uniquement), est calculée en chaque nœud, de l'épicentre à 85 mm de la source. Les signaux sont ensuite rééchantillonnés en temps : dt = 0,1 µs et en espace : dx = 200 µm, avant que les transformées de Fourier 2D (ou FFT2D, leur calcul sera expliqué plus en détail dans la suite de ce chapitre) soient calculées et analysées.

Lorsque les FFT2D sont calculées à partir des signaux mesurés sur la tranche, la distance de propagation utilisée dépend du type d'onde étudié. Trois types d'ondes peuvent être détectés. Des ondes transverse-horizontales (TH) qui sont des ondes de plaque et sollicitent l'épaisseur de l'éprouvette en cisaillement. Les déplacements occasionnés par le passage de ces ondes possèdent uniquement des composantes en **x** et **y**. C'est la raison pour laquelle elles ne sont pas détectées lorsque les signaux sont calculés à la surface de l'éprouvette. La largeur de l'éprouvette étant grande devant la longueur d'onde, des ondes de Rayleigh peuvent se propager sur la tranche. Enfin les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

modes de plaque symétriques (S) peuvent aussi être détectés car ils possèdent une composante de déplacement non nulle au centre de l'épaisseur dans la direction **y**, ce qui n'est pas le cas des modes antisymétriques (A).

Pour les ondes de plaque la distance de propagation est la distance entre la source et le point de mesure (Figure 2. 17 (a)), elle évolue de d_{Pini} à d_{Pfin}. Pour les ondes de Rayleigh, qui ne se propagent pas au sein de la plaque mais uniquement à la surface de la tranche, la distance de propagation est la distance entre l'épicentre et le point de mesure (Figure 2. 17 (b)), elle évolue de d_{Rini} à d_{Rfin}.

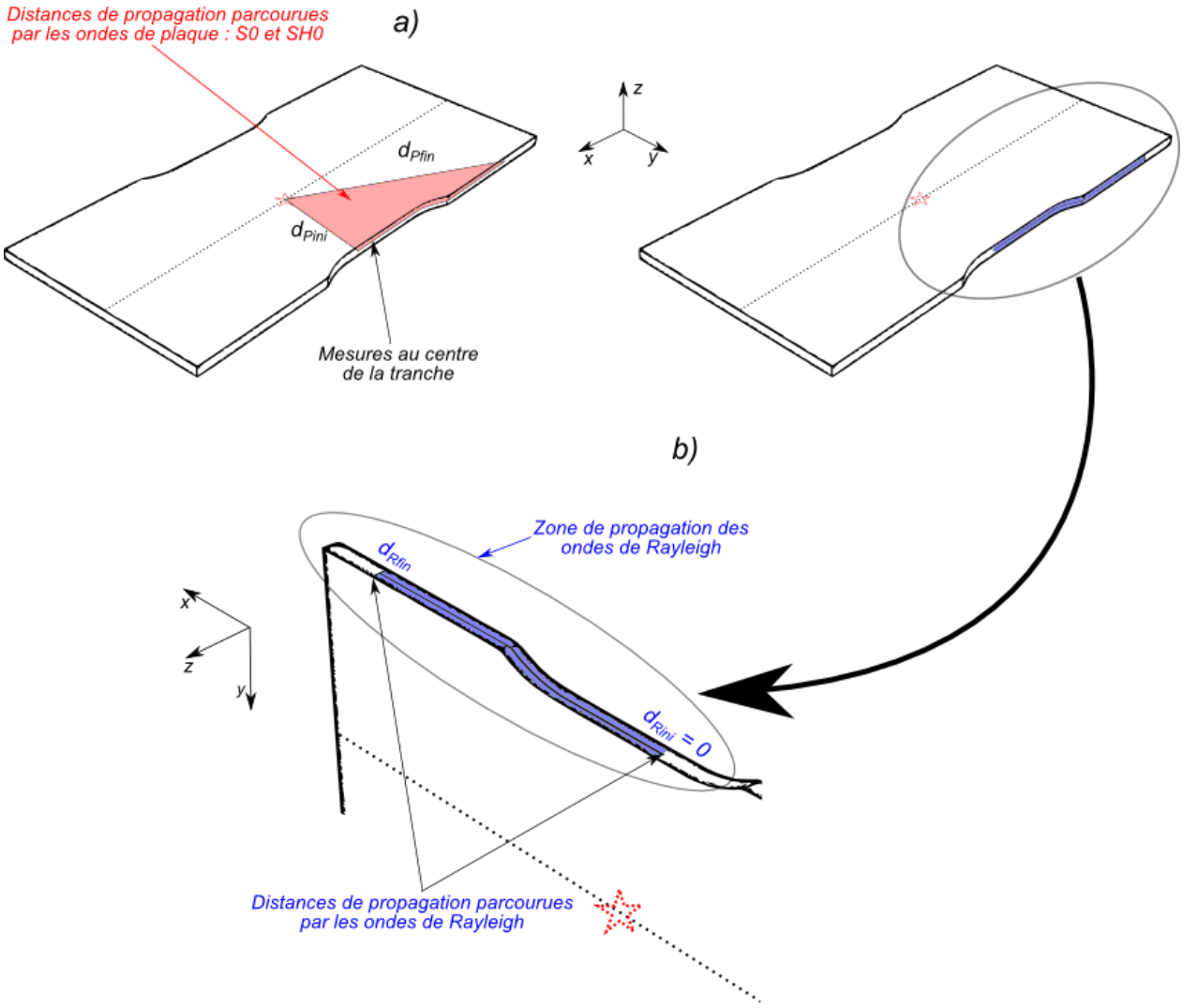

Figure 2. 17 : Distances de propagation utilisées pour le calcul des transformées de Fourier 2D des signaux mesurés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. (a) Distances de propagation utilisées pour les ondes de plaque. (b) Distances de propagation utilisées pour les ondes de Rayleigh.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.3. SIMULATION DE L'EFFET DU CAPTEUR SUR LE SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE

Lors des essais réalisés pour la validation expérimentale, la mesure est à chaque fois faite à l'aide du vibromètre LASER afin d'avoir le moins d'impact possible sur le signal. Cependant, dans le cas d'essais classiques d'EA, la mesure est réalisée à l'aide d'un capteur piézoélectrique. Les capteurs utilisés sont souvent résonnants et modifient la forme du signal, il est donc important de pouvoir quantifier leur impact. Pour cela, les capteurs d'EA sont considérés comme étant des systèmes linéaires. Ils possèdent donc une fonction de transfert et le signal modélisé post-capteur peut être calculé en effectuant le produit de convolution du signal en surface de l'échantillon par la réponse impulsionnelle du capteur. Pour mesurer la fonction de sensibilité des capteurs, utilisée ensuite comme fonction de transfert, la méthode de réciprocité est utilisée.

III.3.1. Calcul de la fonction de sensibilité d'un capteur par la méthode de réciprocité

Cette méthode est basée sur le théorème de réciprocité. D'abord utilisé en électromagnétisme, il a été énoncé ainsi par Lorentz : *La relation entre un courant oscillant et le champ électrique résultant reste inchangée si on échange les points où le courant est placé et où le champ est mesuré.*

Elle peut être appliquée aux transducteurs électroacoustiques s'ils satisfont au principe de réciprocité, c'est-à-dire s'ils sont réversibles. Pour vérifier la réversibilité, deux transducteurs sont couplés par une cavité de volume fixe. Une tension U_1^a est appliquée au transducteur 1, une tension correspondante U_2^a est donc mesurée aux bornes du transducteur 2. Puis une tension U_2^b est appliquée au transducteur 2 et une tension correspondante U_1^b est mesurée aux bornes du transducteur 1. Le système est considéré comme réversible si :

$$\frac{C_2}{C_1} = \left(\frac{U_1^a}{U_2^a}\right)\left(\frac{U_1^b}{U_2^b}\right) \qquad (2.\ 46)$$

Avec C_1 et C_2 les capacitances des transducteurs 1 et 2.

Au court de l'étalonnage, trois capteurs non-calibrés, positionnés aux sommets d'un triangle équilatéral à la surface d'un bloc sont utilisés successivement comme émetteur et récepteur. La méthode s'effectue en trois étapes (Figure 2. 18) :

- On envoie un courant I_{12} dans le capteur n°1 utilisé comme émetteur. Une onde se propage, le capteur n°2 mesure une tension U_{12}.
- On envoie un courant I_{23} dans le capteur n°2 utilisé comme émetteur. Une onde se propage, le capteur n°3 mesure une tension U_{23}.
- On envoie un courant I_{31} dans le capteur n°3 utilisé comme émetteur. Une onde se propage, le capteur n°1 mesure une tension U_{31}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

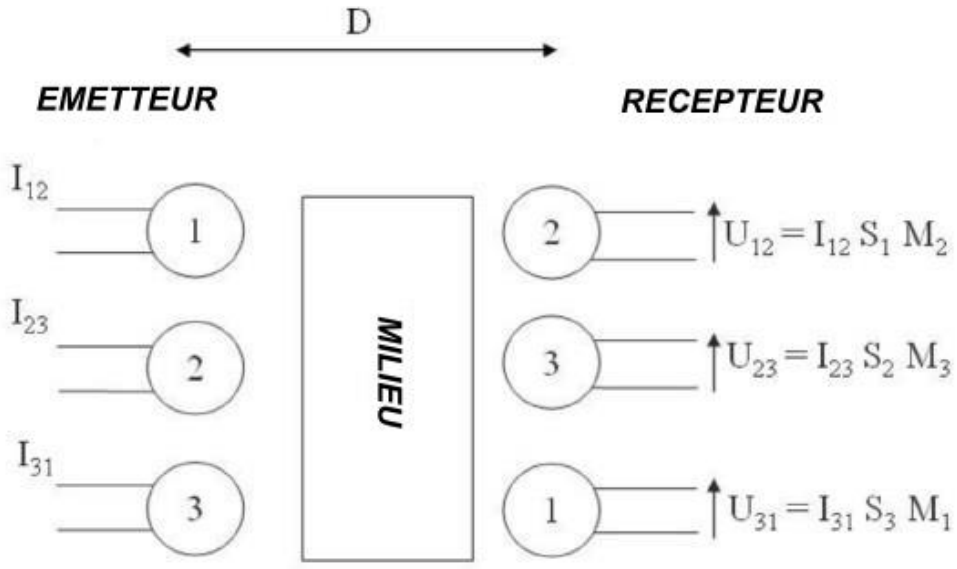

Figure 2. 18 : Schéma du processus de calibration de capteurs par la méthode de réciprocité. [45]

Une fois les mesures effectuées il est possible de calculer les courbes de sensibilité. La fonction de sensibilité en réception du capteur n°2 se calcule de la façon suivante :

$$M_2 = \sqrt{\frac{H U_{12} U_{23} I_{31}}{I_{12} I_{23} U_{31}}} \qquad (2.\ 47)$$

Et sa fonction de sensibilité en émission est :

$$S_2 = \sqrt{\frac{U_{12} U_{23} I_{31}}{H I_{12} I_{23} U_{31}}} \qquad (2.\ 48)$$

Avec :

- H : paramètre de réciprocité (H dépend des caractéristiques physiques et géométriques du milieu de propagation).

$$H = \frac{M}{S}$$

M étant la sensibilité en réception et S la sensibilité en émission. Les fonctions de sensibilité des autres capteurs se calculent de la même façon.

H est un paramètre indépendant des caractéristiques des capteurs, il ne dépend que de la fréquence d'excitation du milieu et du type d'onde se propageant. Dans le cas présent, la calibration des capteurs se fait sur un bloc pouvant être assimilé à un espace semi-infini dans lequel les ondes qui se propagent avec la plus faible atténuation sont des ondes de Rayleigh. Pour ce type d'ondes, le coefficient de réciprocité est :

$$H = K 2\pi f \left(\frac{1+\nu}{E}\right) k \left(\frac{2}{\pi k d}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2.\ 49)$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Avec :

- $k = 2\pi f Y \left(\frac{2(1+\nu)\rho}{E}\right)^{\frac{1}{2}}$
- K et Y sont les solutions numériques des équations de Lamb en fonction du coefficient de Poisson ν.
- E : module d'Young.
- d : distance entre les capteurs
- ρ : masse volumique du matériau
- f : fréquence de calibration

Pour que la méthode de réciprocité soit valide :

- Le couplage des capteurs doit être reproductible. Il faut donc utiliser le même milieu de propagation des ondes et le même couplant. Dans ce travail, de la graisse à vide est utilisée comme couplant pour tous les essais réalisés.
- Il ne doit y avoir aucune interférence dans le milieu de propagation. Il faut donc que les réflexions ne perturbent pas le signal en utilisant un bloc suffisamment volumineux.

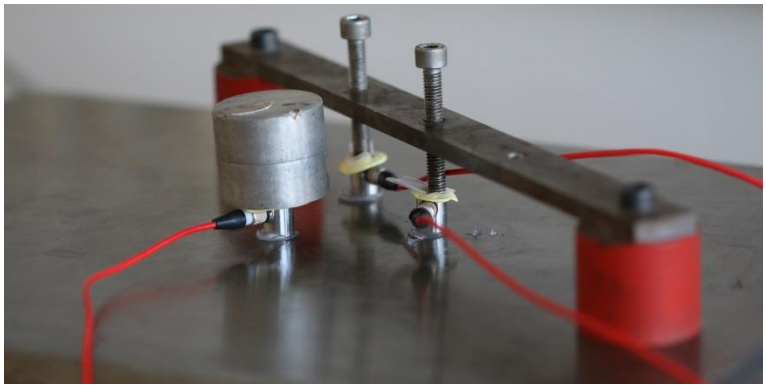

Figure 2. 19 : Calibration par réciprocité de capteurs PAC µ80.

Les calibrations sont effectuées sur un bloc en acier (Figure 2. 19) de dimensions 41,5 x 30,5 x 24,4 cm dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2. 3. Les solutions numériques des équations de Lamb utilisées pour le calcul sont : K = 0,1664 et Y = 1,0783 et la distance inter-capteur d est égale à 5 cm.

Module d'Young E (Gpa)	203
Coefficient de Poisson ν	0,3
Masse volumique ρ $(kg/m^3$	2700

Tableau 2. 3 : Caractéristiques de l'acier constituant le bloc utilisé pour la calibration par réciprocité des capteurs d'émission acoustique.

Deux signaux sont utilisés comme signaux de consignes pour les capteurs émetteurs : un chirp (Figure 2. 2) et une unipolaire gaussienne de durée 1 µs à mi-hauteur (Figure 2. 20 et Figure 2. 21). Ils sont envoyés au capteur émetteur par le biais du générateur de fonctions sous la forme d'une tension. Or dans le cas de l'émission, c'est le courant circulant dans les capteurs qui doit être mesuré. Par conséquent, une sonde de courant *Tektronix CT-2* est utilisée pour mesurer le courant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

La tension délivrée par les capteurs récepteurs est amplifiée à l'aide de l'amplificateur *Brüel et Kjaer* puis envoyée à l'oscilloscope. Le traitement des signaux et les calculs sont ensuite effectués sous *MATLAB*.

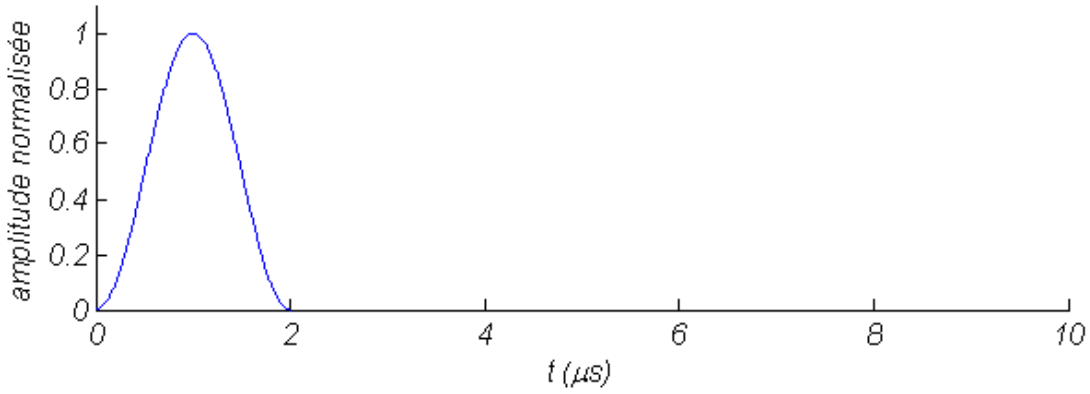

Figure 2. 20 : Unipolaire gaussienne de durée 1 μs à mi-hauteur.

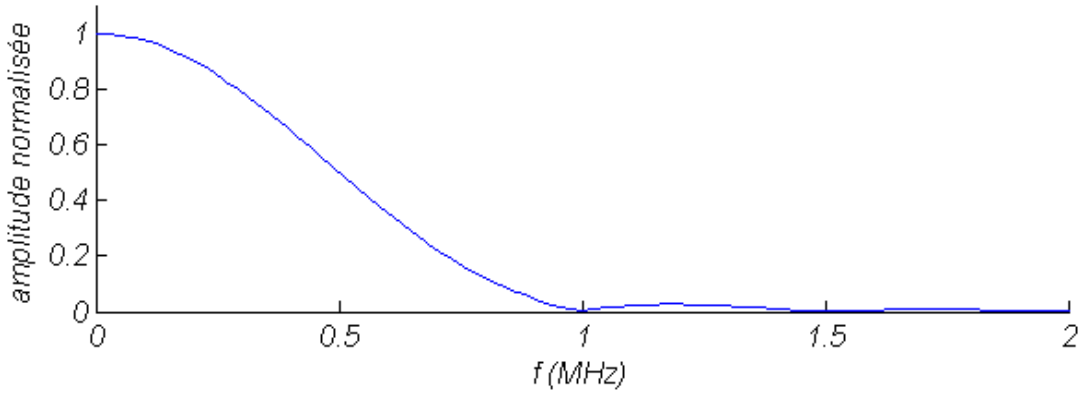

Figure 2. 21 : Transformée de Fourier d'une unipolaire gaussienne de durée 1 μs à mi-hauteur.

Une fois la sensibilité mesurée, il est possible de calculer le signal en sortie du capteur en effectuant le produit de convolution du signal en surface matériau par la réponse impulsionnelle du capteur. Cela revient à effectuer le produit du spectre du signal en surface matériau avec la fonction de transfert du capteur :

$$S_c(\omega) = S_M(\omega)C(\omega) \qquad (2.\ 50)$$

Avec :

- $S_c(\omega)$, le spectre du signal en sortie de capteur
- $S_M(\omega)$, le spectre du signal en surface matériau
- $C(\omega)$, la fonction de transfert du capteur en réception

De même, il est possible d'utiliser la fonction de sensibilité en émission pour calculer la forme du signal émis par un capteur émetteur :

$$S_M(\omega) = S_e(\omega)E(\omega) \qquad (2.\ 51)$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Avec :

- $S_e(\omega)$, le spectre du signal de consigne envoyé à l'émetteur
- $E(\omega)$, la fonction de transfert du capteur en émission

III.3.2. Utilisation de la fonction de sensibilité pour la simulation de l'effet du capteur en réception et protocole de validation expérimentale

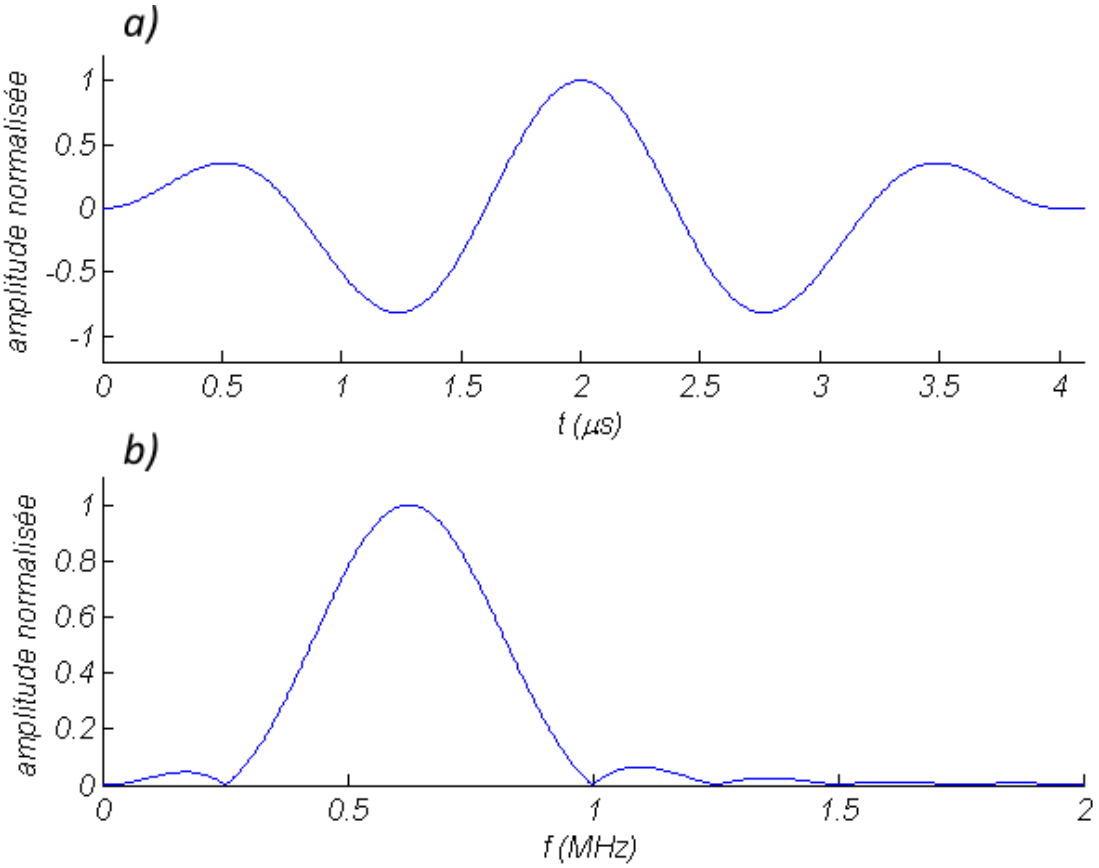

Figure 2. 22 : Ondelette de durée 4 μs utilisée pour valider expérimentalement les l'utilisation des fonctions de sensibilité mesurées par réciprocité, comme fonctions de transfert. (a) Forme temporelle. (b) Transformée de Fourier.

Pour valider la prise en compte de l'effet capteur dans la modélisation de la chaine d'acquisition, un signal de consigne (Figure 2. 22) est émis dans l'éprouvette EPL16 à l'aide d'un capteur émetteur μ80. Le signal propagé au sein de l'éprouvette est mesuré à 50 mm et 80 mm de la source à l'aide du vibromètre LASER (Figure 2. 23 (a)). Une fois la mesure effectuée, ce signal est convolué par la fonction de transfert en réception d'un capteur μ80 (Figure 2. 23 (b)). Le signal ainsi obtenu est comparé au signal directement mesuré à l'aide d'un capteur récepteur μ80 aux mêmes positions (Figure 2. 23 (c)).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

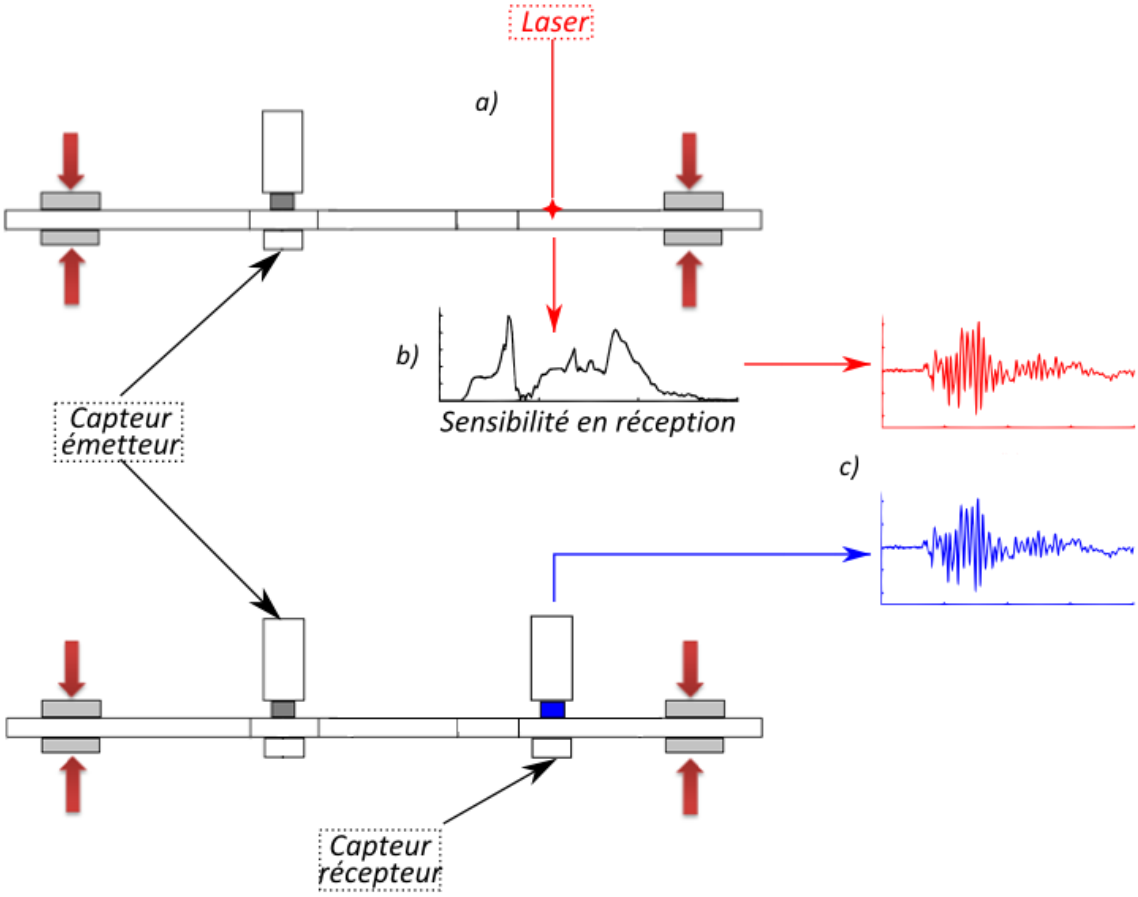

Figure 2. 23 : Schéma du protocole de validation de la prise en compte de l'effet capteur en réception.

III.3.3. Effet d'ouverture du capteur

L'effet d'ouverture du capteur agit comme un filtre en fréquence sur le signal. Il a donc, de même que la fonction de sensibilité du capteur, un impact sur le signal mesuré (Chapitre 1, Figure 1. 26). Cet aspect ne sera pas pris en compte dans ce travail.

IV. OUTILS DE TRAITEMENT, D'ANALYSE ET DE COMPARAISON DES SIGNAUX

Les traitements effectués sur les signaux ont deux objectifs. Tout d'abord dans le cadre de la validation des simulations, ils sont utilisés pour faciliter la comparaison entre les signaux expérimentaux et simulés. Ensuite, dans le cadre de la simulation d'une source d'EA au sein d'un matériau, ils sont utilisés pour améliorer l'interprétation des signaux dans le but de relier des caractéristiques de ces signaux aux caractéristiques de la source. Les signaux peuvent être analysés sous plusieurs formes : temporelle, fréquentielle ou temps-fréquence.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.1. COMPARAISON DES SIGNAUX PAR INTERCORRELATION

La fonction d'intercorrélation (ou corrélation croisée) est une fonction qui permet de mesurer la similitude entre deux signaux. La fonction d'intercorrélation C_{xy} de deux signaux analytiques réels ou complexes x et y se calcule de la façon suivante :

$$C_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)y^*(t-\tau)dt \qquad (2.\ 52)$$

où l'étoile indique le nombre complexe conjugué. Pour un signal discret réel et fini, cela donne :

$$C_{xy}(k) = \sum_{n=1}^{N} x(n)y(n-k) \qquad (2.\ 53)$$

En effectuant une normalisation lors du calcul de la fonction d'intercorrélation, un coefficient c quantifiant le taux de ressemblance entre les signaux peut être obtenu :

$$C_{xyNorm}(k) = \frac{C_{xy}(k)}{\sqrt{C_{xx0} \times C_{yy0}}} \qquad (2.\ 54)$$

avec :

$$C_{xx0} = \sum_{n=1}^{N} |x(n)|^2 \qquad (2.\ 55)$$

et :

$$C_{yy0} = \sum_{n=1}^{N} |y(n)|^2 \qquad (2.\ 56)$$

Le coefficient c est le maximum de la fonction d'intercorrélation normalisée C_{xyNorm}. Il est compris entre 0 et 1 ; plus il est proche de 1, plus les signaux se ressemblent.

IV.2. OUTILS D'ANALYSE TEMPORELLE

Certains descripteurs temporels sont représentés sur la Figure 2. 24.

Parmi les descripteurs temporels, **l'amplitude pic (A)** est souvent utilisée en EA. C'est l'amplitude maximale du signal. Elle est en général mesurée en dB. Dans la suite de ce travail, son unité dépend de la quantité mesurée :

- En *V* si c'est une tension
- En *nm* si c'est un déplacement
- En *mm/s* si c'est une vitesse particulaire

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

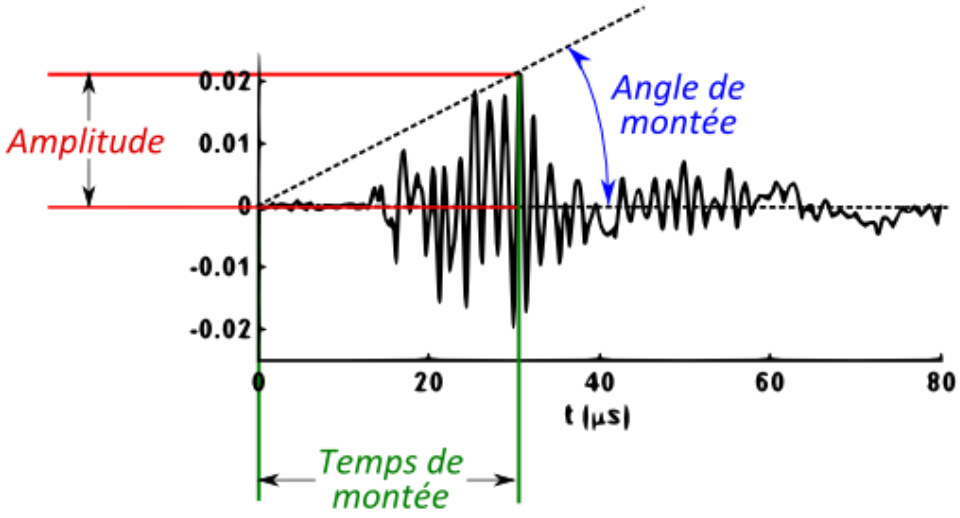

Figure 2. 24 : Descripteurs temporels calculés sur les signaux d'émission acoustique.

Le **temps de montée (TM)** et la **durée (D)** sont aussi utilisés. Le temps de montée est le temps auquel le signal atteint l'amplitude pic. Il se mesure en μs. La durée quant à elle, est la durée totale du signal fenêtré (en μs).

L'**énergie** du signal est associée à l'aire sous la courbe du signal. Le logiciel AEWIN qui enregistre des signaux sous la forme d'une tension (U en V), calcule l'énergie de la façon suivante :

$$E = \frac{1}{R}\sum_{i=1}^{max} U_i^2 . \Delta t \qquad (2.\ 57)$$

Où R est une résistance de référence égale à 10 kΩ. E est une énergie, elle s'exprime donc en Joules (J) et Δt est la période d'échantillonnage du signal.

Lors des simulations et des mesures effectuées au cours de ce travail, la quantité acquise est une vitesse particulaire (v en m/s). Le calcul de l'énergie est effectué de la façon suivante :

$$E = \frac{\rho}{d}\sum_{i=1}^{max} v_i^2 . \Delta t \qquad (2.\ 58)$$

Il s'agit cette fois-ci d'une énergie volumique exprimée en J/m^3.

D'autres descripteurs sont moins utilisés comme le **taux de passage par zéro (TPZ)**. Il mesure le nombre de fois (en %) où le signal coupe l'axe des abscisses. Pour une même durée, un signal contenant des plus hautes fréquences aura donc un TPZ plus élevé qu'un signal contenant de plus basses fréquences. Il peut être associé au nombre de coups qui compte le nombre de dépassement de seuil du signal.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\mathrm{TPZ} = \frac{\text{Nombre de passages par zéro}}{\text{Nombre total d'échantillons}} \times 100 \qquad (2.\ 59)$$

Le **barycentre temporel (BT)** est le barycentre (en μs) de la forme temporelle du signal, il se calcule de la façon suivante :

$$BT = \frac{\sum_{i=1}^{max} t_i \sqrt{\frac{a_i^2}{t_{max}}}}{\sum_{i=1}^{max} \sqrt{\frac{a_i^2}{t_{max}}}} \qquad (2.\ 60)$$

Avec a : la quantité mesurée (tension, vitesse particulaire, etc.)

IV.3. OUTILS D'ANALYSE FREQUENTIELLE

IV.3.1. Transformée de Fourier 1D

La transformée de Fourier [94] permet de visualiser le contenu fréquentiel d'un signal à partir de sa forme temporelle. Les expressions analytiques de la transformée de Fourier (TF) et de la transformée de Fourier inverse (TFI) sont les suivantes :

$$\begin{cases} X(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt & (2.\ 61) \\ x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} X(\omega) e^{i\omega t} d\omega & (2.\ 62) \end{cases}$$

Avec :

- $x(t)$: la forme temporelle du signal
- $X(\omega)$: la forme fréquentielle du signal
- i : l'unité imaginaire
- ω : la pulsation

Une propriété importante de la transformée de Fourier, qui sera utilisée par la suite, est : *La transformée de Fourier du produit de convolution de deux fonctions est le produit des transformées de ces deux fonctions et inversement*, soit :

$$y(t) = x(t) * h(t) \Leftrightarrow Y(\omega) = X(\omega) H(\omega) \qquad (2.\ 63)$$

En pratique, le traitement des signaux numériques se fait sur des valeurs discrètes. Lors de la mesure, le signal est échantillonné à une cadence suffisamment élevée pour pouvoir retrouver le signal original à partir du signal échantillonné, c'est-à-dire qu'il respecte le théorème de Shannon : *on peut reconstruire le signal continu à partir d'un signal échantillonné si la bande de fréquence occupée par le signal continu est inférieure à la moitié de la fréquence d'échantillonnage.* En d'autres termes, la fréquence d'échantillonnage des signaux doit être au moins supérieure à deux fois la fréquence maximale d'intérêt.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Sur des signaux numériques, la transformée de Fourier discrète (TFD) est utilisée, x est maintenant un signal discret de N échantillons, sa TFD est X et se défini comme suit :

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-2i\pi n \frac{k}{N}} \qquad (2.\ 64)$$

Et sa TFD inverse :

$$x(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} S(k) e^{2i\pi \frac{k}{N}} \qquad (2.\ 65)$$

La TFD sera utilisée pour l'analyse spectrale des signaux et sera calculée à l'aide de la transformée de Fourier rapide (FFT), un algorithme de calcul de la TFD.

IV.3.2. Transformée de Fourier 2D

La Transformée de Fourier peut se faire sur des signaux 2D, par exemple pour analyser le contenu fréquentiel d'une image. Dans cette étude, elle est utilisée sur des matrices de signaux mesurés à différentes distances de propagation. Ainsi, dans chaque matrice de signaux, une coordonnée représente le temps et l'autre la distance.

La TF2D permet de visualiser ces matrices de signaux dans le domaine fréquentiel, c'est-à-dire la fréquence spatiale (qui n'est autre que le nombre d'onde k dans la direction considérée) en fonction de la fréquence temporelle. L'algorithme de calcul utilisé est aussi celui de la FFT.

IV.3.3. Descripteurs fréquentiels

Les descripteurs fréquentiels sont calculés sur le spectre fréquentiel des signaux obtenus par application d'une TFD (Figure 2. 25).

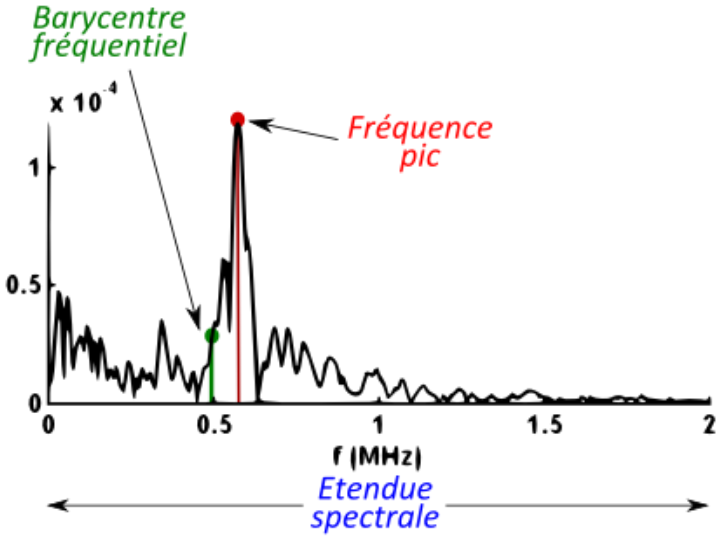

Figure 2. 25 : Descripteurs calculés sur le spectre fréquentiel du signal (Figure 2. 24).

La **fréquence pic** (**FP** en kHz) est la fréquence qui correspond au maximum d'amplitude sur le spectre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Le **barycentre fréquentiel** (**BF** en kHz) est le barycentre du spectre, sa formule est :

$$BF = \frac{\sum_{i=1}^{max} f_i A_i}{\sum_{i=1}^{max} A_i} \qquad (2.\ 66)$$

Avec : A la quantité mesurée (tension, vitesse particulaire, etc.)

Afin d'évaluer la répartition des fréquences au sein du signal, il est possible de calculer les **puissances partielles (PP)**. Elles sont définies sur des intervalles de fréquences $[f_i\ ;f_{i+1}]$ compris entre 0 et la fréquence maximale considérée (souvent 1 MHz en EA). Elles représentent le pourcentage d'énergie contenu dans cet intervalle de fréquence, elles n'ont donc pas en réalité la dimension d'une puissance :

$$PP_i = \frac{\sum_{i_1}^{i_2} A_i}{\sum_{i=1}^{max} A_i} \times 100 \qquad (2.\ 67)$$

Les intervalles de fréquence utilisés dans la suite de cette étude, pour le calcul des puissances partielles des signaux à la surface des matériaux, sont :

- [10 ; 400] kHz pour PP1
- [400 ; 750] kHz pour PP2
- [750 ; 1000] kHz pour PP3
- [1000 ; 1200] kHz pour PP4

Ils sont été choisis d'après les modes de propagation des éprouvettes et après analyse des FFT2D calculées dans les chapitres qui suivent.

L'**étendue spectrale** (**ES** en kHz) rend compte de l'étendue du spectre du signal. Plus sa valeur est grande, plus le contenu fréquentiel du signal est réparti sur une gamme de fréquences étendue. Il s'agit en fait de l'écart type de la distribution fréquentielle :

$$ES = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{max}(f_i - BF)^2 A_i}{\sum_{i=1}^{max} A_i}} \qquad (2.\ 68)$$

Le **coefficient de dissymétrie (CD)** permet de savoir quelle forme a la Transformée de Fourier par rapport au barycentre fréquentiel. Si les fréquences sont distribuées symétriquement par rapport au barycentre, comme c'est le cas pour la loi normale, alors le coefficient de dissymétrie est nul. En revanche, si les fréquences sont étalées sur la droite du barycentre alors le coefficient de dissymétrie est positif, alors que si elles sont étalées sur la gauche du barycentre celui-ci est négatif :

$$CD = \frac{\sum_{i=1}^{max}(f_i - BF)^3 p_i}{\left(\sum_{i=1}^{max}(f_i - BF)^2 p_i\right)^{\frac{3}{2}}} \qquad (2.\ 69)$$

Avec :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

$$p_i = \frac{A_i}{\sum_{i=1}^{max} A_i}$$

Enfin, le **coefficient d'aplatissement (CA)** est une mesure du regroupement du spectre fréquentiel autour du barycentre. Dans le cas d'une distribution normale le CA est égal à 3. Un CA supérieur à 3 indique une distribution des fréquences plus regroupée avec des extrémités plus fines par rapport à une distribution normale. Un CA inférieur à 3 indique que la distribution est moins regroupée et présente des extrémités plus larges par rapport à une distribution normale :

$$CA = \frac{\sum_{i=1}^{max}(f_i - BF)^4 p_i}{\left(\sum_{i=1}^{max}(f_i - BF)^2 p_i\right)^2} \qquad (2.\ 70)$$

Avec :

$$p_i = \frac{A_i}{\sum_{i=1}^{max} A_i}$$

Type	Descripteur	Unité
Temporels	Amplitude pic (A)	V ou m/s
	Temps de montée (TM)	µs
	Durée (D)	µs ou ms
	Energie (E)	J ou J/m³
	Nombre de coups (NBRC)	Ss unité
	Taux de passage par zéro (TPZ)	%
	Barycentre temporel (BF)	µs
Fréquentiels	Fréquence pic (FP)	kHz
	Barycentre fréquentiel (BF)	kHz
	Etendue spectrale (ES)	kHz
	Puissances partielles (PP)	%
	Coefficient de dissymétrie (CD)	Ss unité
	Coefficient d'aplatissement (CA)	Ss unité

Tableau 2. 4 : tableau récapitulatif des descripteurs utilisés au cours de l'étude

IV.4. OUTILS D'ANALYSE TEMPS-FREQUENCE

IV.4.1. Transformée de Fourier à Court Terme

Un signal peut être visualisé sous sa forme temporelle ou sous sa forme fréquentielle. La première représentation donne sur le signal une information en temps et la deuxième une information en fréquence. Cependant, aucune de ces deux représentations ne permet d'avoir les deux informations en même temps.

La méthode la plus simple pour visualiser le contenu temps-fréquence d'un signal est d'utiliser une Transformée de Fourier à Court Terme (TFCT). La TFCT est une transformée de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Fourier appliquée à un morceau du signal, extrait à l'aide d'une fenêtre glissante. Le résultat de cette transformée est une fonction qui dépend de deux variables : le temps et la fréquence :

$$X(\tau, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} [x(t).h^*(t-\tau)]e^{-j2\pi ft}dt \qquad (2.\ 71)$$

- h est une fenêtre centrée en τ et de largeur t, elle permet d'extraire une portion du signal.
- h^* est le complexe conjugué de h.

La largeur de la fenêtre est constante et celle-ci est décalée le long du signal au fur et à mesure de l'analyse.

La TFCT est cependant limitée car elle ne peut pas à la fois présenter une résolution maximale en temps et en fréquence. En effet, si la fenêtre temporelle est large alors la résolution en temps est mauvaise mais la résolution en fréquence est bonne. Inversement, si la fenêtre temporelle est étroite la résolution en temps est bonne mais cela se fait au détriment de la résolution en fréquence.

IV.4.2. Transformée par ondelette 1D

Pour pallier au problème de résolution lié à la largeur de fenêtre, une transformée par ondelettes continue (TOC) est utilisée [95]. Elle est basée sur le même principe que la TFCT mais utilise une fenêtre de largeur variable, la formule de la TOC est la suivante :

$$X(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}}\int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\psi^*(\frac{t-b}{a})dt \qquad (2.\ 72)$$

où :

- ψ est l'ondelette mère. C'est la fonction de fenêtrage.
- ψ^* est le complexe conjugué de l'ondelette mère.
- a est le facteur d'échelle.
- b est le coefficient de translation.

La TOC fournit une analyse temps-échelle où b est le temps et a l'échelle (qui joue le rôle de l'inverse d'une fréquence). On appelle f la fonction de base :

$$f(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}}.\psi^*(\frac{t-b}{a}) \qquad (2.\ 73)$$

Cette fonction joue le rôle de la fenêtre utilisée dans la TFCT. Mais contrairement à cette dernière, sa largeur s'adapte en fonction de la fréquence. Plus la fréquence est basse, plus le facteur d'échelle est grand et plus la fonction de base s'élargit et diminue en amplitude. Au contraire, plus la fréquence est élevée, plus le facteur d'échelle est petit et plus la fonction de base rétrécit. Cette adaptation de largeur implique une bonne résolution fréquentielle et une mauvaise résolution temporelle dans les basses fréquences et inversement aux hautes fréquences. L'ondelette mère est une ondelette si :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

- Elle est d'intégrale nulle :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t)\, dt = 0 \qquad (2.\ 74)$$

- Elle est de carré intégrale et sa norme est égale à 1 :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1 \qquad (2.\ 75)$$

- Elle vérifie la condition d'admissibilité :

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left|\widehat{\psi}(f)\right|^2}{|f|} df < \infty \qquad (2.\ 76)$$

Pour effectuer l'analyse des signaux par TOC, le logiciel *Wavelet* de *Vallen* a été utilisé. Il se sert d'une ondelette mère de Morlet (ou Gabor) (Figure 2. 26). Cette distribution est un signal sinusoïdal modulé par une gaussienne, de formule :

$$\psi(t) = \pi^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{t^2}{2}\left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2} e^{i\omega_0 t} \qquad (2.\ 77)$$

Avec :

- ω_0 : la pulsation centrale : $\omega_0 = 2\pi f_0$
- $\gamma = \pi \left(\frac{2}{ln2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 5{,}336$. La valeur de γ a été choisie pour satisfaire la condition d'admissibilité.

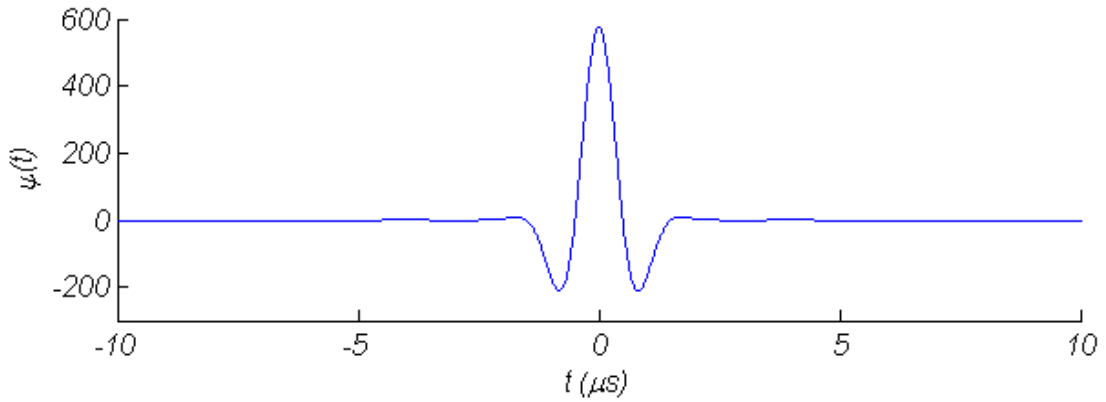

Figure 2. 26 : Ondelette de Morlet (pour f_0=500 kHz).

La TOC est plus adaptée que la TFCT pour visualiser le contenu temps fréquence des signaux d'EA (voir Annexe 2). En effet, la TFCT est bien adaptée si les signaux étudiés sont stationnaires « par morceaux », ce qui n'est pas le cas des signaux d'EA qui sont non-stationnaires.

Dans la suite de cette étude, les transformées sont calculées sur des signaux de 10000 échantillons avec une résolution temporelle de 0,01 µs, soit une durée de 100 µs. La bande de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

fréquence étudiée est comprise entre 0 et 1,2 MHz avec une résolution fréquentielle égale à 5 kHz. L'ondelette utilisée est une ondelette de Morlet d'une durée de 10 µs (soit 1000 échantillons). C'est une durée suffisante pour avoir une bonne résolution sans que le calcul des transformées n'utilise trop de ressources informatiques.

IV.4.3. Distribution de Choi-Williams

La distribution de Choi-Williams (DCW) est une transformée bilinéaire (contrairement aux transformées présentées précédemment qui sont des transformées linéaires) [96]. Les transformées bilinéaires ne sont pas assujetties au principe d'incertitude d'Heisenberg qui stipule que les résolutions temporelles et fréquentielles ne peuvent pas être minimales en même temps (l'amélioration de l'une se fait au détriment de l'autre). De ce fait la DCW permet une meilleure résolution en temps et en fréquence que la TFCT ou les TOC.

La formule de la DCW est la suivante :

$$X(t,\omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi\frac{\tau^2}{\sigma}}} e^{\left(-\frac{(\mu-t)^2}{\frac{4\tau^2}{\sigma}}\right)} x\left(\mu+\frac{\tau}{2}\right) x^*\left(\mu-\frac{\tau}{2}\right) e^{-j\omega t} d\mu d\tau \qquad (2.\ 78)$$

Où :

- μ et τ sont des paramètres temporels
- $x(\mu)$ est le signal temporel
- $x^*(\mu)$ son complexe conjugué
- σ est un facteur d'échelle

La DCW présente cependant un léger inconvénient par rapport à la TOC, elle est moins sensible aux variations d'énergie du signal.

IV.5. FENETRAGE DU SIGNAL

Dans ce travail, les signaux sont fenêtrés différemment suivant l'analyse effectuée.

IV.5.1. Détermination du début du signal

Signaux issus des calculs par éléments finis

Dans tous les cas excepté pour le calcul des descripteurs, le début des signaux issus du calcul par éléments finis n'est pas modifié. En effet, le début des signaux simulés correspond exactement au moment où la source d'EA est générée.

Pour le calcul des descripteurs, il faut utiliser une méthode plus proche des méthodes utilisées par les logiciels commerciaux. Par conséquent, le début du signal est déterminé (comme dans les systèmes d'acquisition d'EA classiques) à l'aide d'un dépassement de seuil. Lors d'un essai, la valeur de ce seuil est déterminée de sorte qu'il soit au-dessus du bruit de fond sans quoi le déclenchement de l'acquisition se ferait de façon intempestive. Cependant, dans les résultats issus

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

du modèle par éléments finis, il n'y a pas de bruit de fond. Les valeurs de seuils sont donc fixées par rapport aux signaux mesurés lors des validations expérimentales. Les valeurs de seuil utilisées sont les suivantes :

- Vitesse de déplacement de surface (ou vitesse particulaire) le seuil est fixé à $1.10^{-7}\ m/s$.
- Tension, le seuil est fixé à $1.10^{-2}\ V$.

Signaux mesurés lors des validations expérimentales

Dans le chapitre 3, deux validations sont effectuées, une validation de signaux générés par un capteur émetteur et une validation de signaux associés à une rupture de mine.

Dans le premier cas, le début de l'acquisition du signal est fixé au moment où le capteur émetteur envoie le signal d'émission dans l'éprouvette.

Dans le second cas, la rupture de mine étant générée par l'expérimentateur, il est impossible de faire démarrer l'acquisition exactement au moment où la mine se casse car les intervalles d'acquisition sont très courts. Par conséquent le début de l'acquisition est déterminé à l'aide d'un seuil. Ce seuil est réglé de façon à enregistrer le signal sur le plus grand intervalle temporel possible pour ensuite le comparer au signal simulé correspondant.

Pour le calcul des descripteurs, nous utilisons la même méthode que celle utilisée pour les signaux simulés.

IV.5.2. Détermination de la fin du signal

La durée de signal utilisée dépend tout d'abord de la durée totale de signal qu'il est possible d'acquérir expérimentalement (dans le cadre de la validation expérimentale), et ensuite du type d'outil utilisé pour analyser le signal (dans le cadre de la validation expérimentale et du calcul de signaux simulés).

Durée totale des signaux mesurés lors des validations expérimentales

La durée totale de signal enregistré est limitée par la durée totale qu'il est possible d'acquérir expérimentalement. Cette durée totale est limitée par le nombre total d'échantillons que l'oscilloscope est capable d'enregistrer. Elle ne peut pas être trop longue car cela dégraderait la résolution temporelle du signal. La durée de signal enregistré au cours de la validation de signaux associés à une rupture de mine est de 100 µs et la durée de signal enregistré au cours de la validation de signaux générés par un capteur émetteur la durée de signal enregistré est de 400 µs.

Durée de signal utilisée pour le calcul des transformées de Fourier 2D

Une durée de signal de 70 µs est utilisée pour le calcul des FFT2D, cette durée est choisie de façon à s'affranchir au maximum des réflexions sans perdre d'information sur le signal source.

Durée de signal utilisée pour le calcul des transformées temps-fréquence

Une durée de signal de 100 µs est utilisée afin de visualiser le signal direct et les premières réflexions.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Durée de signal utilisée pour le calcul des descripteurs

Lorsque cela est possible (durée de signal calculé ou enregistré suffisamment longue), la fin du signal est déterminée par un critère énergétique [28]. En chaque point du signal, on compare l'énergie cumulée depuis le début du signal jusqu'à ce point avec l'énergie contenue dans un intervalle de 10 µs après ce point. Si cette dernière représente moins de 0,5 % de l'énergie cumulée depuis le début, la fin du signal est positionnée au point considéré (Figure 2. 27).

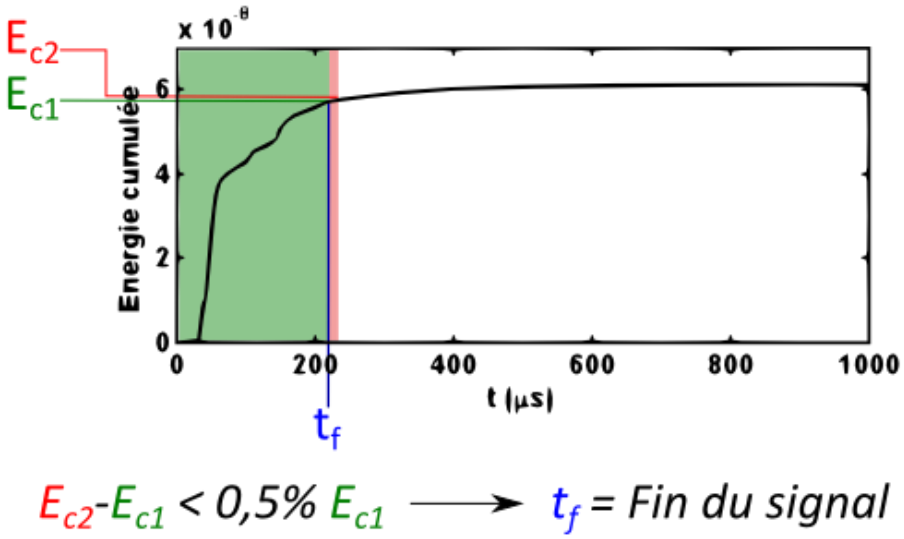

Figure 2. 27 : Détermination de la fin du signal à l'aide du critère énergétique.

Les outils présentés dans ce chapitre sont utilisés dans le cadre de validations expérimentales qui font l'objet du chapitre 3, ainsi que dans le cadre de la génération de sources d'émission acoustique simulées, ce qui fait l'objet du chapitre 4.

V. CONCLUSION

Différentes méthodes de simulation ont été présentées. Ces méthodes seront utilisées par la suite pour simuler les différentes étapes de la chaine de l'EA.

Des dipôles de force seront utilisés pour simuler les sources d'EA. Cette représentation d'une source d'EA réelle a été choisie car elle est facile à mettre en œuvre dans un maillage par éléments finis. De plus, dans ce travail, l'accent est mis sur l'influence de la propagation, d'une part, et de la détection, d'autre part, sur le signal d'EA. La méthode des éléments finis (MEF) sera utilisée pour simuler le milieu de propagation. Cette méthode de calcul numérique est utilisée dans de nombreux codes commerciaux et est adaptée à la simulation de géométries complexes. Une validation expérimentale de la méthode ainsi que des paramètres de calculs sera effectuée préalablement. Enfin, la fonction de sensibilité mesurée par réciprocité sera utilisée pour simuler la réponse d'un transducteur à un signal en surface du matériau. Cette utilisation de la fonction de sensibilité fera aussi l'objet d'une validation expérimentale au préalable.

Par ailleurs, des outils de traitement du signal ont été présentés. Ces outils d'analyse, qu'ils soient des outils généraux d'analyse des signaux (comme la transformée de Fourier 2D par

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

exemple) ou plus spécifiques de l'EA (comme les descripteurs), seront utilisés pour rechercher des indices permettant d'identifier la source d'EA.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

CHAPITRE 3 : VALIDATIONS EXPERIMENTALES

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de valider expérimentalement la simulation de deux étapes de la chaine de l'EA : la propagation dans un matériau et la mesure par un capteur.

D'un côté, la méthode des éléments finis est utilisée pour simuler la propagation d'ondes mécaniques, à des fréquences caractéristiques de l'EA, dans des pièces de géométries complexes. Les objectifs sont de vérifier si cette méthode est adaptée et de valider les conditions d'utilisation de la MEF, notamment les paramètres utilisés dans les calculs. Pour valider le choix de la MEF et les paramètres utilisés, des calculs simulant une rupture de mine sont réalisés. Les résultats sont comparés à des essais expérimentaux.

D'un autre côté, la mesure de la fonction de sensibilité en réception d'un capteur d'EA est réalisée à l'aide de la méthode de réciprocité. La sensibilité ainsi mesurée est utilisée comme fonction de transfert afin de modéliser l'effet du capteur sur la chaine de l'EA. L'objectif ici est de valider expérimentalement l'utilisation de la sensibilité comme modèle du capteur. Pour ce faire, des signaux calculés à l'aide de la fonction de sensibilité sont comparés aux signaux directement mesurés à l'aide du capteur.

La méthode de réciprocité permet aussi de calculer les fonctions de sensibilité des capteurs en émission. La sensibilité en émission est donc aussi utilisée dans ce travail même si elle ne fait pas l'objet d'une validation spécifique. En effet, dans un dernier temps, un protocole est mis en place pour valider la génération d'un signal, à l'aide d'un capteur émetteur, au sein d'une éprouvette de traction maintenue en position par des mors.

Dans chacun des cas présentés, les résultats expérimentaux et simulés sont comparés, sous différentes formes (temporelle, fréquentielle, temps-fréquence), en utilisant les outils présentés dans le chapitre 2.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I. VALIDATION DU SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE SIMULE SUITE A UNE RUPTURE DE MINE

Dans un premier temps, la rupture d'une mine de crayon à la surface d'une éprouvette est utilisée pour valider expérimentalement les conditions d'utilisation de la MEF.

I.1. SIMULATION D'UNE RUPTURE DE MINE SUR LES TROIS GEOMETRIES D'EPROUVETTE

Des simulations de rupture de mine sont réalisées sur les trois éprouvettes : EPL80, EPL16 et EPL3. Les paramètres de simulation utilisés, tels que : la géométrie d'élément, le nombre de nœuds par élément, leur taille, le pas de temps sont ceux présentés au chapitre 2.

Une éprouvette dont les extrémités reposent sur un support est simulée en bloquant le déplacement en **z** des nœuds situés aux extrémités inférieures. La rupture de mine est générée à la surface des éprouvettes, au milieu de la largeur au niveau d'un épaulement. La force ponctuelle présentée au chapitre 2 (Figure 2. 1) est utilisée pour simuler la rupture d'une mine 2H de diamètre 0,5 mm et de longueur 4 mm. Ce sont les paramètres utilisés lors des essais expérimentaux.

La vitesse particulaire perpendiculaire à la surface des éprouvettes est calculée à des distances de la source comprises entre 21 et 105 mm sur la droite coupant l'éprouvette à la moitié de sa largeur. Les signaux simulés sont ensuite filtrés entre 1 kHz et 1 MHz par un filtre passe-bande de Butterworth, puis comparés aux signaux expérimentaux. Le protocole de simulation est schématisé Figure 3. 1.

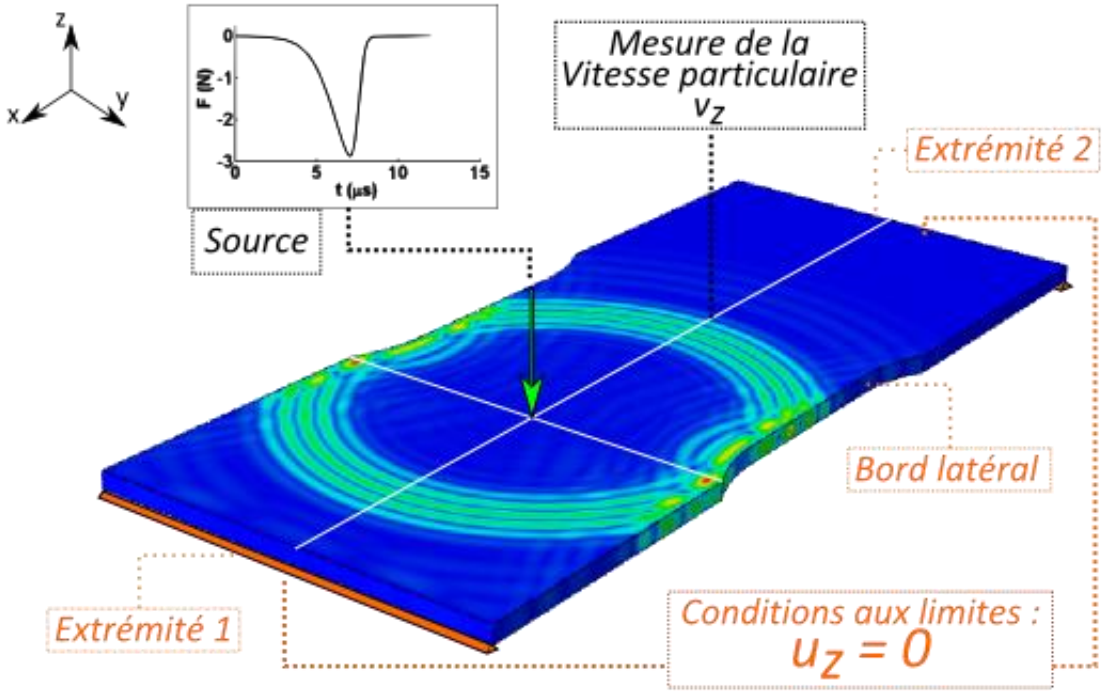

Figure 3. 1 : Représentation schématique de la simulation par éléments finis d'une rupture de mine sur l'éprouvette EPL80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL DE VALIDATION DE LA SIMULATION D'UNE RUPTURE DE MINE

Expérimentalement, pour limiter au maximum l'influence des conditions aux limites et se rapprocher de celles utilisées en simulation, les éprouvettes reposent sur des barreaux en acier au niveau de leurs extrémités.

Les mines utilisées pour les ruptures sont des mines 2H de diamètre 0,5 mm. La longueur de mine est de 4 mm et fait un angle de 45° avec la surface de l'éprouvette. La mine est cassée au même endroit de la surface de l'éprouvette qu'en simulation. La vitesse particulaire en surface est mesurée à l'aide du vibromètre LASER à deux distances différentes :

- d = 21 mm (proche de la source).
- d = 60 mm (éloignée de la source).

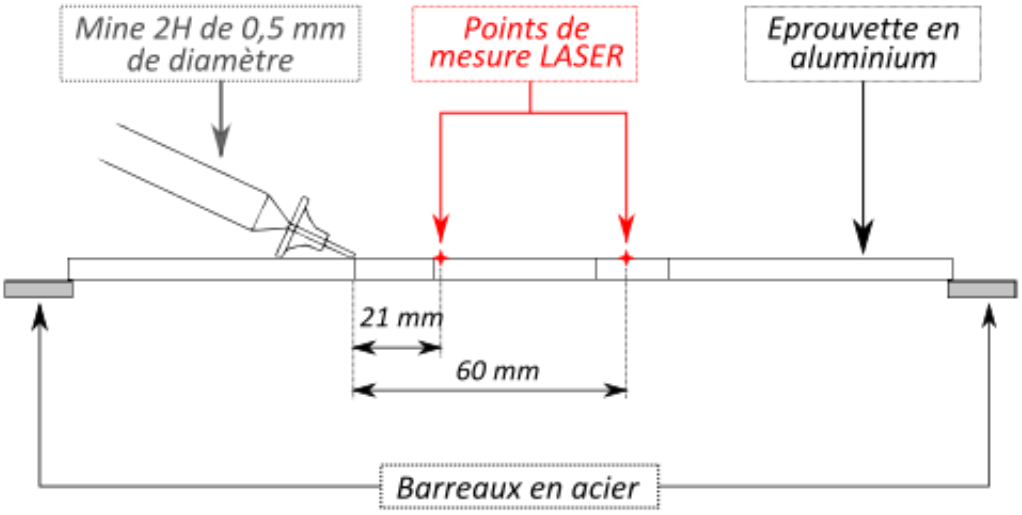

Figure 3. 2 : Représentation schématique du protocole expérimental utilisé pour valider les signaux simulés associés à une rupture de mine.

L'acquisition des signaux est effectuée à l'aide de l'oscilloscope réglé en « single sequence ». Cela signifie qu'elle débute lorsque la valeur de la tension délivrée par le contrôleur du vibromètre dépasse un certain seuil. Elle s'arrête lorsque le nombre d'échantillons maximum que l'oscilloscope peut enregistrer (c'est-à-dire 10000) est atteint. La valeur du seuil a été choisie à chaque acquisition de façon à pouvoir visualiser une durée de signal la plus longue possible. Le calibre temporel utilisé est de 10 µs/div, par conséquent la durée totale d'acquisition est de 100 µs avec un pas de temps de 0,01 µs. Cette durée est suffisante pour visualiser le signal directement issu de la source (sans réflexion), ainsi que les réflexions issues des extrémités des éprouvettes.

Une fois l'acquisition terminée, les signaux sont importés dans MATLAB. Ils sont d'abord lissés pour augmenter le rapport signal sur bruit, puis ils sont filtrés à l'aide d'un filtre passe-bande de Butterworth dont la bande passante est : 1 kHz-1 MHz. Enfin, ils sont recalés en temps pour pouvoir être comparés aux signaux simulés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I.3. RESULTATS

I.3.1. Comparaison temporelle des signaux expérimentaux et simulés

L'évolution de la vitesse particulaire (perpendiculaire à la surface de l'éprouvette) des signaux simulés et expérimentaux est comparée. Les signaux n'ont pas été normalisés, ainsi il ne s'agit pas uniquement d'une comparaison relative de l'évolution des signaux mais d'une comparaison absolue. Ils sont comparés pour les trois géométries d'éprouvette : EPL80 (Figure 3. 3 et Figure 3. 4), EPL3 (Figure 3. 5 et Figure 3. 6) et EPL16 (Figure 3. 7 et Figure 3. 8). Les barycentres temporels, notés BT, sont reportés sur les figures.

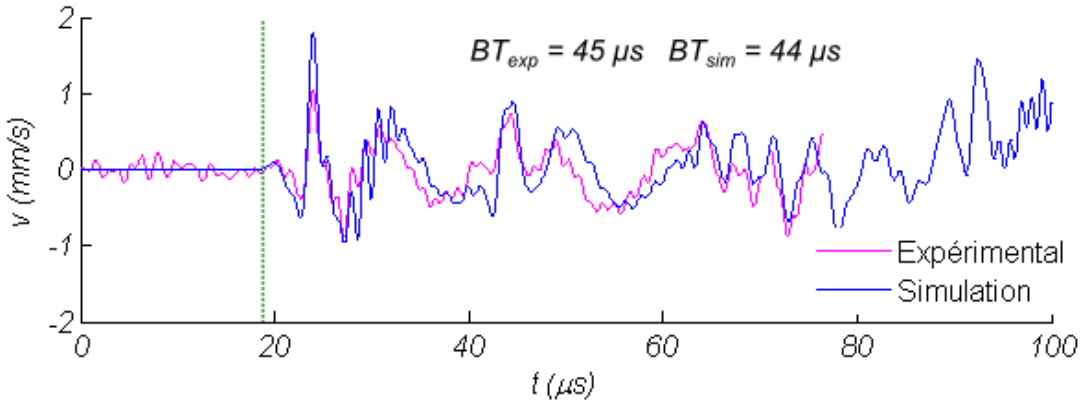

Figure 3. 3 : Evolution temporelle de la vitesse particulaire en surface à 21 mm de la source pour l'éprouvette EPL80. Source : rupture de mine de crayon.

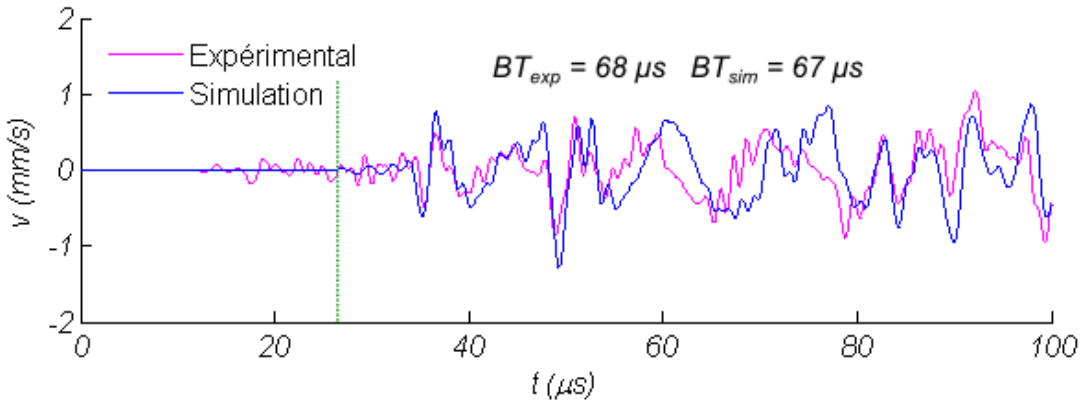

Figure 3. 4 : Evolution temporelle de la vitesse particulaire en surface à 60 mm de la source pour l'éprouvette EPL80. Source : rupture de mine de crayon.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

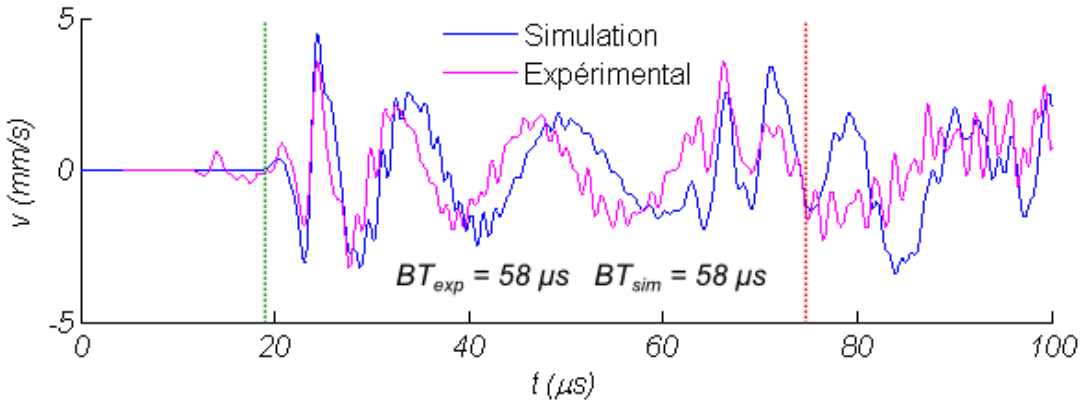

Figure 3. 5 : Evolution temporelle de la vitesse particulaire en surface à 21 mm de la source pour l'éprouvette EPL3. Source : rupture de mine de crayon.

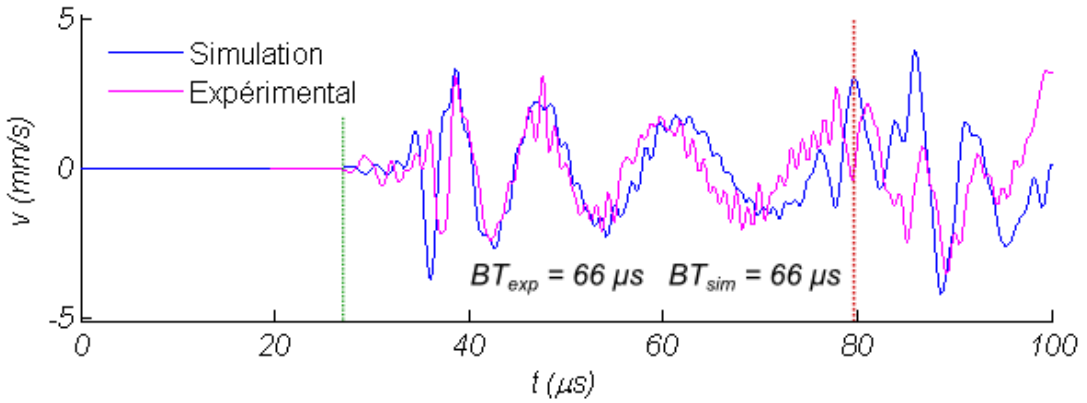

Figure 3. 6 : Evolution temporelle de la vitesse particulaire en surface à 60 mm de la source pour l'éprouvette EPL3. Source : rupture de mine de crayon.

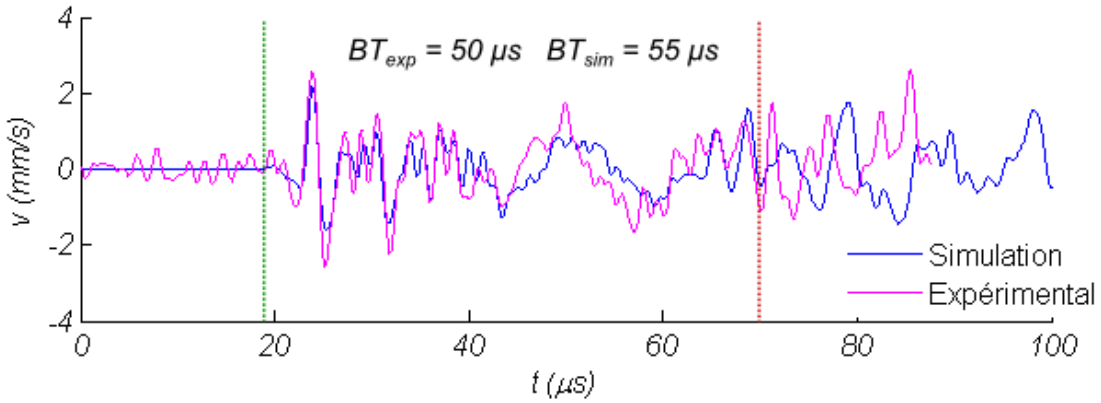

Figure 3. 7 : Evolution temporelle de la vitesse particulaire en surface à 21 mm de la source pour l'éprouvette EPL16. Source : rupture de mine de crayon.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

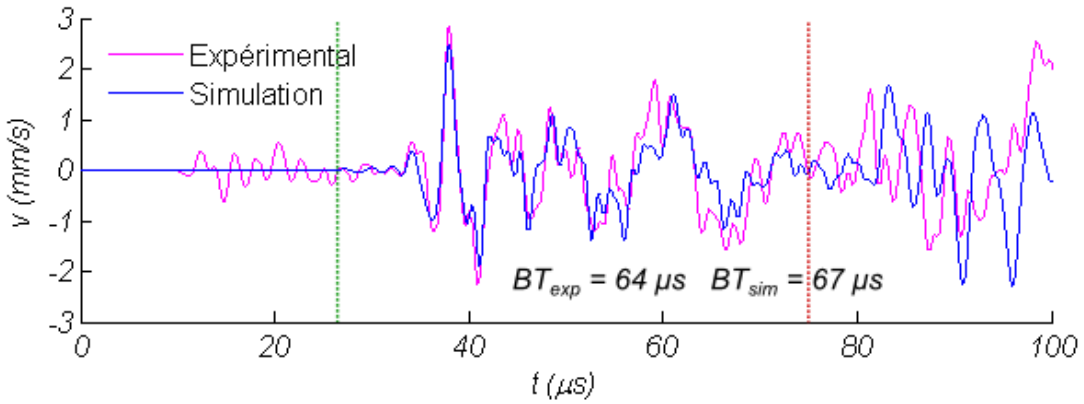

Figure 3. 8 : Evolution temporelle de la vitesse particulaire en surface à 60 mm de la source pour l'éprouvette EPL16. Source : rupture de mine de crayon.

Deux sections se distinguent sur les signaux, le trait vertical vert indiqué sur les figures marque le début des oscillations du signal calculé par éléments finis. Le trait vertical rouge, marque le moment où visuellement les différences entre le signal expérimental et le signal issu du calcul par éléments finis commencent à être importantes. La section située entre le trait vert et le trait rouge est appelée section 1, la section située après le trait rouge est appelée section 2.

Le barycentre temporel (BT) des signaux expérimentaux et des signaux issus du calcul par éléments finis est calculé pour chaque géométrie d'éprouvette. Les valeurs sont proches voire identiques dans certains cas (Figure 3. 6). Dans d'autres cas, la valeur du barycentre temporel calculée sur le signal expérimental est inférieure à la valeur calculée sur le signal simulé (Figure 3. 7 et Figure 3. 8). Dans ces cas, des oscillations sont observables avant le trait vertical vert sur les formes d'onde expérimentales. Ces oscillations sont dues au bruit intrinsèque au vibromètre présent sur les signaux expérimentaux lors de la mesure. Malgré les traitements effectués (voir chapitre 2) pour l'éliminer, tout n'a pas pu être supprimé. Or lorsque l'amplitude des oscillations est grande, la valeur du barycentre temporel expérimental diminue.

I.3.2. Comparaison des transformées de Fourier des signaux expérimentaux et simulés

Les FFT des signaux sont calculées et comparées pour chaque géométrie d'éprouvette (Figure 3. 9 à Figure 3. 14).

Dans l'ensemble, les FFT expérimentales et simulées, qui présentent la vitesse particulaire à la surface des éprouvettes en fonction de la fréquence, se superposent correctement. La fréquence centrale et la largeur des pics qui les composent sont proches. Une diminution de l'amplitude avec la fréquence est visible sur chaque FFT. Elle est similaire qu'il s'agisse de résultats expérimentaux ou simulés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

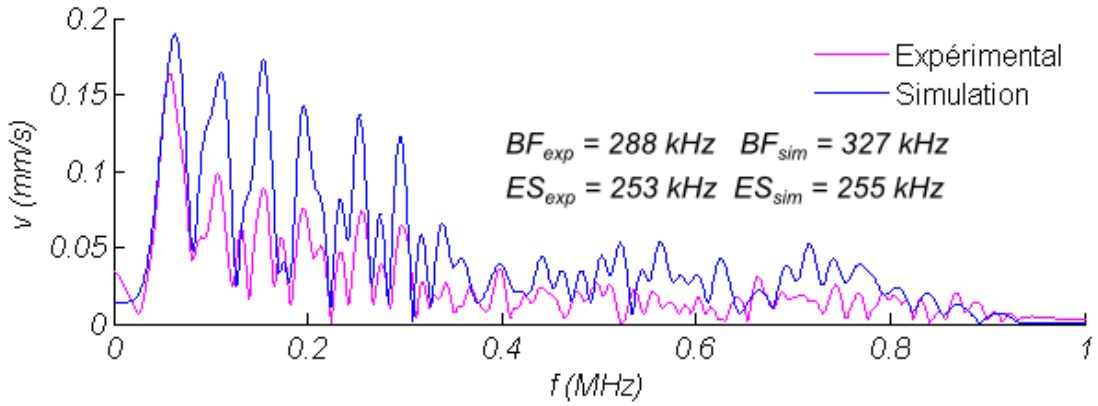

Figure 3. 9 : Transformée de Fourier de la vitesse particulaire associée à une rupture de mine dans l'éprouvette EPL80 à 21 mm de la source.

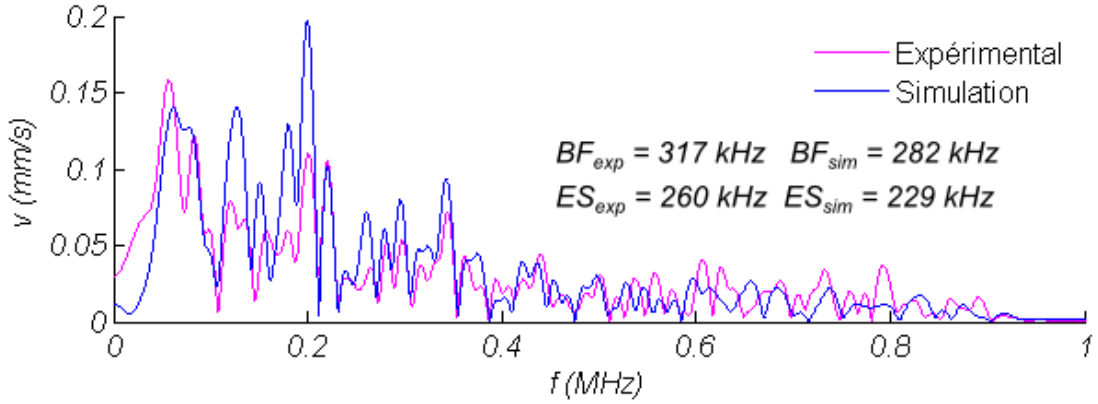

Figure 3. 10 : Transformée de Fourier de la vitesse particulaire associée à une rupture de mine dans l'éprouvette EPL80 à 60 mm de la source.

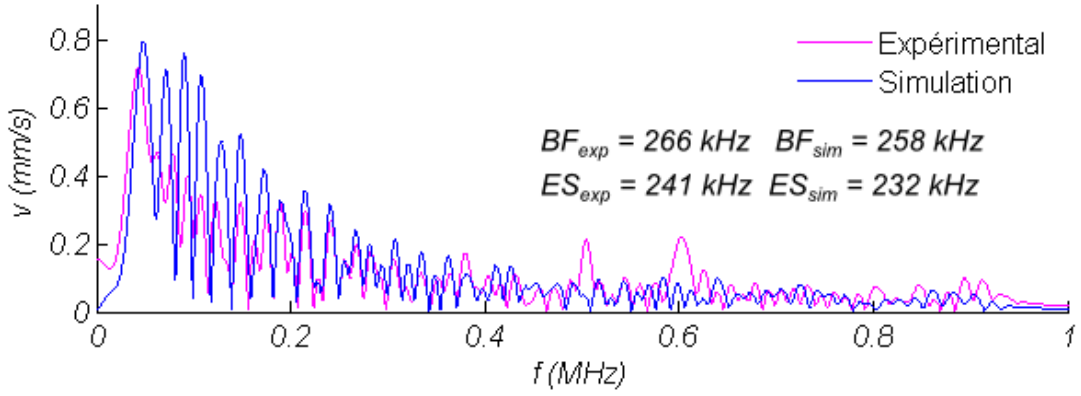

Figure 3. 11 : Transformée de Fourier de la vitesse particulaire associée à une rupture de mine dans l'éprouvette EPL3 à 21 mm de la source.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

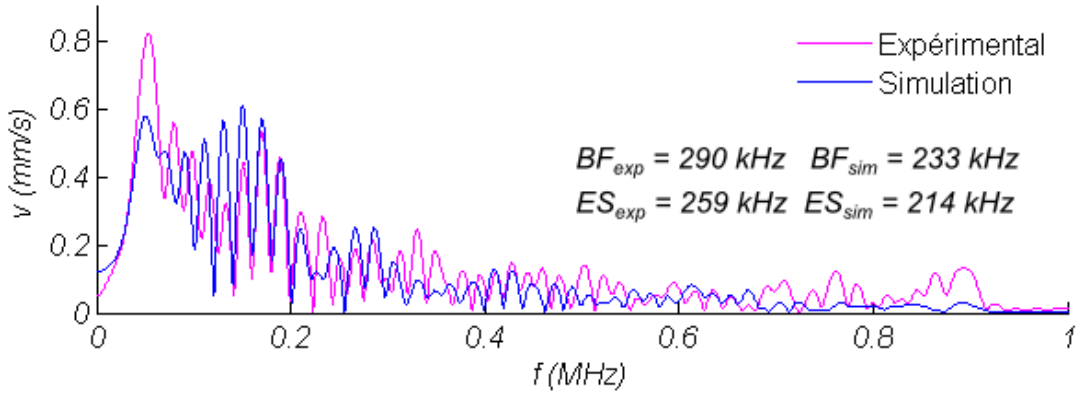

Figure 3. 12 : Transformée de Fourier de la vitesse particulaire associée à une rupture de mine dans l'éprouvette EPL3 à 60 mm de la source.

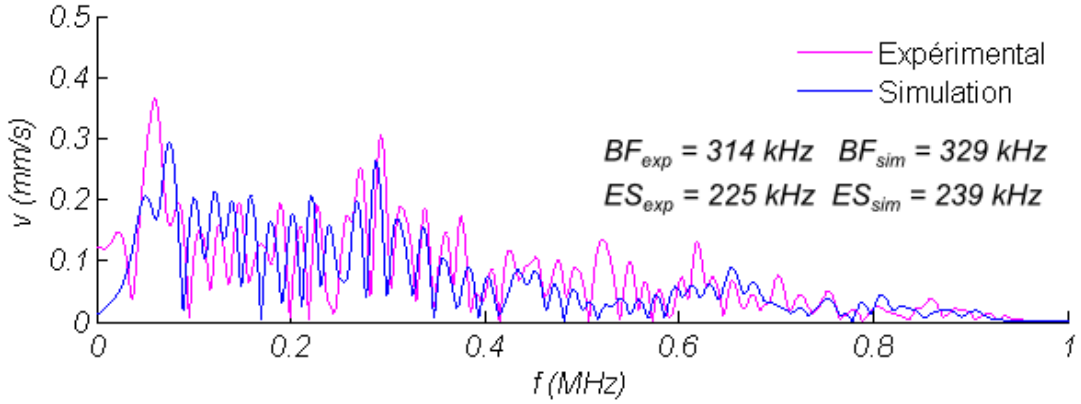

Figure 3. 13 : Transformée de Fourier de la vitesse particulaire associée à une rupture de mine dans l'éprouvette EPL16 à 21 mm de la source.

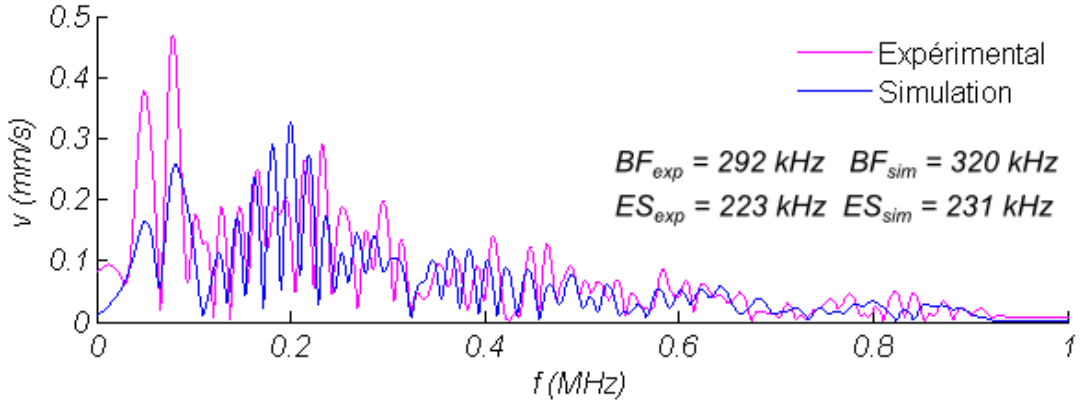

Figure 3. 14 : Transformée de Fourier de la vitesse particulaire associée à une rupture de mine dans l'éprouvette EPL16 à 60 mm de la source.

Quelques différences peuvent cependant être mises en évidence. Le contenu basse fréquence expérimental est parfois de plus grande amplitude (Figure 3. 12 et Figure 3. 14). Deux pics, à 500 et 600 kHz sont présents sur certaines FFT expérimentales et absents des FFT simulées correspondantes (Figure 3. 11 et Figure 3. 13).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

L'évolution des FFT pour l'éprouvette EPL16 (Figure 3. 13 et Figure 3. 14) sont proches de celles obtenues pour l'éprouvette EPL3 (Figure 3. 11 et Figure 3. 12). Les FFT expérimentales et simulées de ces deux éprouvettes présentent d'ailleurs les mêmes différences, même si les modes de propagation sont différents dans ces deux éprouvettes.

Toutes les FFT présentent une multitude de rebonds, ou de pics d'antirésonance. Ces pics d'antirésonance sont beaucoup moins espacés et plus nombreux lorsque l'éprouvette est moins large (éprouvettes EPL16 et EPL3).

Lorsque l'éprouvette est large (EPL80), les FFT présentent moins de distorsions (au sens de Hamstad [79] qui a constaté que les réflexions peuvent être à l'origine de distorsions donnant lieu à des spectres plus distordus lorsque les échantillons sont moins larges et que les signaux présentent plus de réflexions).

Le barycentre fréquentiel (BF) et l'étendue spectrale (ES) des signaux sont calculés. Quelle que soit la géométrie, les valeurs expérimentales et simulées de ces descripteurs sont proches. Tous les spectres sont centrés autour de 300 kHz environ avec une étendue spectrale de 220 kHz.

I.3.3. Calcul des coefficients d'intercorrélation

En effectuant un calcul par intercorrélation, il est possible d'évaluer de façon plus quantitative la ressemblance entre les signaux. Plusieurs calculs sont effectués : tout d'abord le calcul du coefficient d'intercorrélation des signaux dans leur intégralité, puis le calcul les coefficients d'intercorrélation de la section 1 et la section 2. Les résultats sont résumés dans le Tableau 3. 1.

Eprouvette/corrélation	Sections 1 et 2	Section 1	Section 2
EPL80			
d = 21 mm	0,74	0,75	
d = 60 mm	0,54	0,55	
EPL3			
d = 21 mm	0,52	0,65	0,29
d = 60 mm	0,52	0,67	0,49
EPL16			
d = 21 mm	0,42	0,77	0,31
d = 60 mm	0,63	0,85	0,62

Tableau 3. 1 : Coefficients d'intercorrélation d'un signal issu du calcul par EF et du signal expérimental correspondant calculé pour chaque éprouvette et chaque distance de propagation.

Lorsque les signaux sont pris en intégralité, le coefficient d'intercorrélation dépasse toujours 0,5 sauf dans le cas de l'éprouvette EPL16 à 21 mm de la source. Par ailleurs, lorsque les coefficients d'intercorrélation sont calculés sur la première section des signaux (avant 70 µs environ), ils dépassent 0,6 dans la plupart des cas, alors que sur la deuxième section ils sont quasiment tous inférieurs à 0,5.

I.3.4. Etude des Transformées de Fourier 2D des signaux simulés

Afin de mettre en évidence les modes excités par la rupture de mine, les FFT2D des signaux simulés ont été calculées. Il n'a pas été possible de calculer de FFT2D pour les signaux expérimentaux car celles-ci nécessitent un nombre très important de mesures (environ 100) à différentes distances de la source.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

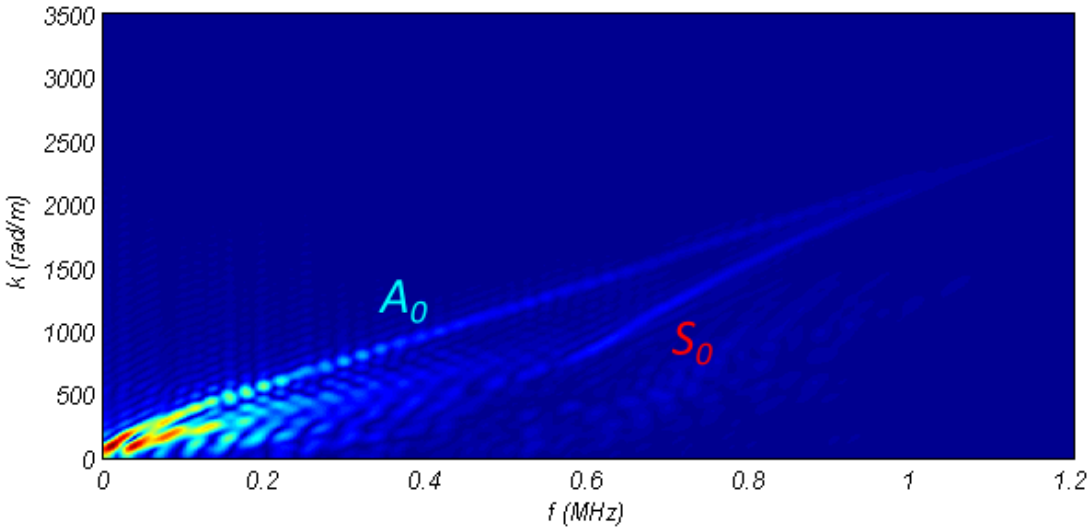

Figure 3. 15 : Transformée de Fourier 2D des signaux associés à une rupture de mine à la surface de l'éprouvette EPL80.

Seuls les modes fondamentaux (A_0 et S_0) de l'éprouvette EPL80 sont excités par la rupture de mine (Figure 3. 15). Deux bandes de fréquence se distinguent, une première bande située entre 0 et 200 kHz dans laquelle le mode A_0 est très sollicité et de grande amplitude. Dans cette bande de fréquence, un second mode de grande amplitude et de nombre d'onde inférieur est observable. Il peut s'agir du mode S_0, mais il peut aussi s'agir d'une dégénérescence du mode A_0 due aux réflexions. En effet, bien que seules 70 µs du début du signal soient utilisées pour le calcul des FFT2D, il n'est pas possible de s'affranchir des réflexions sur les bords latéraux. La deuxième bande de fréquence se situe entre 300 kHz et 1 MHz. Les modes A_0 et S_0 y sont tous deux excités mais d'amplitude beaucoup moins grande.

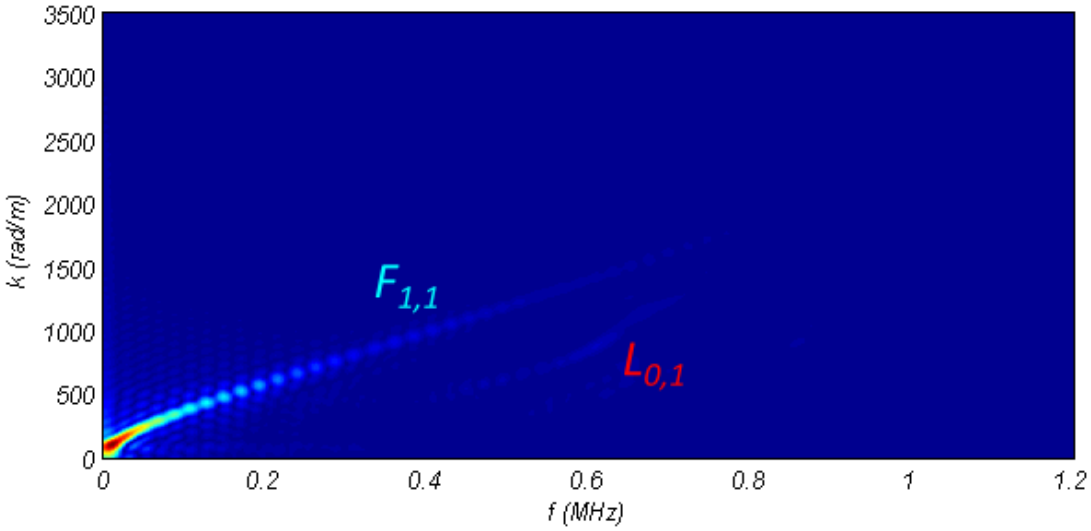

Figure 3. 16 : Transformée de Fourier 2D des signaux associés à une rupture de mine à la surface de l'éprouvette EPL3.

De même, seuls les modes fondamentaux de l'éprouvette EPL3 sont sollicités par la rupture de mine (Figure 3. 16). Les mêmes bandes de fréquence sont observables. Une première bande entre 0 et 200 kHz dans laquelle le mode $F_{1,1}$ est de grande amplitude et où le mode $L_{0,1}$ n'est pas

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

sollicité. Une seconde bande entre 300 kHz et 800 kHz dans laquelle les deux modes fondamentaux sont présents mais de plus faible amplitude. Cette deuxième bande de fréquence s'étend jusqu'à une fréquence moins élevée que dans le cas de l'éprouvette EPL80.

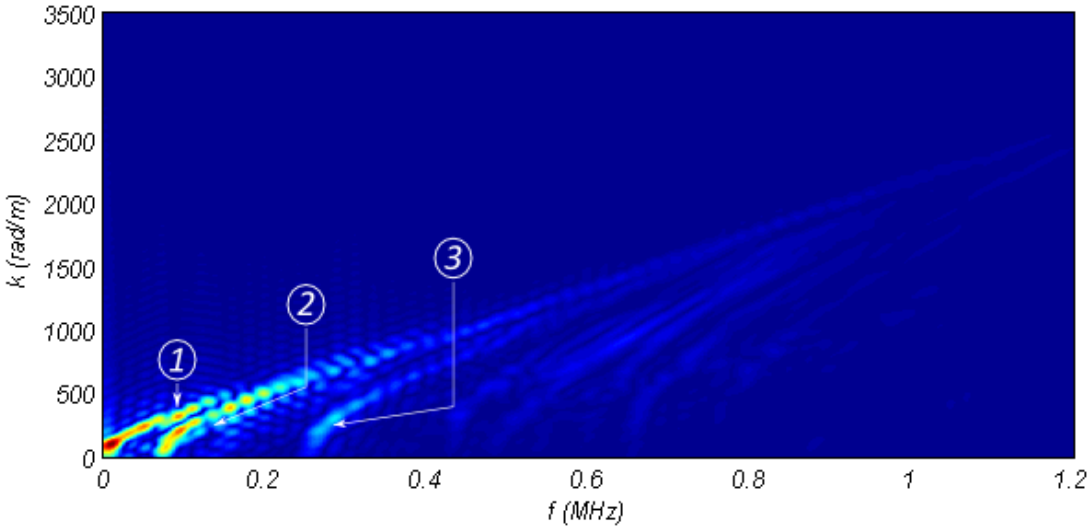

Figure 3. 17 : Transformée de Fourier 2D des signaux associés à une rupture de mine à la surface de l'éprouvette EPL16.

Trois modes, non-identifiés, sont observables sur l'éprouvette EPL16 (Figure 3. 17) (désignés par les numéros 1, 2 et 3). Le mode 1 peut s'apparenter à un mode fondamental antisymétrique ou de flexion et les modes 2 et 3 à des modes dégénérés du mode 1 à cause des réflexions. Comme pour les deux autres éprouvettes, la FFT2D peut se diviser en deux bandes de fréquences.

Malgré des modes de propagation différents, de nombreuses similitudes existent donc entre les FFT2D. Seuls les modes fondamentaux sont sollicités. Le mode Antisymétrique (ou de flexion) de grande amplitude aux basses fréquences est prépondérant. Les deux modes sont sollicités aux hautes fréquences mais leur amplitude est beaucoup plus faible.

I.3.5. Comparaison temps-fréquence des signaux expérimentaux et simulés

Les Transformées en Ondelettes Continues (TOC) présentent, sur toutes les géométries d'éprouvette, une forme significative en virgule inversée correspondant à la propagation du mode fondamental de flexion (ou apparenté) (Figure 3. 18 à Figure 3. 23). La bande de fréquence qui s'étend de 0 à 750 kHz est sollicitée, cependant, comme pour les FFT2D, les amplitudes les plus élevées se trouvent en deçà de 300 kHz environ. Cette observation peut être mise en relation avec le spectre fréquentiel de la source (Figure 2. 1 (b)). Celui-ci se concentre principalement entre 0 et 600 kHz avec les amplitudes les plus élevées aux basses fréquences.

La forme des TOC est caractéristique de la propagation du mode A_0 ($F_{1,1}$, ou apparenté) pour des fréquences comprises entre 0 et 750 kHz. Les fréquences élevées (supérieures à 300 kHz), se déplacent plus rapidement. Les fréquences inférieures à 300 kHz se déplacent plus lentement (Figure 2. 10 et Figure 2. 12).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

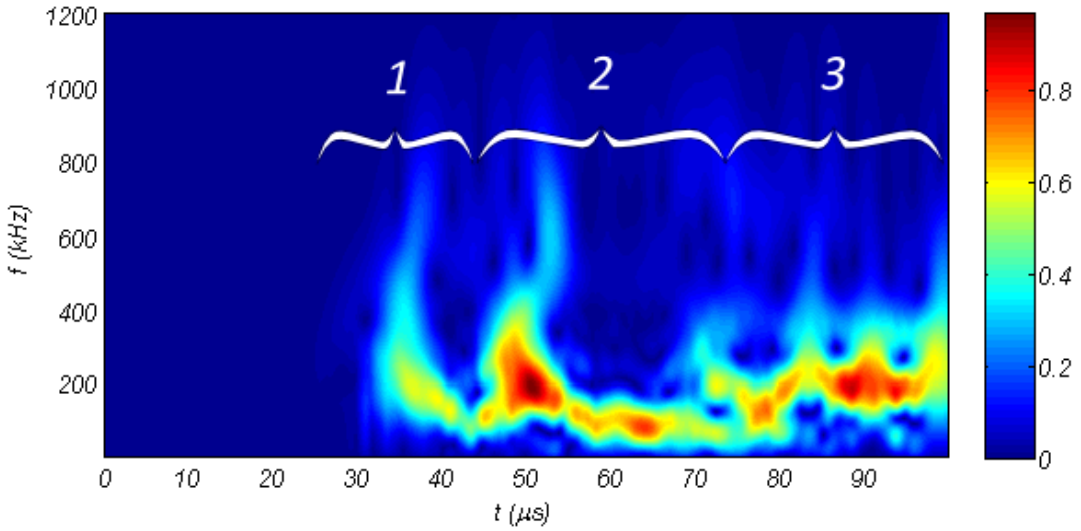

Figure 3. 18 : Transformée en ondelettes continue du signal issu de la simulation d'une rupture de mine sur l'éprouvette EPL80. Le signal est calculé à 60 mm de la source. L'échelle des couleurs représente la vitesse particulaire en mm/s.

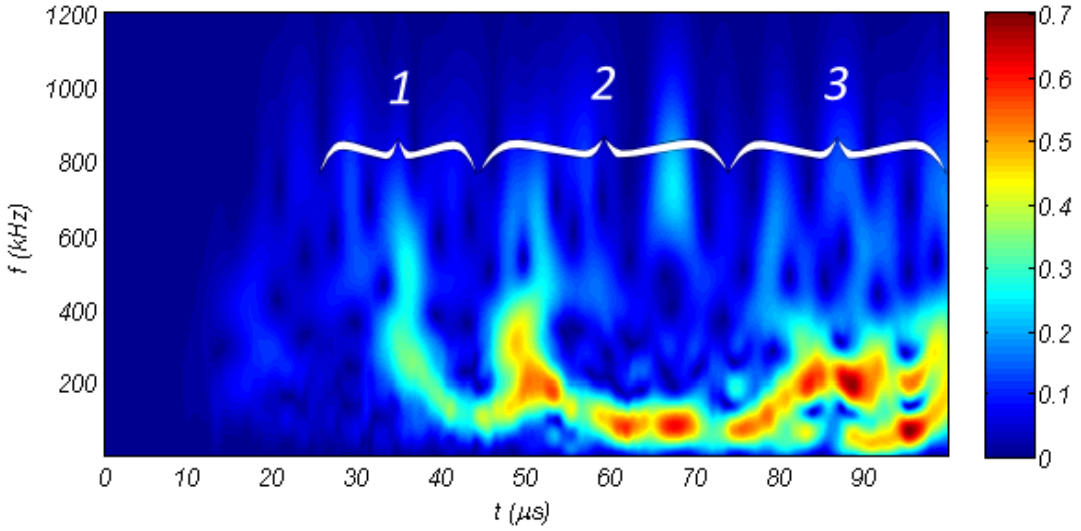

Figure 3. 19 : Transformée en ondelettes continue du signal issu d'une rupture de mine expérimentale sur l'éprouvette EPL80. Le signal est mesuré à 60 mm de la source. L'échelle des couleurs représente la vitesse particulaire en mm/s.

Les TOC calculées pour les signaux de l'éprouvette EPL80 peuvent se diviser en trois sections. Sur les deux transformées, simulée (Figure 3. 18) et expérimentale (Figure 3. 19), les mêmes sections sont observables. De même que pour les signaux temporels, le contenu temps-fréquence comporte plus de différences aux temps longs (au niveau de la section 3). Les TOC calculées pour les signaux des éprouvettes EPL3 et EPL16 sont constituées de seulement deux sections et présentent aussi plus de différences aux temps longs.

On peut supposer que le début des sections 2 et 3 correspondent à l'arrivée d'une réflexion du mode A_0 ($F_{1,1}$ ou apparenté) sur le point de mesure. D'après cette hypothèse, la section n°1 correspond au signal direct, la section n°3 correspond aux réflexions sur les extrémités des éprouvettes et la section n°2, dans le cas de l'éprouvette EPL80, correspond aux réflexions sur les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

bords latéraux. Dans ce dernier cas, les réflexions latérales sont séparées du signal direct car l'éprouvette est suffisamment large pour que la différence de chemin parcourue, entre le signal direct et les réflexions latérales, permette une séparation des deux signaux. Pour confirmer cette hypothèse, le calcul des temps d'arrivée du signal direct et des réflexions est effectué dans la suite de ce travail.

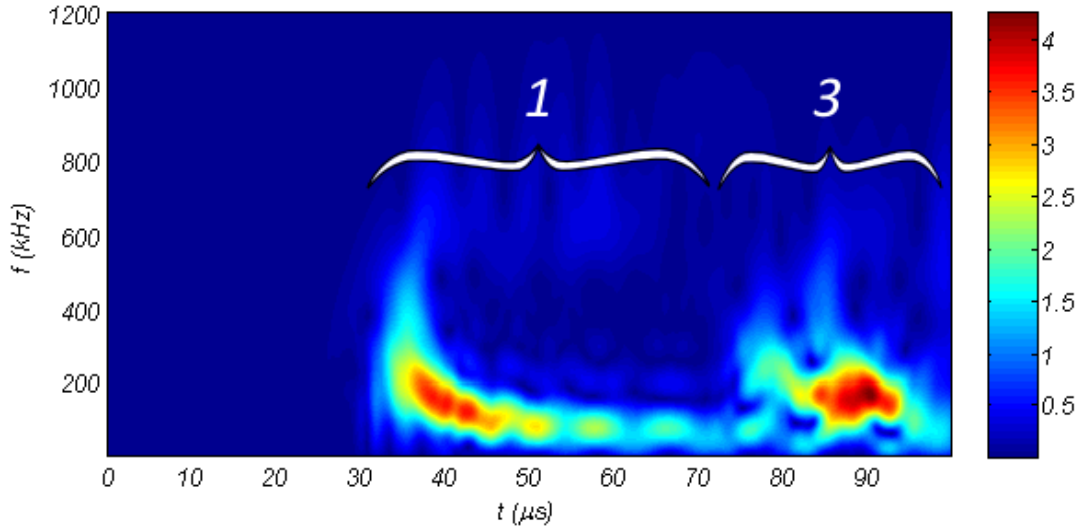

Figure 3. 20 : Transformée en ondelettes continue du signal issu de la simulation d'une rupture de mine sur l'éprouvette EPL3. Le signal est calculé à 60 mm de la source. L'échelle des couleurs représente la vitesse particulaire en mm/s.

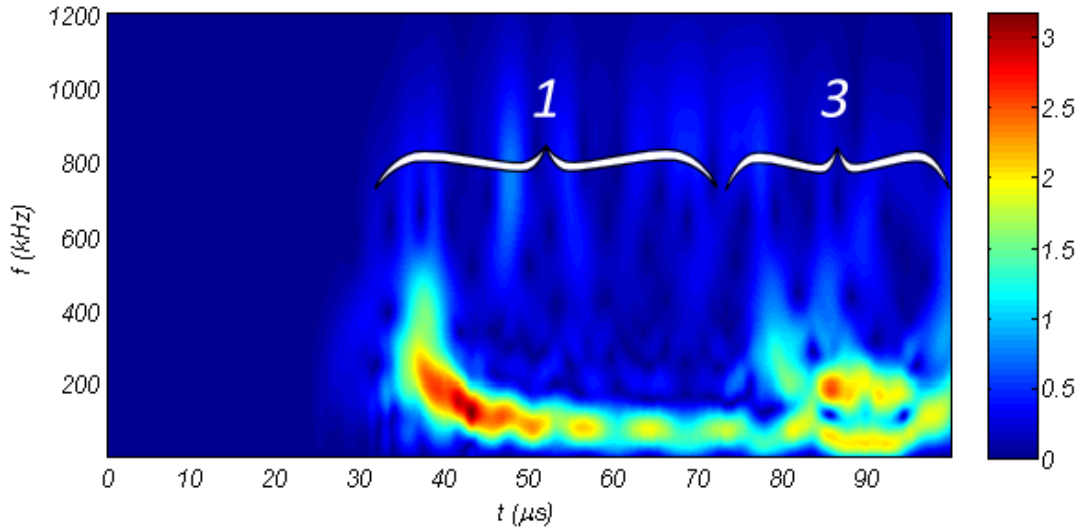

Figure 3. 21 : Transformée en ondelettes continue du signal issu d'une rupture de mine expérimentale sur l'éprouvette EPL3. Le signal est mesuré à 60 mm de la source. L'échelle des couleurs représente la vitesse particulaire en mm/s.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

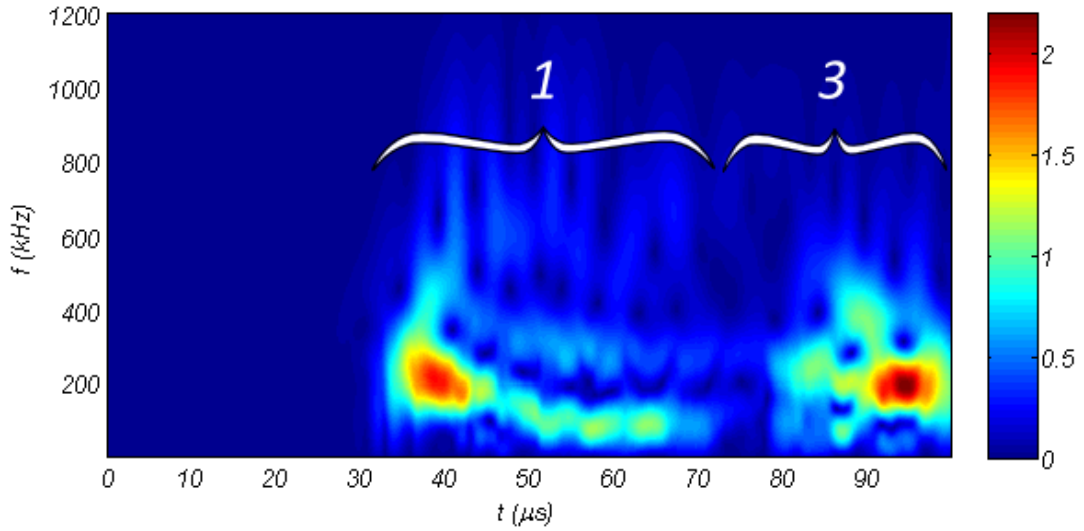

Figure 3. 22 : Transformée en ondelettes continue du signal issu de la simulation d'une rupture de mine sur l'éprouvette EPL16. Le signal est calculé à 60 mm de la source. L'échelle des couleurs représente la vitesse particulaire en mm/s.

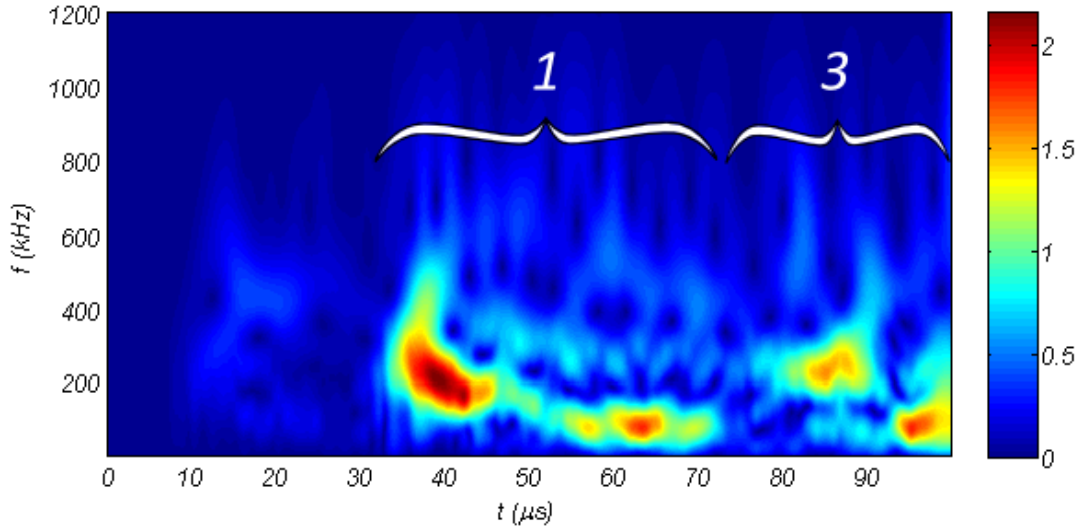

Figure 3. 23 : Transformée en ondelettes continue du signal issu d'une rupture de mine expérimentale sur l'éprouvette EPL16. Le signal est mesuré à 60 mm de la source. L'échelle des couleurs représente la vitesse particulaire en mm/s.

I.4. VALIDATION ET INTERPRETATION DES DIFFERENCES ENTRE SIGNAUX EXPERIMENTAUX ET SIMULES

Plusieurs éléments plaident en faveur d'une validation expérimentale des signaux issus du calcul par éléments finis.

Tout d'abord, les signaux issus du calcul par éléments finis et les signaux expérimentaux se superposent. Cela est vrai qu'il s'agisse de leur évolution temporelle ou de leur transformée de Fourier.

Par ailleurs, le contenu temps-fréquence, illustré par le calcul des TOC est très similaire.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Enfin, les coefficients d'intercorrélation permettent d'avoir une valeur quantitative du taux de ressemblance entre les signaux expérimentaux et simulés. Leur calcul a permis de mettre en évidence une différence plus marquée dans la section 2 (après 70 µs environ).

Bien qu'il soit possible de conclure à la validation des signaux calculés par éléments finis, des différences subsistent et plusieurs questions se posent :

- A quoi correspondent les différentes sections repérées sur les TOC ?
- Pourquoi a-t-on une différence plus marquée entre signaux expérimentaux et simulés à partir d'une certaine durée (marquée par le trait rouge vertical en pointillé sur les formes temporelles) ?

On peut supposer que la réponse à ces questions est liée aux réflexions. En effet, les différences entre signaux peuvent être dues au choix des conditions aux limites dans les calculs par éléments finis. Or, celles-ci déterminent la façon dont le signal est réfléchi aux extrémités de l'éprouvette. De plus, les signaux ont une durée suffisamment longue pour contenir des réflexions. Pour vérifier cette hypothèse, il faut faire l'inventaire des phénomènes de réflexions.

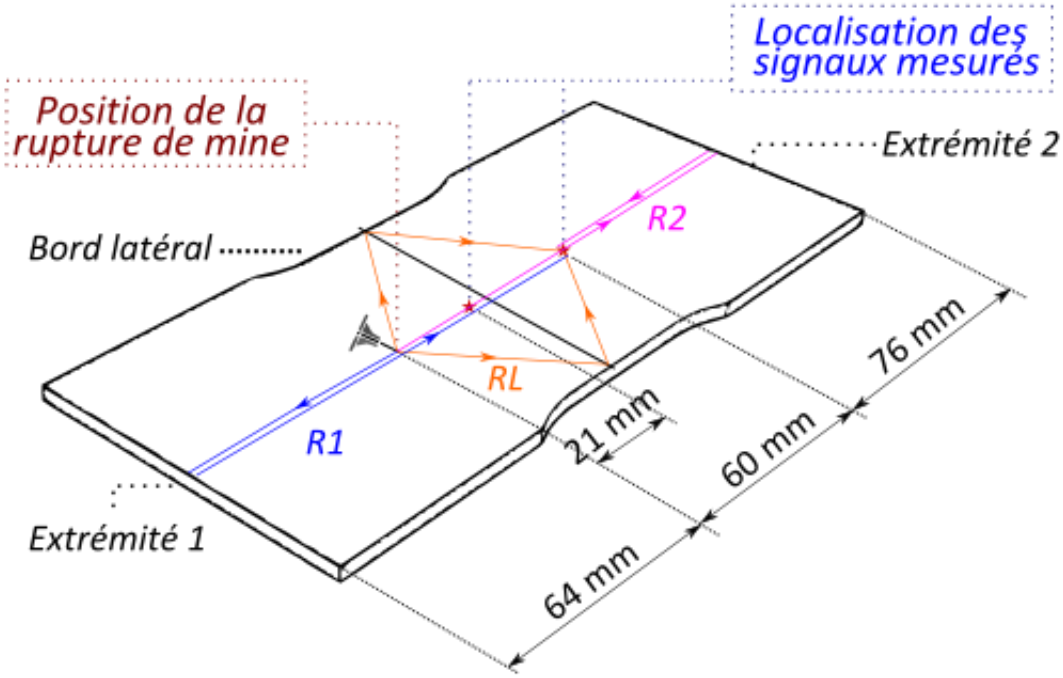

Figure 3. 24 : Schéma représentant le trajet des différentes réflexions dans l'éprouvette EPL80.

I.4.1. Calcul du temps d'arrivée des réflexions

Les réflexions présentes dans les éprouvettes sont (dans l'ordre d'arrivée sur le point de mesure) (Figure 3. 24) :

- Réflexions sur les bords latéraux (RL)
- Réflexion sur l'extrémité 1 (R1)
- Réflexion sur l'extrémité 2 (R2)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Dans l'éprouvette EPL3, la réflexion sur les bords latéraux n'est pas différenciable du signal directement propagé à partir de la source. En effet, les dimensions latérales de cette éprouvette sont trop petites pour que la différence de temps d'arrivée soit suffisamment importante pour permettre une séparation des signaux.

Afin de calculer le temps d'arrivée des réflexions, il est nécessaire de connaitre la vitesse des ondes. Or, lorsque les éprouvettes sont sollicitées par une rupture de mine, seuls les modes fondamentaux antisymétriques (ou de flexion) se propagent avec une grande amplitude. Pour calculer les temps d'arrivée, il suffit donc de connaitre la vitesse de ces modes.

Cette vitesse varie avec la fréquence, cependant, les FFT2D et les TOC montrent que le contenu fréquentiel des signaux se situe principalement dans l'intervalle [50 ;300] kHz. Dans un but de simplification des calculs, la vitesse utilisée est la vitesse à 200 kHz. A cette fréquence, la vitesse du mode A_0 est :

$$v_{A_0} = 2140\ m/s$$

et la vitesse du mode $F_{1,1}$ est :

$$v_{F_{1,1}} = 2090\ m/s$$

La différence de temps d'arrivé entre les réflexions et le signal direct est calculée de la façon suivante :

$$\Delta t = \frac{\Delta d}{v}$$

avec :

- Δt : la différence de temps d'arrivée
- Δd : la différence de chemin parcourue
- $v = v_{A_0}$ ou $v = v_{F_{1,1}}$

Les résultats des calculs de temps d'arrivée des réflexions sont résumés dans le Tableau 3. 2. La vitesse de propagation des signaux n'étant pas unique, une incertitude existe sur les temps d'arrivée :

$$\Delta(\Delta t) = \left(\frac{\Delta(\Delta d)}{\Delta d} + \frac{\Delta v}{v}\right)\Delta t$$

avec :

- $\Delta(\Delta d)$: incertitude sur la différence de chemin parcouru. On prendra $\Delta(\Delta d) = 1\ mm$ (incertitude de positionnement de la rupture de mine expérimentalement).
- Δv : incertitude sur la vitesse de propagation :

$$\Delta v = \left|\frac{v(300\ kHz) - v(50\ kHz)}{2}\right|$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour les deux éprouvettes (EPL3 et EPL80),

$$\Delta v = 550\ m/s$$

Eprouvette	d (mm)	Δd (mm)			Δt (μs)			Temps d'arrivée des signaux (μs)			
		RL	R1	R2	RL	R1	R2	Signal direct	RL	R1	R2
EPL80	*21*	*20*	*128*	*230*	*9*	*60*	*107*	*19*	*28 +/- 3*	*79 +/- 14*	*126 +/- 26*
	60	*40*	*128*	*152*	*19*	*60*	*71*	*26*	*45 +/-5*	*86 +/- 14*	*97 +/- 17*
EPL3	*21*		*128*	*230*		*61*	*110*	*20*		*81 +/- 15*	*130 +/- 27*
	60		*128*	*152*		*61*	*73*	*26*		*87 +/- 15*	*99 +/- 18*

Tableau 3. 2 : tableau indiquant le temps d'arrivée du signal direct (propagé sans réflexion) et les temps d'arrivée des réflexions dans les éprouvettes EPL80 et EPL3.

Quelle que soit l'éprouvette, le temps d'arrivée de la réflexion R2 est supérieur (ou égal) à la durée totale de signal considérée. Elle ne sera donc pas considérée dans la suite de l'étude.

I.4.2. Localisation des réflexions sur les transformées par ondelette

A 60 mm de la source, la réflexion latérale de l'éprouvette EPL80 arrive au point de mesure à 45 μs, R1 à 86 μs et R2 à 97 μs (Tableau 3. 2). Ces temps d'arrivée correspondent au découpage effectué sur la TOC correspondante (Figure 3. 18). Les mêmes observations peuvent être faites pour l'éprouvette EPL3. Cela confirme bien l'hypothèse énoncée précédemment : les sections observées sur les TOC correspondent aux différentes réflexions sur les bords des éprouvettes. Même s'il n'est pas possible de calculer les vitesses de propagation de l'éprouvette EPL16, il est fort probable qu'il en soit de même. Par ailleurs, lorsque l'éprouvette est large (EPL80), les réflexions sur les bords latéraux sont séparées du signal direct.

I.4.3. Localisation des réflexions sur les signaux temporels

Les réflexions sont-elles à l'origine des différences constatées entre les signaux simulés et expérimentaux ?

Deux réflexions sont susceptibles de générer des différences RL et R1 dans le cas de l'éprouvette EPL80. La réflexion RL n'entraine pas de différences. En effet, les signaux expérimentaux et simulés ne cessent pas de se superposer après l'arrivée de ces réflexions, que le signal soit mesuré à 21 mm de la source (temps d'arrivée de RL : 28 +/- 3 μs) ou à 60 mm (temps d'arrivée de RL : 45 +/- 5 μs). De même, la réflexion R1 n'entraine pas de différence notable.

En revanche, dans le cas de l'éprouvette EPL3, il existe des différences entre les signaux. Lorsque le point de mesure est situé à 21 mm de la source, des différences commencent à apparaitre à 76 μs, or le temps d'arrivée de la réflexion R1 est de 81 +/- 15 μs. Lorsque le point de mesure est situé à 60 mm de la source, des différences commencent à apparaitre à 80 μs, or le temps d'arrivée de la réflexion R1 est de 87 +/- 15 μs. La réflexion R1 entraine donc des différences notables entre signaux expérimentaux et simulés.

Dans le cas de l'éprouvette EPL16, de plus grandes différences aux temps longs sont aussi observées. Elles sont aussi sans doute liées aux réflexions (R1 notamment) mais il est plus difficile de le vérifier car les vitesses des modes de propagation ne sont pas connues.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I.4.4. Influence des réflexions sur les transformées de Fourier

Les pics d'antirésonance ou rebonds observés sur les FFT sont liés aux réflexions. En effet, ce phénomène a déjà été observé par Hamstad [79] qui parle de spectres plus ou moins distordus pour le décrire. Il a donc constaté que les réflexions peuvent être à l'origine de distorsions des spectres lorsque les échantillons sont moins larges et que les signaux contiennent plus de réflexions. Cette constatation semble se vérifier sur les résultats présentés dans ce travail puisque les spectres des éprouvettes les moins larges sont les plus distordus. Cela semble être un indice intéressant pour juger de la présence et de l'importance des réflexions au sein d'un signal.

Le signal calculé par éléments finis à 60 mm de la source sur l'éprouvette EPL80 est perturbé par plusieurs réflexions. La première réflexion, RL, arrive à t = 45 µs. la FFT calculée sur le signal entre 0 et 45 µs ne présente pas de distorsion alors que la FFT calculée sur le même signal entre 0 et 60 µs (qui contient l'onde directe et les réflexions latérales) présente des distorsions (Figure 3. 25).

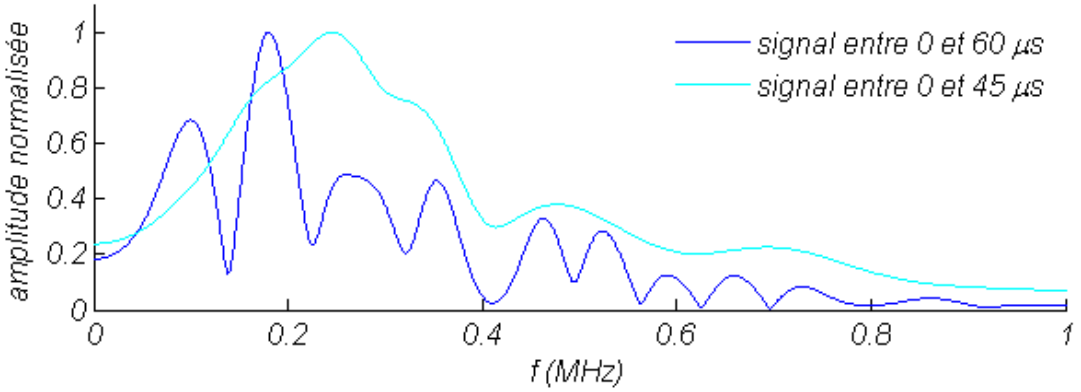

Figure 3. 25 : Influence des réflexions sur la FFT du signal calculé par éléments finis à 60 mm de la source sur l'éprouvette EPL80.

Les signaux expérimentaux et simulés présentent de grandes similitudes que ce soit sur leur représentation temporelle, fréquentielle ou temps-fréquence. De plus les coefficients d'intercorrélation sont quasiment tous supérieurs à 0,5. Les signaux sont donc suffisamment proches pour conclure que les simulations de rupture de mine sont représentatives de la réalité. Les modèles par éléments finis et les paramètres utilisés sont donc validés et pourront être réutilisés pour d'autres simulations.

Il subsiste cependant des différences entre les signaux expérimentaux et simulés. Il a été montré que ces différences apparaissent à l'arrivée des réflexions sur les extrémités des éprouvettes. Ces différences peuvent donc être associées au choix des conditions aux limites au niveau de ces extrémités. En effet celles-ci influencent la façon dont le signal se réfléchit. Or, expérimentalement, l'éprouvette repose sur des barreaux en acier, notion difficile à traduire en simulation. A l'inverse, les réflexions sur les bords latéraux ne génèrent pas de différences notables entre les signaux. Cela montre que les surfaces libres sont bien représentées en simulation.

Par ailleurs, la rupture de mine excite principalement les basses fréquences (entre 0 et 300 kHz). Dans les cas où il est possible d'identifier les modes (éprouvettes EPL80 et EPL3), seuls les modes fondamentaux sont excités. Les modes antisymétriques ou de flexion sont les plus sollicités.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II. VALIDATION DE LA PRISE EN COMPTE DE L'EFFET DU CAPTEUR SUR LE SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE

Le capteur a une influence sur la forme temporelle et le contenu fréquentiel du signal d'EA. Pour étudier comment celui-ci transforme le signal et la perte d'information qui en résulte, les fonctions de sensibilité en émission et réception d'un capteur PAC µ80 ont été mesurées par réciprocité. Elles sont utilisées comme fonction de transfert dans la chaine d'acquisition pour modéliser l'effet capteur.

II.1. CALCUL DES FONCTIONS DE SENSIBILITE D'UN CAPTEUR µ80

Les graphes présentés par la suite ne montrent que le module de la fonction de transfert. Ce dernier rend le mieux compte des bandes de fréquences sur lesquelles la sensibilité du capteur est plus ou moins grande.

II.1.1. Fonctions de sensibilité obtenues à l'aide d'une fonction gaussienne.

Dans les travaux effectués par Dia [45], la source utilisée pour la calibration des capteurs est une unipolaire gaussienne.

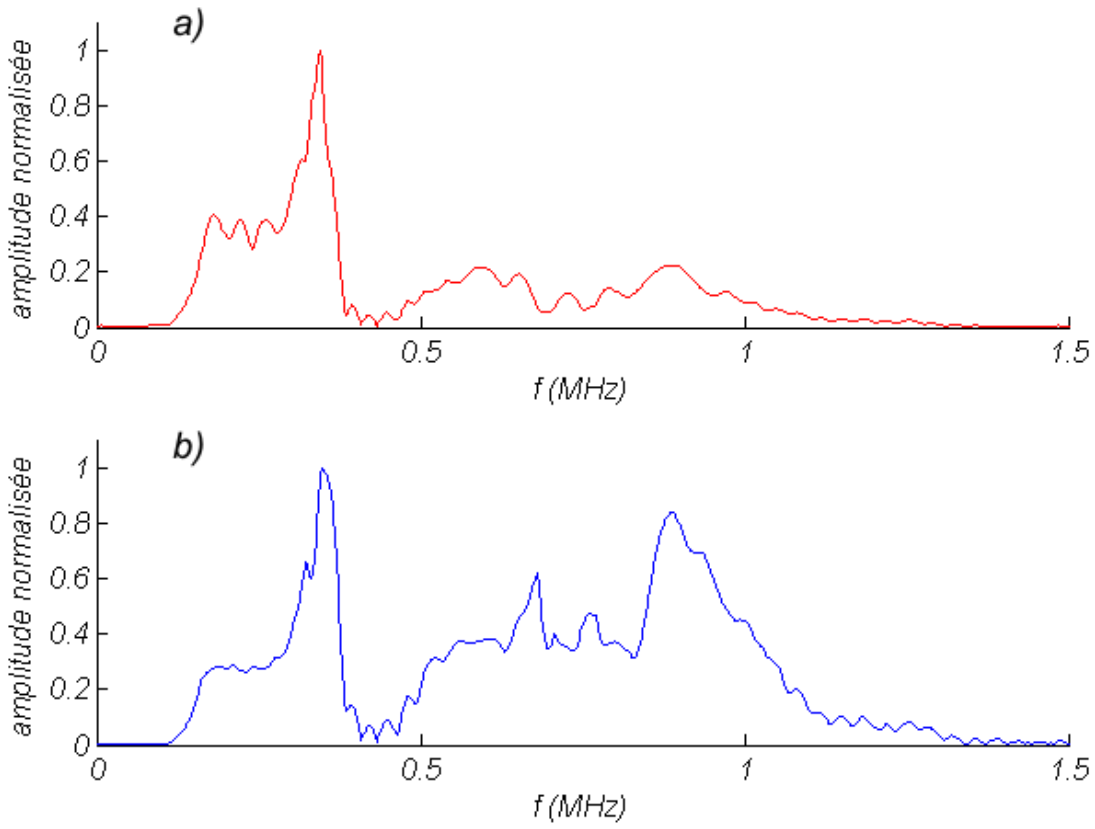

Figure 3. 26 : Modules des courbes de calibration d'un capteur µ80, calculées à l'aide de la méthode de réciprocité. La source est une Gaussienne unipolaire. (a) Courbe en émission. (b) Courbe en réception.

Jusqu'à 500 kHz, le comportement du capteur est équivalent en émission et réception. La présence de deux pics de résonance à 350 kHz et 450 kHz est particulièrement notable (Figure 3. 26). Au-delà de 500 kHz, deux pics de résonance sont observables à 650 et 890 kHz mais le capteur a un comportement différent en émission et réception. La courbe de sensibilité en émission est de plus

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

faible amplitude que la courbe en réception. Cela signifie que le capteur n'émet pas un signal haute-fréquence aussi aisément qu'il le mesure.

II.1.2. Fonctions de sensibilité obtenues à l'aide d'un chirp

Dans les travaux effectués au cours de cette thèse, la source utilisée comme signal de consigne, lorsque le capteur est utilisé comme émetteur, est un chirp (Figure 2. 2). C'est la raison pour laquelle une calibration utilisant cette même source est effectuée.

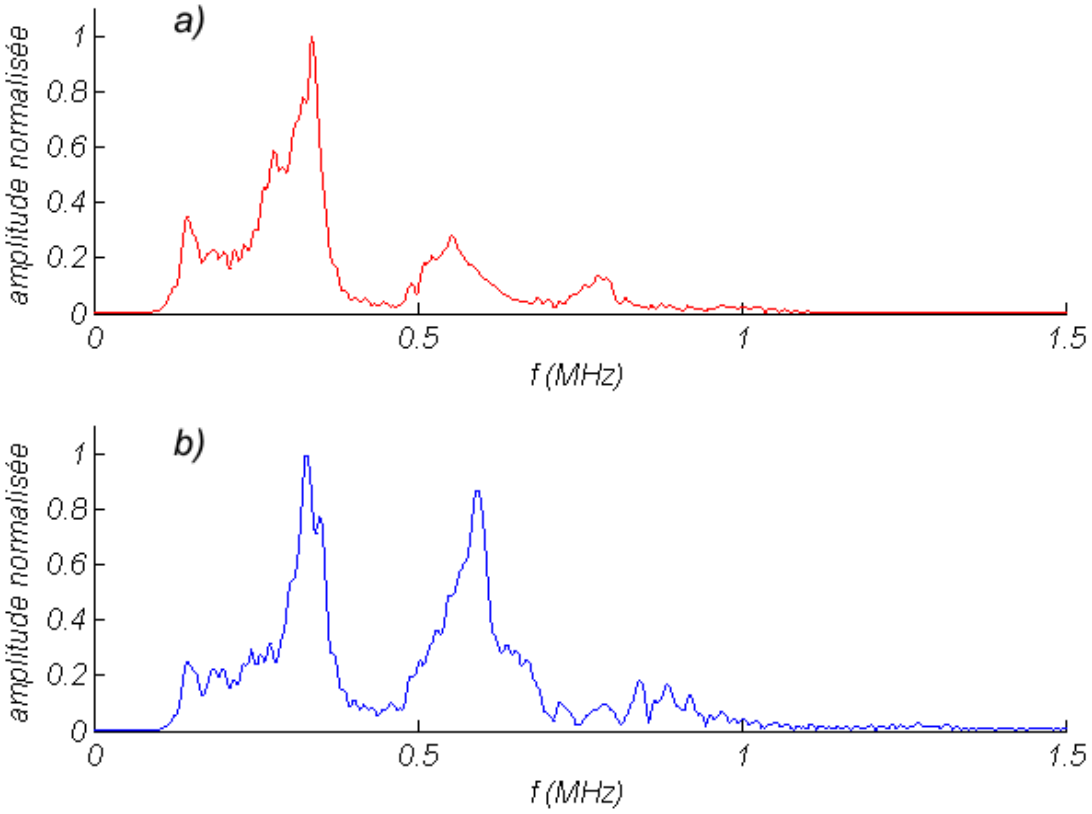

Figure 3. 27 : Modules des courbes de calibration d'un capteur µ80, calculées à l'aide de la méthode de réciprocité. La source est un Chirp. (a) Courbe en émission. (b) Courbe en réception.

Encore une fois, le comportement en émission et réception est similaire pour les fréquences inférieures à 500 kHz (Figure 3. 27). Au-delà de 500 kHz, des différences apparaissent. Deux pics de résonnance sont présents dans les deux cas (émission et réception), mais en réception le pic situé à 590 kHz est de plus grande amplitude qu'en émission (Figure 3. 27 b)).

En conclusion, en deçà de 500 kHz, il existe peu de différences entre les courbes obtenues Figure 3. 26 et Figure 3. 27. En revanche, au-delà de 500 kHz les différences sont notables (surtout en réception : Figure 3. 26 (b) et Figure 3. 27 (b)). Les pics de résonnance sont situés à des fréquences différentes et le pic proche du MHz est de très faible amplitude lorsque la source utilisée est un chirp (Figure 3. 27 (b)). La calibration est donc en partie dépendante du signal électrique d'entrée utilisé.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.2. VALIDATION DE LA PRISE EN COMPTE DE L'EFFET D'UN CAPTEUR $\mu 80$ EN RECEPTION

Avant d'utiliser les fonctions de sensibilité, mesurées par réciprocité, comme fonction de transfert, une validation expérimentale doit être effectuée. La fonction de sensibilité utilisée pour cette validation est celle d'un capteur µ80 en réception, obtenue à l'aide d'une unipolaire gaussienne (Figure 3. 26 (b)). L'effet d'ouverture du capteur n'est pas pris en compte dans cette validation. Le protocole expérimental est décrit dans le chapitre 2.

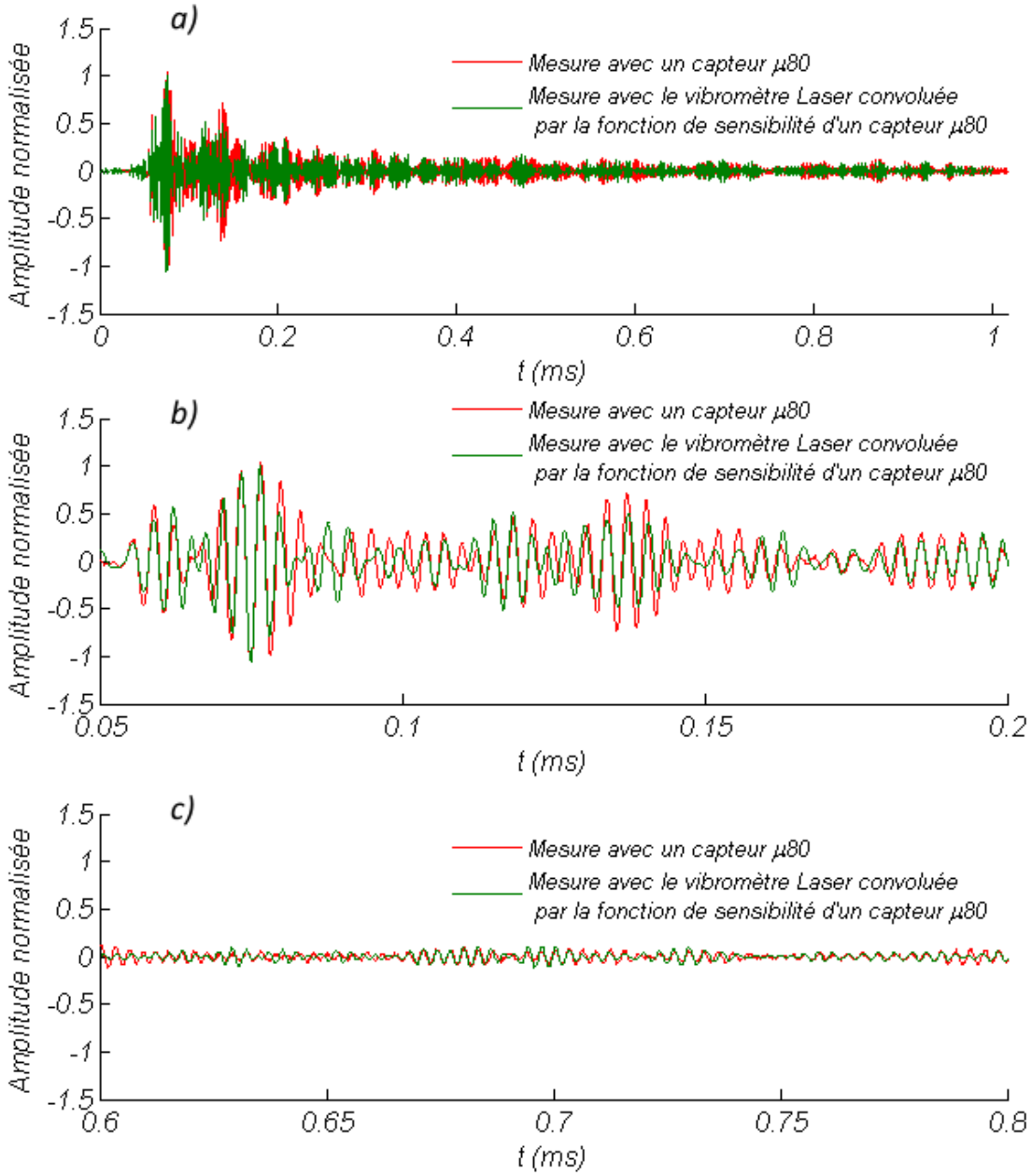

Figure 3. 28 : Comparaison de l'évolution temporelle d'un signal obtenu par convolution de la sensibilité d'un capteur µ80 avec un signal mesuré par le vibromètre laser et du signal mesuré directement par un capteur µ80, sur l'éprouvette EPL16. Les signaux sont mesurés à 50 mm de la source. a) Signal complet. b) Zoom sur le début. c) Zoom sur la fin.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

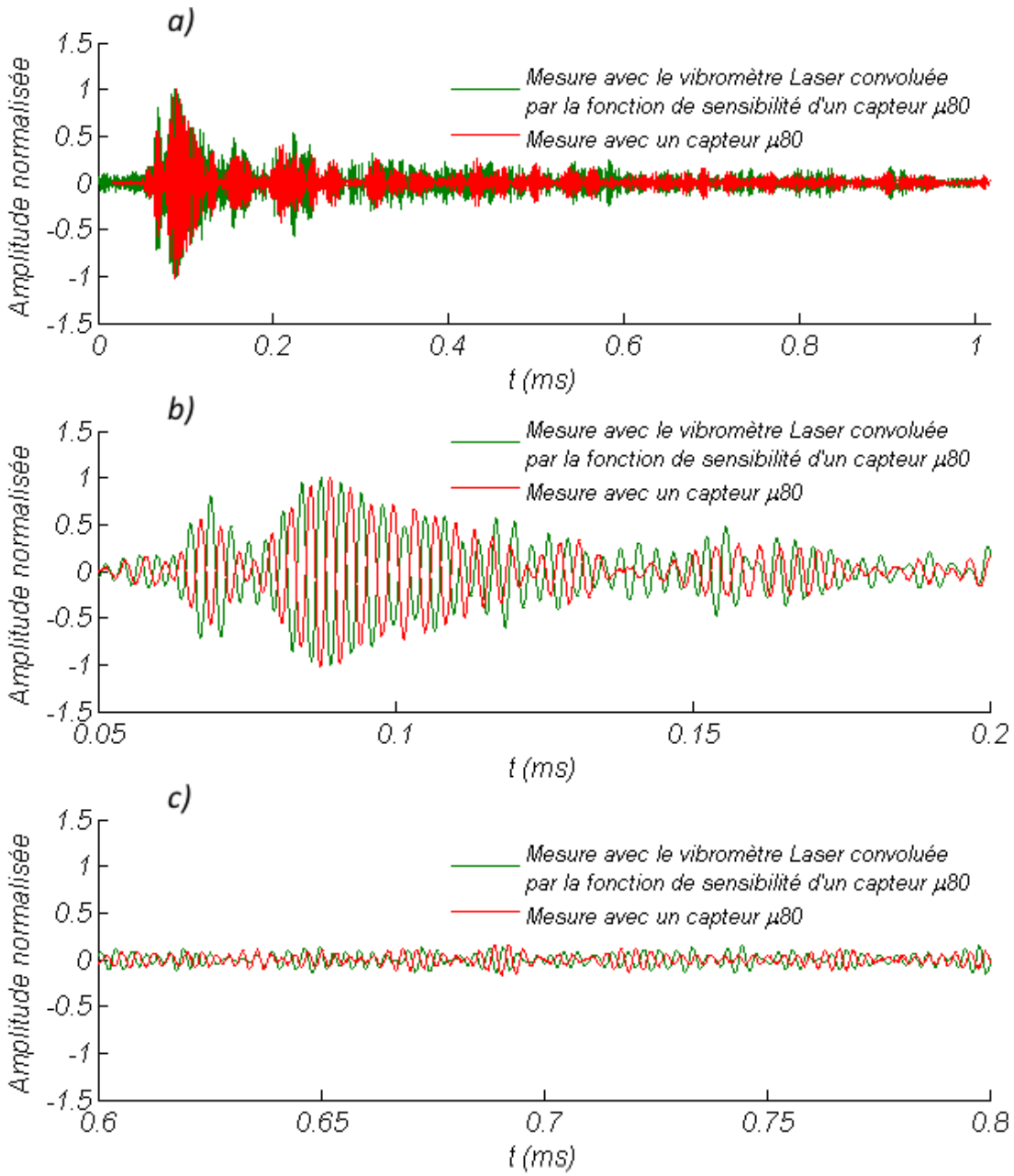

Figure 3. 29 : Comparaison de l'évolution temporelle d'un signal obtenu par convolution de la sensibilité d'un capteur µ80 avec un signal mesuré par le vibromètre laser et du signal mesuré directement par un capteur µ80, sur l'éprouvette EPL16. Les signaux sont mesurés à 80 mm de la source. a) Signal complet. b) Zoom sur le début. c) Zoom sur la fin.

Les résultats (Figure 3. 28 et Figure 3. 29) montrent l'évolution temporelle superposée de deux signaux, ainsi que des agrandissements sur plusieurs intervalles de temps. Le signal en vert est calculé en effectuant le produit de convolution du signal mesuré par le vibromètre Laser, par la réponse impulsionnelle (transformée de Fourier inverse de la fonction de sensibilité) d'un capteur µ80. Le signal en rouge est directement mesuré par un capteur µ80. L'amplitude des signaux n'étant pas du même ordre de grandeur, leur évolution est normalisée afin de pouvoir les comparer.

Quelle que soit la distance entre la source et le point de mesure, les signaux calculés par convolution et mesurés par le capteur µ80 sont similaires, cela est particulièrement vrai sur le

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

signal à 50 mm de la source (Figure 3. 28). Par ailleurs la bonne corrélation des signaux est vraie jusqu'à 1 ms (Figure 3. 28 (c) et Figure 3. 29 (c)). Le coefficient d'intercorrélation est calculé pour les deux distances, sur la durée totale des signaux (de 0 à 1 ms). Il est égal à 0,76 à 50 mm de la source et à 0,64 à 80 mm. Dans les deux cas il est supérieur à 0,5. Tous ces éléments permettent de conclure à une validation de la prise en compte de l'effet du capteur en réception.

Quelques différences subsistent, elles peuvent être expliquées par différents facteurs :

- Tout d'abord, le matériau utilisé lors de la calibration : Goujon et Baboux [43] ont montré que la calibration par réciprocité est influencée par la nature du matériau du bloc utilisé. Or la calibration a été effectuée sur un bloc d'acier alors que les mesures de validation expérimentale ont été faites sur des éprouvettes en aluminium.
- Ensuite, la fixation du capteur : lors de la mesure des courbes de sensibilité par réciprocité, les capteurs sont fixés au bloc en acier par des aimants en contact avec ce bloc. Les ondes se propageant à partir de l'émetteur peuvent donc se réfléchir aux interfaces entre les aimants et le bloc. Ces réflexions sont susceptibles de perturber les signaux.
- Enfin, la pression exercée sur le capteur lors de la mise en position : les capteurs sur le bloc (pour la mesure des courbes de sensibilité) ou sur l'éprouvette (pour la validation expérimentale) ne sont pas maintenus par le même dispositif. Il peut donc y avoir des différences de pression exercées sur le capteur ce qui engendre des différences au niveau du contact entre le capteur et la surface de l'échantillon.

Enfin, rappelons que pour simuler l'effet du capteur en réception, c'est la fonction de sensibilité obtenue à l'aide d'une unipolaire gaussienne qui est utilisée (Figure 3. 26). C'est donc cette fonction de sensibilité qui sert, dans la suite de ce travail, à simuler l'effet d'un capteur μ80 en réception.

III. VALIDATION DU SIGNAL GENERE PAR UN CAPTEUR EMETTEUR

III.1. SIMULATION DU SIGNAL EMIS PAR UN CAPTEUR EMETTEUR DANS L'EPROUVETTE EPL3

L'éprouvette EPL3 est placée entre deux barres en acier (faisant office de mors) à chacune de ses extrémités ; ces mors sont encastrés à la surface pour maintenir l'ensemble en position (Figure 3. 30). Le signal de consigne est un chirp (Chapitre 2, Figure 2. 2). Pour prendre en compte l'effet du capteur en émission, le chirp est convolué par la sensibilité en émission d'un capteur μ80. La fonction de sensibilité mesurée à partir du même chirp (Figure 3. 27 (a)) est utilisée pour la convolution. Le signal post-émetteur est transmis à l'éprouvette sous la forme d'une pression perpendiculaire à la surface. La surface sollicitée correspond à la surface active de l'émetteur (Figure 2. 4).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

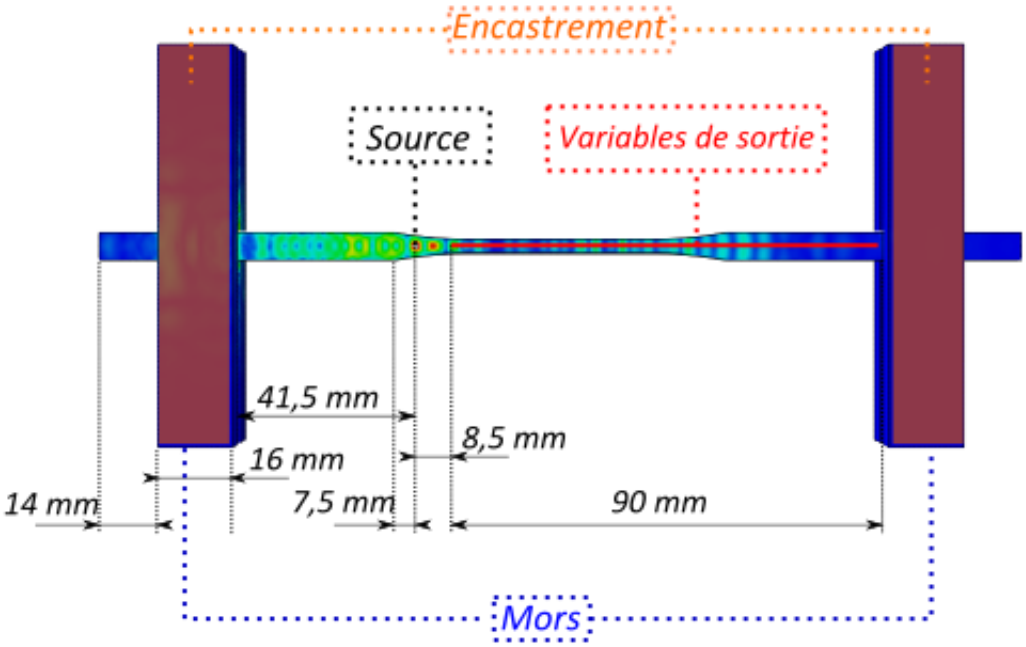

Figure 3. 30 : Schéma de la simulation par EF du signal émis par un capteur µ80 dans l'éprouvette EPL3 serrée par des mors.

La vitesse de déplacement perpendiculaire à la surface des nœuds du maillage situés dans le plan médian de l'éprouvette (de 8,5 mm de la source à 98,5 mm) est calculée (Figure 3. 30). Avant d'être traités et comparés aux signaux expérimentaux, les signaux simulés sont rééchantillonnés en temps : $\Delta t = 0{,}01\ \mu s$ et en espace : $\Delta x = 200\ \mu m$. Seule l'éprouvette EPL3 a été utilisée pour cette validation.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL DE VALIDATION DE LA SIMULATION DU SIGNAL EMIS PAR UN CAPTEUR EMETTEUR DANS L'EPROUVETTE EPL3

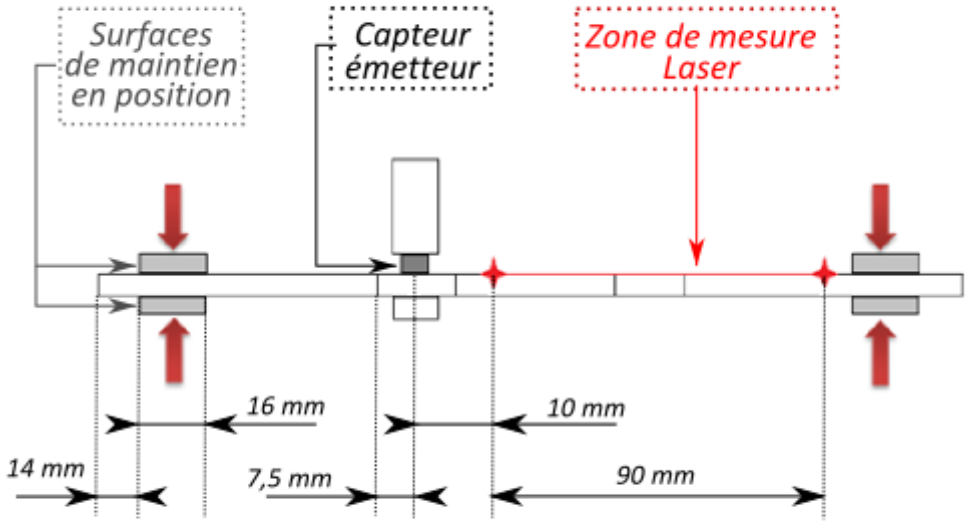

Figure 3. 31 : Dispositif de validation expérimentale d'un signal émis par un capteur μ80 dans l'éprouvette EPL3 serrée dans des mors.

Expérimentalement, L'éprouvette EPL3 est maintenue en position à l'aide de deux étaux à rotule positionnés face à face (Chapitre 2, Figure 2. 15). Ce maintien en position a été choisi afin de s'approcher du maintien d'une éprouvette lors d'un essai de traction. Le capteur émetteur μ80 est maintenu à la surface de l'éprouvette à l'aide d'un système à vis et ressort et le couplage est assuré par de la graisse à vide. Le signal de consigne, un chirp, est envoyé à l'émetteur à l'aide du générateur de fonctions. L'émetteur transforme le signal électrique en sollicitation mécanique.

La vitesse particulaire en surface est mesurée par le vibromètre à des distances comprises entre 10 et 90 mm de l'émetteur, dans le plan médian, avec un pas de déplacement de 200 μm (Figure 3. 31). Pour avoir un signal suffisamment long avec une bonne précision, l'oscilloscope est réglé pour enregistrer des signaux d'une durée de 400 μs avec un pas de temps de 0,04 μs.

Le rapport signal sur bruit des signaux mesurés étant faible, le signal de consigne émis par le générateur est envoyé par salves à l'émetteur. Cela permet de faire plusieurs mesures à une même position et de moyenner les signaux. Ces derniers sont moyennés sur 512 réalisations ce qui permet de réduire le niveau de bruit.

La durée du signal (400 μs) est plus importante que pour la validation associée à une rupture de mine. Tout d'abord car le début d'acquisition du signal peut être fixé de façon plus précise. Ensuite car le moyennage des signaux permet d'avoir une acquisition moins bruitée.

Comme les signaux simulés, les signaux expérimentaux sont rééchantillonnés de façon à avoir un pas de temps $\Delta t = 0{,}01\ \mu s$ et un pas de déplacement $\Delta x = 200\ \mu m$, avant d'être analysés et comparés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.3. RESULTATS

III.3.1. Comparaison temporelle des signaux expérimentaux et simulés

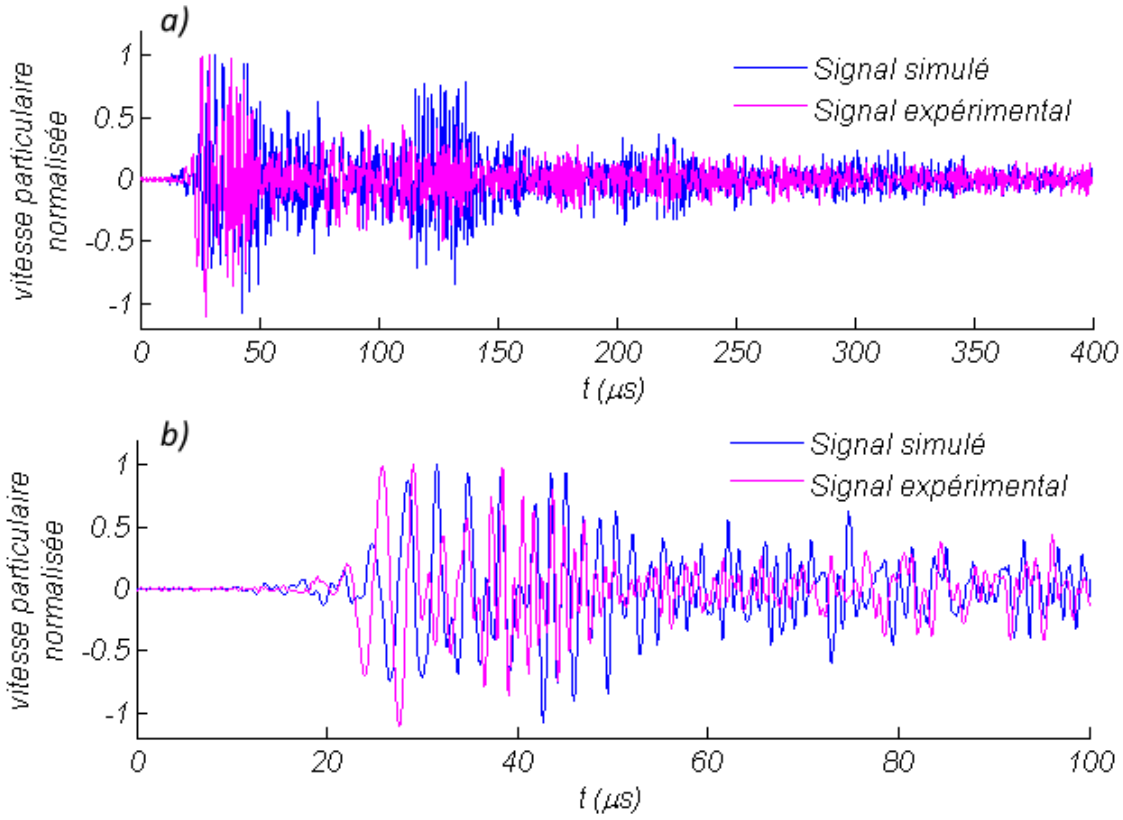

Figure 3. 32 : Comparaison des signaux expérimentaux et simulés, à 30 mm de la source dans l'éprouvette EPL3. Le signal d'excitation est un Chirp émis par un capteur émetteur PAC μ80. (a) signal complet. (b) zoom sur l'intervalle [0 ; 100] μs.

L'amplitude des signaux n'étant pas du même ordre de grandeur, leur évolution est normalisée afin de pouvoir les comparer.

L'évolution des signaux expérimentaux et simulés présente moins de similitudes que dans le cas de la validation des signaux associés à une rupture de mine (Figure 3. 32 et Figure 3. 33). Cela est aussi vrai lorsque l'on considère l'intervalle [0 ; 100] μs sur lequel le signal est moins affecté par les réflexions (Figure 3. 32 (b) et Figure 3. 33 (b)). A 30 mm de la source, un paquet d'onde de grande amplitude est présent à t=110 μs sur le signal issu du calcul par éléments finis. Ce paquet d'onde est absent du signal expérimental mesuré à la même distance (Figure 3. 32 (a)).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

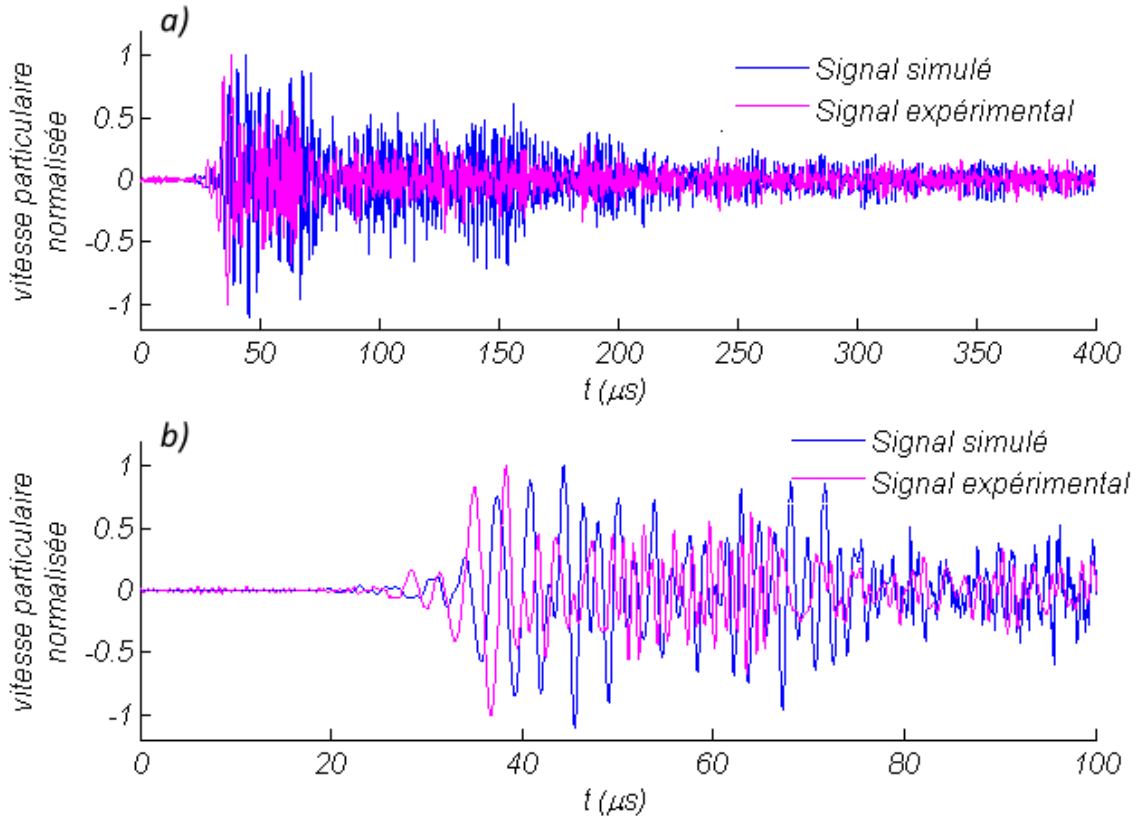

Figure 3. 33 : Comparaison des signaux expérimentaux et simulés, à 60 mm de la source dans l'éprouvette EPL3. Le signal d'excitation est un Chirp émis par un capteur émetteur PAC µ80. (a) signal complet. (b) zoom sur l'intervalle [0 ;100] µs.

III.3.2. Comparaison du spectre fréquentiel des signaux expérimentaux et simulés

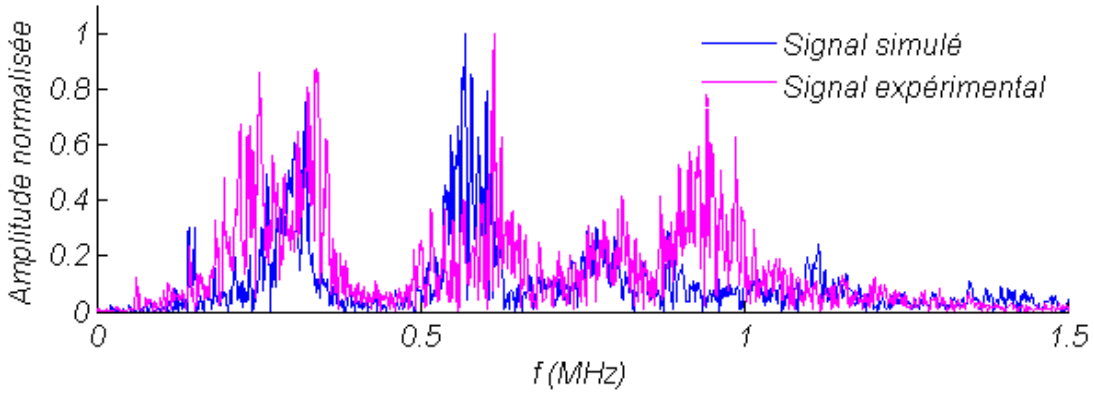

Figure 3. 34 : Comparaison des FFT d'un signal expérimental et d'un signal simulé, issus de l'émission d'un Chirp par un capteur µ80, à 30 mm de la source, sur l'éprouvette EPL3.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

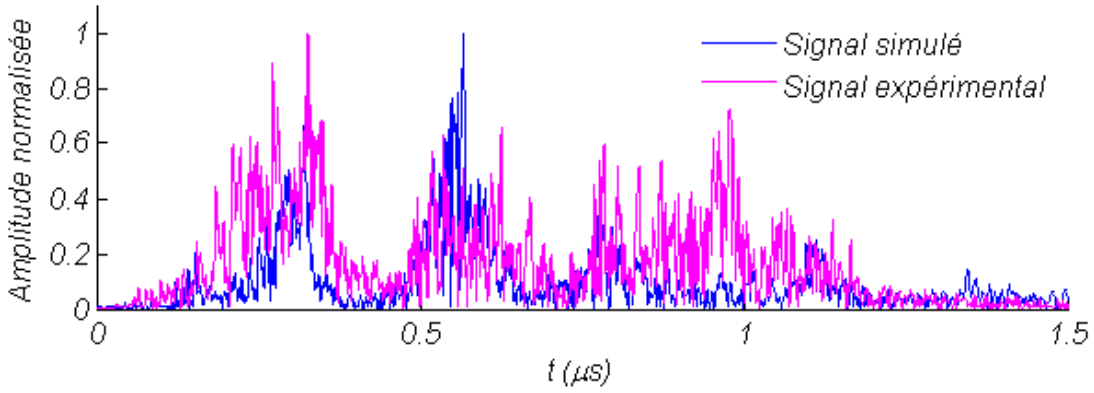

Figure 3. 35 : Comparaison des FFT d'un signal expérimental et d'un signal simulé, issus de l'émission d'un Chirp par un capteur μ80, à 60 mm de la source, sur l'éprouvette EPL3.

Les transformées de Fourier évoluent peu d'une distance de propagation (Figure 3. 34 à 30 mm) à une autre (Figure 3. 35 à 60 mm) et les mêmes différences sont visibles entre les FFT simulées et expérimentales. Trois pics de fréquence sont visibles sur les deux FFT. Le premier pic est situé autour de 350 kHz, le second autour de 550-600 kHz et le troisième à 800 kHz. Sur les FFT expérimentales, un autre pic (absent des FFT simulées), est présent à une fréquence de 250 kHz. Le second pic (à 600 kHz) est de plus faible amplitude et plus étendu. Enfin, un dernier pic totalement absent des FFT simulées, est observable à une fréquence de 950 kHz.

III.3.3. Calcul des coefficients d'intercorrélation

Pour évaluer le taux de ressemblance entre les signaux expérimentaux et simulés, le calcul du coefficient d'intercorrélation est effectué entre un signal issu du calcul par éléments finis et le signal expérimental correspondant. Ce calcul est réalisé sur l'intégralité des signaux (entre 0 et 400 μs) et sur le début (entre 0 et 100 μs). Les résultats sont exposés dans le Tableau 3. 3.

Distance source-point de mesure	Intervalle [0 ; 400] μs	Intervalle [0 ; 100] μs
30 mm	0,17	0,28
60 mm	0,22	0,36

Tableau 3. 3 : Comparaison des coefficients d'intercorrélation entre les signaux simulés et expérimentaux générés à l'aide d'un capteur émetteur.

Les coefficients d'intercorrélation sont plus élevés dans l'intervalle [0 ;100] μs. Les signaux étant moins influencés par les réflexions dans cet intervalle de temps, ceci peut vouloir dire qu'il existe des différences entre les conditions aux limites expérimentales et simulées. Néanmoins, même entre 0 et 100 μs, les coefficients d'intercorrélation restent faibles (<0,5). Dans ce cas, les différences peuvent donc aussi provenir de la simulation de l'effet du capteur en émission.

III.3.4. Comparaison des transformées de Fourier 2D des signaux expérimentaux et simulés

Dans le cas des signaux issu du calcul par éléments finis (Figure 3. 36 (a)) comme dans le cas des signaux expérimentaux (Figure 3. 36 (b)), les modes fondamentaux $F_{1,1}$ et $L_{0,1}$ sont sollicités sur les mêmes bandes de fréquences.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

La principale différence réside dans la sollicitation du mode $F_{1,3}$. Il est présent sur la FFT2D expérimentale mais absent de la FFT2D simulée. C'est le seul mode excité autour de 950 kHz. C'est donc lui qui est responsable de la présence du pic supplémentaire sur les FFT expérimentales (Figure 3. 34 et Figure 3. 35).

D'autres différences sont observables. Tout d'abord, seul un maximum d'amplitude est visible sur le mode $F_{1,1}$ de la FFT2D simulée (à 350 kHz) alors que deux sont présents sur la FFT2D expérimentale (à 250 et 350 kHz). C'est ce mode qui est responsable de la présence des pics basse fréquence sur les FFT (Figure 3. 34 et Figure 3. 35). Ensuite, le mode $L_{0,1}$ (à 600 kHz) a une plus grande amplitude sur la FFT2D simulée. Il correspond au second pic de fréquence des FFT.

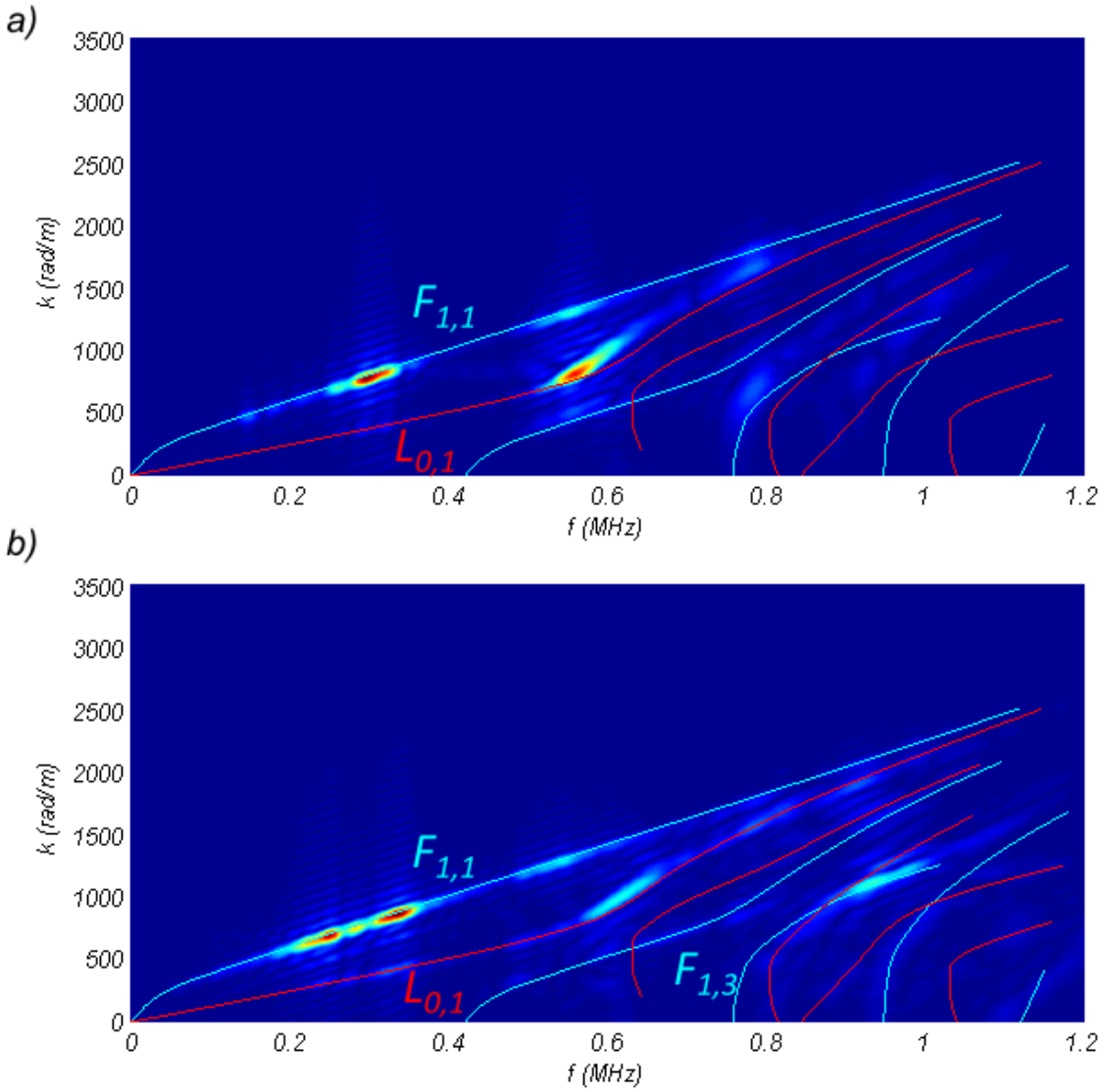

Figure 3. 36 : Transformées de Fourier 2D calculées à partir des signaux issus de l'émission d'un Chirp par un capteur µ80 dans l'éprouvette EPL3. (a) Transformée de Fourier 2D calculée à partir des signaux simulés. (b) Transformée de Fourier 2D calculée à partir des signaux expérimentaux.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.3.5. Comparaison du contenu temps-fréquence des signaux expérimentaux et simulés

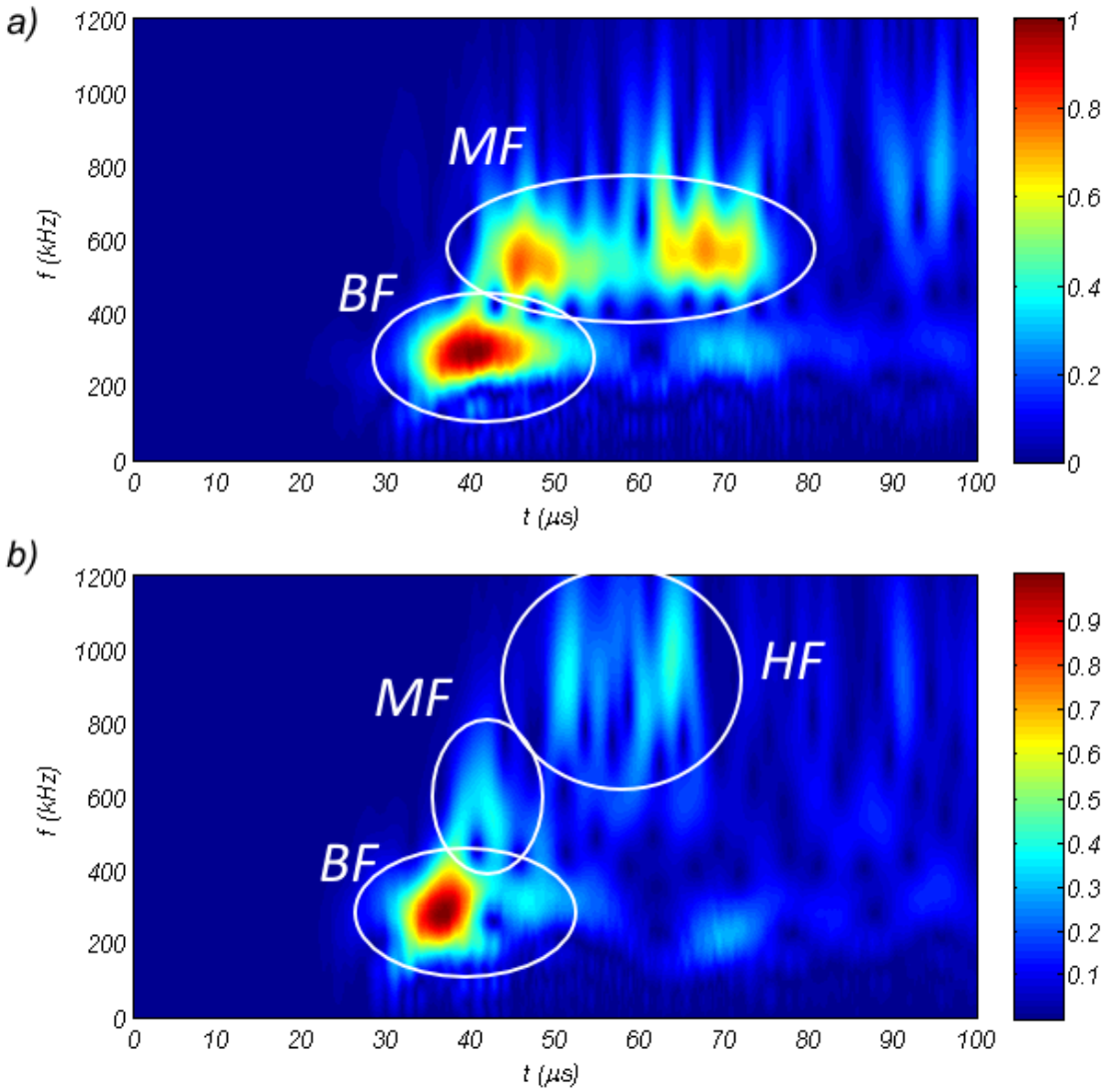

Figure 3. 37 : Transformées en Ondelettes Continues (TOC) calculées à partir des signaux issus de l'émission d'un Chirp dans l'éprouvette EPL3 par un capteur µ80. (a) TOC calculée à partir d'un signal simulé à 60 mm de la source. (b) TOC calculée à partir d'un signal expérimental mesuré à 60 mm de la source.

Les TOC des signaux expérimentaux et simulés sont calculées et comparées sur l'intervalle de temps [0 ; 100] µs afin de minimiser la présence de réflexions. Elles se divisent en plusieurs sections :

- Section 1 (BF) : basse fréquence, entre 200 et 400 kHz.
- Section 2 (MF) : fréquence moyenne, entre 400 et 600 kHz.
- Section 3 : Présente uniquement sur la TOC expérimentale. Haute fréquence, entre 800 et 1,2 MHz.

Par comparaison des bandes de fréquence sollicitées sur les TOC avec celles sollicitées sur les FFT2D, la section 1 correspond au mode $F_{1,1}$, la section 2 au mode $L_{0,1}$ et la section 3 au mode $F_{1,3}$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

De même que les FFT2D, les TOC montrent un contenu basse fréquence bien représenté en simulation mais un contenu haute fréquence présentant des différences.

III.4. INTERPRETATION DES DIFFERENCES ENTRE SIGNAUX EXPERIMENTAUX ET SIMULES

Les différences observables, tant sur l'évolution temporelle des signaux simulés et expérimentaux que sur leur spectre en fréquence, sont nombreuses. De plus, les coefficients d'intercorrélation entre les signaux simulés et les signaux expérimentaux correspondants sont inférieurs à 0,5. Il ne semble donc pas possible de conclure à une validation d'après ces résultats. Cela met en évidence la difficulté de valider expérimentalement la modélisation de l'EA dès que les conditions (conditions aux limites, présence d'un capteur) sont plus complexes (par rapport à la rupture de mine).

Néanmoins, les résultats sont intéressants car il a été possible de mesurer une grande quantité de signaux au niveau expérimental. Ceci a permis de comparer les FFT2D expérimentale et simulée, ce qui n'a pas été possible dans le cas de la validation du signal généré par une rupture de mine. Il semble donc intéressant d'identifier l'origine des différences entre les signaux expérimentaux et simulés, afin de mettre en évidence les points à améliorer pour de futures validations expérimentales.

Les principales différences répertoriées lors de la comparaison des résultats sont :

- Une différence de prise en compte des réflexions et notamment la présence de paquets d'onde de grande amplitude sur les signaux simulés (Figure 3. 32 (a)).
- Un contenu haute fréquence absent, dû à l'absence de sollicitation du mode $F_{1,3}$ en simulation (Figure 3. 36).

III.4.1. Différences sur les formes temporelles

Afin de savoir à quoi correspondent les paquets d'ondes de grande amplitude sur les signaux simulés, il faut analyser la déformation en 3D de l'éprouvette en fonction du temps.

L'étude des déformations sur ABAQUS permet d'identifier les modes de propagation et leurs réflexions (Figure 3. 38). Le mode $F_{1,1}$ est d'abord excité par la source, puis le mode $L_{0,1}$. Ces modes sont reconnaissables par leur forme caractéristique. Le mode $F_{1,1}$, comme son nom l'indique, sollicite l'éprouvette en flexion et le mode $L_{0,1}$ en compression. Ces deux modes se propagent, passent entre les mors et se réfléchissent aux extrémités. La réflexion du mode $F_{1,1}$ est quasiment invisible, en effet, comme ce mode déforme la poutre en flexion, il a plus de difficulté à passer la barrière des mors contrairement au mode longitudinal. On observe donc principalement la réflexion du mode $L_{0,1}$ (Figure 3. 38 b)). Cette réflexion atteint le point de mesure (situé à 30 mm) à t = 110 µs. On peut donc en déduire que le paquet d'onde présent sur les formes temporelles simulées au même instant est la réflexion du mode $L_{0,1}$ sur l'extrémité de l'éprouvette. Cette réflexion est influencée par les conditions aux limites c'est-à-dire les mors. Pour gommer les différences entre les réflexions des signaux simulés et expérimentaux, il faut donc améliorer leur prise en compte. Ce point a déjà été abordé lors de la validation expérimentale du signal généré par une rupture de mine. Cela montre l'importance des conditions aux limites et la difficulté à les définir simplement.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

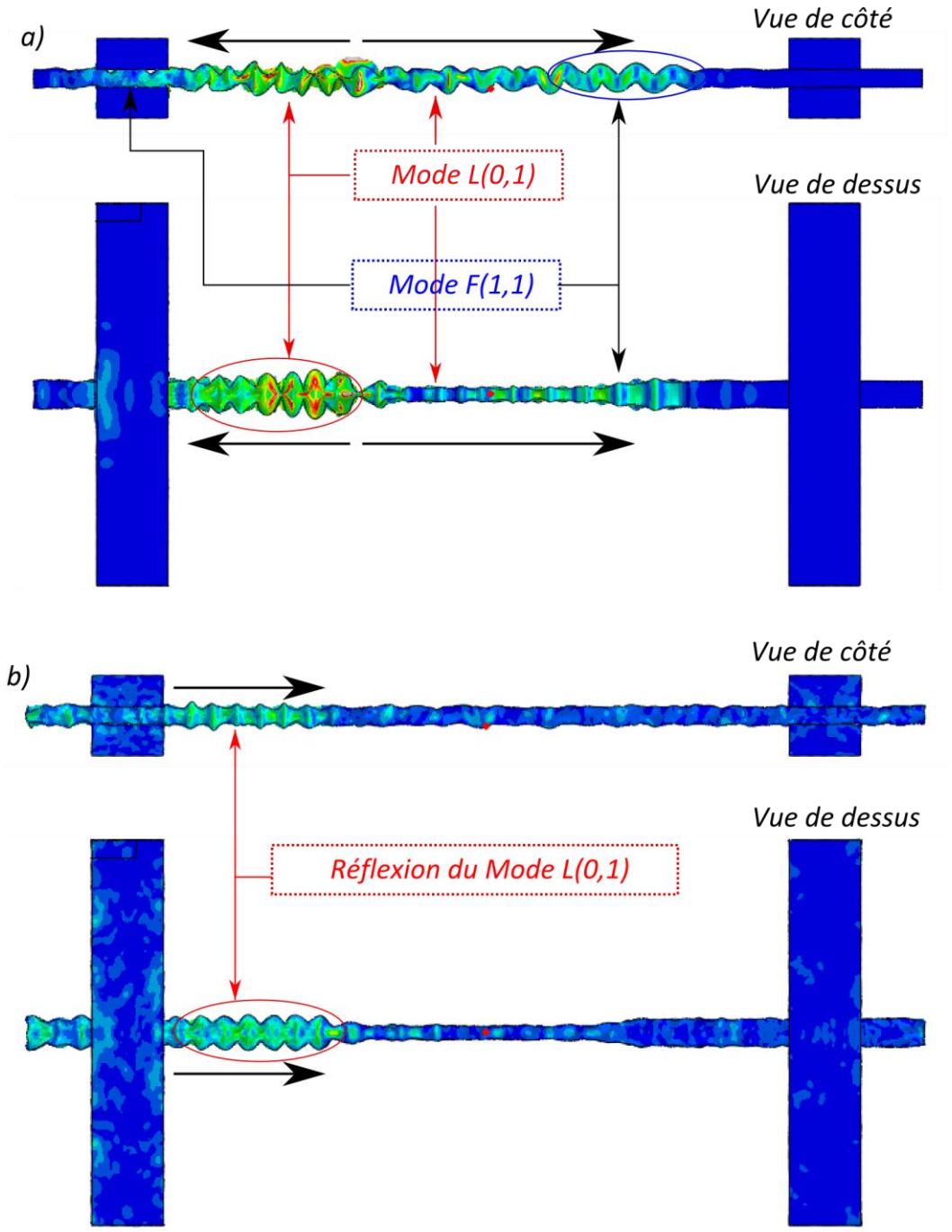

Figure 3. 38 : Déformation de l'éprouvette EPL3 entre les mors. (a) à t = 40 µs. (b) à t = 100 µs.

La seconde différence concerne le début des signaux temporels (Figure 3. 32 b) et Figure 3. 33 b)). Sur cette partie du signal, les formes d'onde simulées et expérimentales se superposent mal (pour rappel les coefficients de corrélation calculés ne dépassent pas 0,4). Les différences ici ne peuvent être imputées aux réflexions et aux conditions aux limites utilisées en simulation puisque cette partie du signal est peu affectée par les réflexions. En revanche, la modélisation de l'effet du capteur émetteur sur le signal peut être mise en cause.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.4.2. Différences sur le contenu fréquentiel

Les FFT, FFT2D et TOC expérimentales présentent un contenu haute fréquence absent des signaux issus du calcul par éléments finis. Ce contenu haute fréquence est présent dès le début des signaux expérimentaux, entre 0 et 100 µs (Figure 3. 37 (b)), par conséquent, son absence sur les signaux issus du calcul par éléments finis ne peut pas être due à la prise en compte des conditions aux limites.

En revanche, si elle est mal représentée en simulation, la source peut être à l'origine de différences présentes dès le début des signaux. Dans le cas présent, la source est générée par un capteur émetteur dont l'effet doit être pris en compte en simulation. Cette prise en compte se fait en convoluant le signal source (Figure 2. 2) par la fonction de sensibilité d'un capteur µ80 en émission. Le signal résultant (le signal post-émetteur) correspond à la sollicitation mécanique utilisée dans le logiciel ABAQUS.

La transformée de Fourier de ce signal est calculée, puis elle est comparée aux FFT calculées sur les signaux expérimentaux et simulés à 30 mm de la source. L'enveloppe de la FFT calculée sur le signal simulé se superpose bien à la FFT du signal post-émetteur. Les mêmes pics de résonance et d'antirésonance y sont visibles (Figure 3. 39). En revanche, l'enveloppe de la FFT du signal expérimental présente des différences avec la FFT du signal post-émetteur (Figure 3. 40). Le contenu haute et basse fréquence, présent sur la FFT expérimentale, est absent de la FFT du signal post-émetteur. Or si le contenu fréquentiel n'est pas présent dès la source, comment pourrait-il être présent sur le signal propagé ? Par conséquent, pour diminuer les différences présentes sur le contenu fréquentiel, il faudrait améliorer la prise en compte de l'effet du capteur en émission. Cela peut passer par la prise en compte de sollicitations non perpendiculaires à la surface. En effet, le capteur possède d'autres modes de vibrations que le mode vertical.

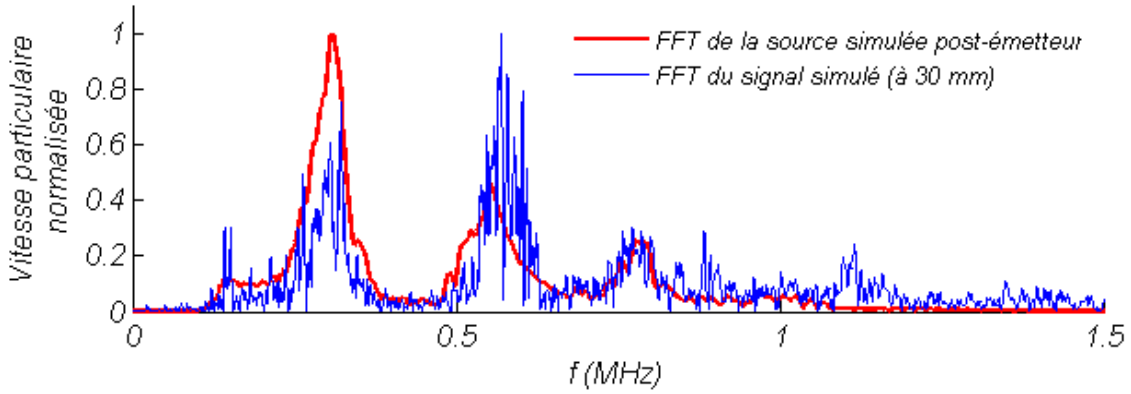

Figure 3. 39 : Comparaison de la FFT du signal simulé à 30 mm de la source avec celle du signal source post-émetteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

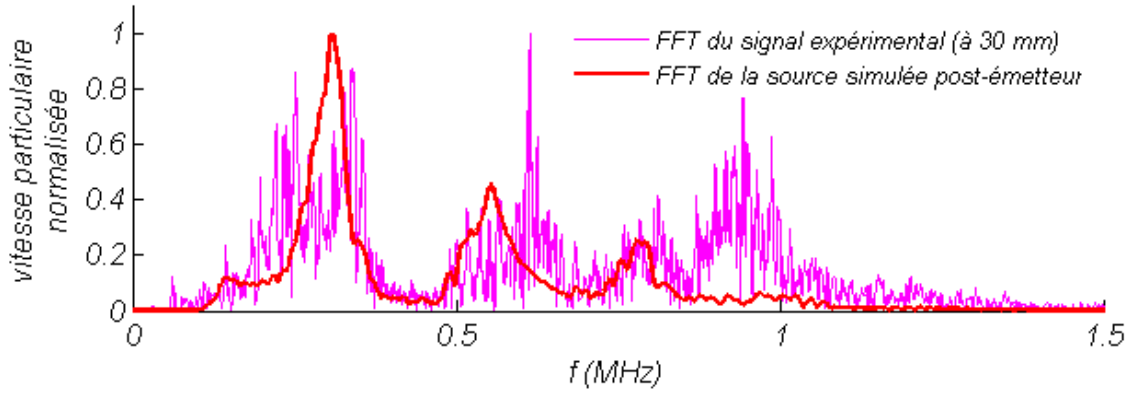

Figure 3. 40 : Comparaison de la FFT du signal expérimental à 30 mm de la source avec celle du signal source post-émetteur.

Il est difficile de conclure à une validation de la modélisation dans ce cas. Les différences sont dues à la prise en compte des conditions aux limites et de l'effet du capteur en émission. Ces deux points sont à améliorer.

Par ailleurs, les conditions expérimentales rendent la validation plus difficile par rapport à la validation du signal généré par une rupture de mine. Cela est dû d'une part à l'ajout d'un capteur émetteur, dont l'effet doit être pris en compte, et d'autre part à la difficulté de représenter les conditions aux limites. Néanmoins, cette validation présente aussi un intérêt car l'émission d'un signal à l'aide d'un capteur émetteur permet d'automatiser les mesures et par conséquent d'en réaliser un grand nombre.

IV. CONCLUSION

La propagation sans réflexion dans des éprouvettes homogènes et isotropes de différentes géométries est bien modélisée par la MEF. De même les réflexions sur des bords libres sont aussi bien prises en compte. Cette validation de l'utilisation de la MEF a pu être faite grâce aux simulations comparées aux résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'une rupture de mine.

Les conditions aux limites complexes sont plus difficiles à simuler correctement. Ces conditions aux limites doivent représenter : le serrage de l'éprouvette entre des mors, ou encore l'éprouvette posée sur un support. Si on s'intéresse à la propagation des ondes, encastrer par exemple les surfaces de l'éprouvette en contact avec les mors n'est pas suffisant, car on néglige leur présence comme milieu de propagation ainsi que les effets de contact entre la surface de l'éprouvette et celle des mors. Or les conditions aux limites influencent les réflexions et donc le signal d'EA.

Les capteurs ont aussi un effet non négligeable sur le signal. L'utilisation comme fonction de transfert, de la sensibilité des capteurs mesurée par réciprocité a été validée pour un capteur µ80 utilisé en réception. L'utilisation de la fonction de sensibilité du même capteur pour simuler l'émission d'un chirp a montré qu'il y avait quelques améliorations à apporter pour que les résultats soient plus probants.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

CHAPITRE 4 : SIMULATION DU SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE GENERE PAR DES SOURCES INTERNES AU MATERIAU

Lors de la validation expérimentale, la génération de sources artificielles en surface de l'éprouvette était une nécessité pour comparer les résultats expérimentaux et simulés. Cette validation étant effectuée, la Méthode des Eléments Finis (MEF) est maintenant utilisée pour étudier la façon dont réagit une éprouvette sollicitée par une source interne. Dans ce chapitre, des sources internes aux éprouvettes, modélisées par des dipôles de force, sont générées.

Les objectifs du chapitre sont :

- De déterminer l'impact du milieu (sa géométrie) sur les modes de propagation et les signaux d'EA.
- De simuler des signaux d'EA pour différentes sources.
- D'identifier des outils (traitement du signal, descripteurs) pertinents pour différencier et identifier les sources d'EA.
- D'évaluer l'effet des capteurs sur les signaux.

Les caractéristiques des sources étudiées sont :

- L'**orientation** de la source. Des dipôles de force dont l'orientation varie sont utilisés pour modéliser les sources.
- L'**isotropie/anisotropie** du champ de contrainte généré par la source (une source isotrope génère un champ de contrainte ayant la même valeur dans toutes les directions alors qu'une source fortement anisotrope génère un champ de contrainte maximal dans une direction et nul dans les autres).
- Le **temps de montée** (un phénomène fragile a un temps de montée court alors qu'un phénomène ductile a un temps de montée long).
- La **position** au sein de l'éprouvette. La position dans l'épaisseur et dans la largeur sont étudiées.

Le milieu de propagation peut être caractérisé par : son homogénéité, son anisotropie, sa viscosité et sa géométrie mais dans un but de simplification le matériau est considéré comme élastique, isotrope. La seule caractéristique étudiée est la **géométrie**.

Enfin l'effet des capteurs sur les signaux est pris en compte par l'utilisation de leur fonction de sensibilité.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

I. INFLUENCE DU MILIEU DE PROPAGATION SUR LE SIGNAL D'EMISSION ACOUSTIQUE : IDENTIFICATION DES MODES DE PROPAGATION.

Trois géométries d'éprouvette sont étudiées. Ces trois géométries sont les mêmes que celles utilisées lors de la validation expérimentale (voir chapitre 3) : EPL80, EPL3 et EPL16. La sollicitation de ces éprouvettes, par une source mécanique évoluant dans le temps, donne lieu à l'apparition d'ondes guidées. Rappelons que l'éprouvette EPL80 peut être considérée comme une plaque et l'éprouvette EPL3 comme une poutre. Dans le chapitre 2, les courbes de dispersion d'une poutre de section rectangulaire (proche de l'éprouvette EPL3) ainsi que celles d'une plaque (proche de l'éprouvette EPL80) ont été présentées. Ces courbes de dispersion montrent que les modes de propagation sont différents d'une géométrie à l'autre.

Afin de quantifier l'impact de la géométrie du milieu de propagation sur le signal d'EA, une source identique (même configuration spatiale, même orientation, même évolution dans le temps) est générée à la surface de chaque éprouvette. La source est une force ponctuelle dont l'évolution temporelle est un chirp sollicitant équitablement les fréquences comprises entre 10 kHz et 1,2 MHz. La vitesse particulaire en surface est calculée de l'épicentre de la source à 85 mm de l'épicentre. Les FFT2D de ces signaux sont calculées et comparées.

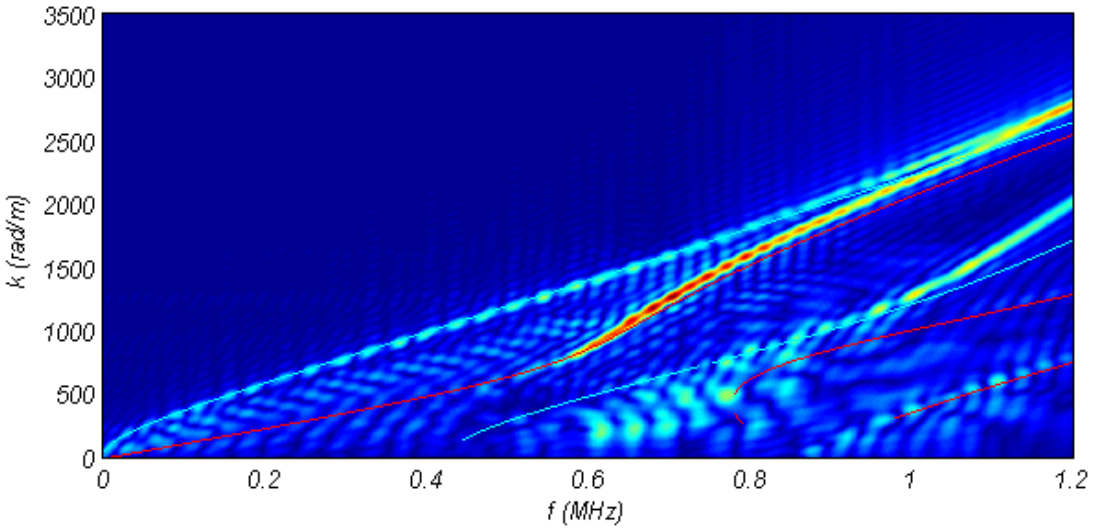

Figure 4. 1 : FFT2D des signaux générés par une force ponctuelle à la surface de l'éprouvette EPL80. L'évolution temporelle de la force est un chirp sollicitant la bande de fréquence 10 kHz – 1,2 MHz.

Le chirp a été choisi pour exciter un maximum de modes. Les FFT2D montrent que seules des ondes ayant une fréquence et un nombre d'onde (ou une fréquence et une vitesse) bien déterminés peuvent se propager au sein des éprouvettes : ce sont les modes de propagation. Dans le cas des éprouvettes EPL80 et EPL3 ils se superposent aux courbes de dispersion de la plaque et la poutre respectivement. Ces modes de propagation diffèrent en fonction de la géométrie. Par conséquent, pour une même source, des ondes différentes se propagent dans chaque éprouvette.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

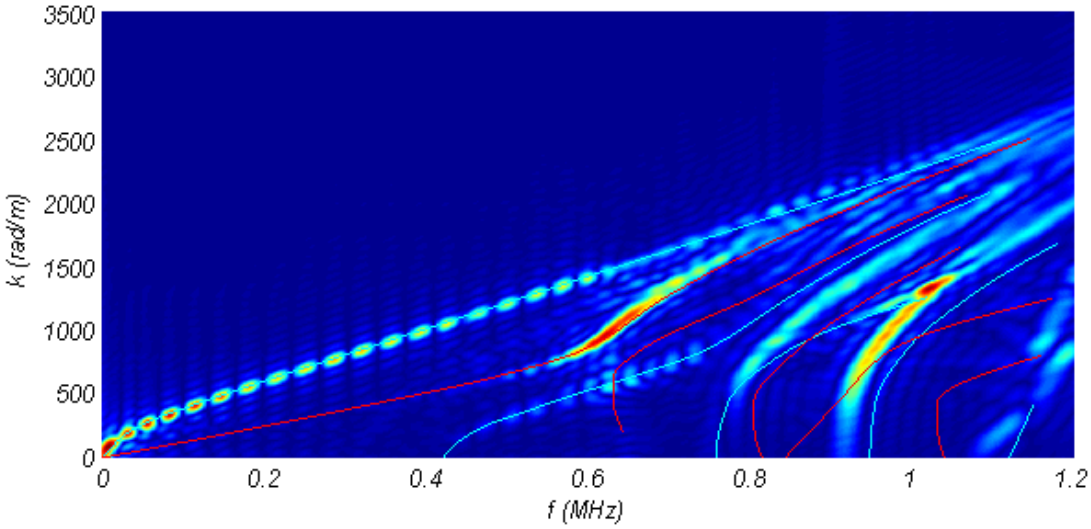

Figure 4. 2 : FFT2D des signaux générés par une force ponctuelle à la surface de l'éprouvette EPL3. L'évolution temporelle de la force est un chirp sollicitant la bande de fréquence 10 kHz – 1,2 MHz.

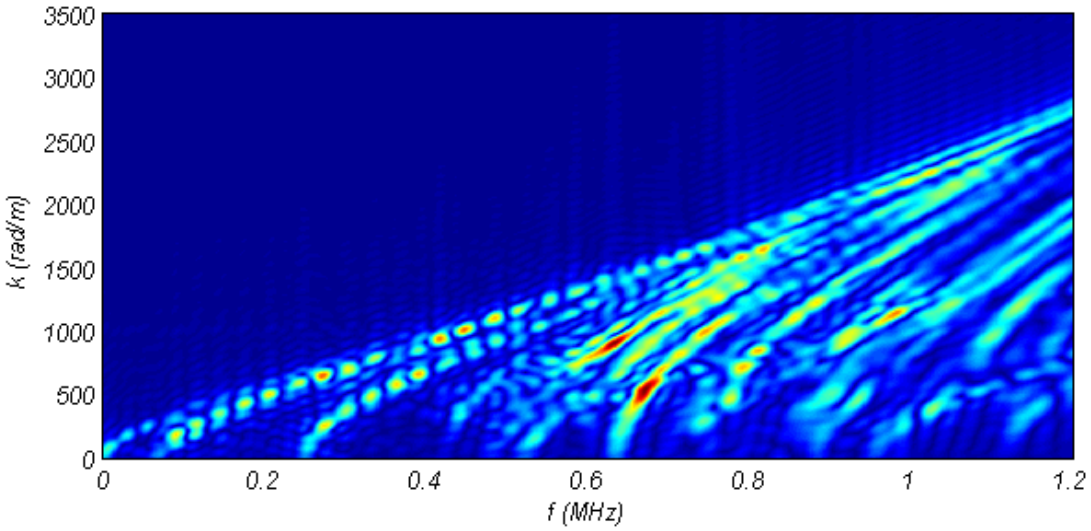

Figure 4. 3 : FFT2D des signaux générés par une force ponctuelle à la surface de l'éprouvette EPL16. L'évolution temporelle de la force est un chirp sollicitant la bande de fréquence 10 kHz – 1,2 MHz.

II. INFLUENCE DES CARACTERISTIQUES D'UNE SOURCE PONCTUELLE SUR LE SIGNAL

Les paramètres de la MEF, utilisés pour étudier l'influence des caractéristiques de la source sur le signal, sont présentés dans le chapitre 2.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.1. INFLUENCE DE L'ORIENTATION DE LA SOURCE SUR LE SIGNAL

Pour évaluer l'influence de l'orientation, seules les éprouvettes EPL80 et EPL3 sont étudiées car leurs courbes de dispersion sont connues. Plusieurs dipôles de force dont la valeur varie linéairement entre 0 et 100 N.µm, sur une durée de 1 µs, sont générés dans le plan médian de l'éprouvette (Figure 4. 4). Les dipôles n'ont pas pour objectif de simuler une source d'EA réelle, mais de permettre d'identifier les modes de propagation sollicités en fonction de leur orientation. Un dipôle est généré pour chaque direction de l'espace : **x**, **y** et **z**.

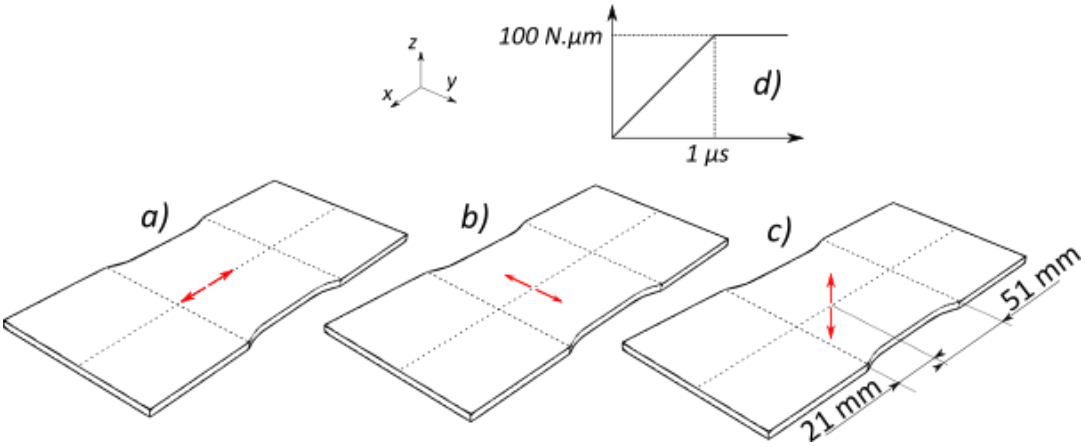

Figure 4. 4 : Dipôles de force générés pour évaluer les modes de propagation sollicités suivant l'orientation de la source. Chaque dipôle est généré dans le plan médian de l'éprouvette. (a) Dipôle dans la direction x. (b) Dipôle dans la direction y. (c) Dipôle dans la direction z. (d) Evolution temporelle des dipôles.

II.1.1. Sollicitation des éprouvettes par un dipôle de force orienté dans la direction x

La direction **x** correspond à la longueur des éprouvettes. C'est la direction de plus grande dimension, elle est égale à 200 mm. Elle est très supérieure à la longueur d'onde moyenne des ondes qui se propagent.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

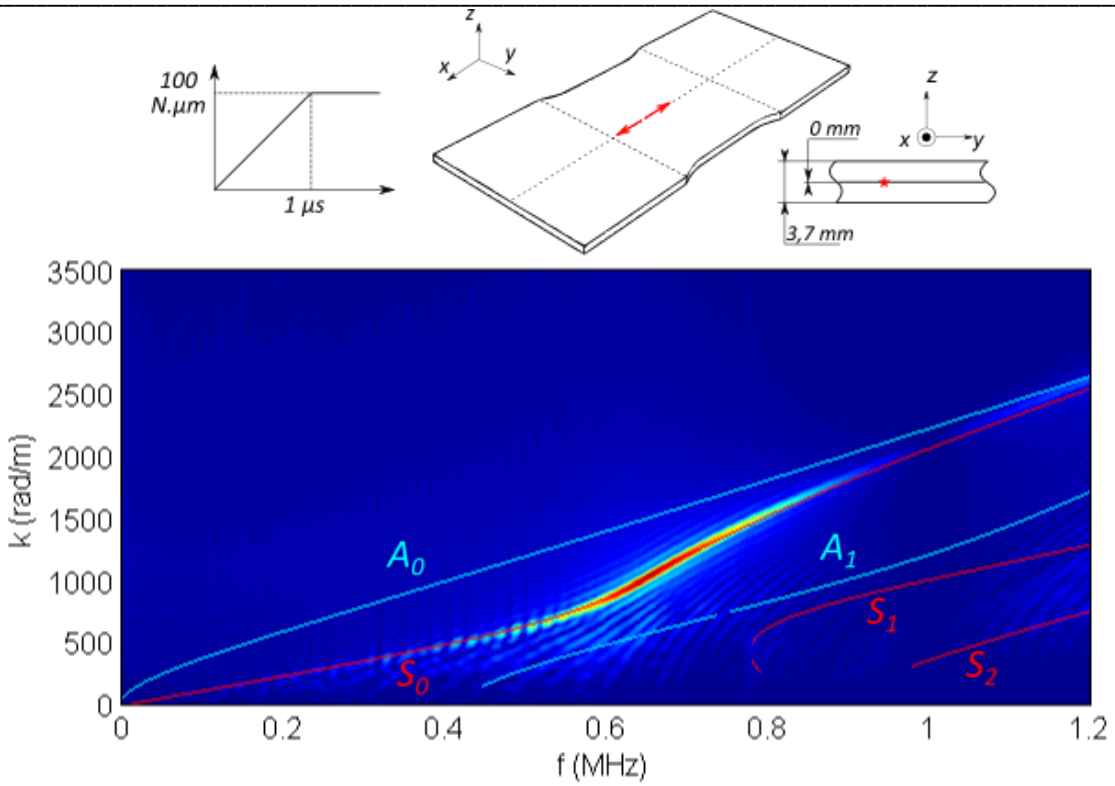

Figure 4. 5 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction x. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL80.

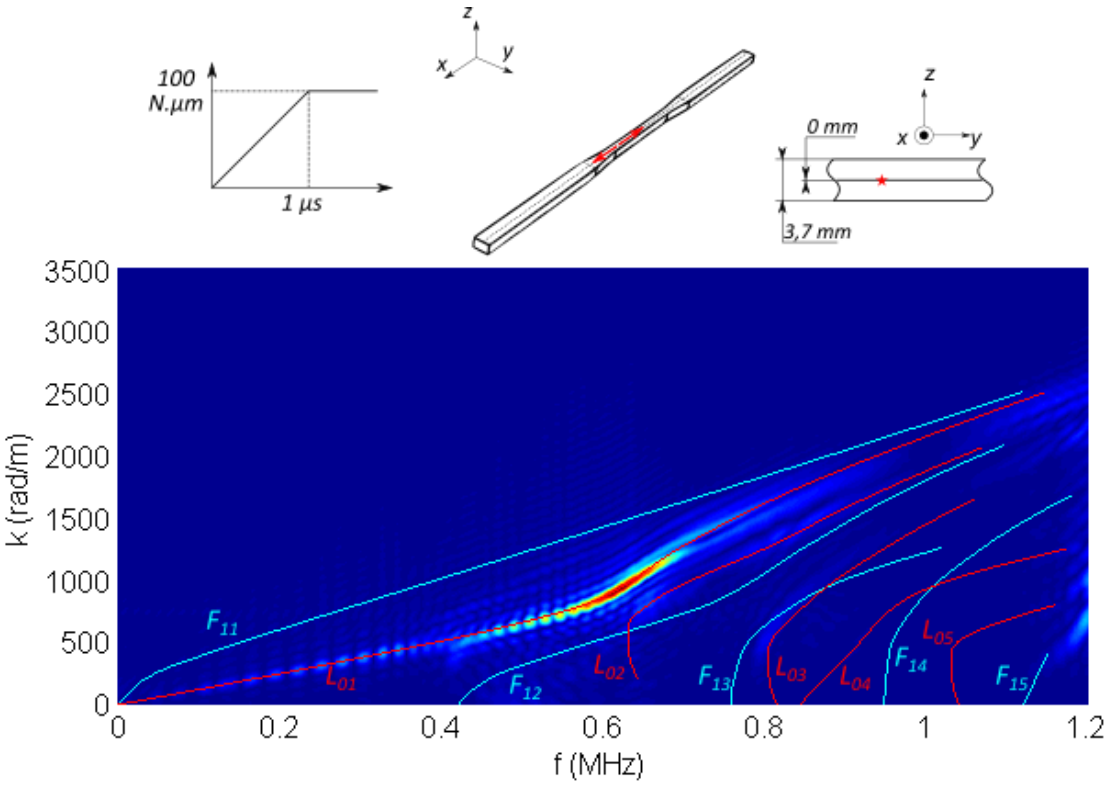

Figure 4. 6 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction x. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL3.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Les deux éprouvettes réagissent de façon similaire à cette excitation. Seul un mode fondamental est excité : S_0 dans le cas de l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 5) et $L_{0,1}$ dans le cas de l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 6).

II.1.2. Sollicitation des éprouvettes par un dipôle de force orienté dans la direction z

La direction **z** correspond à l'épaisseur des éprouvettes. C'est une direction de petite dimension par rapport à la direction **x** puisque, pour les deux éprouvettes, l'épaisseur est égale à 3,7 mm, de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

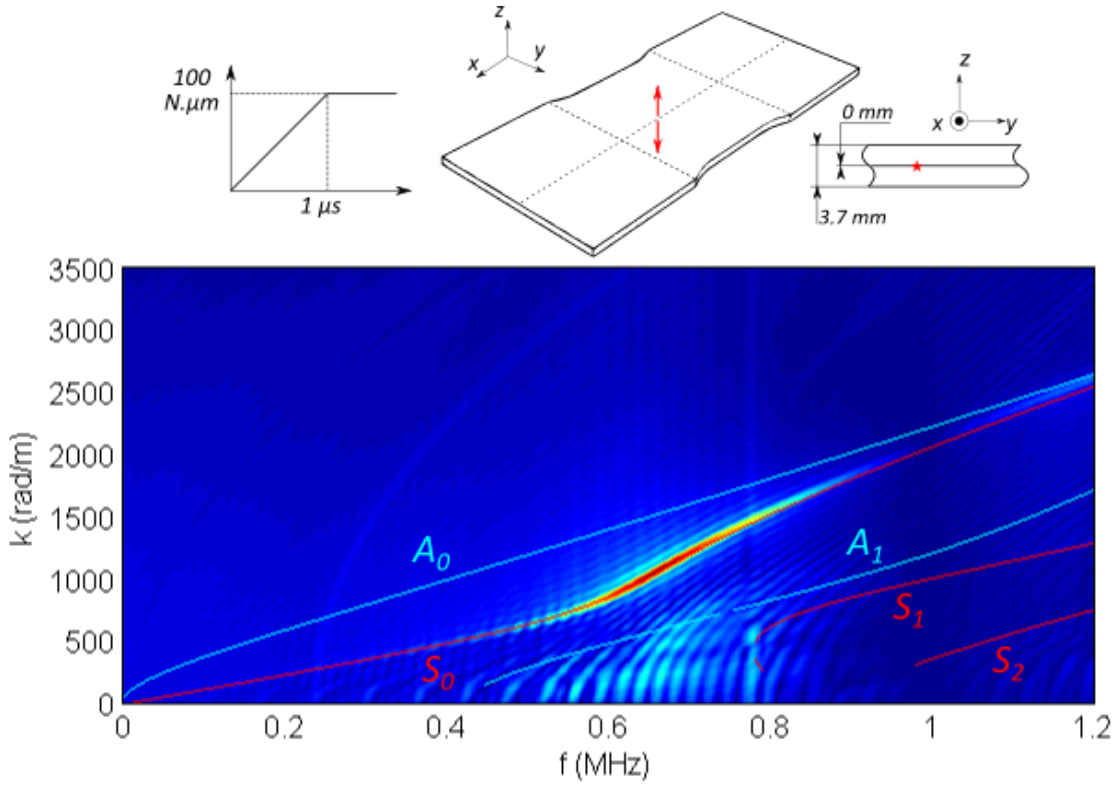

Figure 4. 7 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction z. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

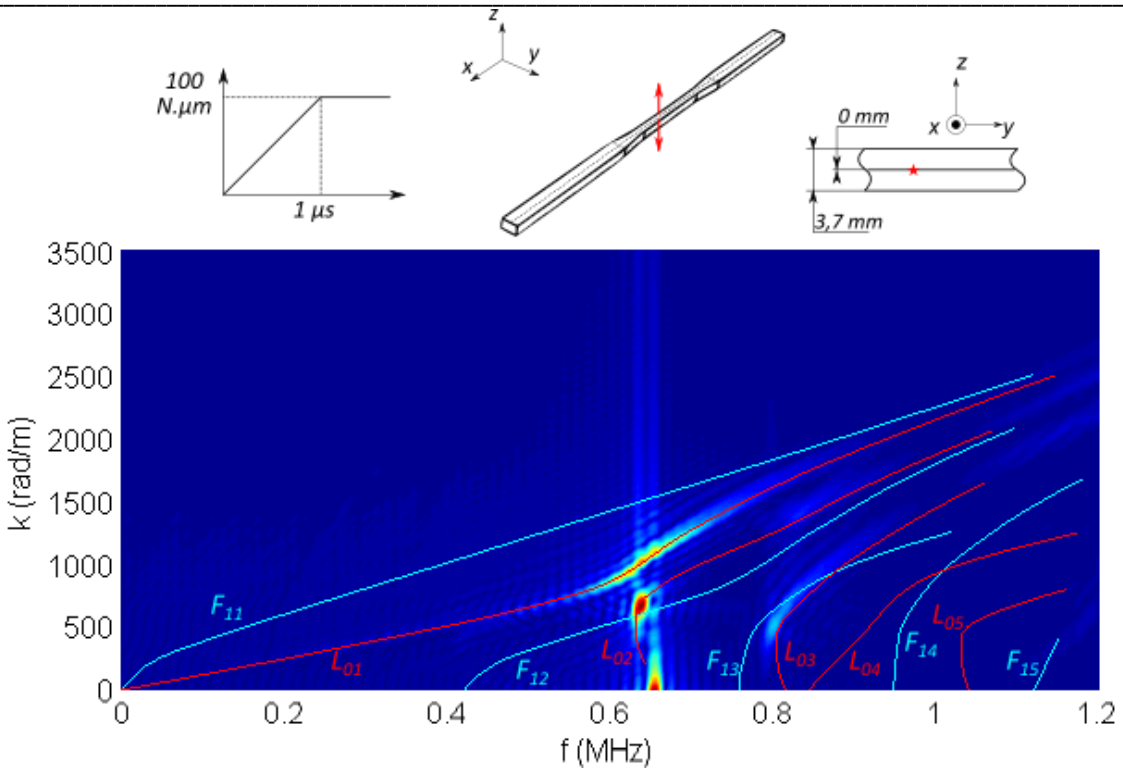

Figure 4. 8 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction z. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL3.

Les modes d'ordre supérieur sont sollicités. Il s'agit du mode S_1 dans le cas de l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 7) et des modes $L_{0,2}$ et $L_{0,3}$ dans le cas de l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 8). L'excitation des modes d'ordre supérieur est beaucoup plus importante dans cette dernière éprouvette, la moins large.

II.1.3. Sollicitation des éprouvettes par un dipôle de force orienté dans la direction y

La direction y correspond à la largeur, cette dimension varie entre les deux éprouvettes. La largeur de l'éprouvette EPL80 est égale à 80 mm, elle est donc grande devant la longueur d'onde, alors que la largeur de l'éprouvette EPL3 est égale à 3 mm, de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

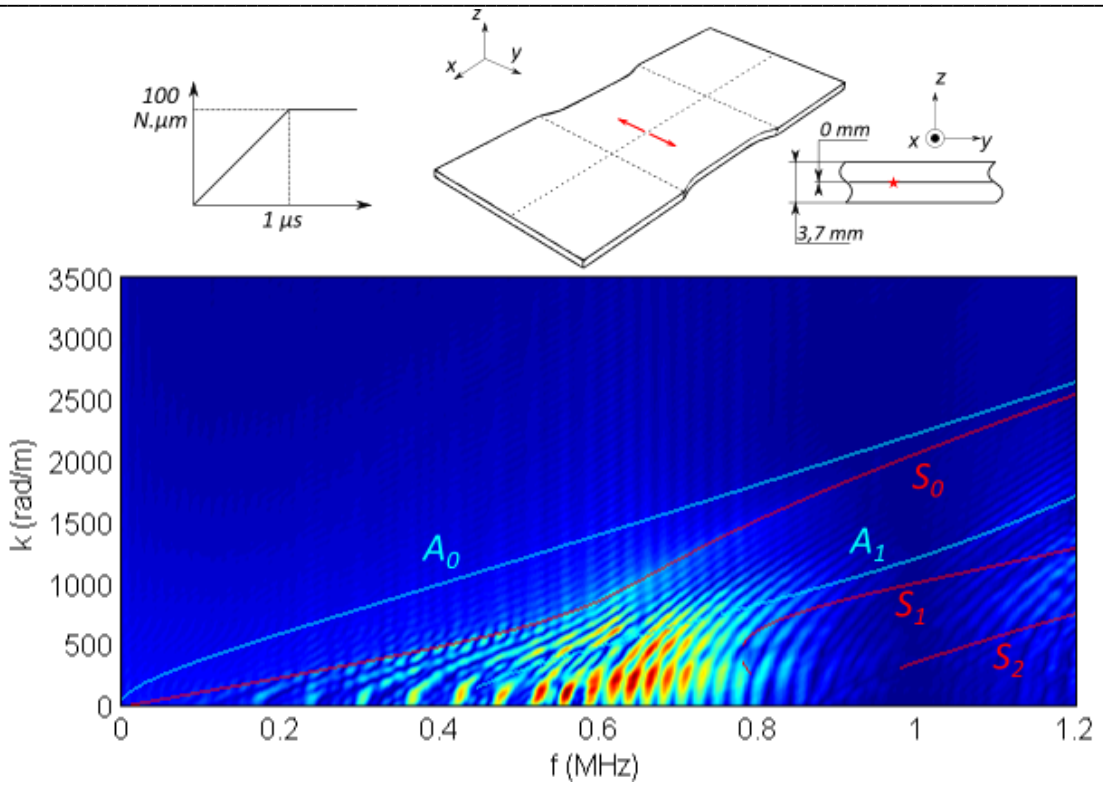

Figure 4. 9 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction y. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL80.

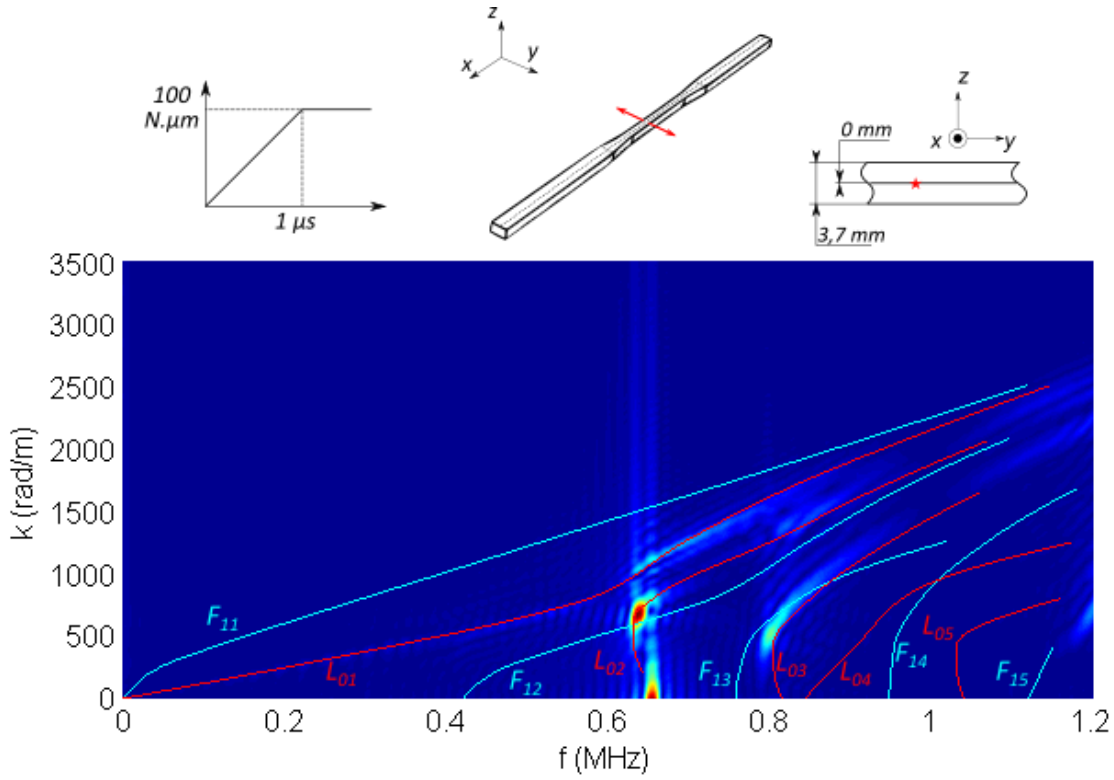

Figure 4. 10 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction y. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL3.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Les FFT2D des signaux pour les deux éprouvettes ont peu de points communs pour cette direction de sollicitation. Seul le mode S_0 de l'éprouvette EPL80 est excité (Figure 4. 9), comme c'est le cas pour la sollicitation dans la direction **x**. Le mode S_0 n'est pas directement visible, mais seulement des dédoublements de ce mode dus aux réflexions. Afin de vérifier que lui seul est présent sur la FFT2D, celle-ci est à nouveau calculée sur une plus petite durée de signal (égale à 10 µs) pour s'affranchir au maximum des réflexions latérales (Figure 4. 11). La résolution est moins bonne puisqu'on utilise une plus petite partie du signal, en revanche on observe bien que seul le mode S_0 est excité. C'est donc un résultat proche de la sollicitation dans la direction **x** mais les signaux sont perturbés par les réflexions.

Les modes d'ordre supérieur $L_{0,2}$ et $L_{0,3}$ pour l'éprouvette EPL3 sont très sollicités, alors que le mode $L_{0,1}$ beaucoup moins (Figure 4. 10), comme dans le cas d'une sollicitation par un dipôle orienté suivant **z**.

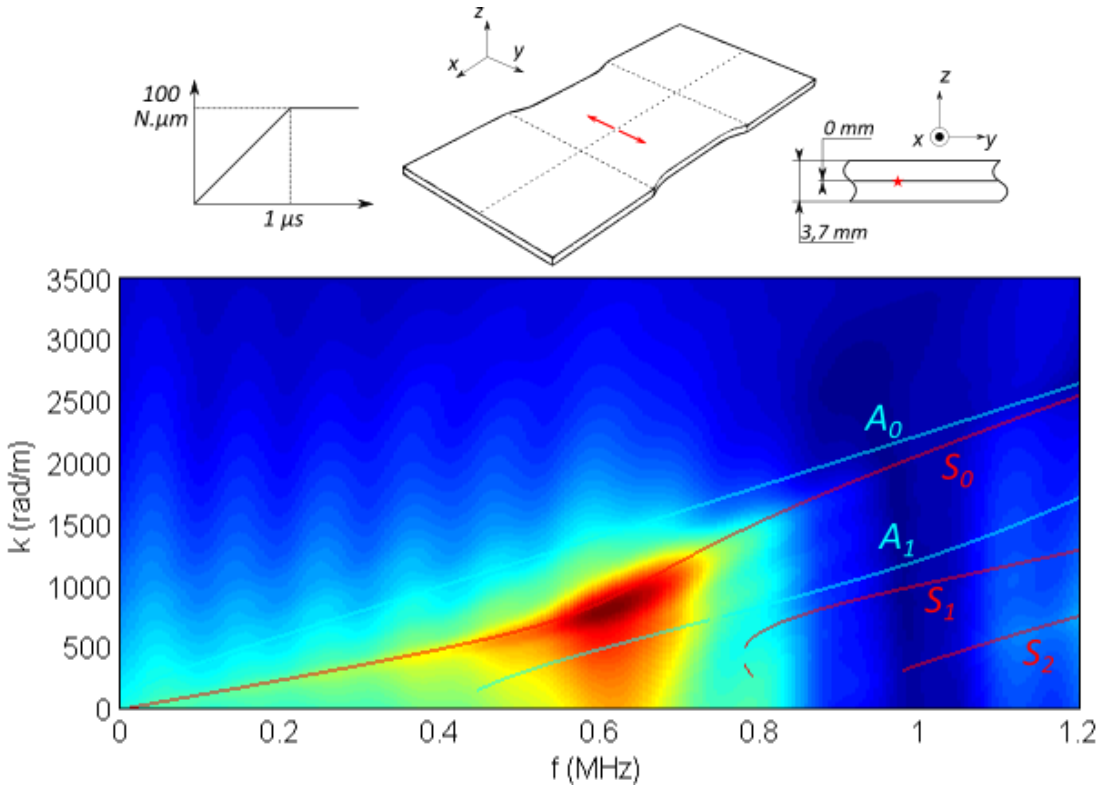

Figure 4. 11 : FFT2D des signaux d'EA générés par un dipôle de force dans la direction y. Le dipôle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL80. Le calcul est effectué sur les 10 µs du début des signaux.

II.1.4. Récapitulatif

La sollicitation des éprouvettes dans une direction dont la dimension est grande devant la longueur d'onde conduira à exciter uniquement les modes fondamentaux. En revanche la sollicitation des éprouvettes dans une direction dont la dimension est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde conduira à solliciter les modes d'ordre supérieur au détriment des modes fondamentaux. Ceci est particulièrement vrai pour l'éprouvette EPL3 (Tableau 4. 1). Par ailleurs, si la sollicitation est orientée dans une direction dont les dimensions sont grandes devant la longueur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

d'onde, mais pas suffisamment pour s'affranchir totalement des réflexions, un dédoublement des modes est observable (Figure 4. 9).

Direction de sollicitation	*Rapport dimension/longueur d'onde*	*Observations sur la FFT2D*
x	≈ 60 → *Grand*	*Sollicitation uniquement du mode fondamental* $L_{0,1}$
y	≈ 1 → *Petit*	*Sollicitation du mode* $L_{0,1}$ *et des modes d'ordre supérieur*
z	≈ 1 → *Petit*	*Sollicitation du mode* $L_{0,1}$ *et des modes d'ordre supérieur*

Tableau 4. 1 : Récapitulatif des modes sollicités dans l'éprouvette EPL3 en fonction de la direction du dipôle de force.

Direction de sollicitation	*Rapport dimension/longueur d'onde*	*Observations sur la FFT2D*
x	≈ 60 → *Grand*	*Sollicitation uniquement du mode fondamental* S_0
y	≈ 25 → *Intermédiaire*	*Sollicitation uniquement du mode fondamental* S_0 *avec dédoublements dus aux réflexions*
z	≈ 1 → *Petit*	*Sollicitation du mode* S_0 *et du mode d'ordre supérieur* S_1

Tableau 4. 2 : Récapitulatif des modes sollicités dans l'éprouvette EPL80 en fonction de la direction du dipôle de force.

II.2. INFLUENCE DE L'ANISOTROPIE DE LA SOURCE SUR LE SIGNAL

Afin d'étudier l'influence de l'anisotropie du champ de contrainte, plusieurs sources sont générées au sein des éprouvettes EPL3 et EPL80 dans le plan d'équation z = 0. Les sources sont :

- Un dipôle de force unique dans la direction **x**, c'est une source qui génère un champ de contrainte fortement anisotrope.
- Une fissure de mode I dans la direction **x**, qui génère un champ de contrainte anisotrope
- Une dilatation, qui génère un champ de contrainte isotrope

II.2.1. Sollicitation par un dipôle unique

C'est la source qui génère le champ de contrainte le plus anisotrope, elle a déjà été étudiée précédemment (Figure 4. 5 et Figure 4. 6). Générée dans la direction **x**, elle sollicite uniquement les modes fondamentaux S_0 et L_{01}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.2.2. Sollicitation par une fissure de mode I

La fissure de mode I génère aussi un champ de contrainte anisotrope mais son degré d'anisotropie est moins important que le dipôle unique. En effet, elle est composée d'un dipôle d'amplitude 100 N.µm dans la direction **x** et de deux autres dipôles dans les directions **y** et **z** dont l'amplitude est divisée par 2 (50 N.µm) (voir chapitre 2). Elle sollicite donc les éprouvettes dans les trois directions et principalement la direction **x**.

Dans les deux éprouvettes, le mode fondamental est le plus sollicité par cette source (Figure 4. 12 et Figure 4. 13). En revanche, contrairement à la sollicitation par un dipôle unique, les modes fondamentaux ne sont pas les seuls sollicités. En effet, des modes d'ordre supérieur (S_1 et L_{02}) sont aussi présents.

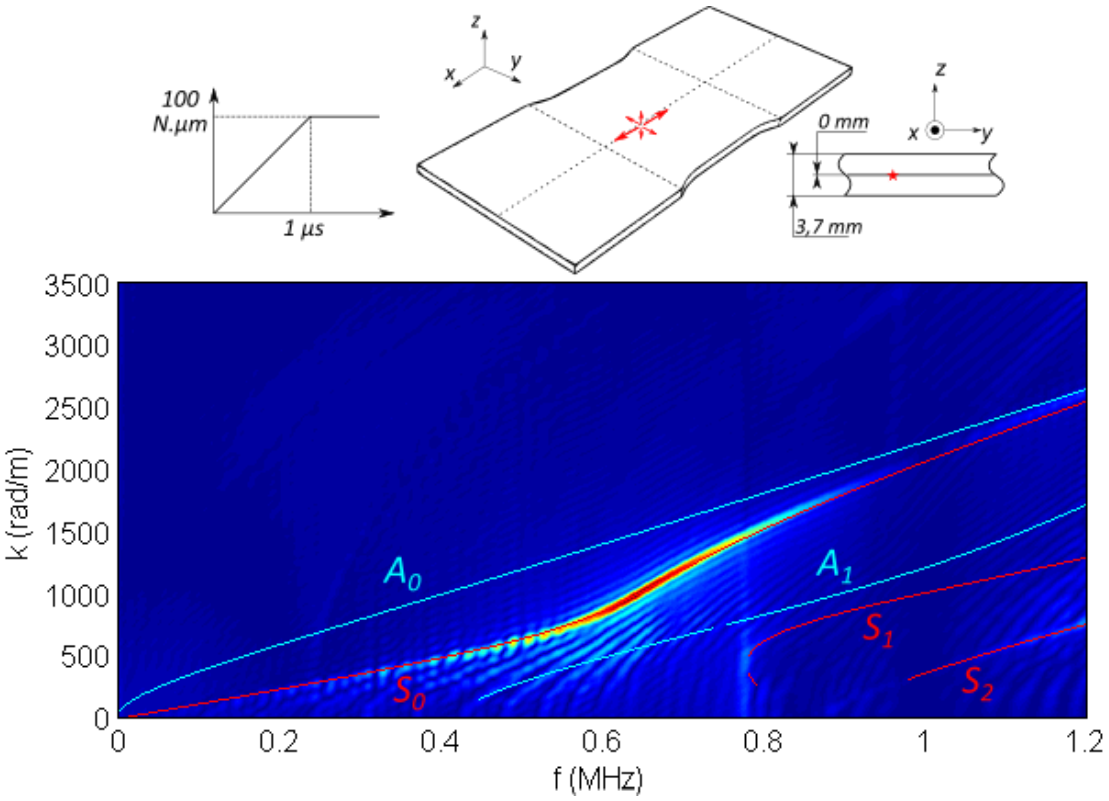

Figure 4. 12 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I. Elle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL80 et orientée dans la direction x.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

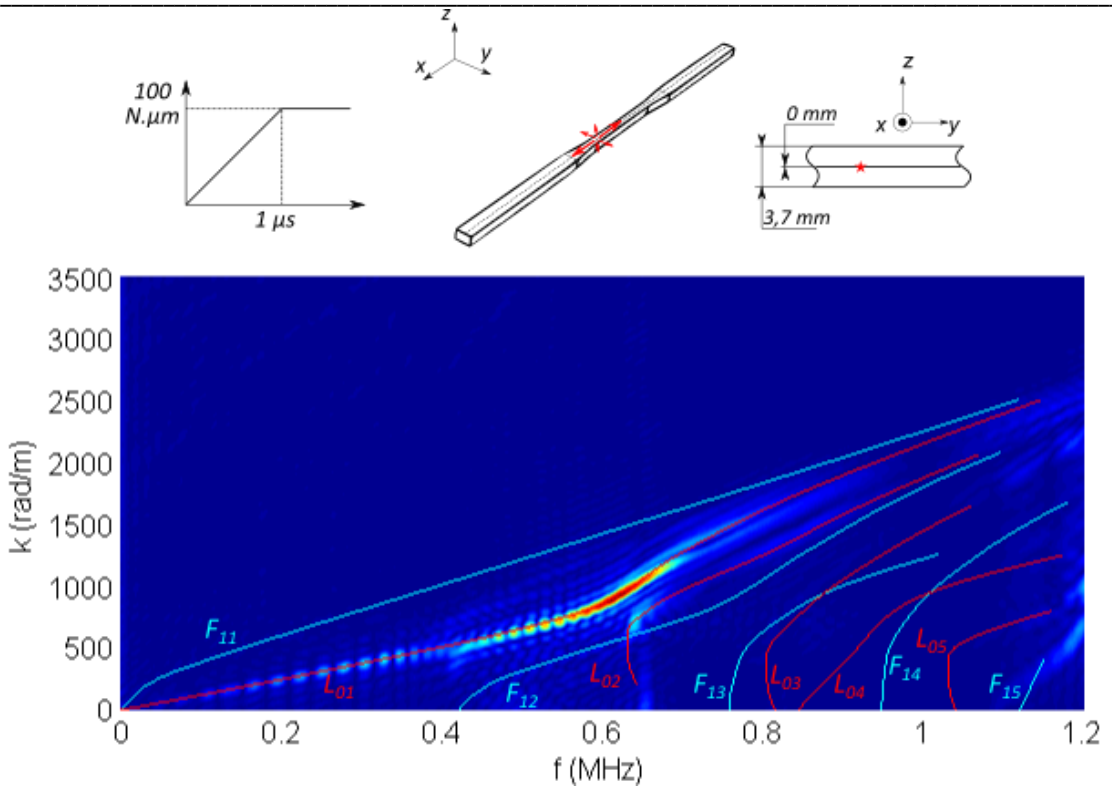

Figure 4. 13 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I. Elle est localisé dans le plan médian de l'éprouvette EPL3 et orientée dans la direction x.

II.2.3. Sollicitation par une dilatation

La dilatation, formée de trois dipôles de force d'amplitude identique (égale à 100 N.µm) et orientés dans les trois directions de l'espace, est totalement isotrope. Toutes les directions sont sollicitées avec la même amplitude.

Les modes fondamentaux sont très peu excités au profit des modes d'ordre supérieur : S_1 et S_2 pour l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 14) ; L_{02} et L_{03} pour l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 15).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

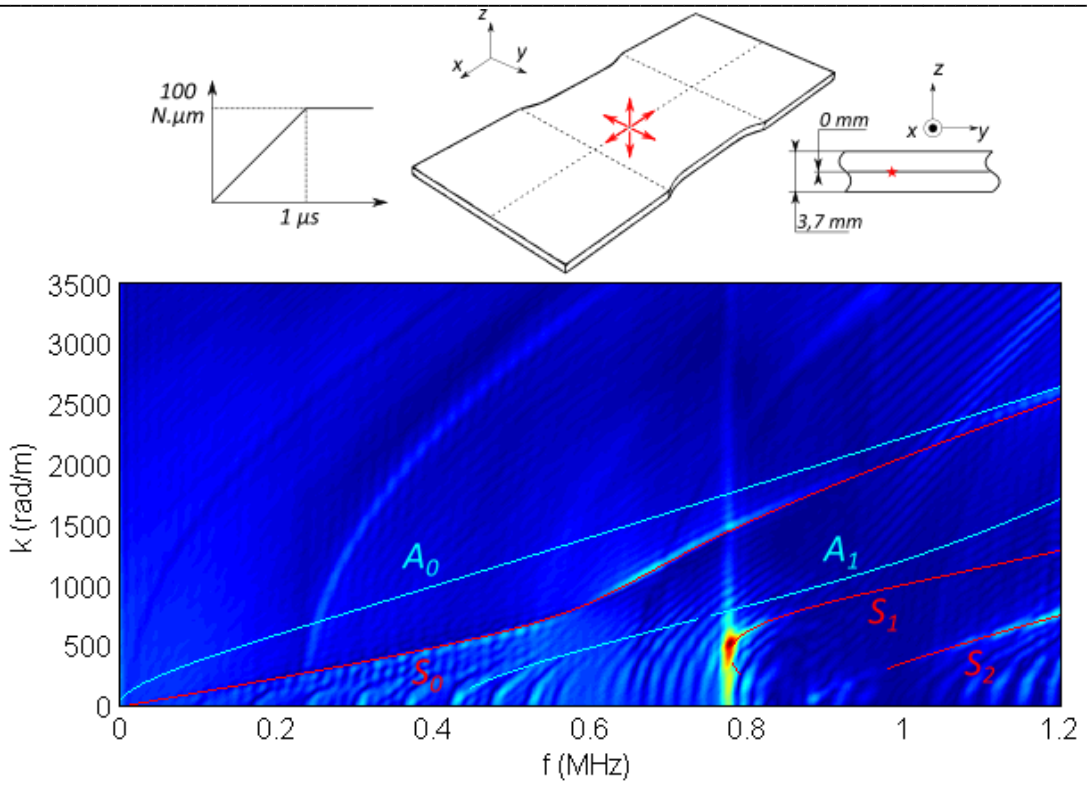

Figure 4. 14 : FFT2D des signaux d'EA générés par une source en dilatation. La source est localisée dans le plan médian de l'éprouvette EPL80.

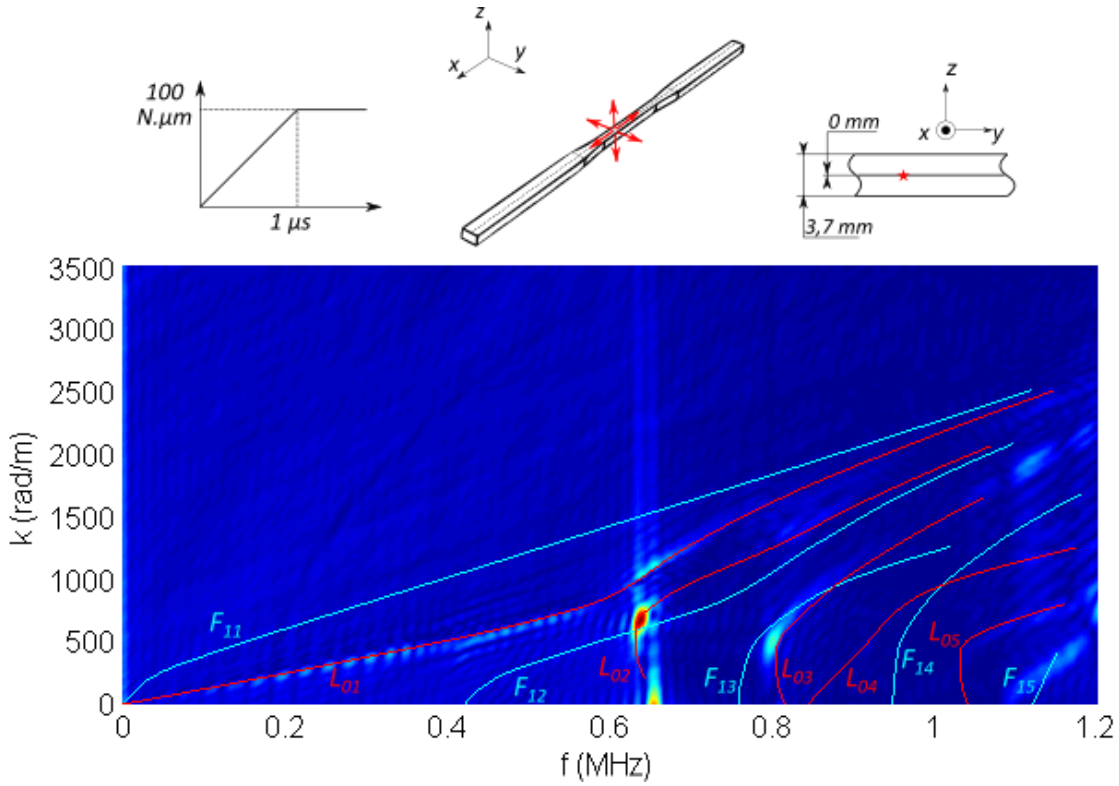

Figure 4. 15 : FFT2D des signaux d'EA générés par une source en dilatation. La source est localisée dans le plan médian de l'éprouvette EPL3.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.2.4. Récapitulatif

Source	*Anisotropie*	*Direction préférentielle*	*Observations sur la FFT2D*
Dipôle de force unique	*Grande*	*x (grande dimension)*	*Sollicitation uniquement du mode fondamental $L_{0,1}$*
Fissure de mode I	*Moyenne*	*x (grande dimension)*	*Sollicitation majoritaire du mode $L_{0,1}$ et minoritaire du mode $L_{0,2}$*
Dilatation	*Aucune*	*Aucune*	*Sollicitation quasi nulle du mode $L_{0,1}$ et majoritaire des modes d'ordre supérieur $L_{0,2}$ et $L_{0,3}$*

Tableau 4. 3 : Récapitulatif des modes sollicités dans l'éprouvette EPL3 en fonction de l'anisotropie de la source.

Source	*Anisotropie*	*Direction préférentielle*	*Observations sur la FFT2D*
Dipôle de force unique	*Grande*	*x (grande dimension)*	*Sollicitation uniquement du mode fondamental S_0*
Fissure de mode I	*Moyenne*	*x (grande dimension)*	*Sollicitation majoritaire du mode S_0 et minoritaire du mode S_1*
Dilatation	*Aucune*	*Aucune*	*Sollicitation quasi nulle du mode S_0 et majoritaire des modes d'ordre supérieur S_1 et S_2*

Tableau 4. 4 : Récapitulatif des modes sollicités dans l'éprouvette EPL80 en fonction de l'anisotropie de la source.

Globalement, plus le champ de contrainte généré est isotrope, plus les modes d'ordre supérieur sont sollicités au détriment des modes fondamentaux. Cependant, il faut relier cette affirmation aux conclusions faites sur la direction de sollicitation. En effet, une source anisotrope dont la direction préférentielle est orientée dans une direction de petite dimension, ne produit pas des signaux ayant la même FFT2D qu'une source anisotrope dont la direction préférentielle est orientée dans une direction de grande dimension.

Au final, il faut d'abord s'intéresser à l'anisotropie du champ de contrainte généré par la source. Si les contraintes générées sont équivalentes dans les trois directions de l'espace (sollicitation isotrope), alors les modes d'ordre supérieur sont excités. Si les contraintes sont différentes dans les trois directions de l'espace (sollicitation anisotrope), alors il faut s'intéresser aux directions de sollicitation, c'est-à-dire, savoir quelle est la direction préférentielle de la source.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.3. INFLUENCE DE LA POSITION DE LA SOURCE DANS L'EPAISSEUR DE L'EPROUVETTE SUR LE SIGNAL.

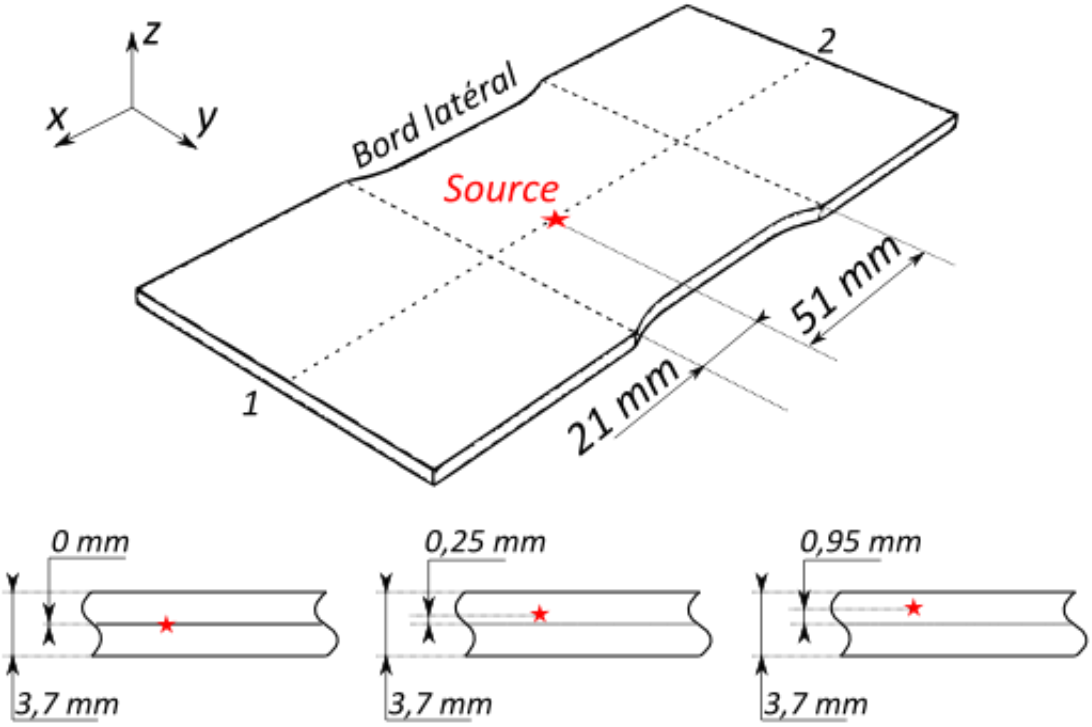

Figure 4. 16 : Positions de sources utilisées pour étudier l'impact de la localisation dans l'épaisseur de l'éprouvette sur les signaux d'EA.

Dans toutes les FFT2D qui précèdent, aucun mode antisymétrique ou de flexion n'apparait. Or toutes les sources précédentes sont localisées dans le plan médian ce qui donne lieu à une sollicitation symétrique des éprouvettes. Afin d'observer l'impact de la position de la source dans l'épaisseur de l'éprouvette, des simulations ont été réalisées sur les éprouvettes EPL80 et EPL3, en positionnant la source, une fissure de mode I orientée dans la direction **x**, à différentes distances du plan médian : à 0 mm, 0,25 mm et 0,95 mm (Figure 4. 16).

Lorsque la source est positionnée à 0,25 mm du plan médian, des modes antisymétriques apparaissent (modes A_0 et F_{11} notamment) (Figure 4. 17 et Figure 4. 19). Lorsque la source est positionnée à 0,95 mm du plan médian, les modes antisymétriques sont clairement présents sur les FFT2D au détriment des modes symétriques (Figure 4. 18 et Figure 4. 20).

Par conséquent, plus la source est éloignée du plan médian, plus les modes antisymétriques sont sollicités au détriment des modes symétriques. Les résultats sont les mêmes pour l'éprouvette EPL3 en remplaçant les modes symétriques par les modes longitudinaux et les modes antisymétriques par les modes de flexion (Figure 4. 19 et Figure 4. 20). En évaluant l'intensité relative des modes A_0 et S_0 ou F_{11} et L_{01}, il serait donc possible d'avoir des informations sur la position de la source dans l'épaisseur de l'éprouvette.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

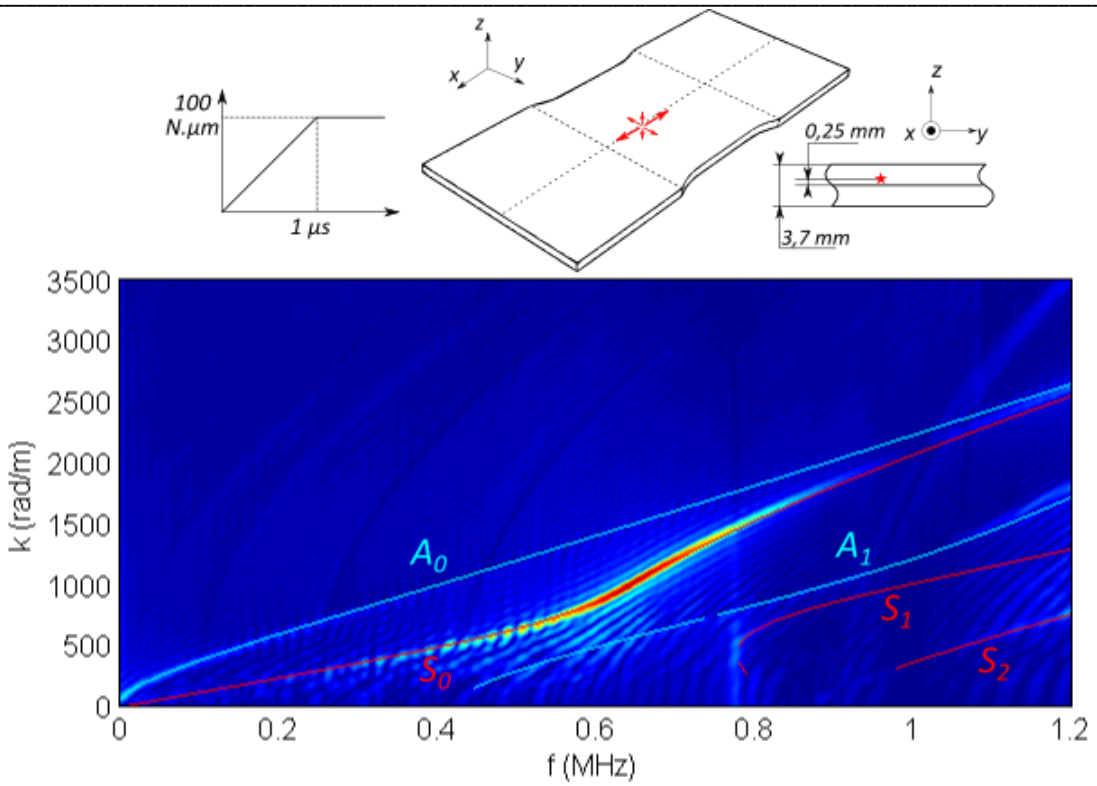

Figure 4. 17 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I localisée dans le plan d'équation z = 0,25 mm. Elle sollicite l'éprouvette EPL80 dans la direction x.

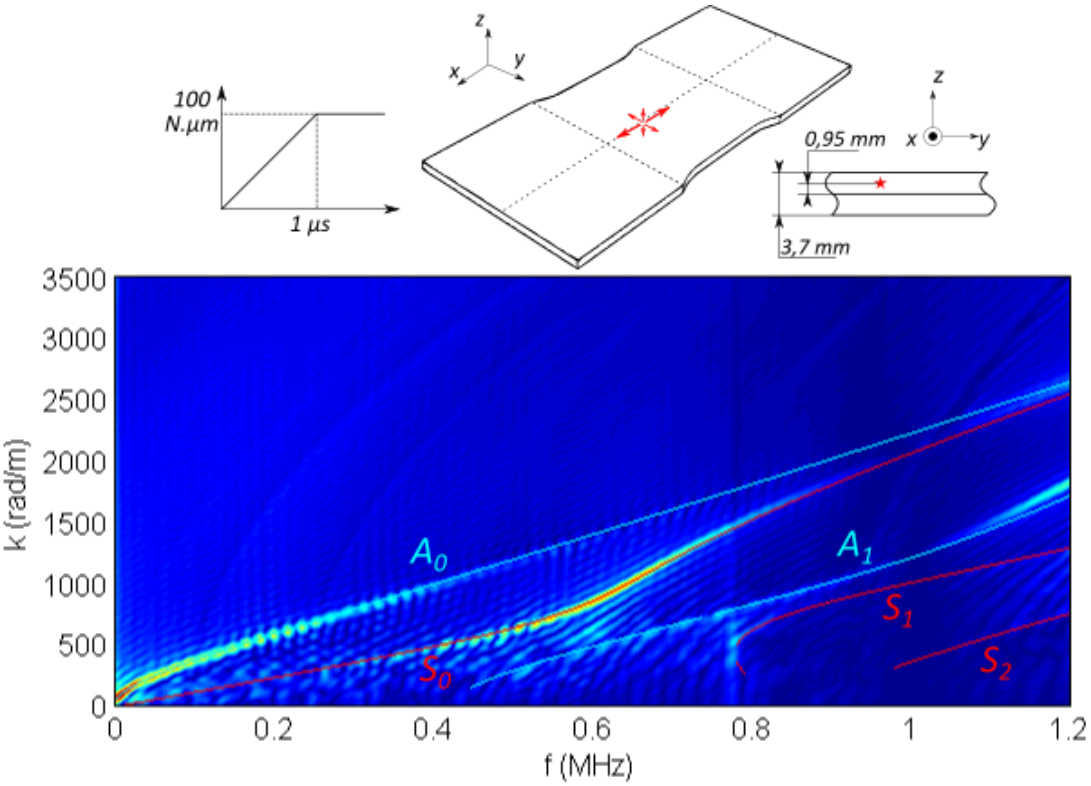

Figure 4. 18 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I localisée dans le plan d'équation z = 0,95 mm. Elle sollicite l'éprouvette EPL80 dans la direction x.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

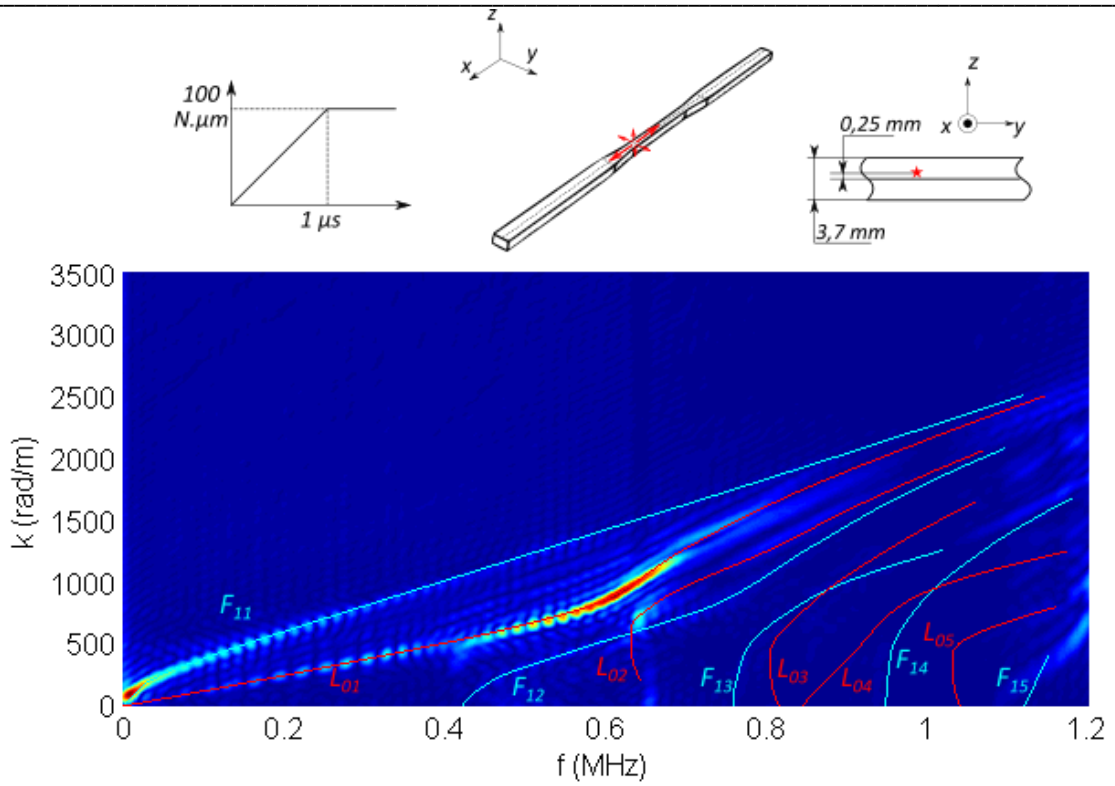

Figure 4. 19 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I localisée dans le plan d'équation z = 0,25 mm. Elle sollicite l'éprouvette EPL3 dans la direction x.

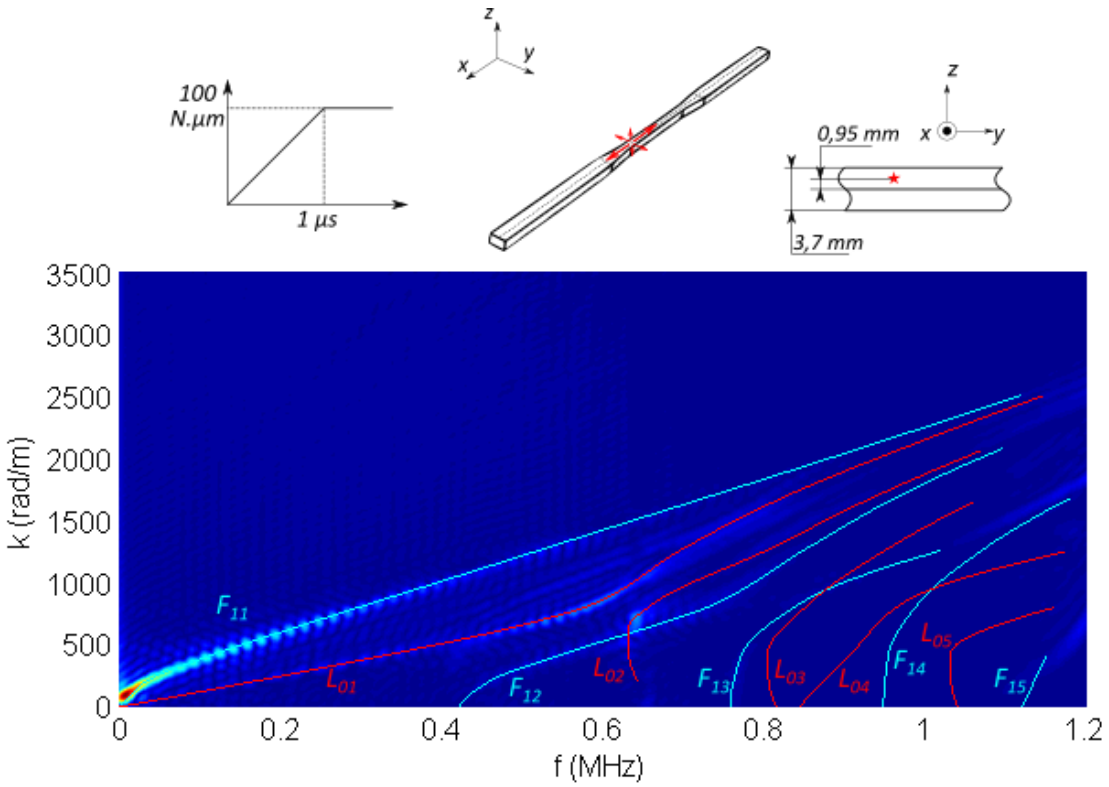

Figure 4. 20 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I localisée dans le plan d'équation z = 0,95 mm. Elle sollicite l'éprouvette EPL3 dans la direction x.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.4. INFLUENCE DE LA POSITION LATERALE DE LA SOURCE SUR LE SIGNAL.

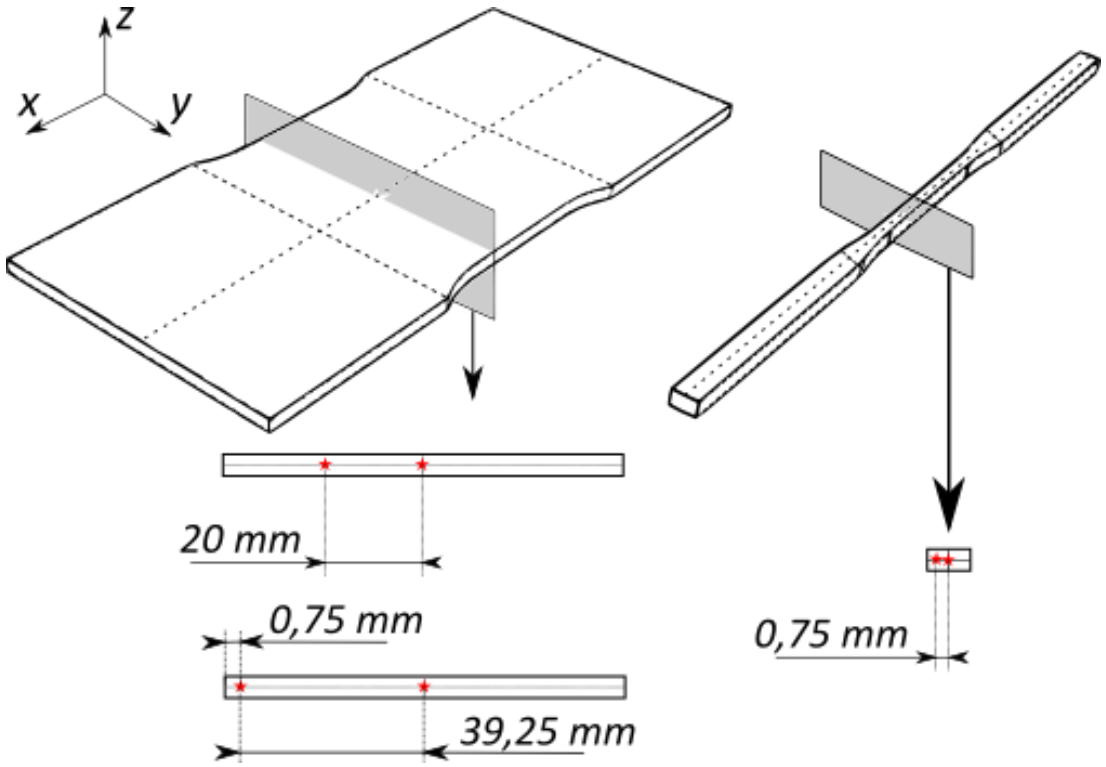

Figure 4. 21 : Etude de l'impact de la position latérale d'une fissure de mode I orientée suivant x sur les signaux d'EA. Deux éprouvettes sont étudiées : EPL80 et EPL3. La source est décalée du quart de la largeur par rapport au centre des éprouvettes.

Lors d'un essai d'EA, les sources peuvent être localisées à différents endroits de l'épaisseur de l'éprouvette. Elles peuvent aussi être localisées à différents endroits de la largeur. Nous étudierons donc l'effet de la position de la source dans la largeur de l'éprouvette. Une fissure de mode I orientée suivant **x** est générée et les FFT2D de signaux issus d'une source située au centre de la largeur et une autre décalée vers le bord latéral (Figure 4. 21) sont comparées. La source est d'abord décalée du quart de la largeur dans les 2 éprouvettes. Cela signifie que la source est décalée de 20 mm vers le bord de l'éprouvette EPL80 et de 0,75 mm vers le bord de l'éprouvette EPL3. Comme l'éprouvette EPL80 est large la source décalée du quart de la largeur n'est pas aussi proche du bord que dans le cas de l'éprouvette EPL3. Afin d'étudier la possibilité d'effets particuliers si la source se trouve en bordure d'éprouvette, une dernière simulation est réalisée dans laquelle la source est décalée à 0,75 mm du bord de l'éprouvette EPL80. Les calculs de vitesse particulaire sont toujours effectués au centre de l'éprouvette.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

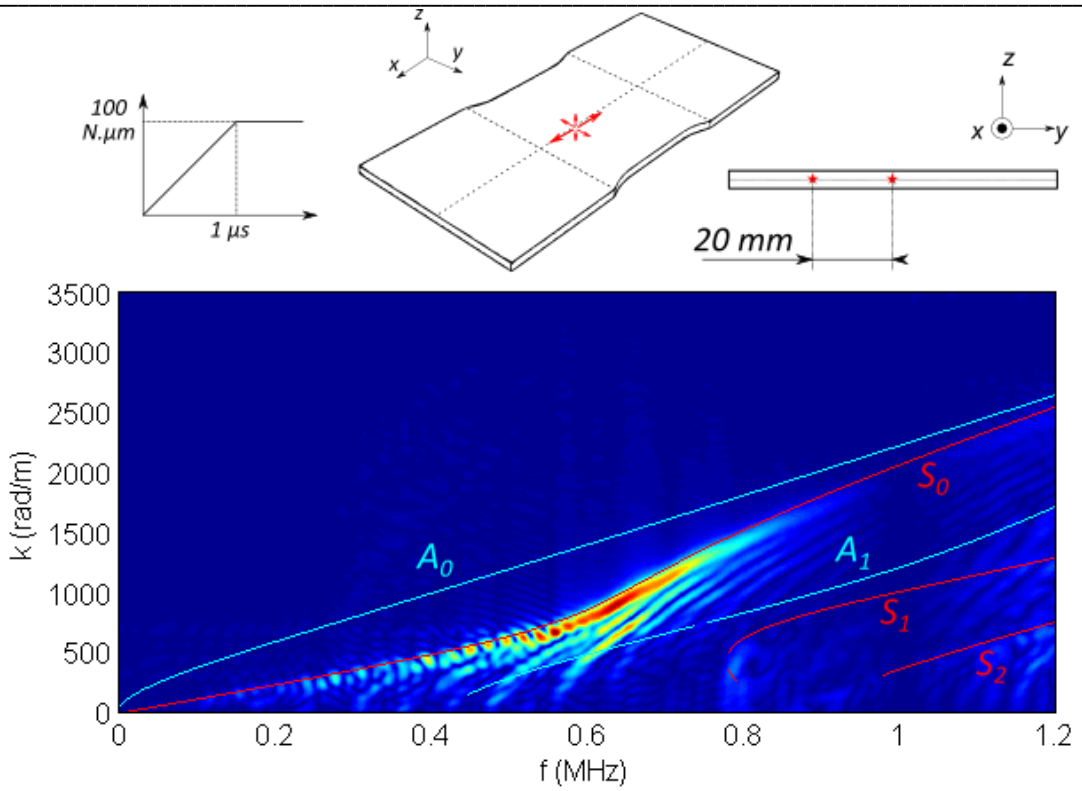

Figure 4. 22 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I, orientée dans la direction x, et localisée à l'intersection des plans d'équation z = 0 et y = 20 mm de l'éprouvette EPL80.

Sur l'éprouvette EPL80, il n'y a pas de différence majeure entre la source décalée (Figure 4. 22) et celle positionnée au centre (Figure 4. 12) et les éléments nécessaires à l'identification d'une fissure de mode I orientée suivant l'axe $\vec{x}$ sont tous présents, c'est-à-dire :

- Un mode fondamental de grande amplitude
- La présence du mode S_1

Un étalement de la zone sollicitée correspondant au mode S_0 est aussi observable.

Sur l'éprouvette EPL3, le décalage de la source entraine une diminution de l'amplitude du mode L_{02}, toujours présent mais moins visible (Figure 4. 23 et Figure 4. 13). Cela peut conduire à confondre une fissure de mode I orientée suivant **x** et décalée latéralement avec un dipôle orienté suivant **x** et généré au centre de l'éprouvette.

Dans le cas de la source positionnée à 0,75 mm du bord de l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 24), la sollicitation du mode S_1 n'est plus visible. Le mode S_0 est en revanche toujours visible et identifiable. L'étalement de la zone sollicitée correspondant au mode S_0, déjà observé pour la source décalée à 20 mm, est encore plus visible dans le cas présent.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

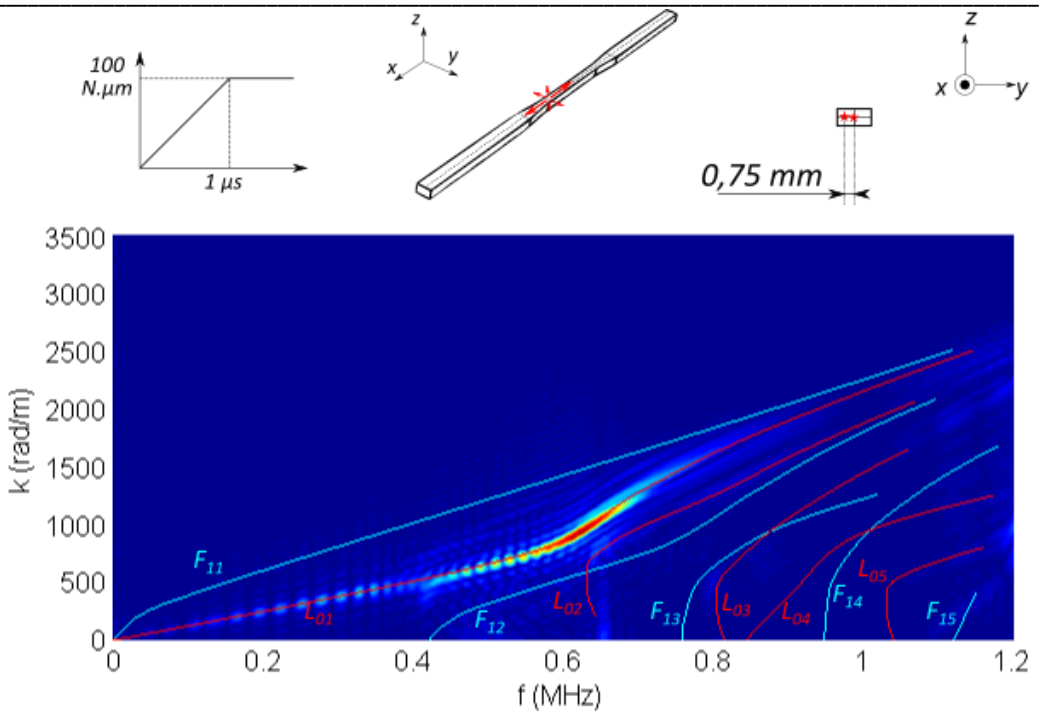

Figure 4. 23 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I, orientée dans la direction x, et localisée à l'intersection des plans d'équation z = 0 et y = 0,75 mm de l'éprouvette EPL3.

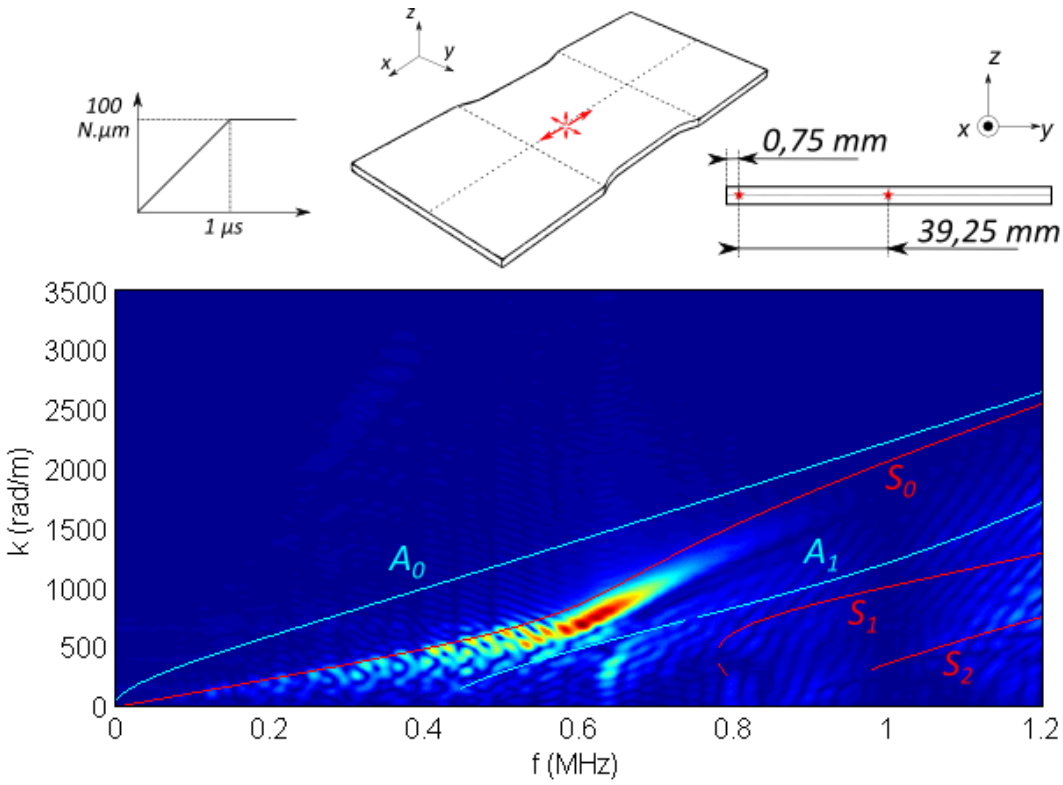

Figure 4. 24 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I, orientée dans la direction x, et localisée à l'intersection des plans d'équation z = 0 et y = 39,25 mm (soit à 0,75 mm du bord de l'éprouvette EPL80).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.5. INFLUENCE DU TEMPS DE MONTEE DE LA SOURCE SUR LE SIGNAL

Certains phénomènes d'endommagement sont plus rapides que d'autres, deux sources d'EA peuvent donc être différenciées par rapport à leur temps de montée. Une source libérant de l'énergie rapidement (phénomène fragile) a un temps de montée court alors qu'une source libérant de l'énergie lentement (phénomène ductile) a un temps de montée long. Pour évaluer l'influence du temps de montée sur les signaux d'EA, des fissures de mode I orientées suivant **x** et positionnées dans le plan d'équation z = 0,25 mm de l'éprouvette EPL3, ont été générées avec les temps de montée suivants (Figure 4. 25) :

- 0,1 µs
- 1 µs
- 10 µs

Plus le temps de montée de la source est court, plus la bande de fréquence sollicitée est large et s'étend vers les hautes fréquences (Figure 4. 26). Le moment dipolaire dans la direction **x** varie entre 0 et 100 N.µm, les moments dipolaires dans les autres directions varient entre 0 et 50 N.µm.

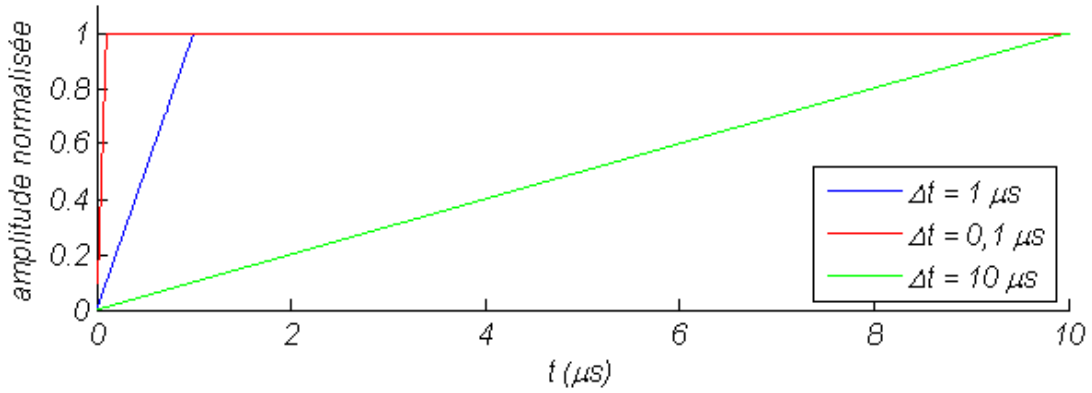

Figure 4. 25 : Evolution temporelle du mécanisme source utilisé pour évaluer l'influence du temps de montée sur le signal d'EA.

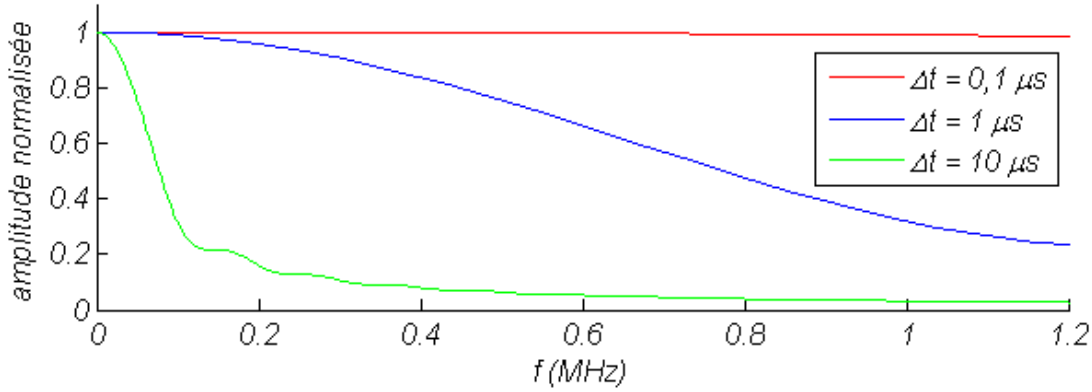

Figure 4. 26 : Transformées de Fourier de l'évolution temporelle du mécanisme source utilisé pour évaluer l'influence du temps de montée sur le signal d'EA.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

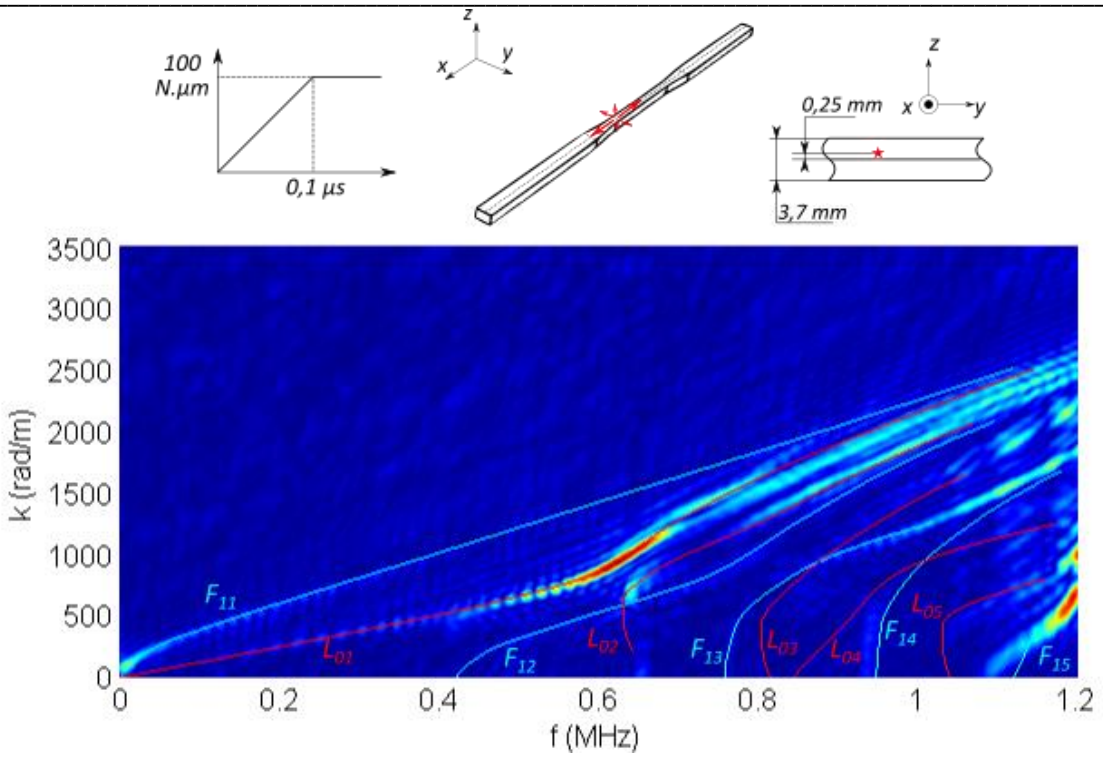

Figure 4. 27 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I, dans la direction x, localisée dans le plan d'équation z = 0,25 mm de l'éprouvette EPL3 et de temps de montée égal à 0,1 µs.

Les FFT2D des signaux montrent que plus le temps de montée de la source est court, plus la plage de fréquence des signaux propagés est étendue et atteint des fréquences élevées (Figure 4. 27). Inversement plus le temps de montée est long, plus la plage de fréquence est étroite et reste cantonnée aux basses fréquences (Figure 4. 28). Il s'agit d'une caractéristique de la source observable sur les FFT2D. Lorsque le temps de montée est long (10 µs par exemple), les modes sollicités sont uniquement les modes fondamentaux (les seuls situés aux basses fréquences) et l'analyse des FFT2D doit se faire sur une plage de fréquence réduite. Moins d'informations peuvent donc être obtenues et il existe moins de points de comparaison permettant de différencier et d'identifier les sources. En revanche, lorsque le temps de montée est court, l'analyse se fait sur une plage de fréquences étendue ce qui permet d'obtenir beaucoup plus d'informations.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

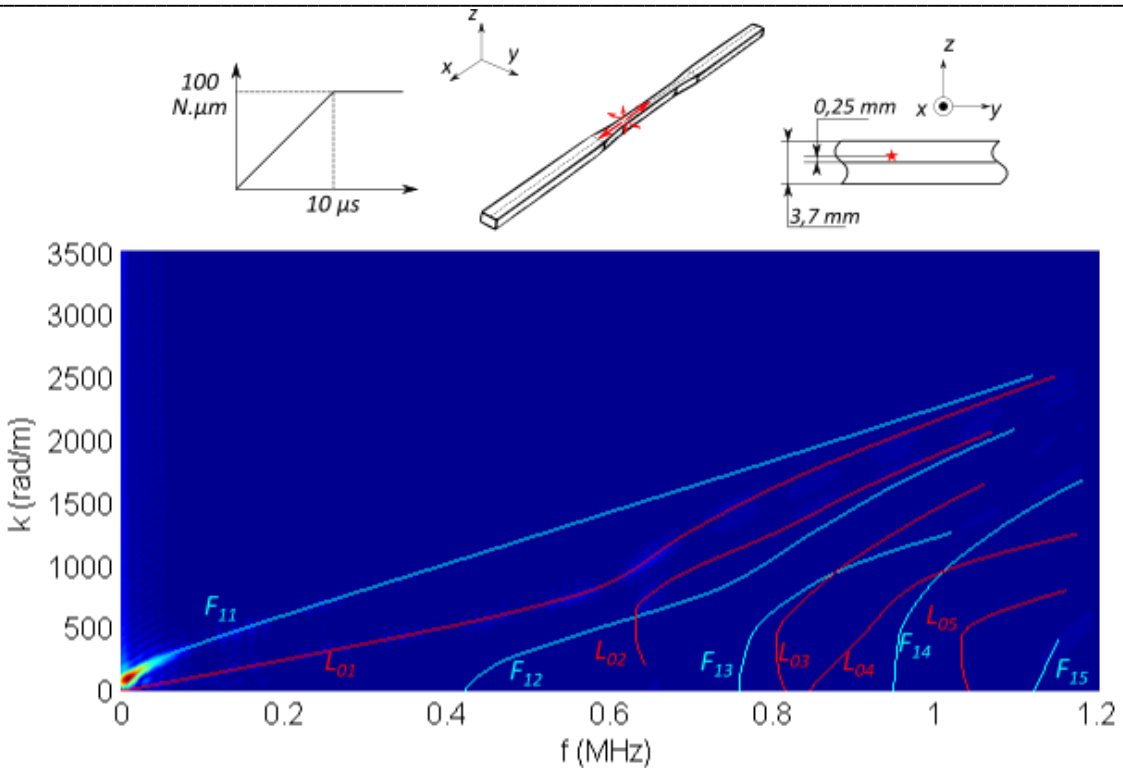

Figure 4. 28 : FFT2D des signaux d'EA générés par une fissure de mode I, dans la direction x, localisée dans le plan d'équation z = 0,25 mm de l'éprouvette EPL3 et de temps de montée égal à 10 µs.

III. IDENTIFICATION DE DEUX SOURCES SIMULEES A L'AIDE DES TRANSFORMEES DE FOURIER 2D

Une source d'EA est à l'origine de la création d'un champ de contrainte dynamique se propageant sous la forme d'ondes mécaniques à l'intérieur des éprouvettes. La propagation de ces ondes se fait sous la forme de modes dont la vitesse et la fréquence sont définies et ne peuvent prendre n'importe quelle valeur. Deux sources différentes créent un champ de contrainte différent, par conséquent des modes différents doivent être sollicités lors de la propagation.

L'objectif de cette partie est d'étudier la possibilité, à l'aide des FFT2D, de différencier et d'identifier deux sources ponctuelles simulées par des dipôles de force :

- La source n°1 est une fissure de mode I, orientée dans la direction **x**, dont le temps de montée est égal à 0,1 µs. Elle est localisée dans le plan d'équation z = 0 (Figure 4. 29). Le moment dipolaire orienté dans la direction **x** a une évolution temporelle linéaire de 0 à 500 N.µm. Les moments dipolaires orientés dans les autres directions ont une évolution temporelle linéaire de 0 à 250 N.µm.

- La source n°2 est un cisaillement (fissure de mode II) orienté à 45° par rapport à l'axe **x**, dont le temps de montée est égal à 1 µs. Elle est localisée dans le plan d'équation z = 0,95 mm (Figure 4. 30). L'évolution temporelle des moments dipolaires est linéaire et évolue entre 0 et 100 N.µm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

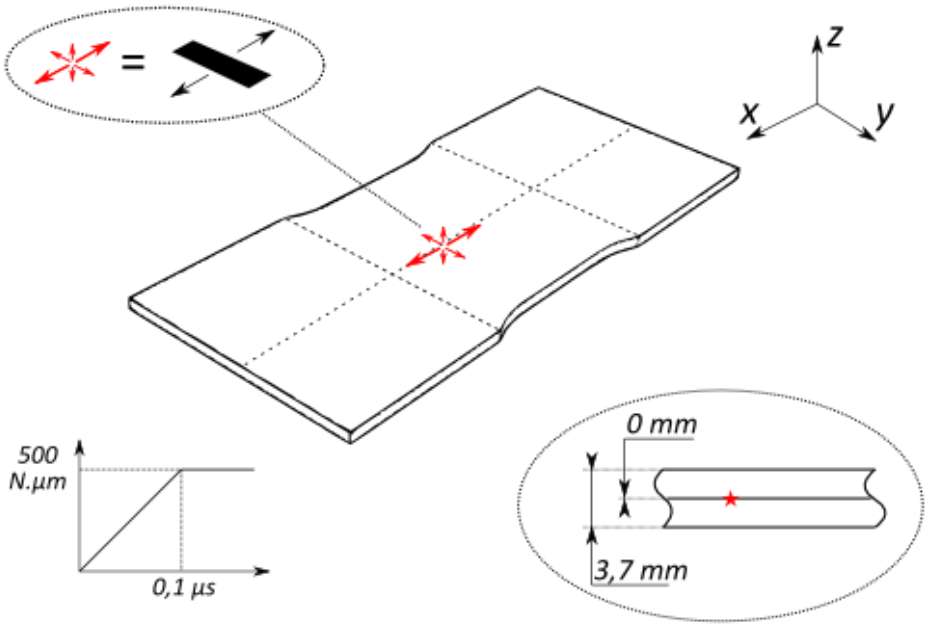

Figure 4. 29 : Source n°1 : Fissure de mode I de temps de montée 0,1 µs. Elle est localisée dans le plan d'équation z = 0 et orientée dans la direction x.

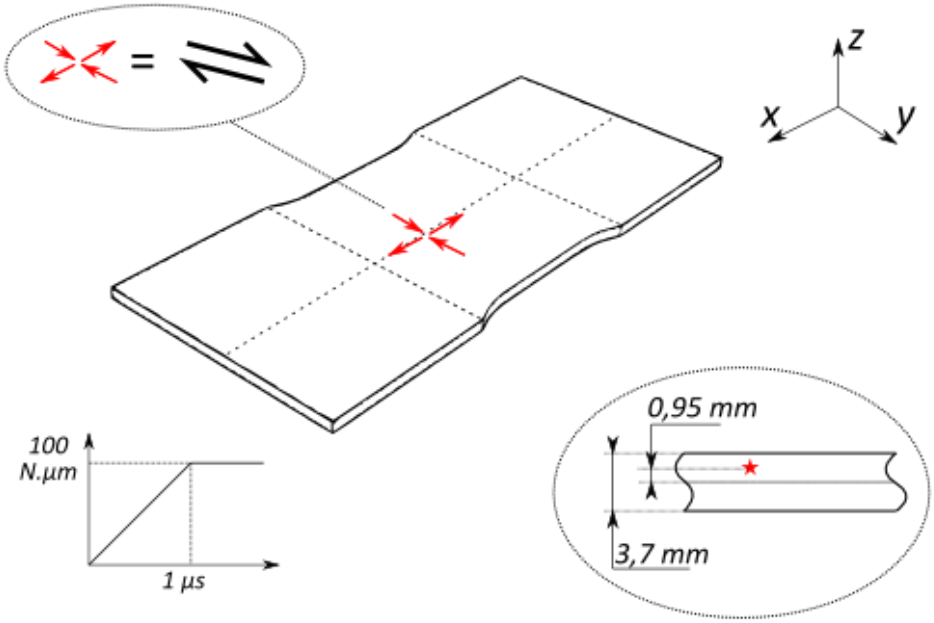

Figure 4. 30 : Source n°2 : Cisaillement de temps de montée 1 µs. Elle est localisée dans le plan d'équation z = 0,95 mm et orientée à 45° de l'axe x.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Les deux sources génèrent des champs de contrainte anisotropes. La source n°1 sollicite majoritairement la direction **x** et minoritairement les directions **y** et **z**. La source n°2 sollicite de façon équivalente les directions **x** et **y** mais ne sollicite pas la direction **z**. La source n°1 libère une plus grande quantité d'énergie que la source n°2 et dans un temps plus court. Elle peut donc simuler un mécanisme d'endommagement fragile. La source n°2 quant à elle peut simuler un mécanisme d'endommagement ductile. Enfin, la source n°1 est localisée dans le plan d'équation z = 0 alors que la source n°2 est décalée. Les deux sources sont étudiées pour chaque géométrie d'éprouvette.

III.1. ETUDE DES FFT2D DES SOURCES GENEREES DANS L'EPROUVETTE EPL80

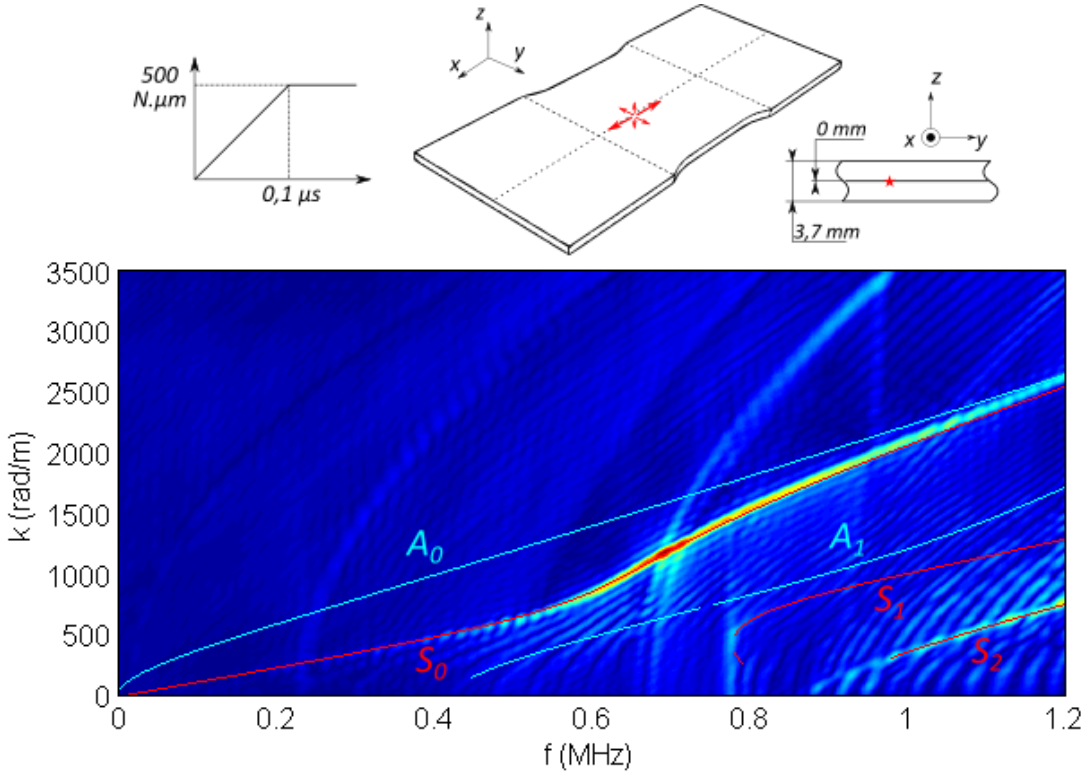

Figure 4. 31 : FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

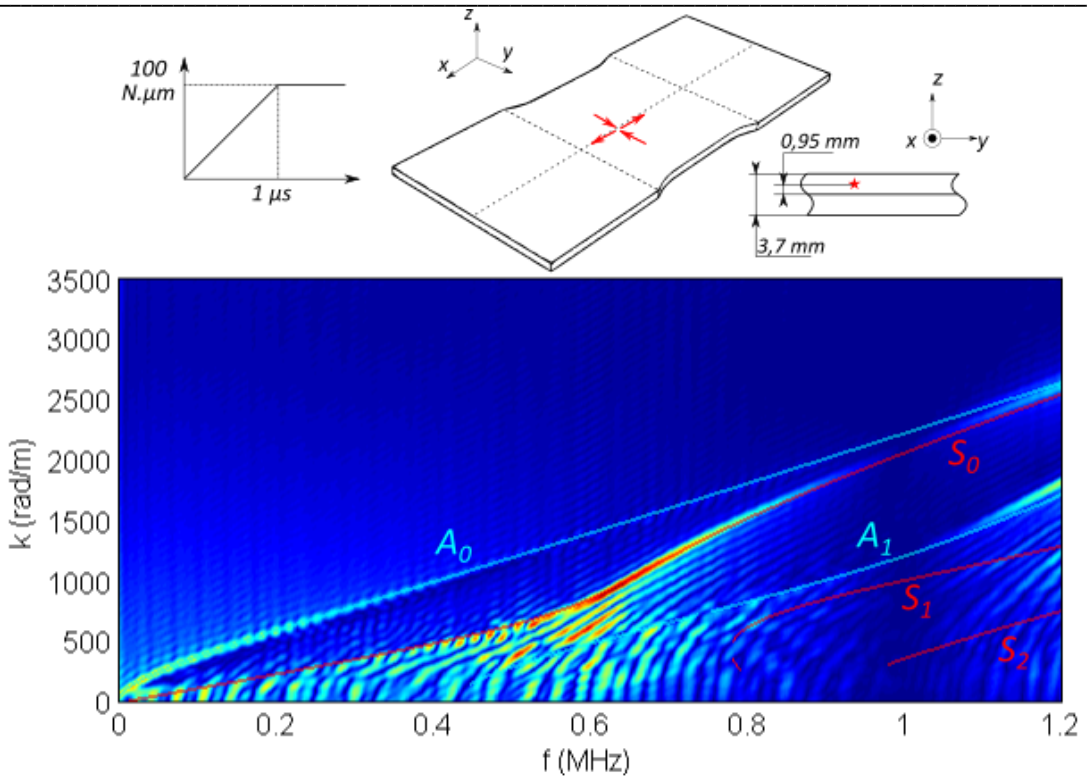

Figure 4. 32 : FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL80.

La FFT2D des signaux générés par la source n°1 (Figure 4. 31) ne montre pas de sollicitation du mode A_0, ni des autres modes antisymétriques. Seuls les modes symétriques sont sollicités ce qui indique que la source est bien positionnée dans le plan médian de l'éprouvette. Une excitation du mode S_1 est visible ce qui peut indiquer que la source présente une composante dans une direction de petite dimension. Dans le cas de l'éprouvette EPL80, la seule direction de petite dimension est la direction **z**. La source doit donc avoir une composante dans cette direction, c'est bien le cas de la source n°1. Enfin, on observe des sollicitations importantes aux hautes fréquences, ce qui indique un évènement libérant de l'énergie rapidement.

La FFT2D des signaux générés par la source n°2 montre que le mode A_0 est sollicité (le mode A_1 est aussi sollicité) indiquant que la source est située dans un plan décalé à l'extérieur par rapport au plan médian. Le mode S_1 n'est pas sollicité, la source ne doit donc pas avoir de composante dans la direction **z** (de petite dimension). C'est bien le cas de la source n°2. Le contenu fréquentiel est de plus basse fréquence que celui de la source n°1 ce qui indique bien un évènement dont la libération d'énergie est plus lente.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.2. ETUDE DES FFT2D DES SOURCES GENEREES DANS L'EPROUVETTE EPL3

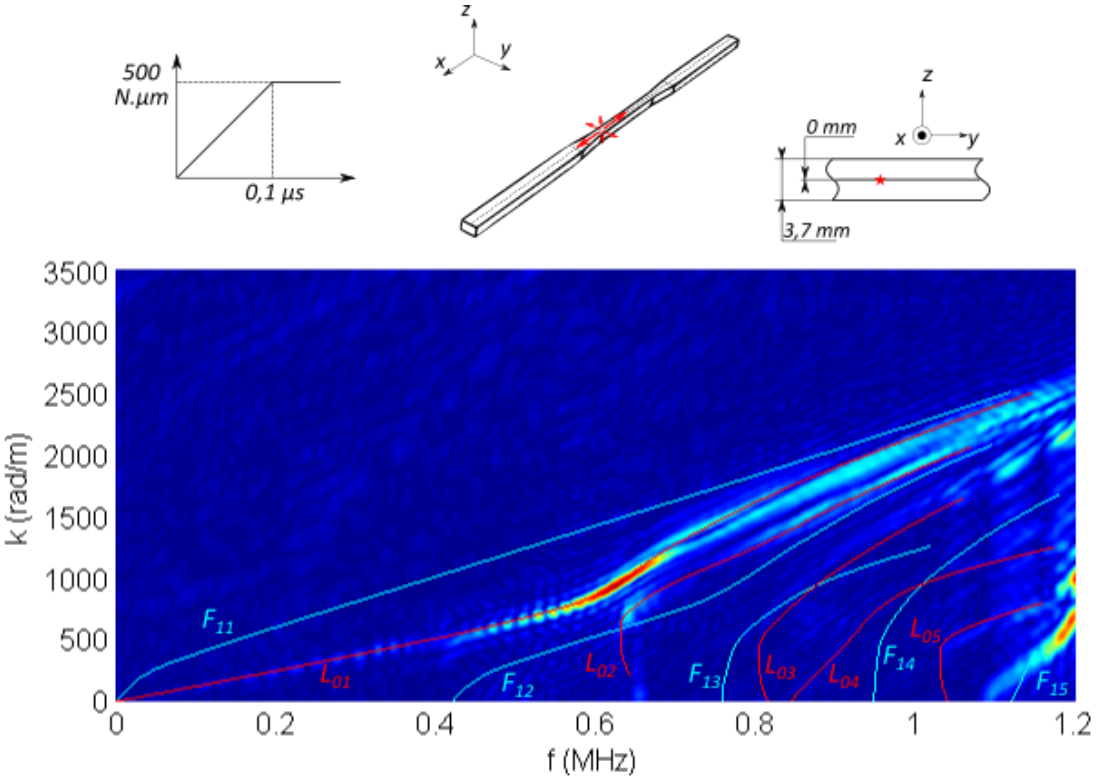

Figure 4. 33 : FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL3.

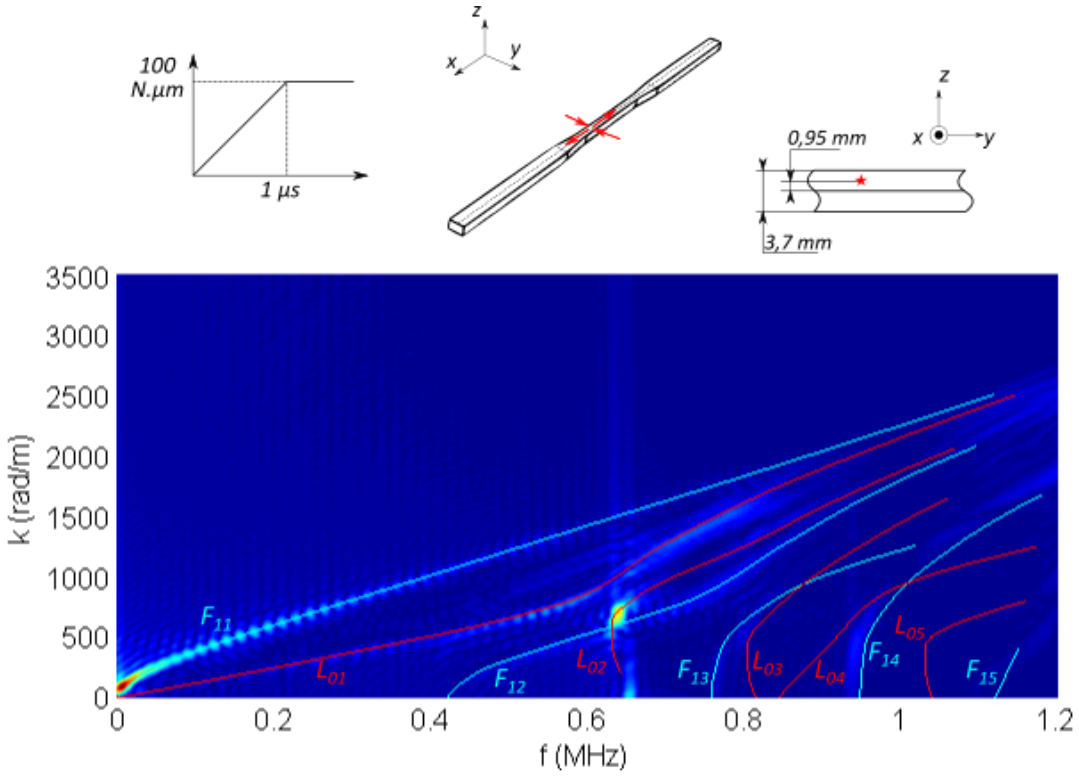

Figure 4. 34 : FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL3.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Sur La FFT2D des signaux générés par la source n°1 (Figure 4. 33), le seul mode fondamental excité est le mode L_{01} (le mode F_{11} n'est pas présent). Cela indique que la source est située dans le plan d'équation z = 0. Le mode L_{02} est aussi sollicité, mettant ainsi en évidence l'existence d'une composante dans une direction de petite dimension (c'est-à-dire dans la direction **x** ou **y**). Enfin, Les hautes fréquences sont sollicitées indiquant un phénomène rapide.

La FFT2D des signaux générés par la source n°2 (Figure 4. 34) montre une sollicitation du mode F_{11} indiquant que la source est située dans un plan extérieur par rapport au plan médian. De même que pour la source n°1, le mode L_{02} est excité ce qui indique que la source a une composante dans une direction de petite dimension. Enfin, les basses fréquences sont sollicitées, le mécanisme source libère donc de l'énergie plus lentement.

Les deux sources possèdent une composante dans une direction de petite dimension, la présence du mode L_{02} ne permet donc pas de différencier les sources dans ce cas. Seules les indications sur la position de la source et son temps de montée permettent de les différencier.

Il est à noter que même si les éprouvettes EPL3 et EPL80, de géométries différentes, présentent des modes de propagation différents, les FFT2D calculées sur les signaux issus d'une même source présentent de grandes similitudes.

III.3. ETUDE DES FFT2D DES SOURCES GENEREES DANS L'EPROUVETTE EPL16

Cette éprouvette présente des modes de propagation beaucoup plus complexes par rapport aux éprouvettes EPL3 et EPL80. L'identification des modes d'ordre supérieur est donc rendue très difficile, voire impossible. En revanche, il est possible d'identifier des modes pouvant s'apparenter à des modes fondamentaux.

La FFT2D des signaux générés par la source n°1 (Figure 4. 35) montre la présence d'un mode qui s'apparente au mode longitudinal fondamental (L_{01}) et l'absence d'un mode fondamental de flexion (F_{11}). La source est donc située dans le plan médian. Par ailleurs il s'agit bien d'une source à libération d'énergie rapide puisque les hautes fréquences sont excitées.

La FFT2D des signaux générés par la source n°2 (Figure 4. 36) montre bien la présence d'un mode qui s'apparente au mode fondamental de flexion qui indique que la source est extérieure au plan médian ainsi qu'un contenu basse fréquence montrant qu'il s'agit d'une source à libération d'énergie plus lente.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

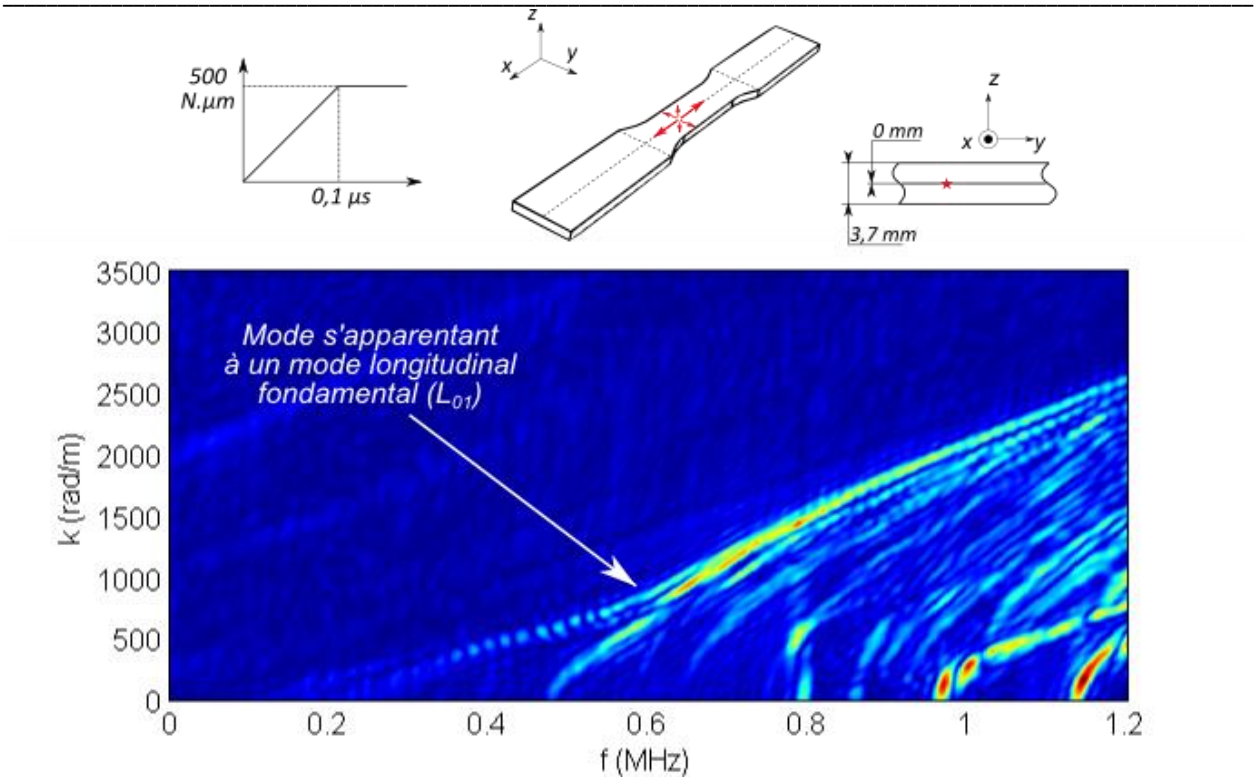

Figure 4. 35 : FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL16.

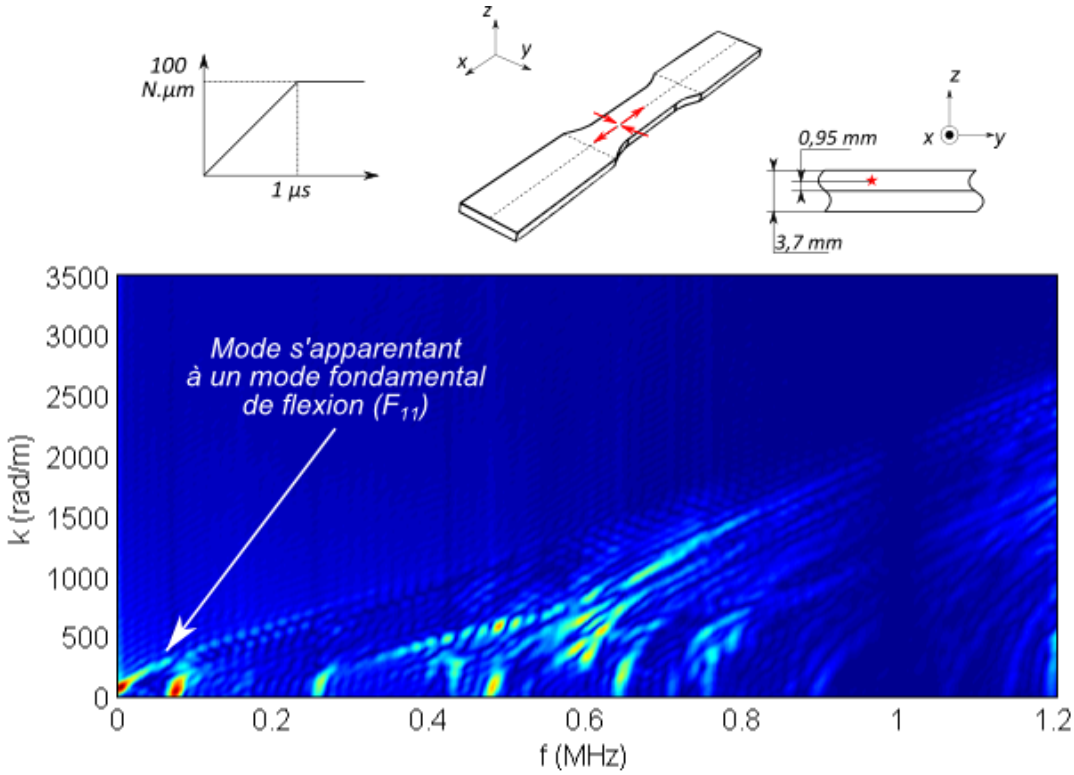

Figure 4. 36 : FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL16.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

III.4. ETUDE DES FFT2D CALCULEES SUR LA TRANCHE DE L'EPROUVETTE EPL80

Comme il l'a été dit au cours du chapitre 2, la distance de propagation à considérer pour le calcul des FFT2D est différente suivant le type d'onde étudié. C'est pourquoi, pour chaque source, deux FFT2D sont calculées, une pour identifier l'onde de Rayleigh et une pour identifier les ondes de plaque (Chapitre 2, Figure 2. 17).

Les FFT2D calculées à partir des signaux générés par la source n°1 (fissure de mode I), montrent la présence de modes S et TH : les modes fondamentaux S_0 et TH_0 dont l'amplitude est grande, ainsi que les modes S_2 et TH_2 (Figure 4. 37). La présence d'une onde de Rayleigh est aussi détectable (Figure 4. 38) mais son amplitude est inférieure à celle des modes de plaque. De même que pour les calculs sur la face, on observe des sollicitations importantes aux hautes fréquences, ce qui indique un évènement libérant de l'énergie rapidement. Les modes symétriques observés sont déjà présents sur les FFT2D des calculs sur la face de l'éprouvette (Figure 4. 31). En revanche les modes TH et l'onde de Rayleigh ne sont pas détectables sur la face et peuvent apporter des informations supplémentaires sur la source.

Les FFT2D calculées à partir des signaux générés par la source n°2 (cisaillement), montrent la présence du mode TH_0 dont l'amplitude est grande (Figure 4. 39), ainsi que celle de l'onde de Rayleigh dont l'amplitude est aussi élevée (Figure 4. 40). En revanche, l'absence totale des modes symétriques est notable. Or, le mode S_0 étant présent sur les FFT2D des signaux calculés sur la face, celui-ci aurait aussi pu être présent sur les FFT2D calculées à partir des signaux de la tranche. Les modes antisymétriques n'étant pas observables sur la tranche de l'éprouvette, il n'est pas possible d'obtenir des informations sur la position de la source dans l'épaisseur. Le contenu basse fréquence indique que la libération d'énergie est plus lente que pour la source n°1.

Les observations faites sur les FFT2D se retrouvent sur l'évolution temporelle des signaux. Celle-ci est clairement différente entre le signal généré par la source n°1 (Figure 4. 41) et celui généré par la source n°2 (Figure 4. 42). Le caractère dispersif (présence de modes dispersifs sur les FFT2D) des signaux issus de la source n°1 est visible sur le signal calculé à 40 mm de l'épicentre de la source (Figure 4. 41). La présence d'une onde de Rayleigh de faible amplitude y est détectable au milieu des ondes dispersives. Le caractère non-dispersif des signaux issus de la source n°2 se retrouve sur le signal calculé à 40 mm de l'épicentre (Figure 4. 42). L'onde de Rayleigh de grande amplitude est bien visible.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

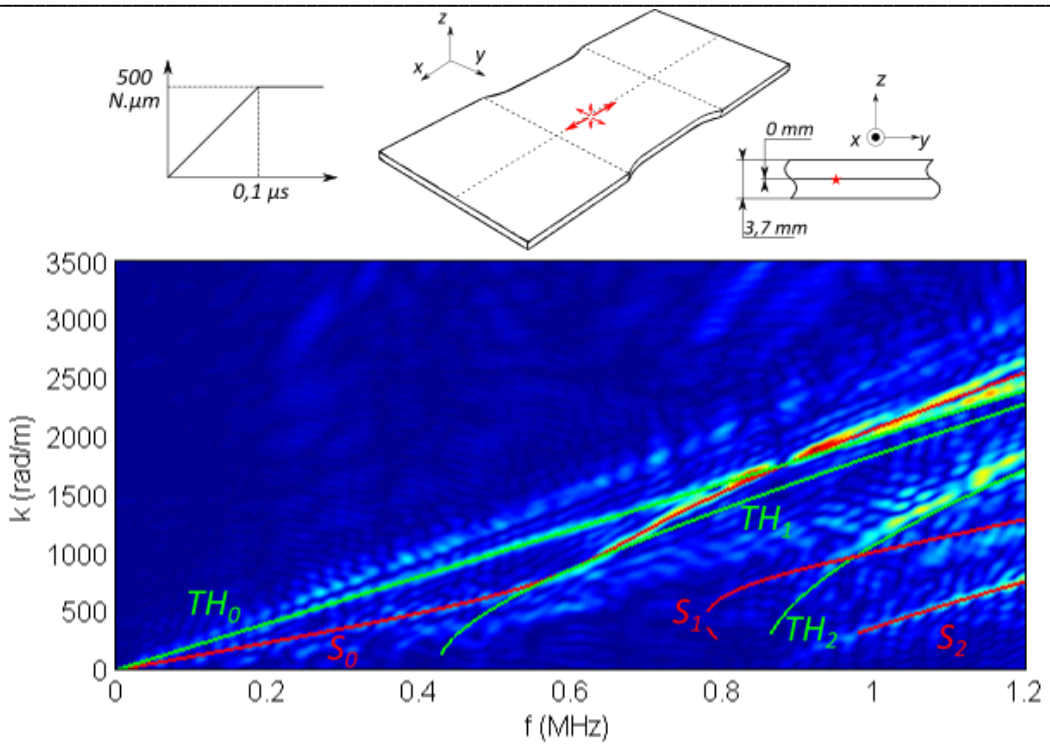

Figure 4. 37 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par la source n°1 (fissure de mode I). La distance utilisée pour le calcul est la distance de la source au point de mesure.

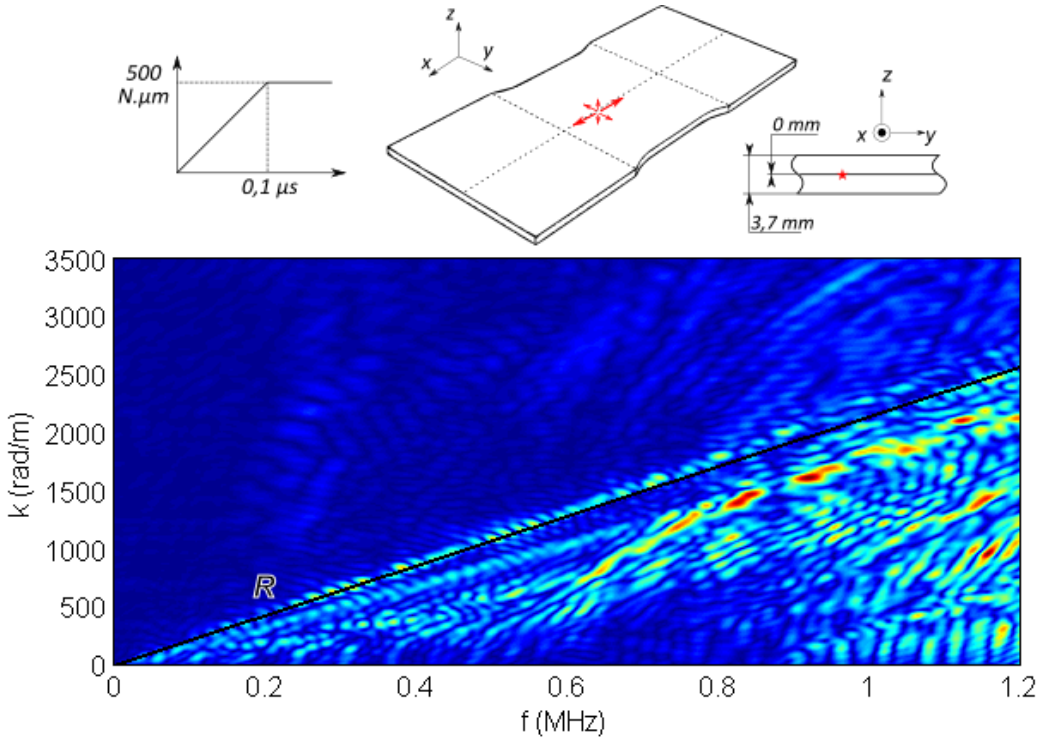

Figure 4. 38 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par la source n°1 (fissure de mode I). La distance utilisée pour le calcul est la distance de l'épicentre de la source au point de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

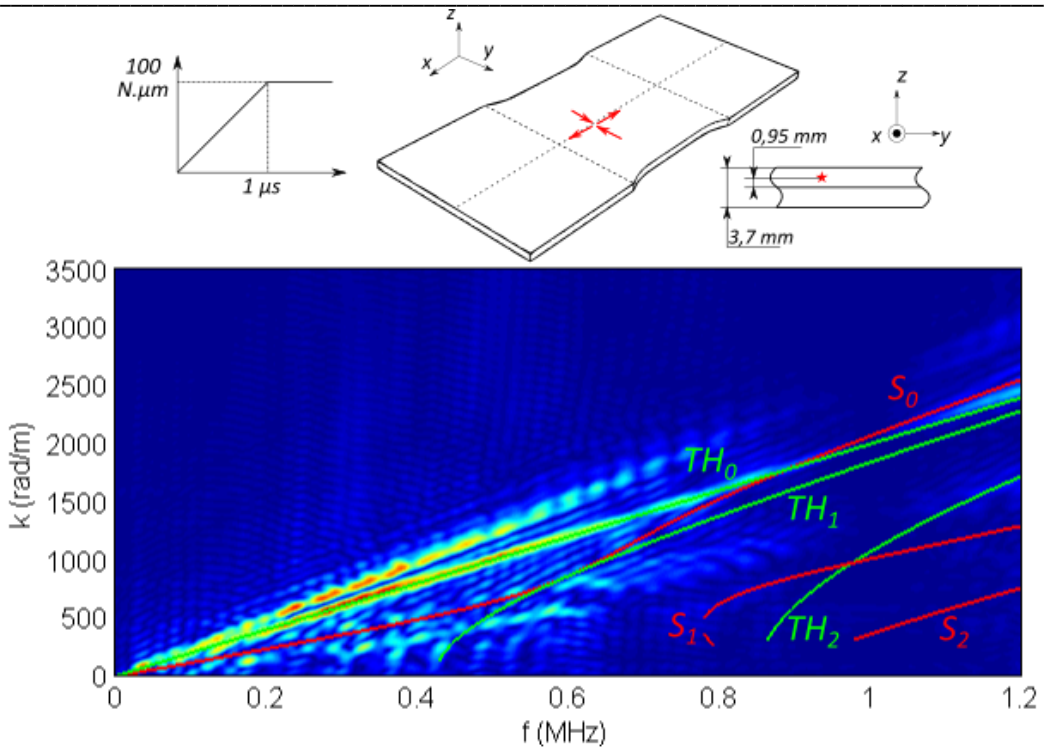

Figure 4. 39 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par la source n°2 (cisaillement). La distance utilisée pour le calcul est la distance de la source au point de mesure.

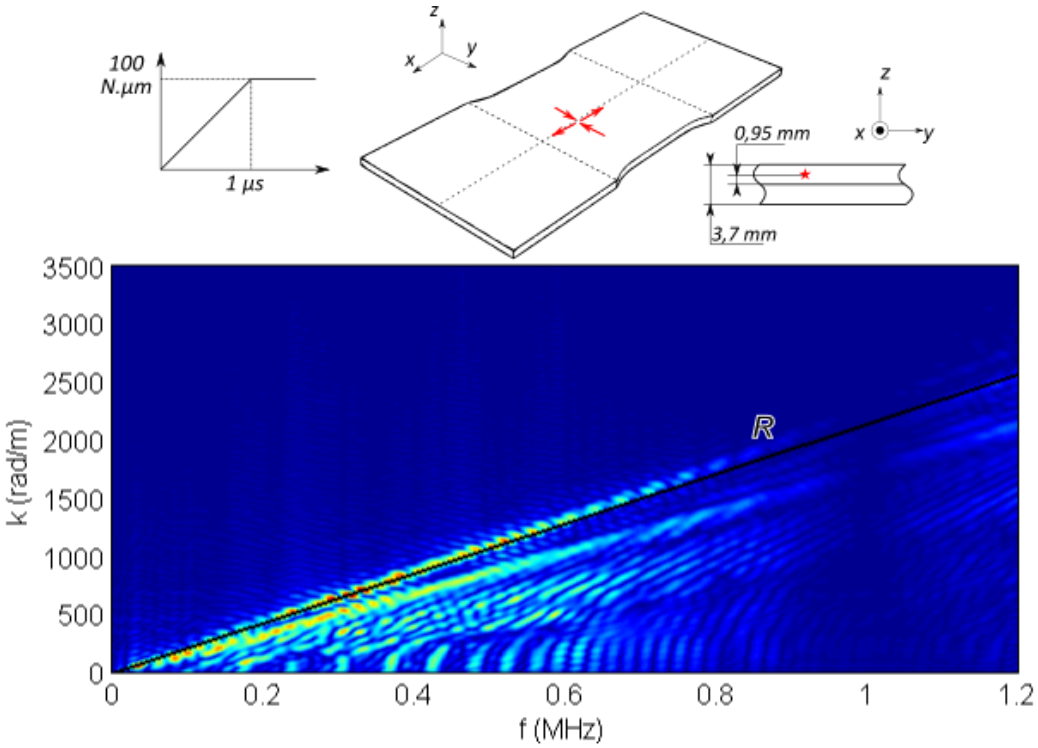

Figure 4. 40 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par la source n°2 (cisaillement). La distance utilisée pour le calcul est la distance de l'épicentre de la source au point de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

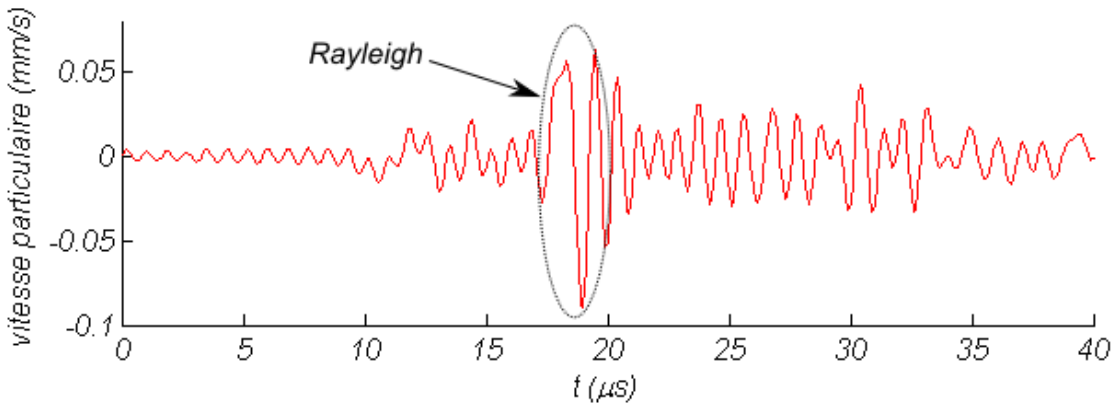

Figure 4. 41 : Signal calculé sur la tranche de l'éprouvette EPL80, à 40 mm de l'épicentre de la source, et généré par la source n°1 (fissure de mode I).

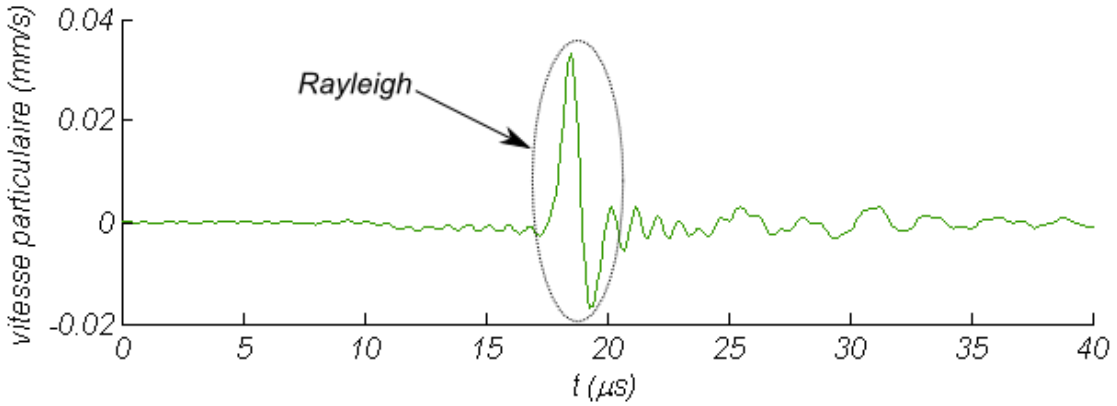

Figure 4. 42 : Signal calculé sur la tranche de l'éprouvette EPL80, à 40 mm de l'épicentre de la source, et généré par la source n°2 (cisaillement).

La sollicitation des modes fondamentaux en fonction de la source présente des similitudes sur les trois géométries. En revanche, bien que des relations aient été établies entre les directions de sollicitation d'une source et la présence de modes d'ordre supérieur, l'identification des sources par l'analyse de ces modes reste difficile, surtout dans le cas de l'éprouvette EPL16 qui présente des modes de dispersion complexes. La présence d'un mode antisymétrique ou de flexion, reliée à la profondeur de la source, et l'analyse de la largeur de la bande de fréquence excitée, reliée au temps de montée, sont des indices solides pour l'identification des sources.

Les calculs sur la tranche de l'éprouvette EPL80 permettent de détecter des ondes indétectables sur la face (ondes TH et onde de Rayleigh). Ces ondes permettent d'apporter d'autres informations sur la source, ce qui rend ces mesures intéressantes. D'autres informations sont perdues sur les FFT2D calculées sur la tranche. La détection des modes antisymétriques étant irréalisable, l'évaluation de la position dans l'épaisseur est impossible. L'utilisation combinée de signaux mesurés sur la face et la tranche de l'éprouvette parait intéressante dans le but d'identifier des sources.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

IV. UTILISATION DES TRANSFORMEES TEMPS-FREQUENCE POUR L'IDENTIFICATION DES SOURCES

IV.1. ANALYSE DES TRANSFORMEES CALCULEES SUR CHAQUE GEOMETRIE D'EPROUVETTE

Les FFT2D apportent des informations sur les sources par l'analyse des modes de propagation excités par ces dernières. Malheureusement, le nombre de signaux nécessaires à leur calcul est trop important pour pouvoir les utiliser expérimentalement.

Nous allons analyser la capacité de la transformée temps-fréquence à délivrer des informations similaires à la FFT2D pour différencier les deux sources (n°1 et n°2). Pour cela, les distributions de Choi Williams (DCW) des signaux propagés à 60 mm sont calculées pour chaque éprouvette et chaque source. Elles sont ensuite analysées afin d'y détecter des modes de propagation et autres informations permettant de différencier et d'identifier les sources.

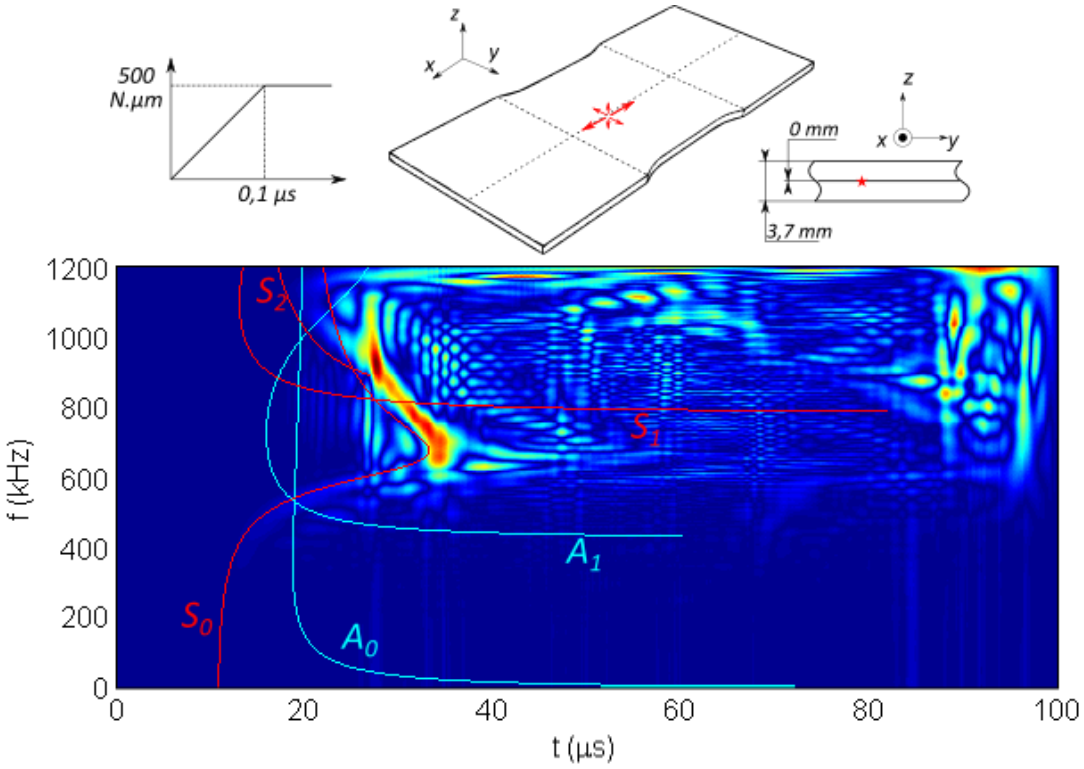

Figure 4. 43 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL80. La distance de propagation est de 60 mm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

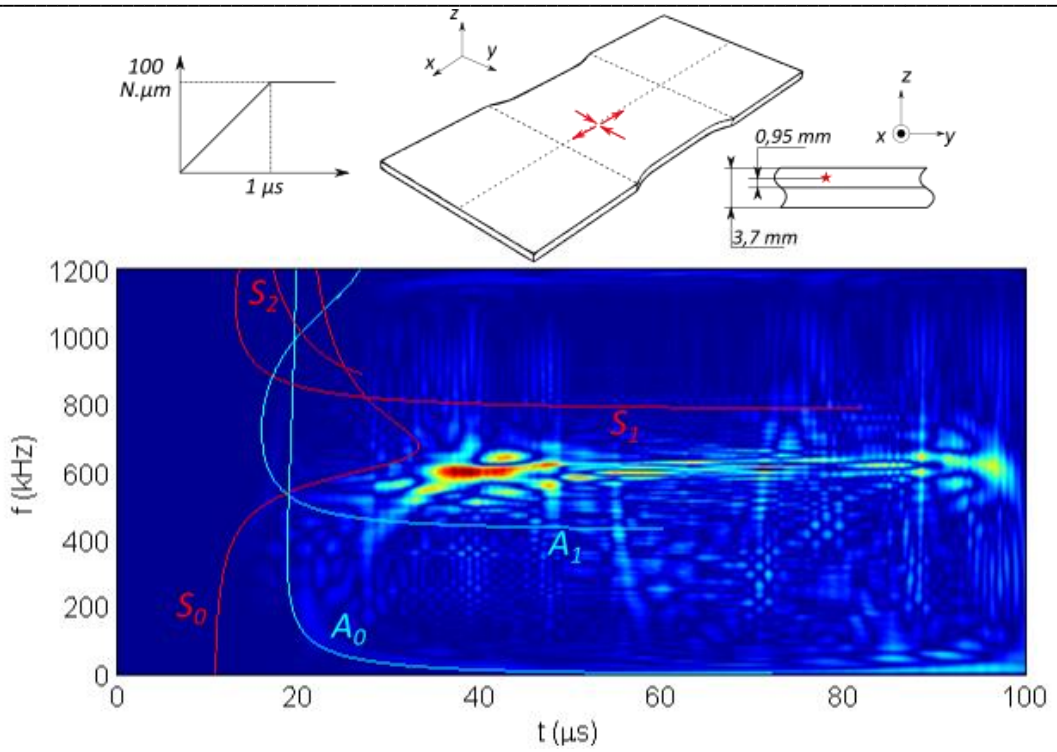

Figure 4. 44 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL80. La distance de propagation est de 60 mm.

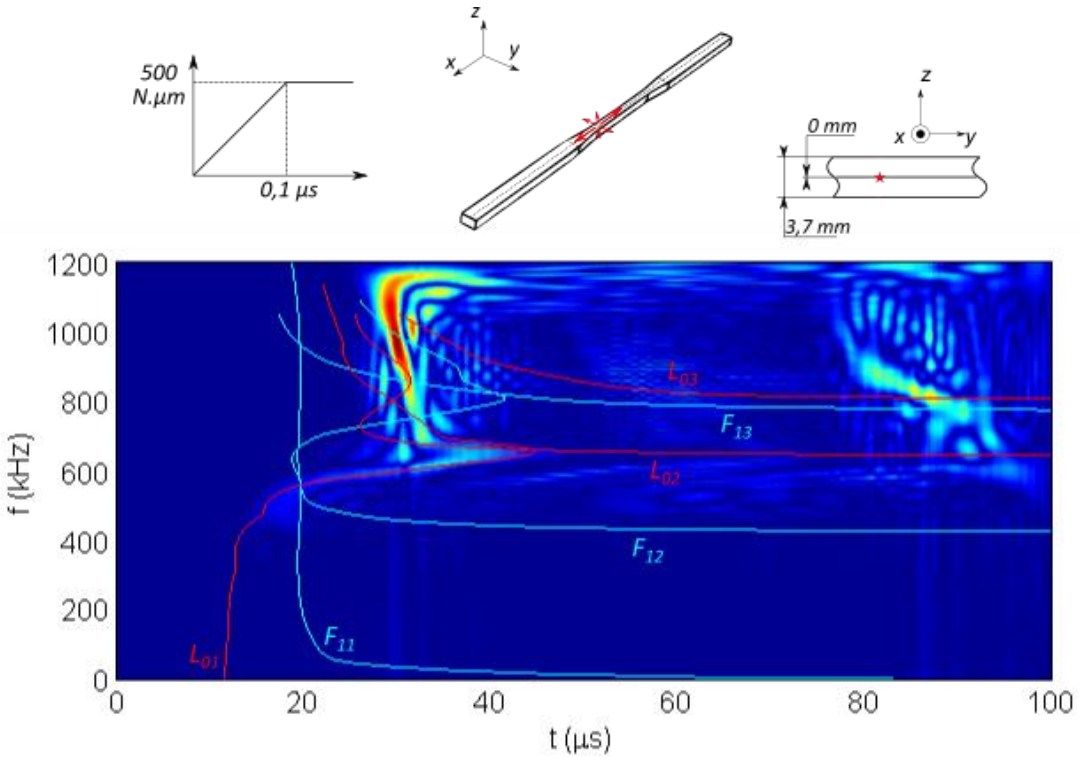

Figure 4. 45 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL3. La distance de propagation est de 60 mm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

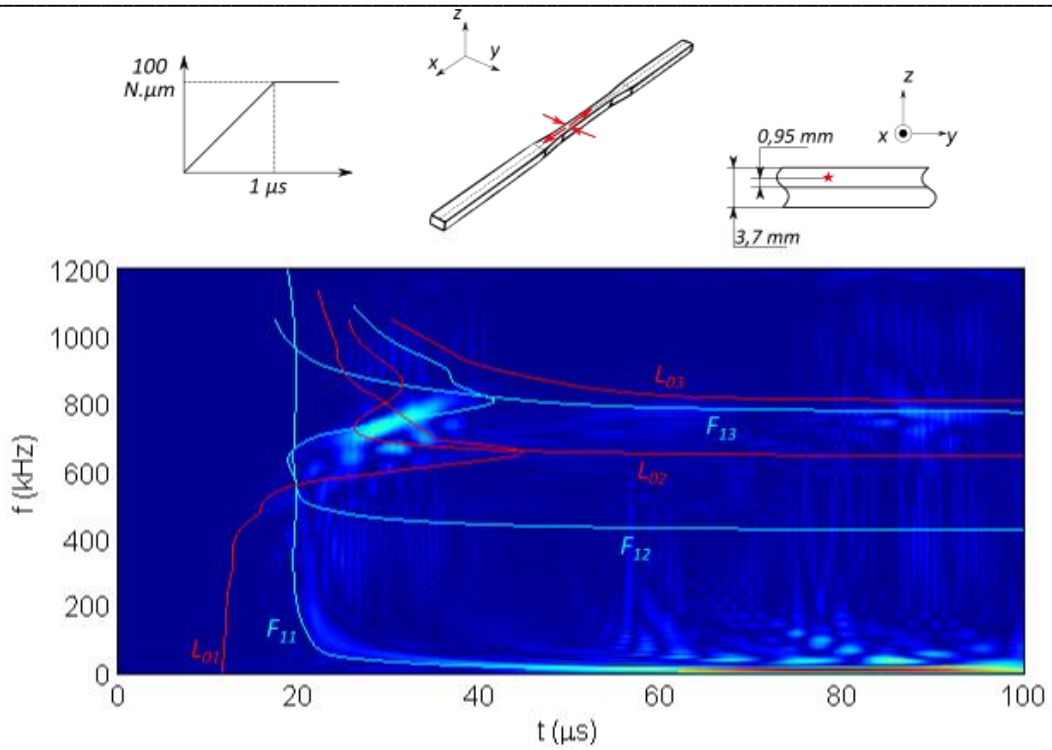

Figure 4. 46 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL3. La distance de propagation est de 60 mm.

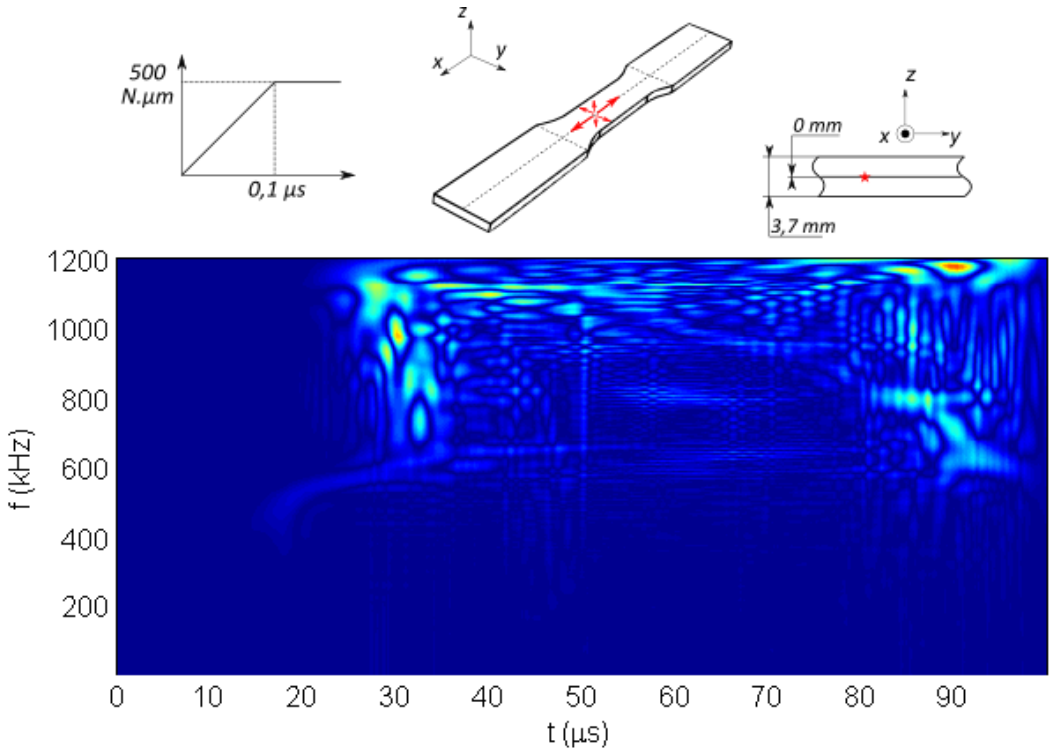

Figure 4. 47 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL16. La distance de propagation est de 60 mm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

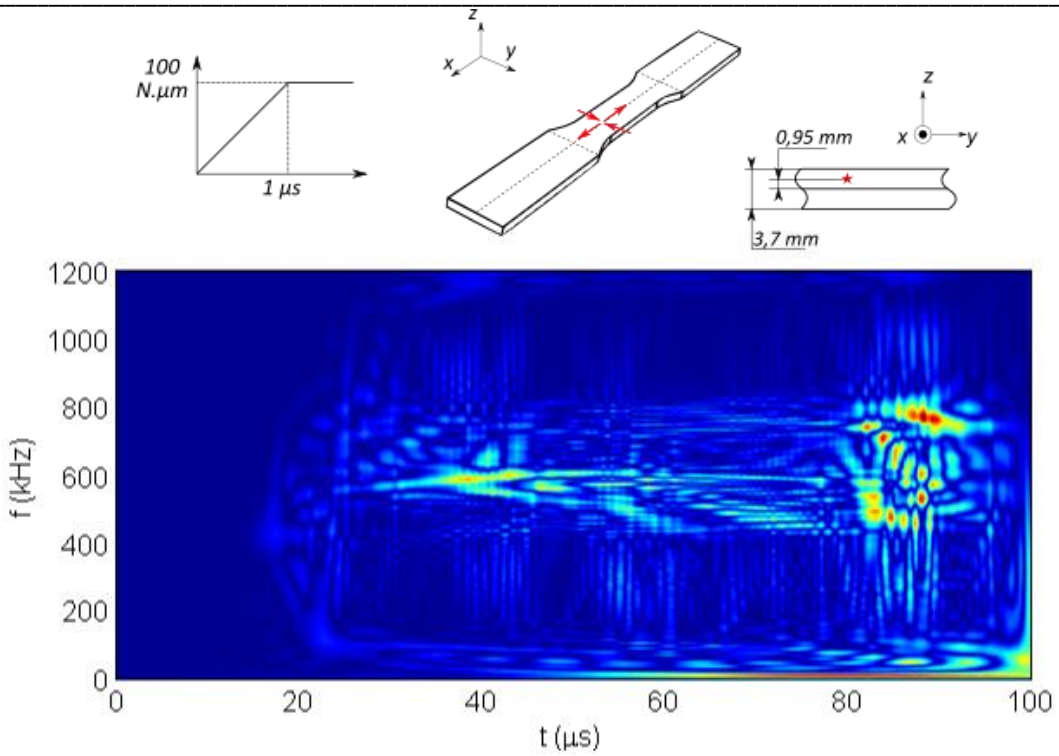

Figure 4. 48 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL16. La distance de propagation est de 60 mm.

Le mode symétrique (ou longitudinal) fondamental des signaux générés par la source n°1 est excité à des fréquences supérieures à 400 kHz (Figure 4. 43, Figure 4. 45 et Figure 4. 47). C'est le seul mode excité, la présence d'autres modes n'est pas identifiable. Dans le cas de la source n°2, le mode antisymétrique (ou de flexion) fondamental est sollicité à basse fréquence (50 kHz environ). D'autres modes sont visibles, ils sont différents selon l'éprouvette considérée. Pour l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 44), la réflexion du mode S_0 sur les bords latéraux est observable autour de 600 kHz et 40 µs. Pour l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 46), un spot de plus forte intensité est situé autour de 700 kHz et 30 µs. L'étude de la DCW ne permet pas d'associer ce spot à un mode de propagation particulier car il se situe dans une zone où les modes se superposent. Seul le rapprochement avec la FFT2D correspondante (Figure 4. 34) permet de dire qu'il s'agit du mode L_{02}. De même pour l'éprouvette EPL16 (Figure 4. 48) il existe un spot d'intensité élevé autour de 600 kHz et 40 µs mais il est impossible de l'associer à un mode de propagation.

De même que les FFT2D, les DCW permettent de visualiser les modes excités par les sources d'EA simulées. Cependant, contrairement aux FFT2D sur lesquelles il est aussi possible d'identifier les modes d'ordre supérieur, seuls les modes fondamentaux sont identifiables. Par conséquent, il est impossible d'avoir des indications sur la forme et la direction du champ de contrainte généré par les sources. Les bandes de fréquence sollicitées sont quant à elles bien visibles et permettent d'avoir accès aux informations sur le temps de montée des sources.

Enfin, malgré les différences de géométrie (et donc de modes de propagation) entre chaque éprouvette, les DCW associées à une même source sont très proches d'une géométrie à l'autre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Globalement, les mêmes bandes de fréquences sont sollicitées et des modes de propagation similaires y sont reconnaissables.

IV.2. INFLUENCE DE LA DISTANCE DE PROPAGATION SUR LES TRANSFORMEES TEMPS-FREQUENCE

Les DCW analysées précédemment, ont été calculées à 60 mm de la source. Or, d'un essai d'EA à un autre, les capteurs peuvent se trouver à des distances différentes de la source. Tout d'abord car les mécanismes d'endommagement n'apparaissent pas tous au même endroit de la zone utile, par conséquent la distance entre les capteurs et la source varie d'une source à l'autre. Ensuite, car la position des capteurs est contrainte par les conditions d'essai. Lors d'un essai à température ambiante, par exemple, les capteurs sont positionnés dans la zone utile de l'éprouvette (ou très proches de la zone utile). En revanche, lors d'un essai à haute température, qui requiert l'utilisation d'un four, les capteurs sont positionnés dans la zone froide, c'est-à-dire loin de la zone utile sur les talons de l'éprouvette, ou sur des guides d'onde. De même, la position des mors, l'utilisation d'un extensomètre pour mesurer les déformations sont autant d'éléments qui contraignent le positionnement des capteurs.

Afin de savoir si la distance de propagation peut influencer le contenu des transformées temps-fréquence, les DCW de signaux générés par la source n°1 sont calculées à des distances différentes de la source sur l'éprouvette EPL80. Trois positions sont étudiées :

- Une première position, à 20 mm, située dans la zone utile et proche de la source.
- Une seconde position, déjà étudiée, à 60 mm, à l'extérieur et proche de la zone utile.
- Une troisième position à 80 mm de la source, à l'extérieur et éloignée de la zone utile.

Le mode S_0, présent sur la DCW à 60 mm, est aussi reconnaissable sur les DCW à 20 et 80 mm mais son amplitude est faible à 80 mm de la source. A cette distance, la zone de la DCW de plus grande amplitude est une zone correspondant à des réflexions et dans laquelle le mode S_0 n'est pas identifiable, alors que plus proche de la source (à 20 et 60 mm) il est non seulement identifiable mais aussi d'amplitude maximale. D'après ces observation, il est plus intéressant de ne pas positionner le point de mesure trop loin de la source. S'il est placé trop loin, l'attention risque d'être reportée sur les réflexions, de plus grande amplitude, mais qui ne permettent pas une identification des modes. La Figure 4. 52 montre l'évolution de la différence de temps d'arrivée entre l'onde directe et les réflexions sur les bords latéraux d'une éprouvette de 80 mm de large en fonction de la distance entre la source et le point de mesure. Elle montre que plus la distance augmente, plus les réflexions latérales arrivent tôt au point de mesure, par conséquent plus elles ont de l'importance.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

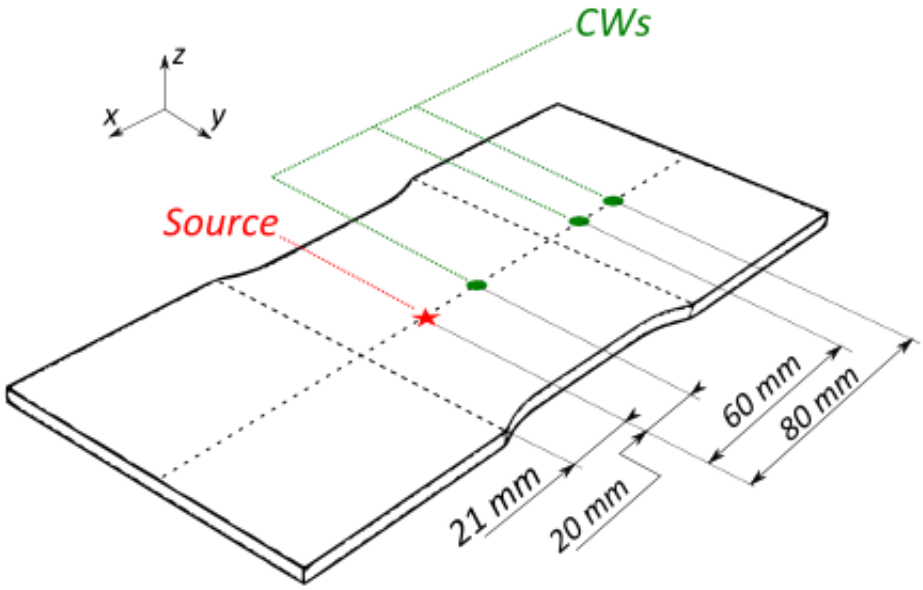

Figure 4. 49 : Position des points de calcul de la vitesse particulaire pour l'éprouvette EPL80 afin d'évaluer l'impact de la distance de propagation sur le contenu des transformées temps-fréquence.

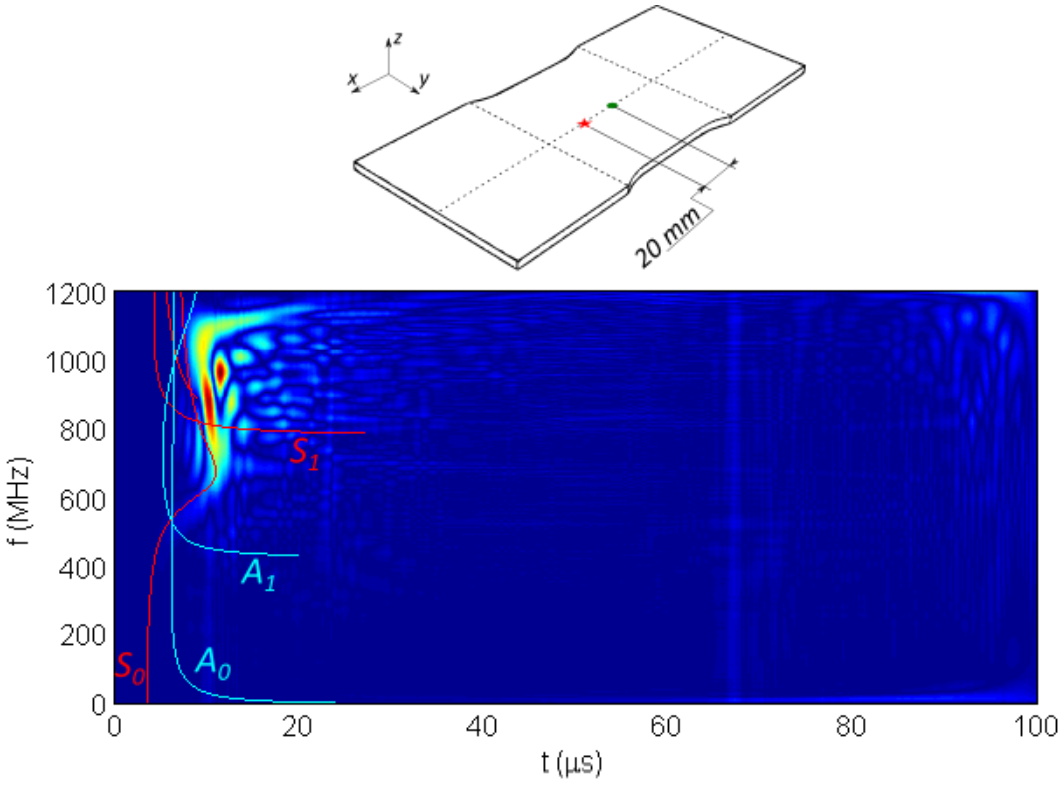

Figure 4. 50 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL80. La distance de propagation est de 20 mm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

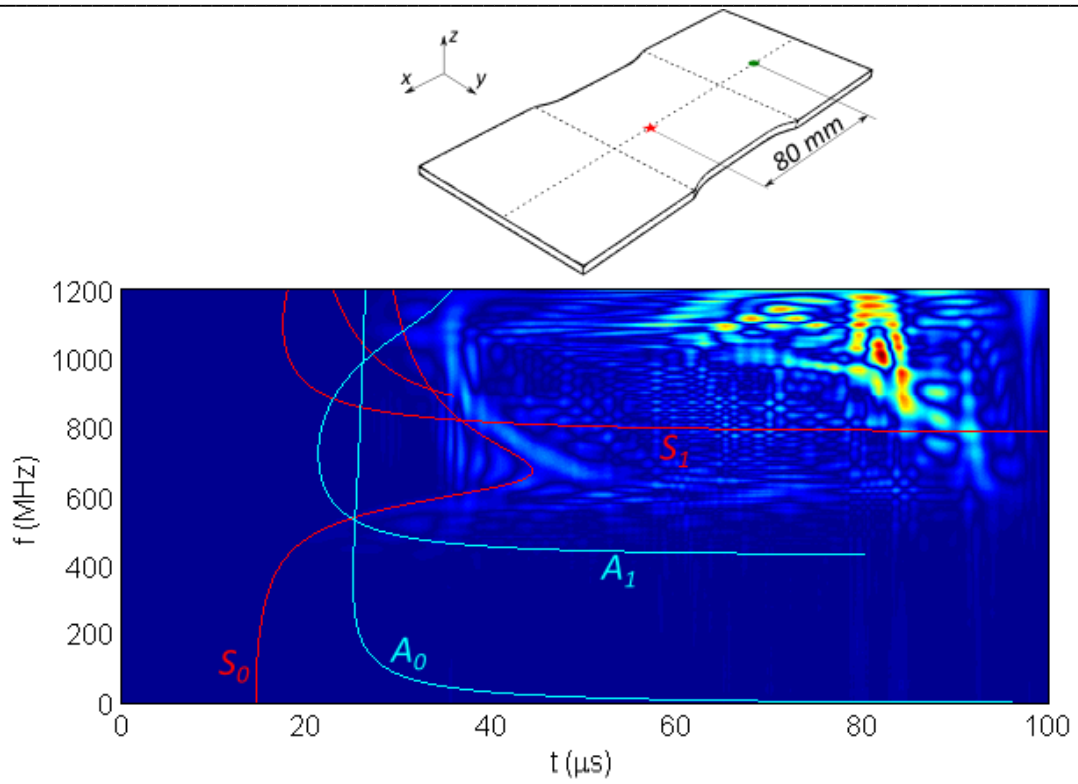

Figure 4. 51 : Distribution de Choi-Williams d'un signal d'EA généré par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL80. La distance de propagation est de 80 mm.

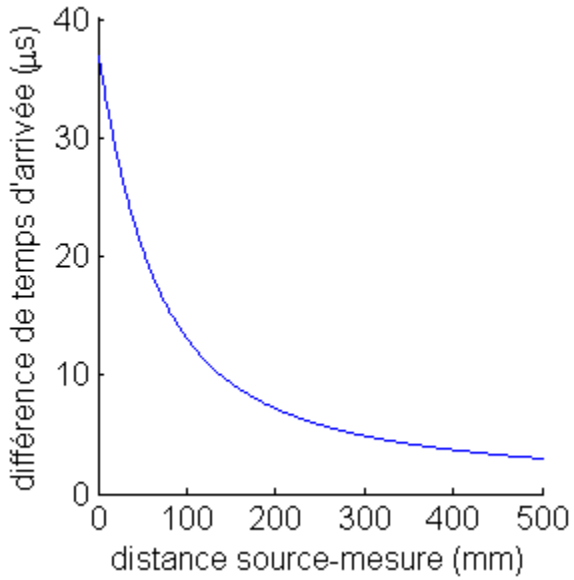

Figure 4. 52 : Evolution de la différence de temps d'arrivée entre les réflexions du mode A_0 à 200 kHz sur les bords latéraux d'une éprouvette de 80 mm de large et le signal direct, en fonction de la distance entre la source et le point de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

V. UTILISATION DES DESCRIPTEURS POUR L'IDENTIFICATION DES SOURCES.

Lors d'un essai d'EA, une classification des signaux peut être effectuée à l'aide de descripteurs extraits de ces signaux afin d'identifier la signature acoustique des différents mécanismes (voir chapitre 2). Des algorithmes de structuration des données permettent de regrouper les signaux en classes en fonction des valeurs des descripteurs. Ces classes sont ensuite associées à un mécanisme d'endommagement. Une des hypothèses pour la classification est la suivante : deux sources différentes génèrent deux signaux ayant des caractéristiques différentes (et donc des descripteurs différents), même si les signaux sont transformés au cours de la propagation et l'acquisition. Une source libérant plus d'énergie qu'une autre, par exemple, donnera lieu à un signal d'EA dont l'énergie est aussi plus importante. Les résultats présentés précédemment ont montré qu'entre deux géométries d'éprouvette, les modes de propagation potentiellement excitables sont différents (Figure 4. 1, Figure 4. 2 et Figure 4. 3). Par conséquent, pour un même matériau, des classifications effectuées sur une éprouvette de laboratoire et une pièce industrielle de grande taille pourraient être différentes du fait de l'influence du milieu de propagation. Enfin, du fait des phénomènes de dispersion et des réflexions, le signal se transforme au cours de la propagation. Il a été montré que la distance source-capteur a un impact sur le contenu temps-fréquence des signaux (Figure 4. 50 et Figure 4. 51). Cela peut aussi être le cas sur la valeur des descripteurs.

Les objectifs de cette partie sont :

- D'étudier l'impact de la géométrie des éprouvettes sur la valeur des descripteurs
- D'étudier l'impact de la distance de propagation sur la valeur des descripteurs
- De mettre en évidence des descripteurs pertinents pour différencier et identifier des sources
- D'établir un lien entre la valeur des descripteurs calculés et les caractéristiques de la source.

Les descripteurs temporels étudiés sont : l'amplitude, l'énergie, le temps de montée et le taux de passage par zéro ; et les descripteurs fréquentiels sont : le barycentre fréquentiel, l'étendue spectrale, le coefficient d'asymétrie, le coefficient d'aplatissement et les puissances partielles.

Les descripteurs des signaux générés par les deux sources étudiées dans la partie précédente sont calculés pour chaque géométrie.

La mise en évidence de descripteurs pertinents nécessite de définir ce qu'est un descripteur pertinent :

- C'est un descripteur dont l'évolution, en fonction de la distance à la source, est constante ou peut être prévue par une loi.
- Il est indépendant de la géométrie d'éprouvette.
- Sa valeur dépend des caractéristiques de la source.

Comme il l'a été expliqué dans le chapitre 2, les signaux sont fenêtrés avant le calcul des descripteurs. Le début du signal est déterminé à l'aide d'un seuil. La fin du signal est déterminée à l'aide d'un critère énergétique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

V.1. ETUDE DES DESCRIPTEURS TEMPORELS.

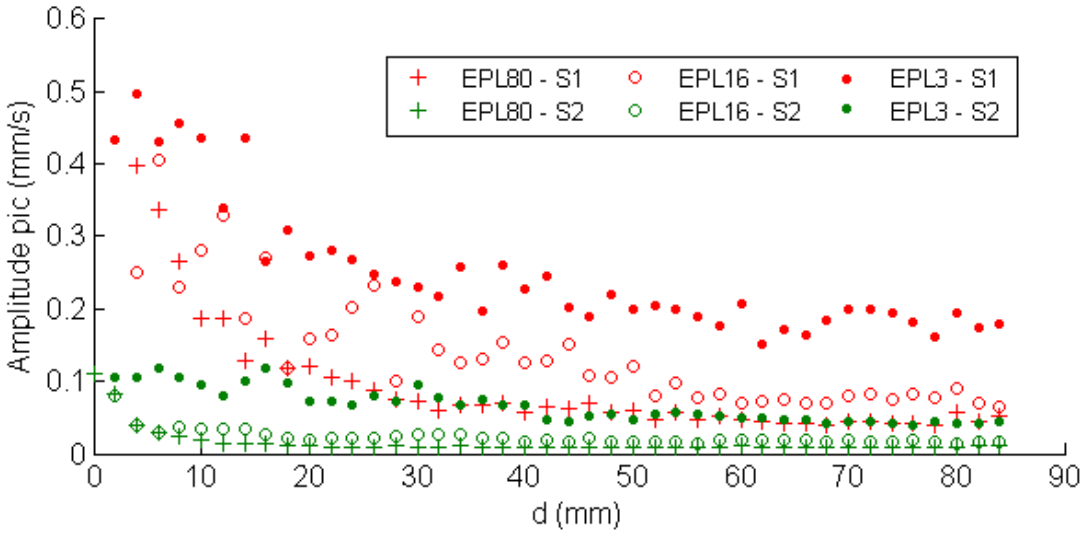

Figure 4. 53 : Evolution de l'amplitude pic en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Quelle que soit la source ou la géométrie, l'amplitude pic décroit légèrement en fonction de la distance à la source (Figure 4. 53). Cette décroissance n'est pas monotone comme l'indique la présence de maxima et minima locaux (par exemple à environ 25 mm sur la courbe de l'amplitude pic de l'éprouvette EPL16 – source 1).

L'amplitude pic est bien dépendante des caractéristiques de la source. En effet, les signaux issus de la source n°1 (fissure en mode I) dont la valeur des moments dipolaires est de 500 N.µm ont globalement une amplitude pic supérieure aux signaux issus de la source n°2 (cisaillement) dont la valeur des moments dipolaires est de 100 N.µm. En revanche, ce descripteur n'est pas indépendant de la géométrie. Plus la largeur de l'éprouvette diminue, plus l'amplitude pic augmente, à tel point que l'amplitude pic des signaux issus de la source 2 dans l'éprouvette EPL3 est égale à l'amplitude pic des signaux issus de la source 1 dans l'éprouvette EPL80.

De même que pour l'amplitude pic, on observe une légère diminution de l'énergie en fonction de la distance de propagation (Figure 4. 54). La source 1 libère plus d'énergie que la source 2 or, pour une même géométrie, l'énergie des signaux issus de la source 1 est bien supérieure à celle des signaux issus de la source 2. Par conséquent, l'énergie dépend bien des caractéristiques de la source. Cependant, plus l'éprouvette est étroite, plus l'énergie des signaux est grande. Ce descripteur est donc dépendant de la géométrie d'éprouvette. L'énergie des signaux issus de la source 2 dans l'éprouvette EPL3 est d'ailleurs plus importante que l'énergie des signaux issus de la source 1 dans l'éprouvette EPL80.

La présence des congés sur les bords latéraux des éprouvettes a aussi une influence sur l'évolution de l'énergie en fonction de la distance à la source. Cet effet est particulièrement visible sur les signaux issus de l'éprouvette EPL3. En effet une diminution plus importante de l'énergie est observable entre 40 et 60 mm (Figure 4. 54). Les mesures expérimentales effectuées sur l'éprouvette EPL3 pour valider le signal généré par un capteur émetteur confirment cette tendance

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

(Figure 4. 55). Bien que la source utilisée soit différente, l'évolution de l'énergie calculée sur les signaux est similaire, et la diminution plus importante entre 40 et 60 mm est aussi observable.

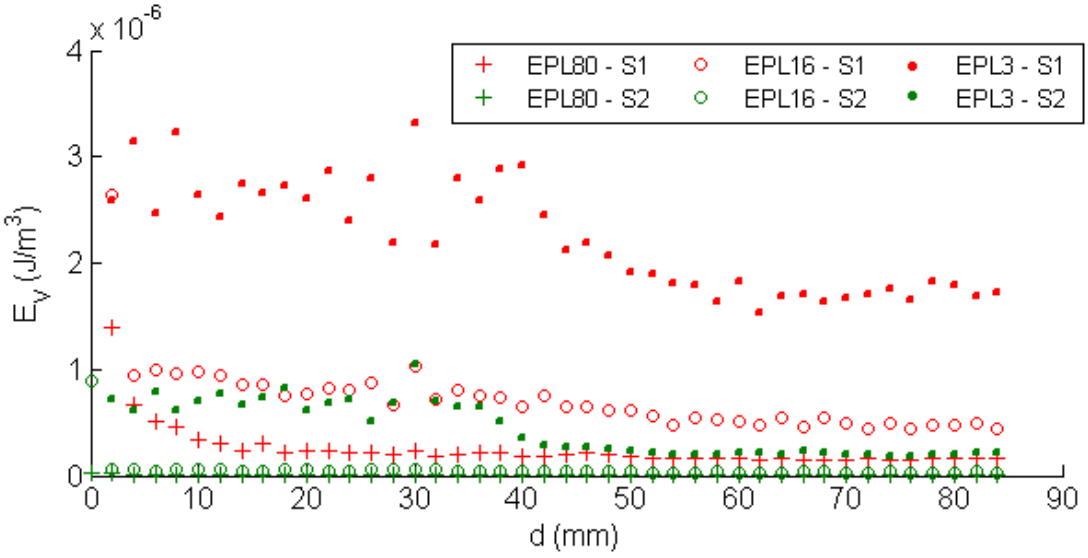

Figure 4. 54 : Evolution de l'énergie en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Dans l'éprouvette EPL3, le temps de montée est à peu près constant en fonction de la distance de propagation, malgré quelques valeurs singulières. Dans les autres géométries, il évolue de façon trop erratique pour pouvoir dégager une tendance d'évolution suivant la source ou la géométrie d'éprouvette (Figure 4. 56). D'après ces courbes, ce n'est pas un descripteur intéressant pour différencier ou identifier des sources.

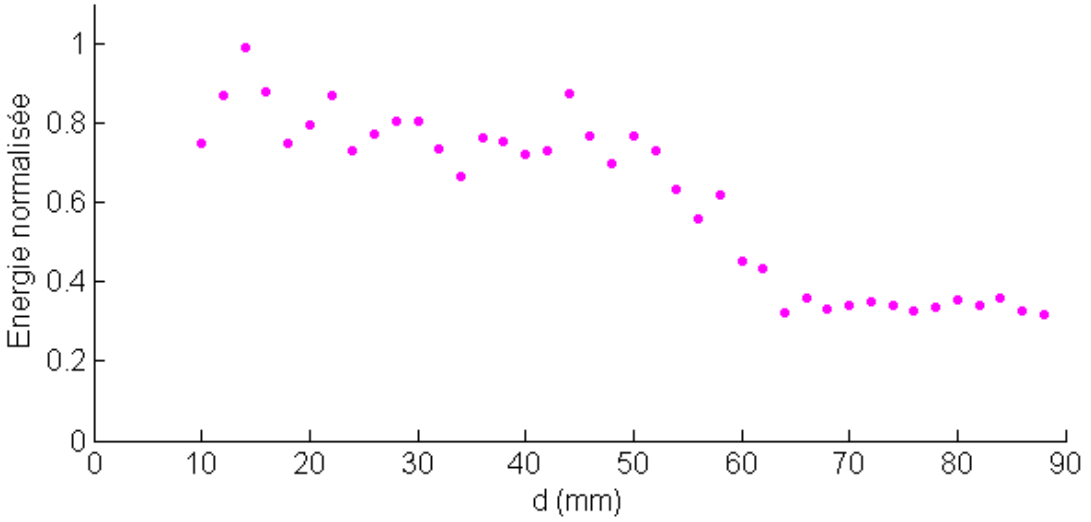

Figure 4. 55 : Evolution de l'énergie calculée sur des signaux expérimentaux mesurés sur l'éprouvette EPL3. La mesure est effectuée par le vibromètre Laser. Ces signaux ont été générés à l'aide d'un capteur µ80 utilisé comme émetteur. Le signal de consigne est un chirp (Chapitre 2, Figure 2. 2).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

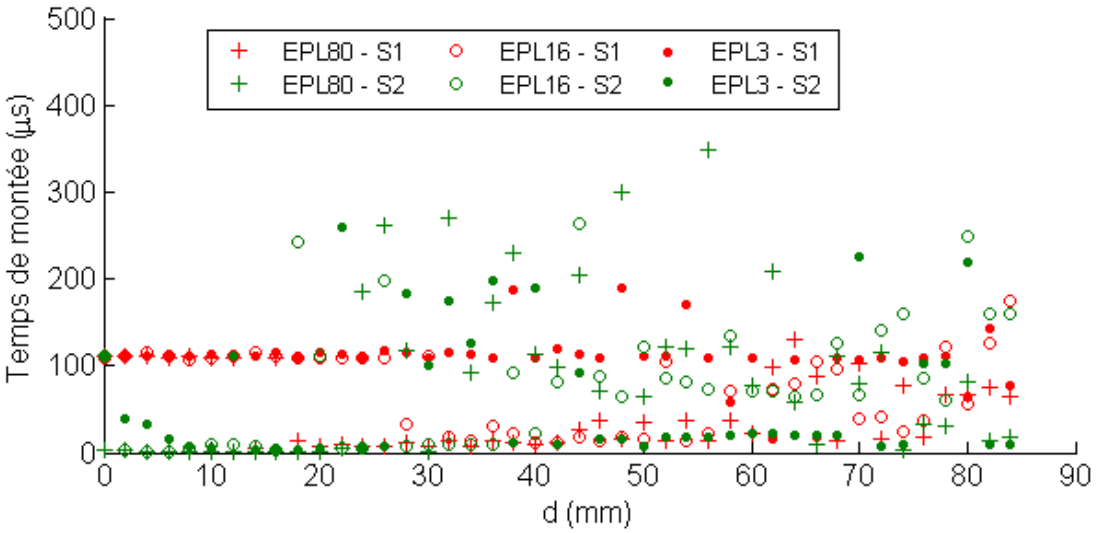

Figure 4. 56 : Evolution du temps de montée en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

L'évolution du temps de montée calculé sur les signaux expérimentaux, générés à l'aide d'un capteur émetteur positionné sur l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 57), montre des similitudes avec le temps de montée calculé sur les signaux simulés (Figure 4. 56). Là encore, l'évolution est à peu près constante malgré la présence de quelques valeurs singulières.

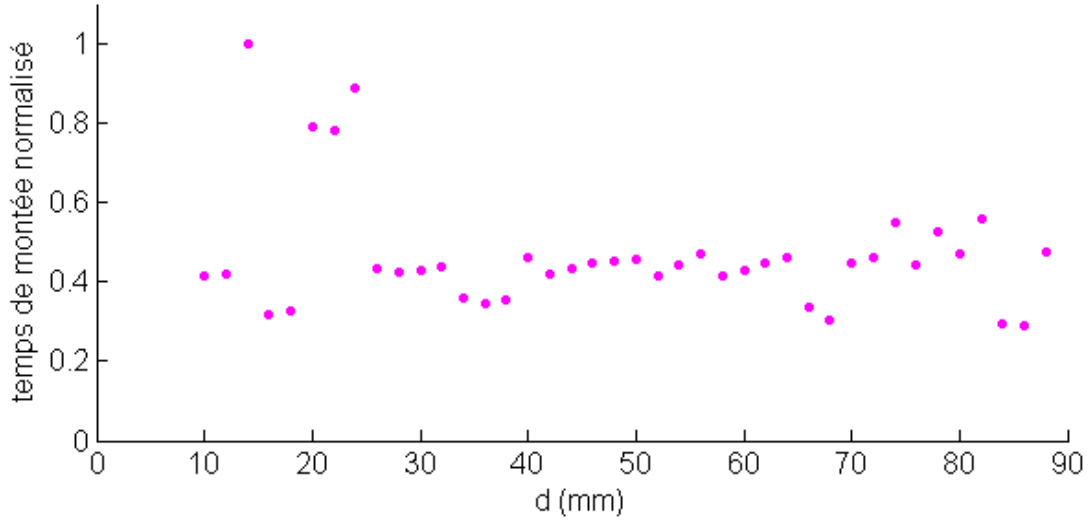

Figure 4. 57 : Evolution du temps de montée calculé sur des signaux expérimentaux mesurés sur l'éprouvette EPL3. La mesure est effectuée par le vibromètre Laser. Ces signaux ont été générés à l'aide d'un capteur µ80 utilisé comme émetteur. Le signal de consigne est un chirp (Chapitre 2, Figure 2. 2).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

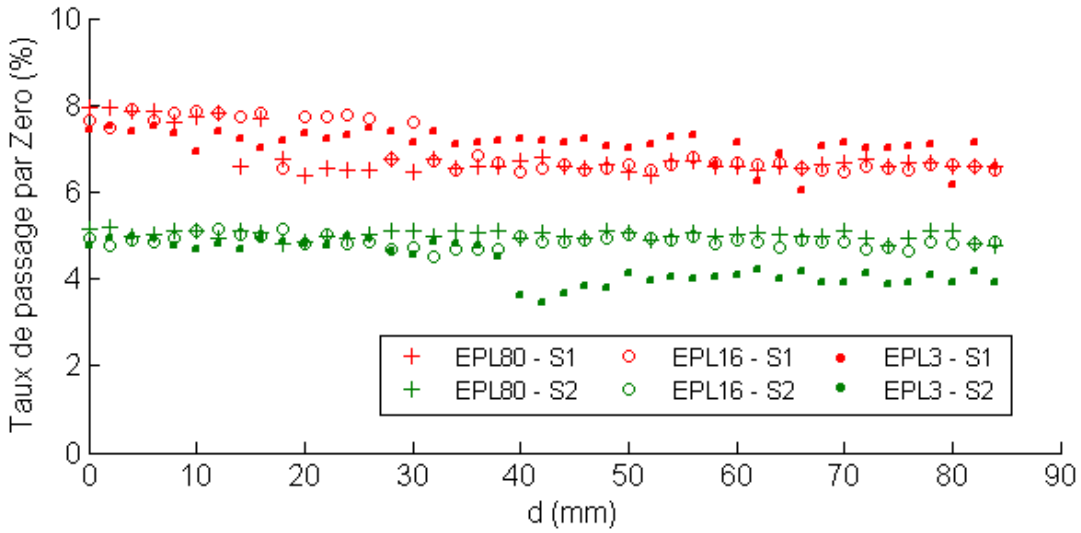

Figure 4. 58 : Evolution du taux de passage par zéro en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Le taux de passage par zéro est quasiment constant en fonction de la distance à la source (on observe une légère diminution). Tous les signaux générés par la source n°1, source dont le temps de montée est court, ont un taux de passage par zéro égal à 7 %. Tous les signaux générés par la source n°2, dont le temps de montée est plus long, ont un taux de passage par zéro égal à 5,5 %, inférieur à celui de la source n°1. Le taux de passage par zéro est donc un descripteur indépendant de la géométrie, constant en fonction de la distance et qui varie en fonction des caractéristiques de la source. Il peut donc être pertinent pour différencier et identifier des sources.

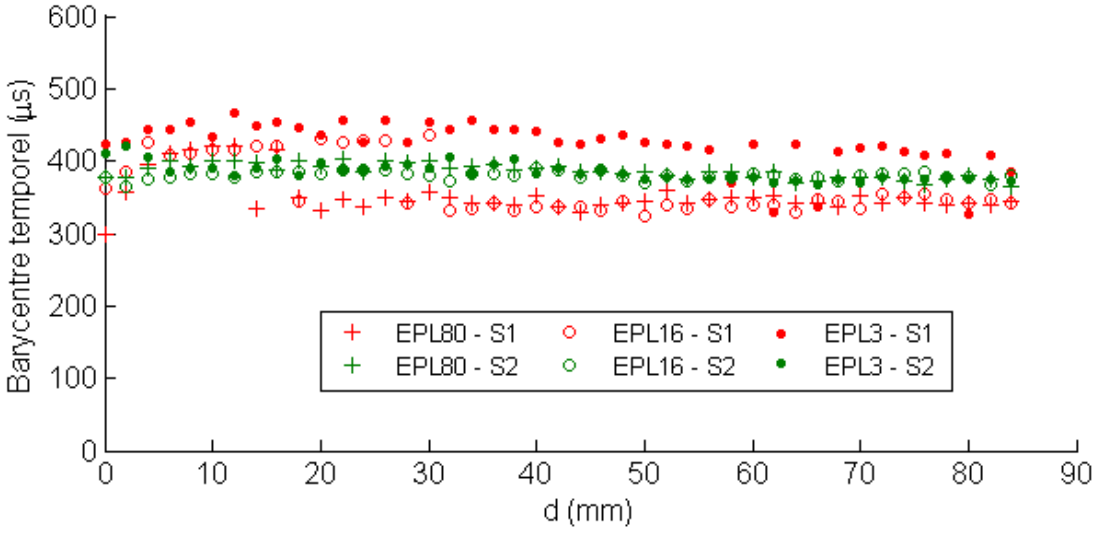

Figure 4. 59 : Evolution du barycentre temporel en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Le barycentre temporel est aussi constant. Sa valeur semble aussi être indépendante de la géométrie de l'éprouvette. En revanche, sa valeur est aussi indépendante des caractéristiques de la source. Il est donc impossible dans ce cas de différencier la source n°1 de la source n°2 à l'aide de ce descripteur.

V.2. ETUDE DES DESCRIPTEURS FREQUENTIELS.

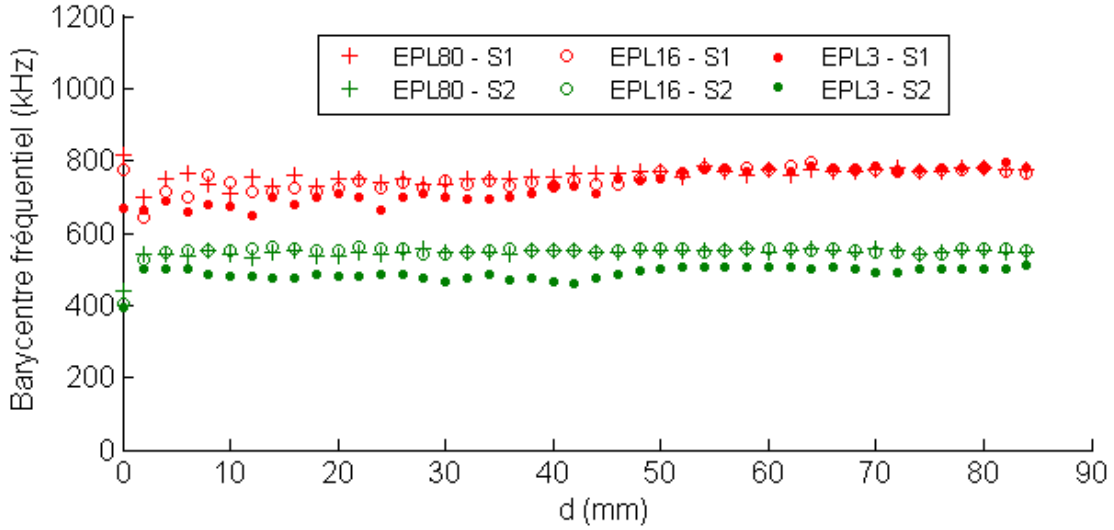

Figure 4. 60 : Evolution du barycentre fréquentiel en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Le barycentre fréquentiel est constant en fonction de la distance quelle que soit la source et quelle que soit la géométrie d'éprouvette. Les barycentres calculés se répartissent en deux groupes. Un groupe dont le barycentre fréquentiel se situe autour de 700 kHz et un groupe dont le barycentre se situe autour de 500 kHz. Ces deux groupes correspondent à deux sources différentes, le premier correspond à la source n°1 et le second à la source n°2. Les valeurs calculées confirment que la source n°1 est un phénomène rapide, puisque le barycentre qui lui correspond est plus élevé, et que la source n°2 est un phénomène plus lent, puisque le barycentre est plus faible. D'après ces observations, ce descripteur rend compte d'une caractéristique de la source et est indépendant de la distance de propagation ainsi que de la géométrie.
Le barycentre fréquentiel calculé sur les signaux expérimentaux confirme cette tendance puisque l'évolution est constante en fonction de la distance de propagation (Figure 4. 61).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

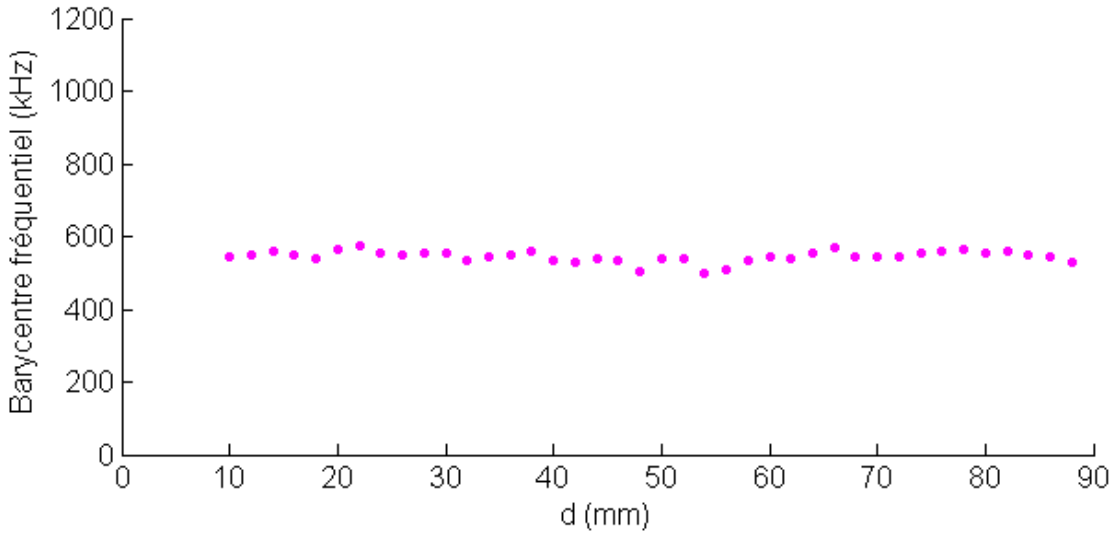

Figure 4. 61 : Evolution du barycentre fréquentiel calculé sur des signaux expérimentaux mesurés sur l'éprouvette EPL3. La mesure est effectuée par le vibromètre Laser. Ces signaux ont été générés à l'aide d'un capteur µ80 utilisé comme émetteur. Le signal de consigne est un chirp (Chapitre2, Figure 2. 2).

L'étendue spectrale est aussi constante en fonction de la distance de propagation. Sa valeur est la même quelle que soit la géométrie d'éprouvette ou le type de source. Cela signifie que les fréquences sont toutes regroupées de la même façon autour du barycentre fréquentiel et qu'il n'y a pas de signaux pour lesquelles le spectre et plus ou moins étendu. Ce descripteur semble donc peu utile, dans ce cas, pour distinguer et identifier les sources. Cependant son évolution constante en fonction de la distance de propagation et son insensibilité à la géométrie peuvent lui conférer une utilité dans d'autres cas.

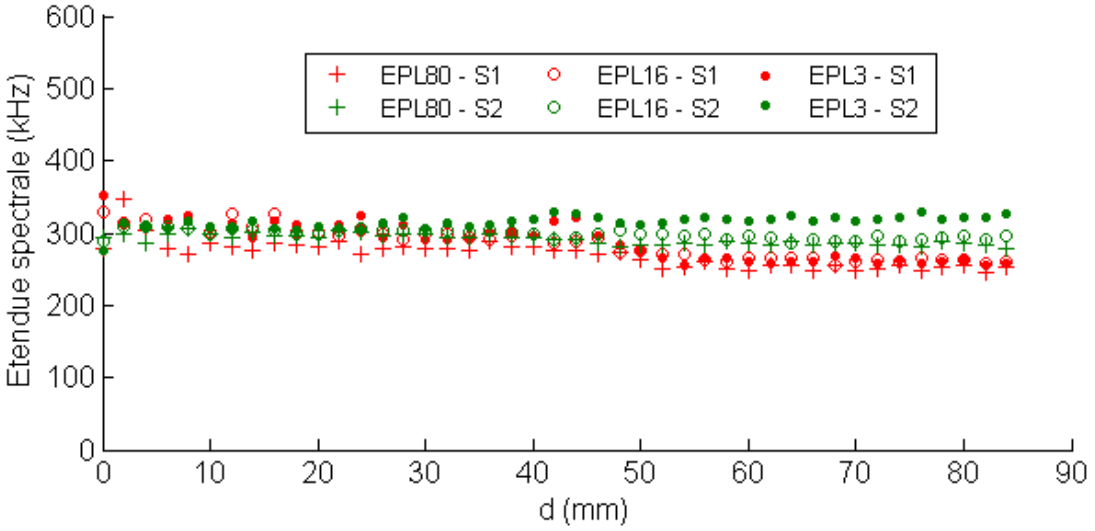

Figure 4. 62 : Evolution de l'étendue spectrale en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

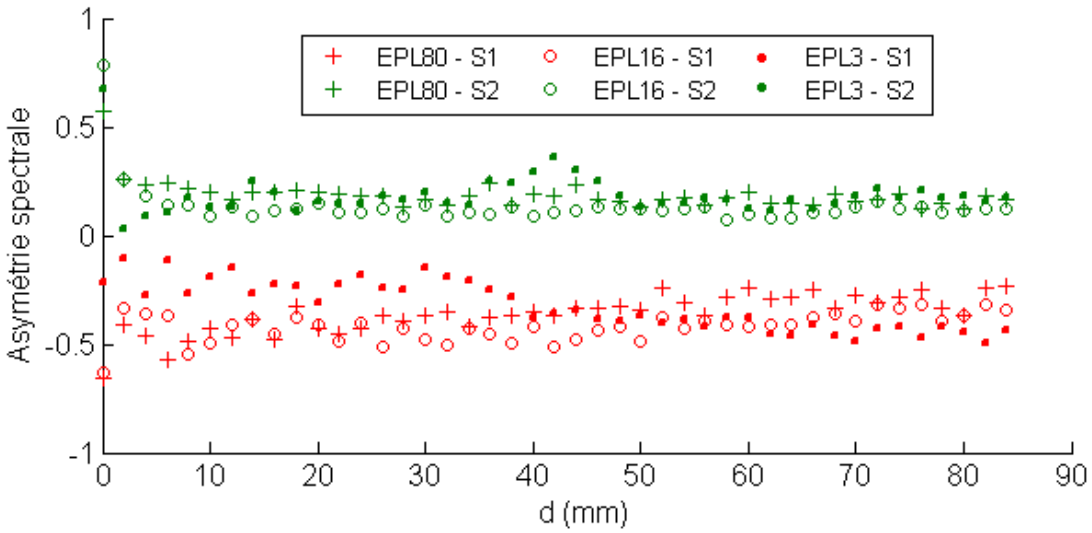

Figure 4. 63 : Evolution du coefficient de dissymétrie spectrale en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Le coefficient de dissymétrie spectral est à peu près constant en fonction de la distance de propagation, bien que pour l'éprouvette EPL3, l'influence des congés (et du changement de section) à 45 mm soit visible. Sa valeur est indépendante de la géométrie et liée à la source. En effet, les signaux générés par la source n°1 présentent un coefficient négatif égal à -0,4 alors que les signaux générés par la source n°2 présentent un coefficient positif égal à 0,2. Les spectres des signaux générés par la source n°1 présentent donc des grandes amplitudes à des fréquences supérieures au barycentre fréquentiel et de plus basse amplitude et plus étalées à des fréquences inférieures. Dans le cas de la source n°2, c'est l'inverse. Le coefficient d'asymétrie est un descripteur pertinent pour l'identification de ces sources.

Les observations sur le coefficient d'aplatissement sont identiques à celles faites sur l'étendue spectrale. Sa valeur est identique quelle que soit la distance, la géométrie et la source. Il ne présente donc ici pas d'utilité pour identifier ces sources. Cependant, de même que l'étendue spectrale, il peut avoir une utilité dans d'autres cas.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

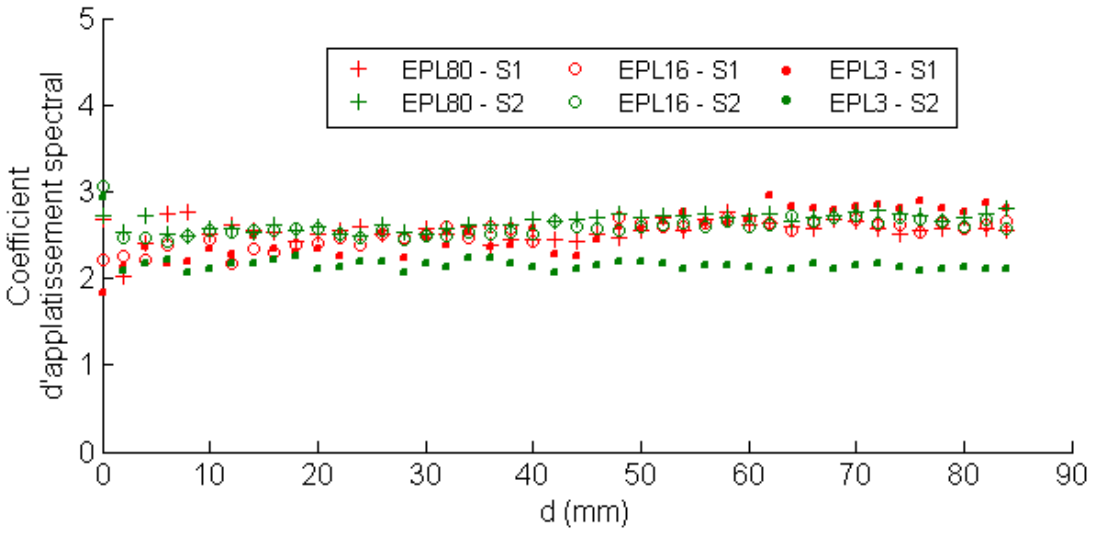

Figure 4. 64 : Evolution du coefficient d'aplatissement spectral en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

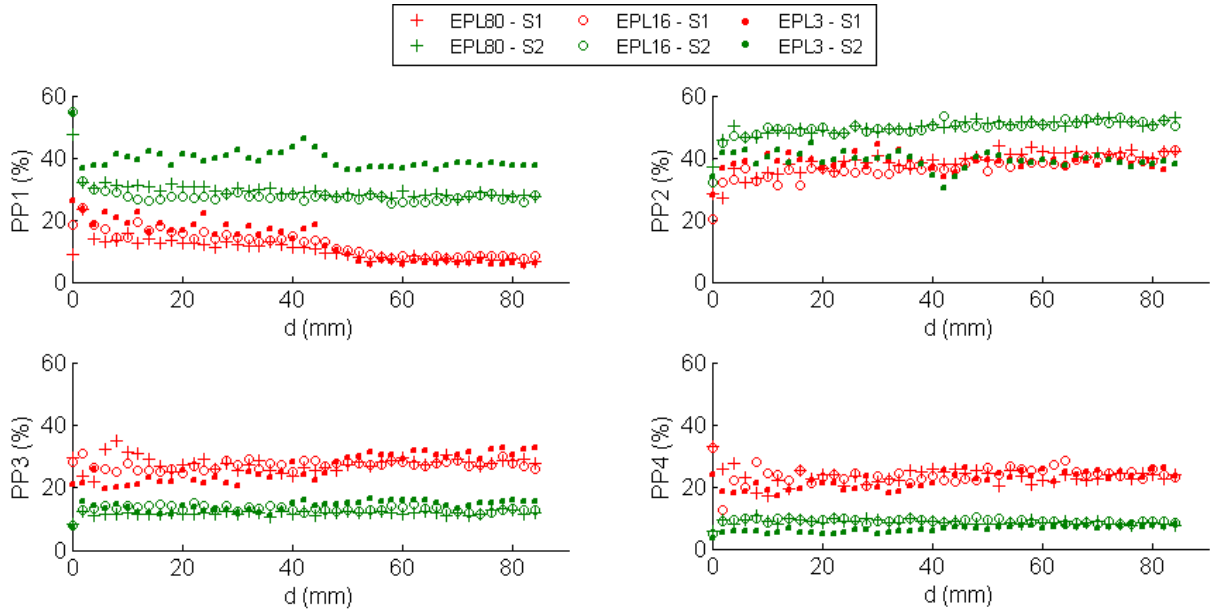

Figure 4. 65 : Evolution des puissances partielles en fonction de la distance à la source pour trois géométries d'éprouvette (EPL3, EPL16 et EPL80). En rouge les signaux générés par la source n°1. En vert les signaux générés par la source n°2.

Les puissances partielles sont calculées sur les intervalles suivants :

- PP1 : [10 ;400] kHz
- PP2 : [400 ;750] kHz
- PP3 : [750 ;1000] kHz
- PP4 : [1000 ;1200] kHz

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Le dernier intervalle est situé sur une plage de fréquence généralement peu étudiée en EA, cependant des modèles de sources dont le contenu fréquentiel dépasse le mégahertz ont été signalés dans l'étude bibliographique. Pour cette raison, l'intervalle d'étude est étendu jusqu'à 1,2 MHz, fréquence à laquelle il est encore possible d'analyser les résultats issus des calculs par éléments finis sans commettre d'erreur, au vu des paramètres de simulation choisis.

Globalement les puissances partielles sont regroupées par source et non par géométrie. Elles rendent compte des intervalles de fréquence sollicités par chaque source et montrent bien que la source n°1 sollicite plus les hautes fréquences et moins les basses fréquences que la source n°2. Leur évolution en fonction de la distance est constante mis à part pour l'éprouvette EPL3 dont l'évolution est légèrement influencée par le changement de section à 45 mm de l'épicentre. Ce phénomène est visible pour les puissances partielles 1 et 2, c'est-à-dire entre 10 et 750 kHz et ce quelle que soit la source.

VI. INFLUENCE DU CAPTEUR RECEPTEUR SUR LES SIGNAUX D'EMISSION ACOUSTIQUE

Les signaux étudiés précédemment sont des vitesses particulaires à la surface de l'éprouvette. Or lors d'un essai d'EA réel, un capteur est positionné à la surface pour enregistrer les vibrations. Le capteur et son positionnement au contact de la surface modifient le signal.

Afin d'évaluer l'effet du capteur sur les signaux et les descripteurs de l'EA, les sensibilités de deux capteurs (un capteur PAC μ80 et un capteur PAC R15), mesurées par réciprocité, sont utilisées comme fonction de transfert. Les signaux (vitesses particulaires en surface), déjà filtrés entre 10 kHz et 1,2 MHz, sont convolués par la réponse impulsionnelle des capteurs. La FFT2D ainsi que les descripteurs des signaux issus de ce produit de convolution sont ensuite calculés. Les signaux générés par les sources n°1 et n°2 dans les trois éprouvettes (EPL3, EPL16 et EPL80) sont étudiés.

Les objectifs de cette partie sont :

- D'évaluer l'effet des capteurs sur les FFT2D : est-ce que les modes de propagation sont toujours identifiables ? Est-ce que les FFT2D permettent toujours de différencier les sources ?
- D'évaluer l'effet des capteurs sur les descripteurs de l'EA : les descripteurs ont-ils toujours les mêmes valeurs et les mêmes évolutions ? Les descripteurs pertinents pour identifier les sources en surface matériau sont-ils toujours aussi pertinents post-capteur ?

VI.1. EFFET DU CAPTEUR RECEPTEUR SUR LES FFT2D

VI.1.1. Effet du capteur μ80

Les FFT2D des signaux générés par les sources 1 et 2 et convolués par la sensibilité en réception du capteur μ80 sont calculées. Sur chaque FFT2D, les modes sont reconnaissables, excepté pour ceux sollicités par la source n°2 dans l'éprouvette EPL80, où ils se dédoublent à cause des réflexions, ce qui rend difficile leur identification. Bien que les modes soient toujours reconnaissables sur les autres FFT2D, les bandes de fréquences sollicitées ne sont pas les mêmes post-capteur. Le capteur atténue (voire élimine) certaines bandes de fréquence et en amplifie d'autres et les maxima d'amplitude sur les FFT2D coïncident avec les maxima de la courbe de sensibilité du capteur μ80. Sur certaines bandes de fréquence, le capteur affecte peu le contenu

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

fréquentiel alors que sur d'autres il a un effet important. Par conséquent, si le contenu fréquentiel du signal en surface matériau coïncide avec une bande de fréquence peu modifiée par le capteur alors la FFT2D des signaux post-capteur reste similaire à celle en surface matériau. C'est le cas pour les signaux générés par la source n°1 dans l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 66 (b)). En revanche, si le contenu fréquentiel coïncide avec une bande de fréquence fortement modifiée par le capteur alors la FFT2D est aussi fortement modifiée. C'est le cas pour la FFT2D des signaux générés par la source n°2 dans l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 67 (c)). En effet, avant prise en compte de l'effet capteur (Figure 4. 34), le maximum d'amplitude se situe à très basse fréquence sur le mode F_{11} et un autre maximum est visible sur le mode L_{02}. Après prise en compte de l'effet capteur, plusieurs maxima d'amplitude sont visibles sur les modes F_{11}, L_{01} et L_{02}. Ils coïncident avec les maxima du module de la fonction de sensibilité du capteur μ80. Plus généralement les signaux générés par la source n°2 (Figure 4. 66 (c), Figure 4. 67 (c), Figure 4. 68 (c)), dont le contenu fréquentiel est situé dans la bande de fréquence 0-500 kHz sont plus affectés par l'effet du capteur que les signaux générés par la source n°1 (Figure 4. 66 (b), Figure 4. 67 (b), Figure 4. 68 (b)).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

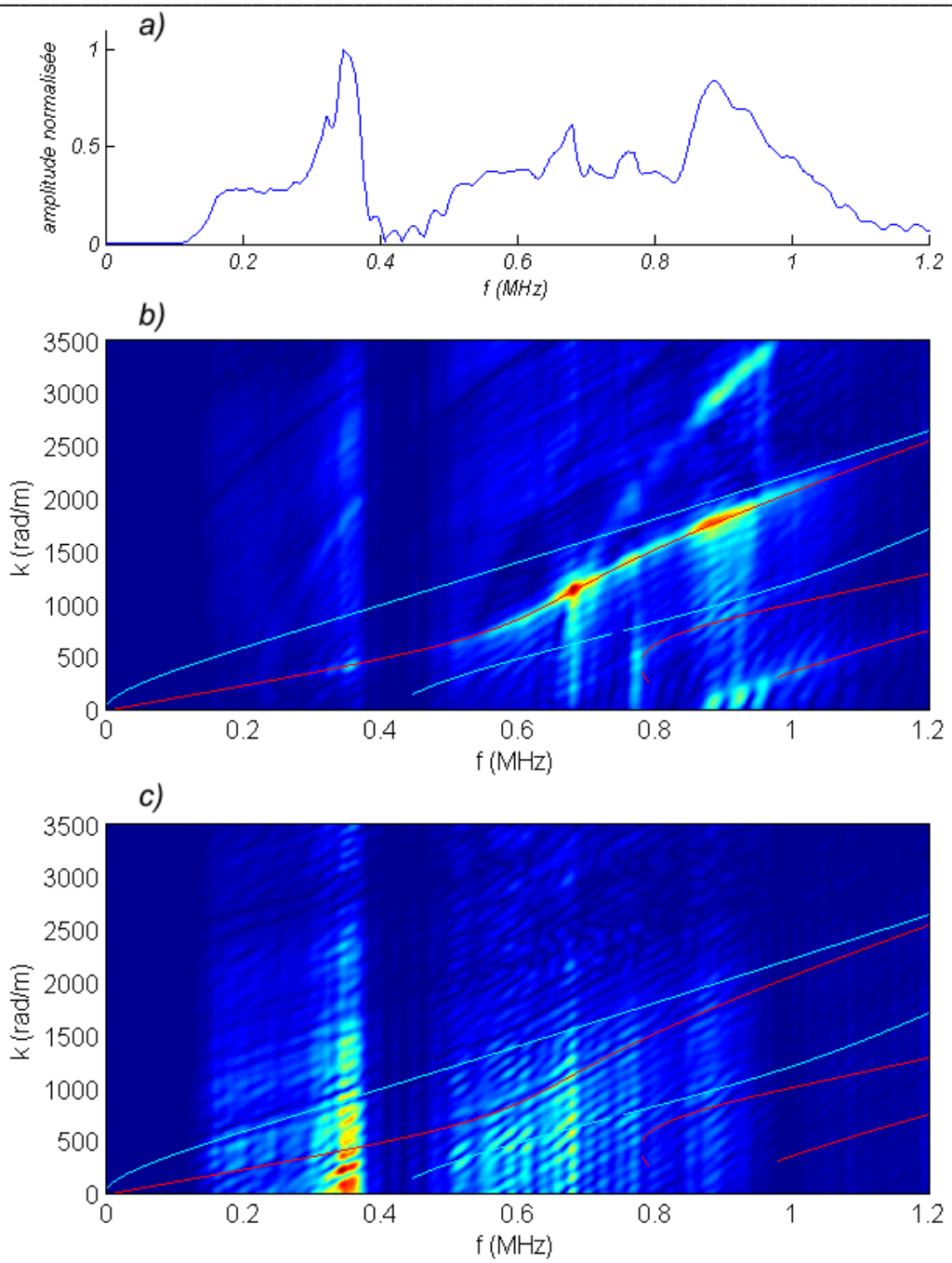

Figure 4. 66 : (a) Module de la sensibilité en réception d'un capteur PAC µ80. (b) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 31), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC µ80. (c) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL80 (Figure 4. 32), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC µ80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

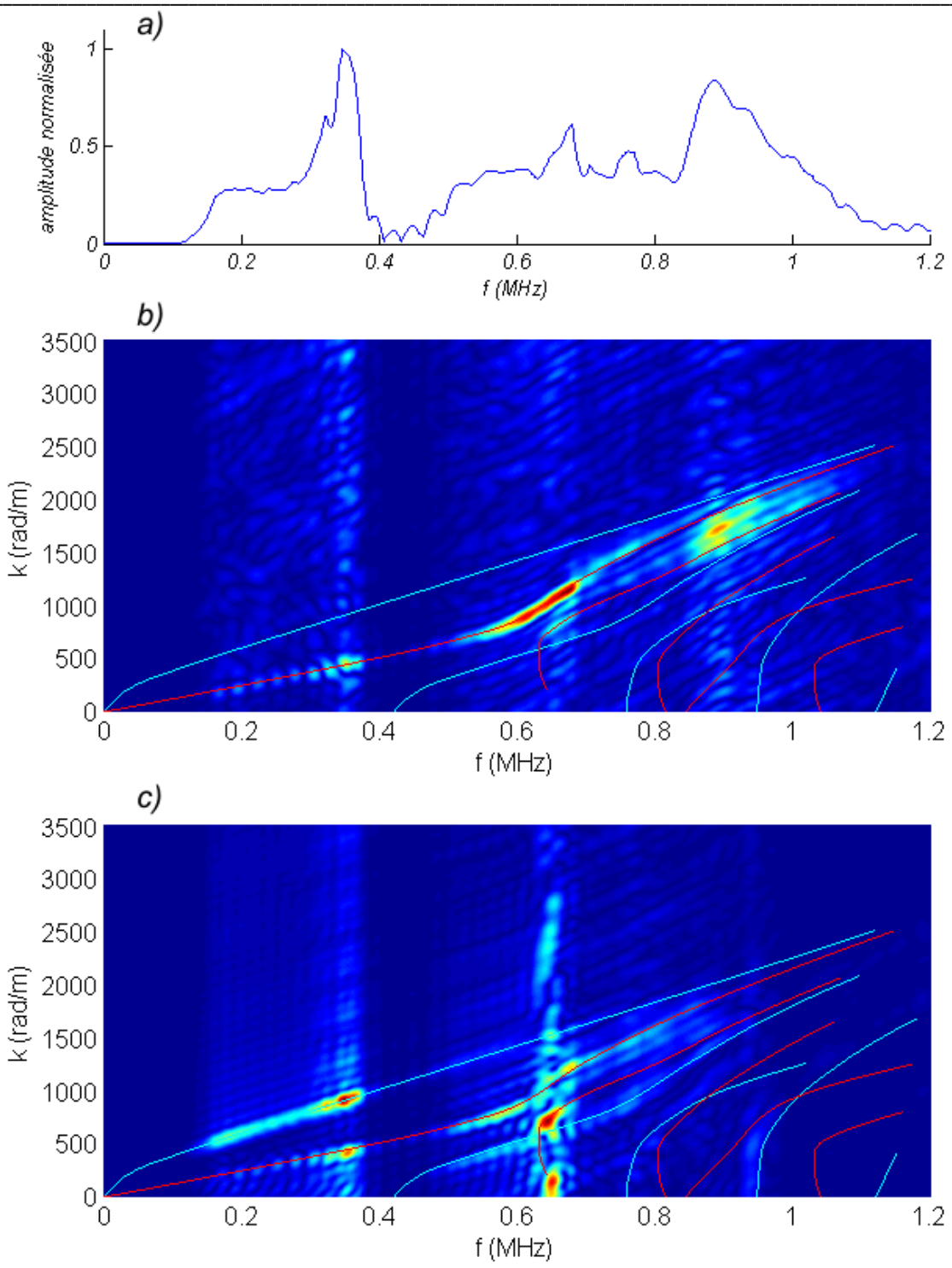

Figure 4. 67 : (a) Module de la sensibilité en réception d'un capteur PAC µ80. (b) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 33), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC µ80. (c) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 34), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC µ80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

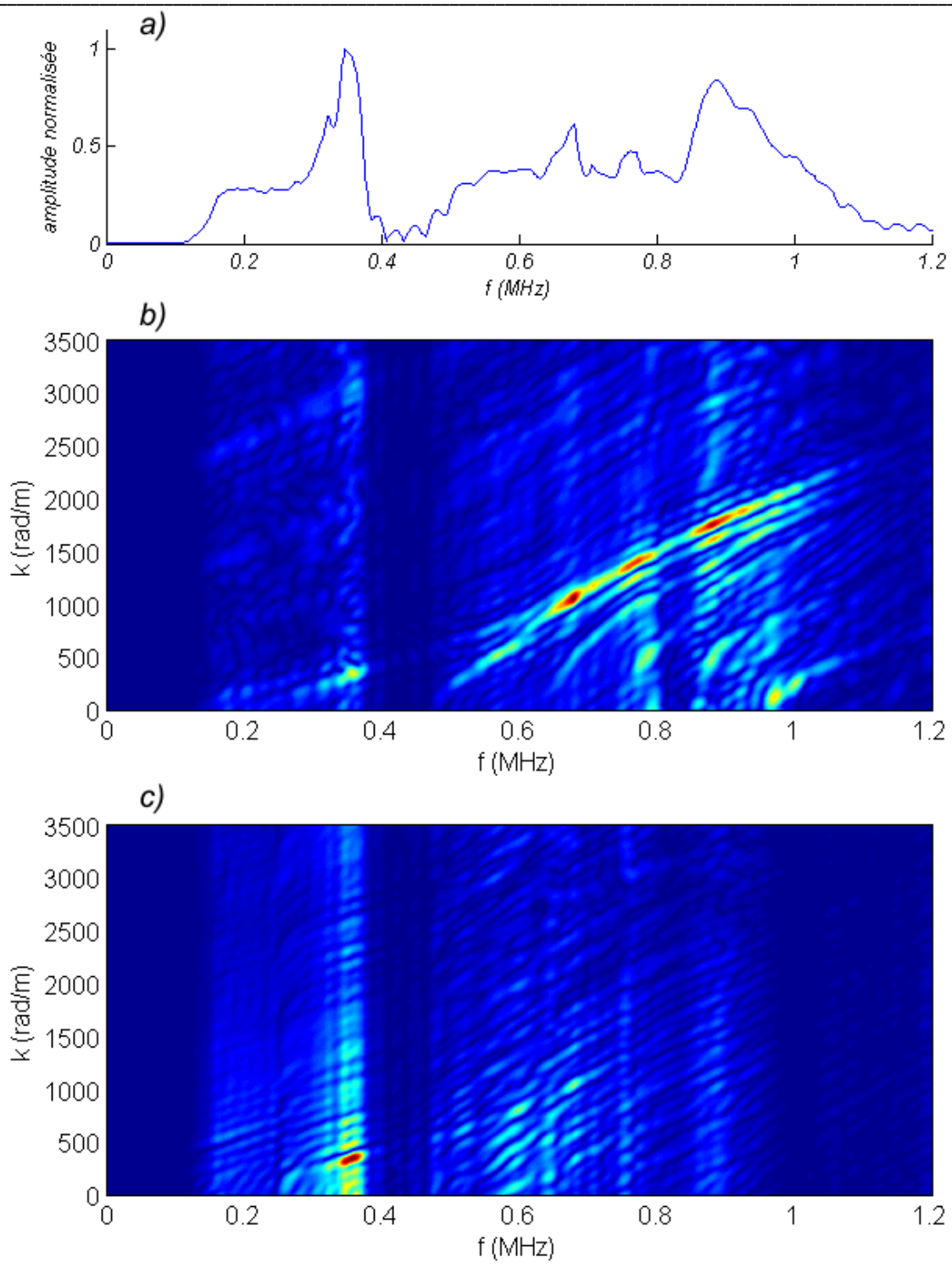

Figure 4. 68 : (a) Module de la sensibilité en réception d'un capteur PAC μ80. (b) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL16 (Figure 4. 35), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC μ80. (c) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL16 (Figure 4. 36), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC μ80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

VI.1.2. Effet du capteur R15

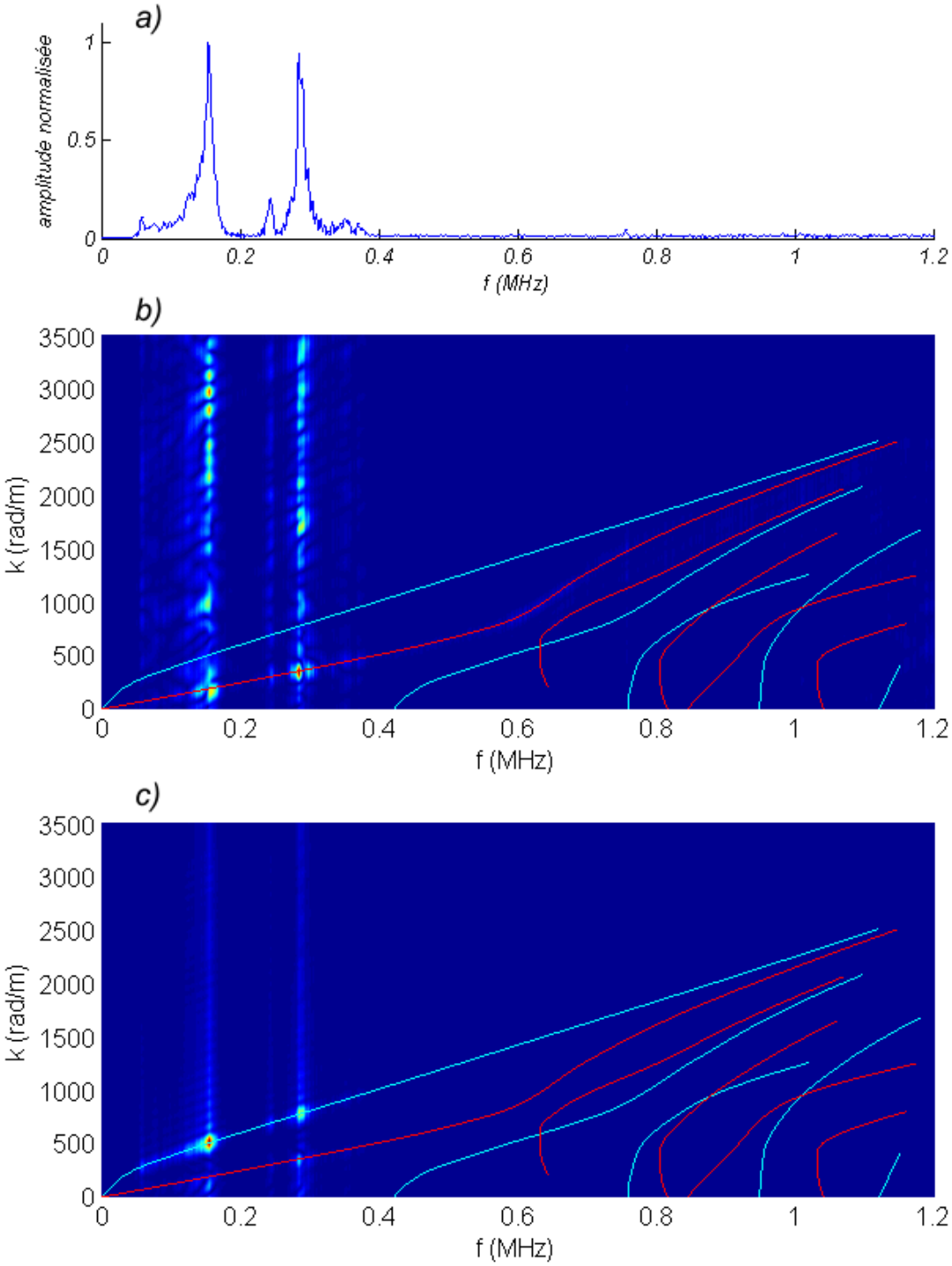

Figure 4. 69 : (a) Module de la sensibilité en réception d'un capteur PAC R15. (b) FFT2D des signaux générés par la source n°1 (fissure de mode I) dans l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 33), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC R15. (c) FFT2D des signaux d'EA générés par la source n°2 (cisaillement) dans l'éprouvette EPL3 (Figure 4. 34), puis convolués par la sensibilité en réception d'un capteur PAC R15.

Les FFT2D des signaux convolués par la réponse impulsionnelle d'un capteur R15 sont calculées. Les résultats sont montrés pour les signaux propagés dans l'éprouvette EPL3 (Figure 4.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

69). Lorsque ce capteur est utilisé, les fréquences supérieures à 400 kHz sont éliminées. Par ailleurs, entre 0 et 400 kHz, le capteur présente 2 pics de résonnance à 150 kHz et 280 kHz. Toutes les autres fréquences sont atténuées ou éliminées. Ainsi, les seuls intervalles de fréquence conservés sur les FFT2D post-capteur (par rapport à celles calculées en surface matériau) sont des intervalles de fréquence réduits autour des deux fréquences de résonnance. Les indices permettant d'identifier les mécanismes sources sont donc aussi réduits à ces deux intervalles de fréquence. Ce sont les deux seuls points de comparaison et la seule façon de différencier les sources est d'identifier les modes. La source n°1 excite principalement le mode $L_{0,1}$ (Figure 4. 69 (b)) alors que la source n°2 excite le mode $F_{1,1}$ (Figure 4. 69 (c)).

VI.2. EFFET DU CAPTEUR RECEPTEUR SUR LES DESCRIPTEURS

Les descripteurs des signaux post-capteur générés par les sources 1 et 2 sont calculés. Ils sont tracés en fonction de la distance de propagation pour chaque géométrie d'éprouvette. Seuls les descripteurs pertinents pour l'identification des sources en surface matériau sont à nouveau étudiés. Ces descripteurs sont : le taux de passage par zéro, le barycentre fréquentiel, le coefficient de dissymétrie spectral et les puissances partielles. Pour des raisons d'utilisation des ressources informatiques trop importantes, les descripteurs ne sont pas calculés jusqu'à une distance de la source de 90 mm mais seulement de 60 mm.

VI.2.1. Effet du capteur μ80

Les intervalles de calcul des puissances partielles sont modifiés en fonction de la sensibilité du capteur PAC μ80. Les nouveaux intervalles sont :

- PP1 : [10 ; 150] kHz
- PP2 : [150 ; 450] kHz
- PP3 : [450 ; 825] kHz
- PP4 : [825 ; 1200] kHz

En surface matériau, tous ces descripteurs présentent une évolution constante en fonction de la distance de propagation, ils sont indépendants de la géométrie d'éprouvette et leur valeur est différente d'une source à l'autre. Cela permet de fixer une limite nette permettant de différencier les sources. Post-capteur les valeurs de tous ces descripteurs sont plus dispersées. Les intervalles occupés par les descripteurs de chaque source se recouvrent et la limite permettant de différencier les sources n'est plus nette. Cependant les tendances d'évolution sont toujours présentes. Le taux de passage par zéro (Figure 4. 70) calculé sur les signaux issus de la source n°1 se situe toujours autour de 7 % et est supérieur au taux de passage par zéro des signaux issus de la source n°2 situé autour de 5 %. Le descripteur le plus affecté par l'effet du capteur est le coefficient de dissymétrie (Figure 4. 72), dont les valeurs sont très dispersées. Le barycentre fréquentiel (Figure 4. 71) et les puissances partielles (Figure 4. 73) sont en revanche moins affectés par l'effet du capteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

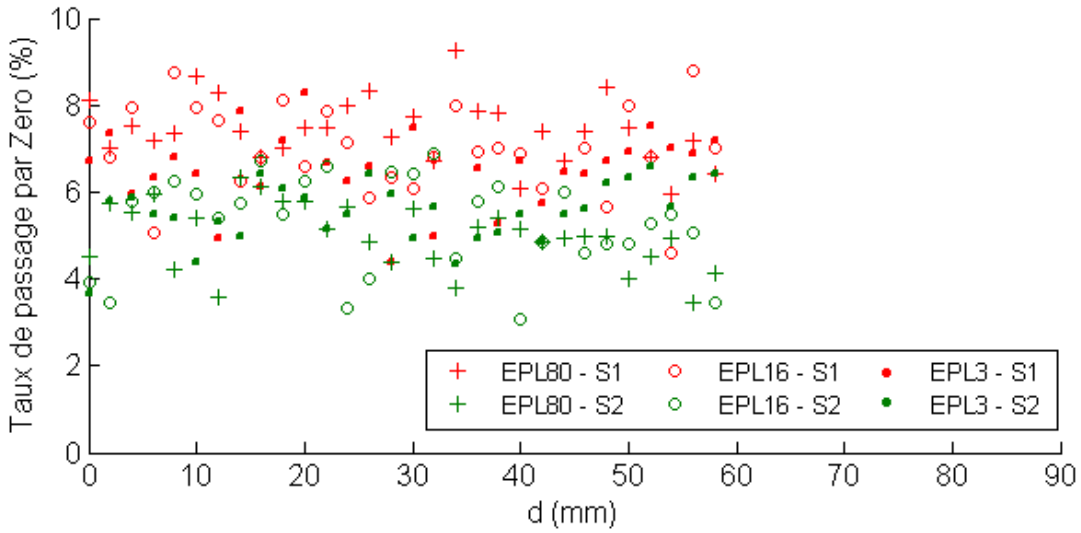

Figure 4. 70 : Evolution du taux de passage par zéro calculé sur les signaux post-capteur µ80 en fonction de la distance à la source.

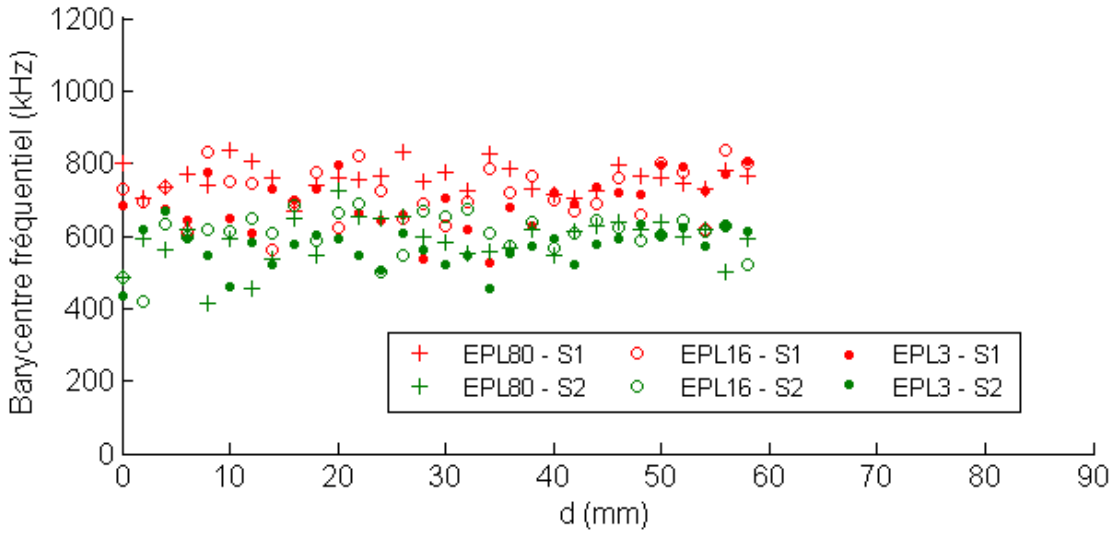

Figure 4. 71 : Evolution du barycentre fréquentiel calculé sur les signaux post-capteur µ80 en fonction de la distance à la source.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

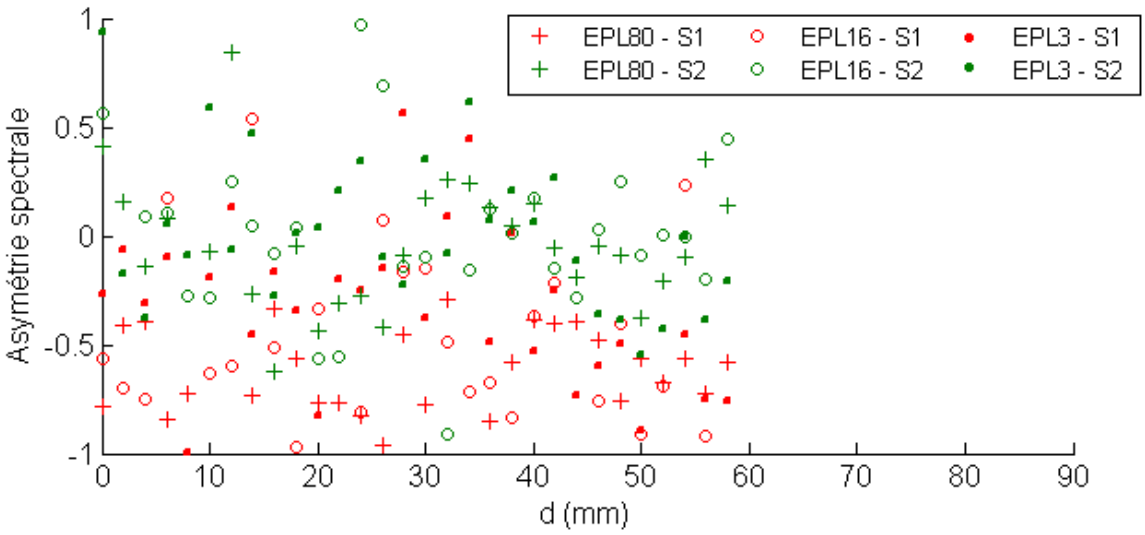

Figure 4. 72 : Evolution du coefficient de dissymétrie spectrale calculé sur les signaux post-capteur µ80 en fonction de la distance à la source.

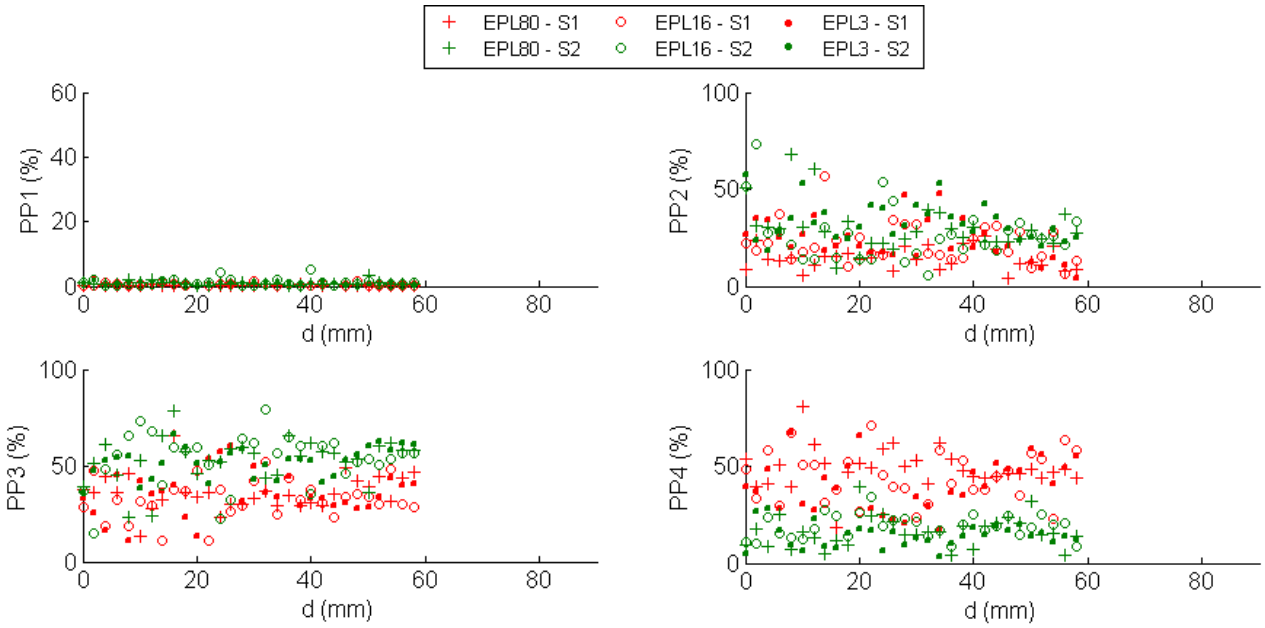

Figure 4. 73 : Evolution des puissances partielles calculées sur les signaux post-capteur µ80 en fonction de la distance à la source.

VI.2.2. Effet du capteur R15

Les intervalles de calcul des puissances partielles sont modifiés en fonction de la sensibilité du capteur PAC R15. Les nouveaux intervalles sont :

- PP1 : [10 ; 100] kHz
- PP2 : [100 : 200] kHz
- PP3 : [200 : 350] kHz
- PP4 : [350 : 1200] kHz

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

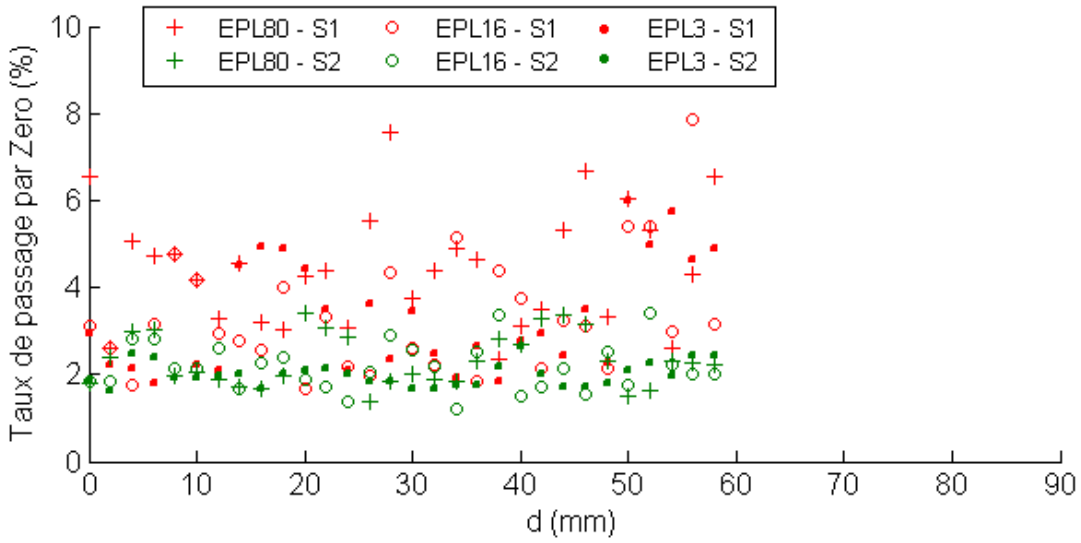

Figure 4. 74 : Evolution du taux de passage par zéro calculé sur les signaux post-capteur R15 en fonction de la distance à la source.

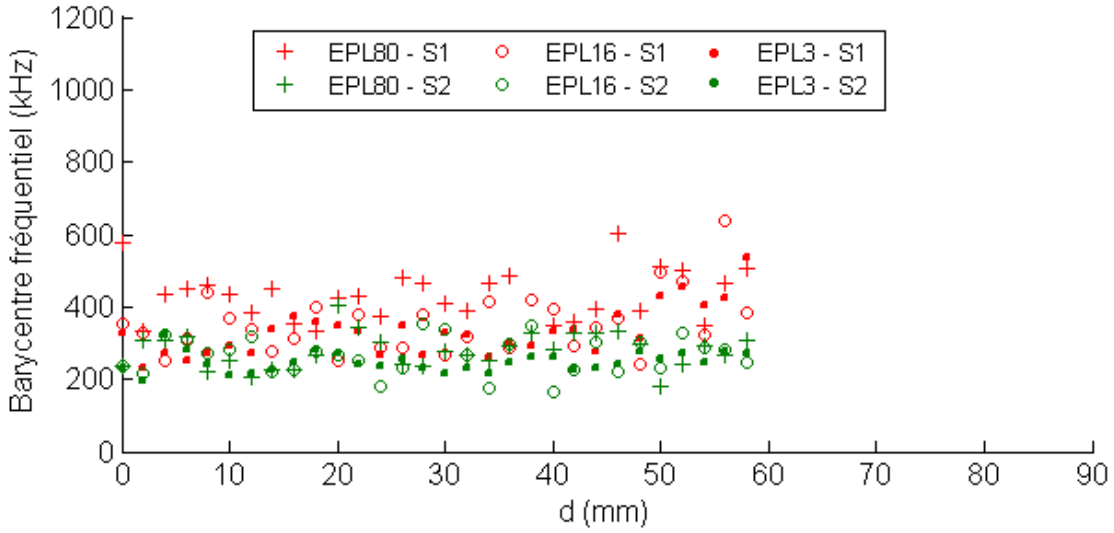

Figure 4. 75 : Evolution du barycentre fréquentiel calculé sur les signaux post-capteur R15 en fonction de la distance à la source.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

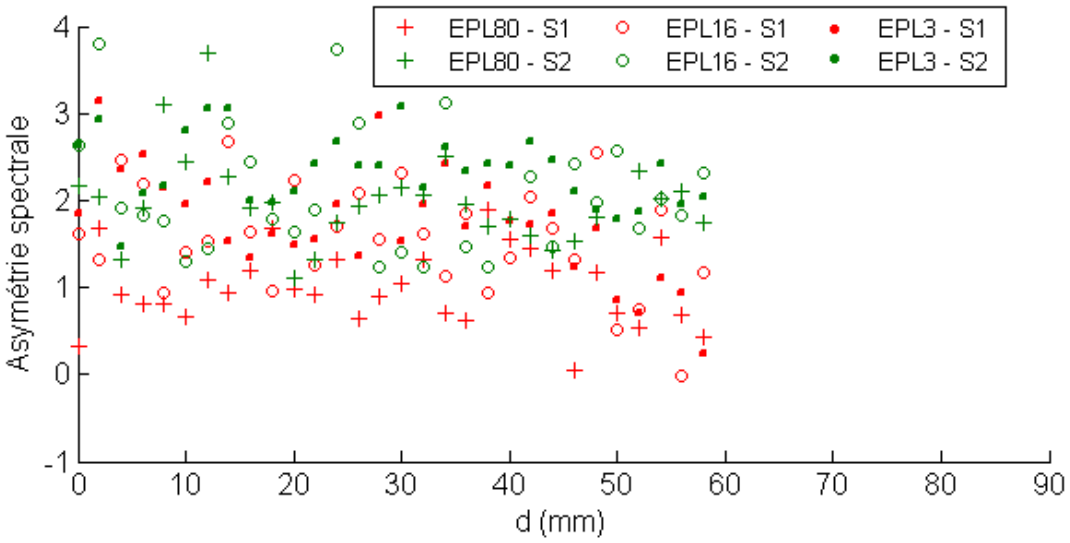

Figure 4. 76 : Evolution du coefficient de dissymétrie spectral calculé sur les signaux post-capteur R15 en fonction de la distance à la source.

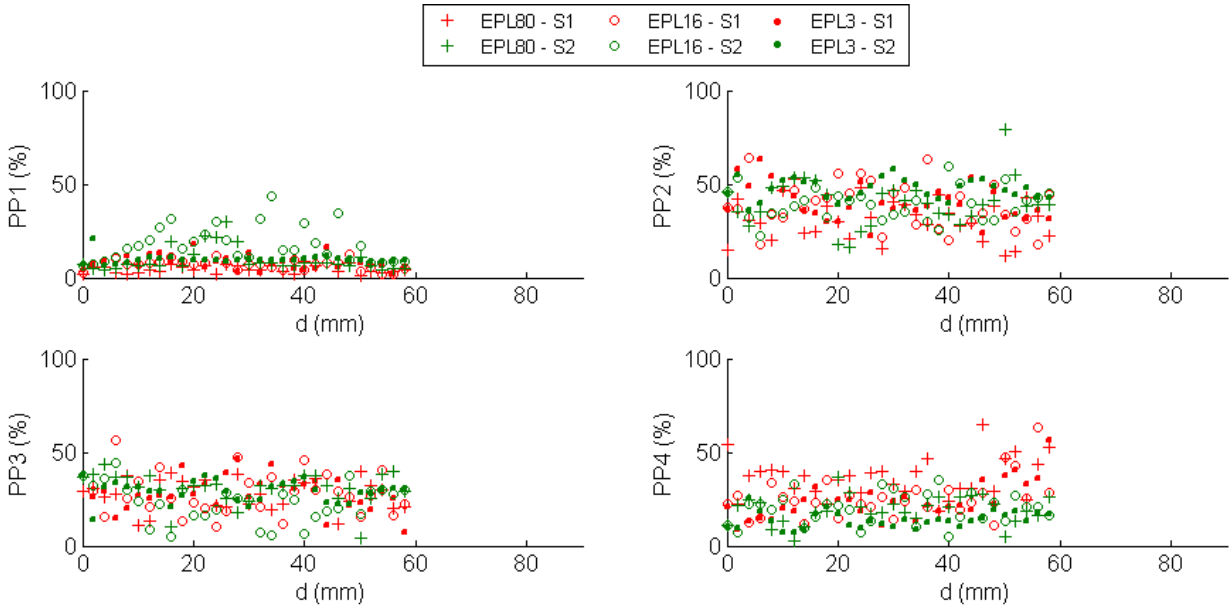

Figure 4. 77 : Evolution des puissances partielles calculées sur les signaux post-capteur R15 en fonction de la distance à la source.

Comme le capteur µ80, le capteur R15 disperse les valeurs des descripteurs, mais ce n'est pas son seul effet, il entraine aussi un décalage des valeurs. Le taux de passage par zéro des signaux sans capteur et avec le capteur µ80 est compris entre 4 et 8 %. Celui des signaux avec l'effet du capteur R15 est compris entre 2 et 6 % (Figure 4. 74). Le barycentre fréquentiel est quant à lui compris entre 200 et 600 kHz avec l'effet du capteur R15 alors qu'il est compris entre 400 et 800 kHz sans capteur et avec capteur µ80 (Figure 4. 75). Enfin, le coefficient de dissymétrie (Figure 4. 76), centré autour de 2 (donc supérieur à 0), indique une distribution décalée vers les basses fréquences par rapport au barycentre fréquentiel. En revanche, le coefficient de dissymétrie sans effet capteur ou avec l'effet du capteur µ80 est proche de 0 et indique donc une symétrie de la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

distribution fréquentielle par rapport au barycentre. Les puissances partielles (Figure 4. 77) n'indiquent pas ce décalage vers les basses fréquences puisque les intervalles de calcul sont différents

L'étude des diagrammes de corrélation permet d'illustrer l'influence des capteurs sur les descripteurs et la classification des signaux par rapport à leur valeur. Deux couples de descripteurs sont choisis pour illustrer cette influence :

- Le couple Barycentre fréquentiel (BF) – Taux de passage par zéro (TPZ)
- Le couple PP1 – PP4

Sans capteur, les diagrammes de corrélation montrent des classes bien séparées, qu'il s'agisse du couple BF-TPZ ou PP1-PP4 (Figure 4. 78 (a) et Figure 4. 79 (a)). Les signaux sont bien regroupés en fonction de la source qui les a générés.

L'étude de l'effet des capteurs sur les diagrammes de corrélation des descripteurs BF et TPZ montre que lorsque l'effet du capteur μ80 est pris en compte, la zone occupée par les signaux est la même mais les classes de signaux se recouvrent (Figure 4. 79 (b)). Cela rend la création des classes de signaux et leur identification plus complexes. Lorsque l'effet du capteur R15 est pris en compte, les classes se recouvrent et la zone occupée est décalée (Figure 4. 79 (c)).

L'étude de l'effet des capteurs sur les diagrammes de corrélation PP1-PP4 a été faite de deux manières. Tout d'abord en considérant les mêmes intervalles de calcul des puissances partielles qu'en surface matériau. Ensuite en considérant des intervalles de calcul choisis en fonction de la sensibilité des capteurs. Dans le premier cas (Figure 4. 78 (b) et Figure 4. 78 (c)), les observations faites sur les diagrammes (BF-TPZ) sont aussi valables. Dans le second cas (Figure 4. 78 (d) et Figure 4. 78 (e)), un décalage des valeurs est observé puisque les intervalles d'étude sont différents.

Dans l'optique d'une classification des signaux afin de les associer à des mécanismes d'endommagement, ces résultats justifient tout d'abord d'identifier des descripteurs pertinents. Ensuite, ces résultats justifient l'utilisation d'analyses statistiques multi-variables et non mono-paramètres pour classifier les signaux. Les capteurs utilisés pour la mesure peuvent modifier la valeur des descripteurs rendant ainsi les résultats issus d'une analyse mono-paramètre difficilement transposables à d'autres études.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

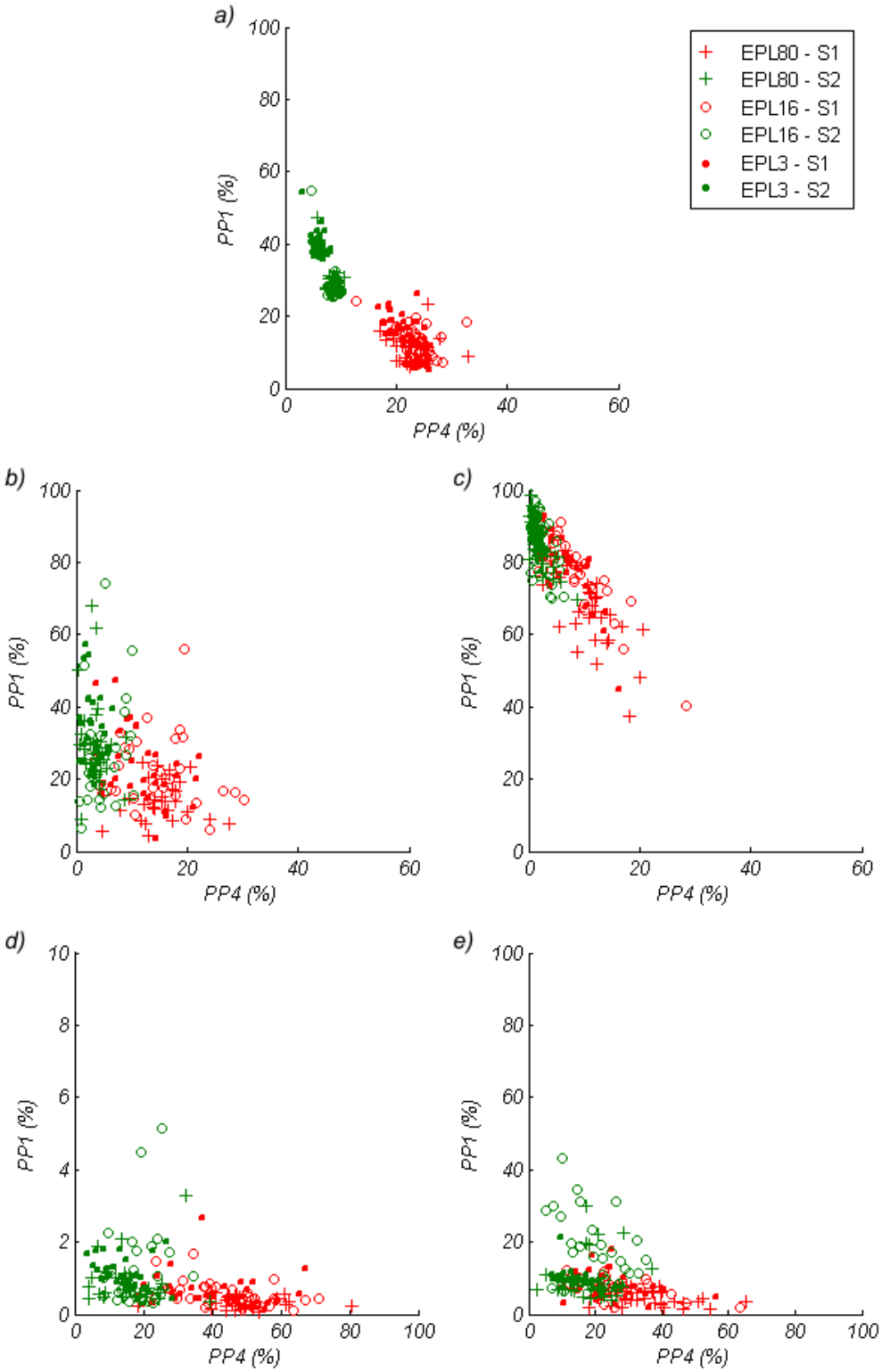

Figure 4. 78 : Diagrammes de corrélation PP1-PP4. a) Sans capteur. b) Avec capteur μ80 et intervalles de calcul surface matériau. c) Avec capteur R15 et intervalles de calcul surface matériau. d) Avec capteur μ80 et intervalles de calcul μ80. e) Avec capteur R15 et intervalles de calcul R15.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

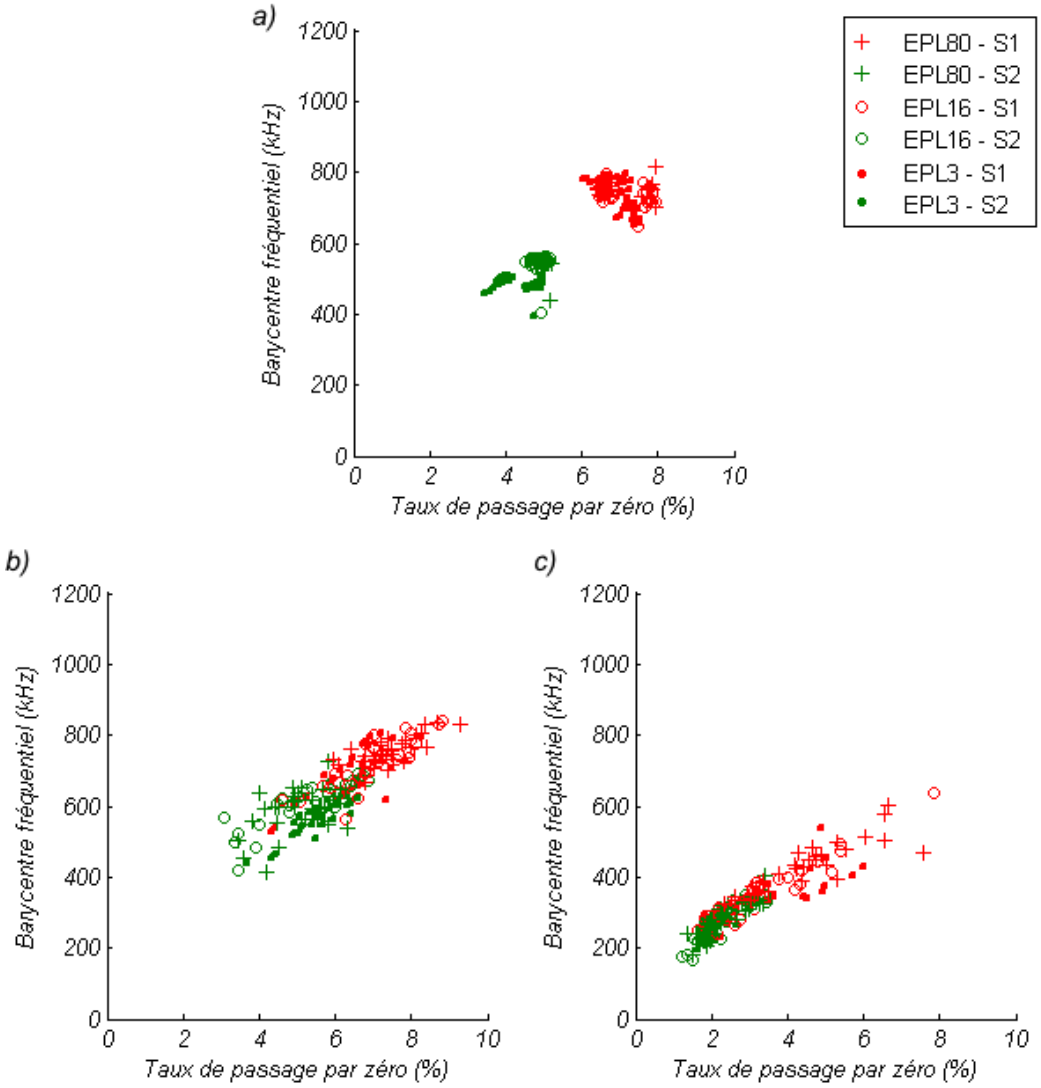

Figure 4. 79 : Diagrammes de corrélation Barycentre fréquentiel - Taux de passage par zéro. a) Sans capteur. b) Avec capteur µ80. c) Avec capteur R15.

VI.3. EFFET DU SYSTEME D'ACQUISITION SUR LES DESCRIPTEURS

Le système d'acquisition a aussi un impact sur le signal puisqu'il filtre les signaux enregistrés. Le préamplificateur, positionné en début de chaine, filtre les données à l'aide d'un filtre passe-bande du second ordre (pente de 12 dB/octave). Deux bandes passantes sont analysées, une première comprise entre 20 kHz et 1,2 MHz et une seconde comprise entre 100 kHz et 400 kHz. Le système d'acquisition filtre lui aussi les données à l'aide d'un filtre passe-bande du quatrième ordre (pente de 24 dB/octave). Seul l'effet du préamplificateur est étudié.

L'impact du préamplificateur sur les diagrammes de corrélation BF-TPZ est étudié. Seuls les résultats filtrés entre 100 et 400 kHz sont présentés. En effet, les descripteurs calculés sur les signaux filtrés entre 20 kHz et 1,2 MHz ne diffèrent pas des descripteurs calculés sur les signaux non filtrés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

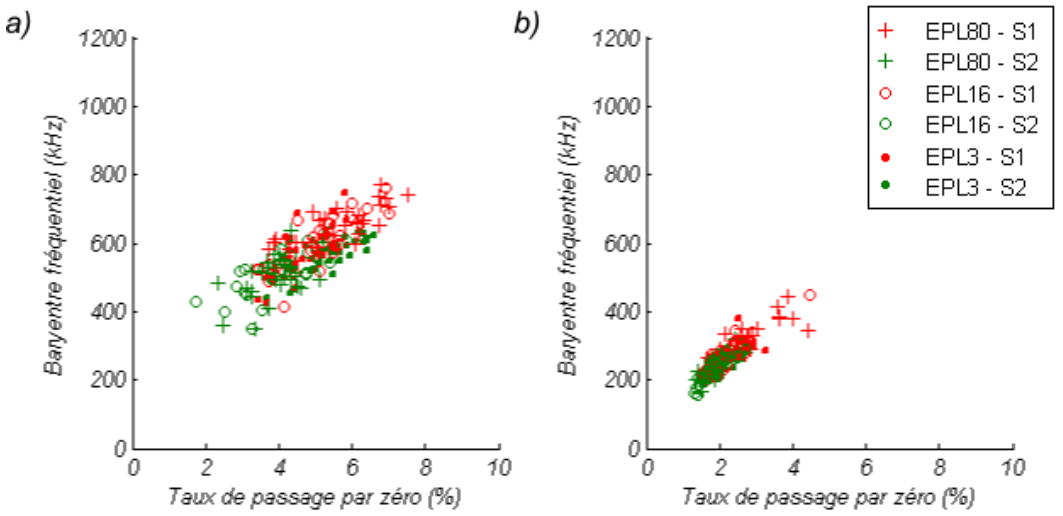

Figure 4. 80 : Diagrammes de corrélation des signaux ayant subi l'effet des capteurs µ80 et R15 et l'effet du préamplificateur réglé sur la bande de fréquence [100 ; 400] kHz. a) Capteur µ80 + préamplificateur. b) Capteur R15 + préamplificateur.

Les signaux filtrés par le préamplificateur ont un barycentre fréquentiel et un taux de passage par zéro moins élevés. Les signaux « mesurés » par le capteur µ80, avant préamplification, ont un barycentre fréquentiel compris entre 400 et 900 kHz et un taux de passage par zéro compris entre 3 et 10 % ; alors que les signaux en sortie du préamplificateur ont un barycentre fréquentiel compris entre 350 et 800 kHz et un taux de passage par zéro compris entre 2 et 8 %.

Les signaux « mesurés » par le capteur R15, avant préamplification, ont un barycentre fréquentiel compris entre 200 et 650 kHz et un taux de passage par zéro compris entre 1,5 et 8 % ; alors que les signaux en sortie du préamplificateur ont un barycentre fréquentiel compris entre 150 et 450 kHz et un taux de passage par zéro compris entre 1 et 5 %.

Une diminution plus importante de la valeur des descripteurs pourrait être attendue car la bande passante du filtre est comprise entre 100 et 400 kHz. Pourtant la valeur du barycentre indique qu'un contenu fréquentiel supérieur à 400 kHz est toujours présent. Cela peut être dû à la pente du filtre (12 dB/octave) suffisamment faible pour ne pas éliminer totalement les hautes fréquences.

VII. CONCLUSION

L'analyse modale, effectuée à l'aide des FFT2D et réalisée grâce au calcul par éléments finis d'un nombre important de signaux, a permis de mettre en évidence l'influence de différents paramètres des sources sur l'excitation des modes, pour des éprouvettes de géométries différentes (les éprouvettes EPL3, EPL16 et EPL80).

L'orientation des sources (dipôles de force simples) a un impact sur la sollicitation des éprouvettes. Dans ce cas, l'orientation des dipôles n'est pas l'unique paramètre à prendre en compte car la sollicitation engendrée par les dipôles de force est liée à la géométrie. En effet, si le dipôle de force est orienté dans une direction dont la dimension est grande devant la longueur d'onde, alors seuls les modes fondamentaux sont sollicités. En revanche si le dipôle est orienté dans une direction dont la dimension est petite devant la longueur d'onde, alors les modes d'ordre supérieur sont aussi sollicités.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

La position de la source dans l'épaisseur des éprouvettes influe très nettement sur les modes sollicités. Plus elle est positionné dans un plan proche des faces extérieures de l'éprouvette, plus les modes antisymétriques (ou de flexion) sont excités. Une étude plus poussée sur l'évolution de l'amplitude relative des modes antisymétriques (ou de flexion) par rapport aux modes symétriques (ou longitudinaux), en fonction de la profondeur de la source, permettrait d'évaluer précisément leur position dans l'épaisseur.

De même, le temps de montée de la source a clairement une influence sur les plages de fréquences sur lesquelles les modes sont sollicités. Plus le temps de montée de la source est faible, plus les modes sont excités à des fréquences élevées.

Cet impact des paramètres de la source sur les modes de propagation peut être utilisé pour différencier et identifier des sources d'Emission Acoustique.

Malheureusement, le calcul des FFT2D, nécessitant une grande quantité de signaux à des distances différentes de la source, ne peut être effectué lors d'un essai d'EA classique. Néanmoins, le calcul de transformées temps-fréquence telle que la distribution de Choi-Williams permet aussi d'effectuer une analyse modale et ne nécessite pour cela qu'un seul signal. L'impact de la position de la source en profondeur et du temps de montée se retrouve d'ailleurs assez nettement sur les DCW. Le positionnement du point de calcul/mesure de vibrations de la surface doit cependant être choisi avec soin.

Les calculs par éléments finis ont aussi permis de mettre en évidence des descripteurs pertinents pour l'identification de sources d'EA à partir de signaux obtenus en surface matériau (sans l'effet du capteur). La valeur de ces descripteurs (barycentre fréquentiel et taux de passage par zéro par exemple) est indépendante de la distance à la source, indépendante de la géométrie d'éprouvette et elle reflète une caractéristique de la source. Corrélés entre eux, ces descripteurs permettent de mettre clairement en évidence des classes de signaux liées à une même source.

Bien qu'en surface matériau les différentes classes de signaux soient bien distinctes, la prise en compte de l'effet du capteur sur les signaux montre un recouvrement des classes (capteur μ80) voire un décalage des valeurs des descripteurs.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de cette thèse était l'étude de l'intégralité de la chaine d'EA, de la source à l'interprétation quantitative de l'information contenue dans le signal en bout de chaine. Pour ce faire nous avons choisi de mettre en œuvre diverses solutions de simulation, numériques pour certaines, et analytiques pour d'autres, en fonction de chacune des étapes de la chaine. Les outils que nous avons développés dans ce travail ont fait l'objet de validations expérimentales pour finalement nous montrer leur capacité à aider à l'identification de la signature acoustique des mécanismes d'endommagement.

Validation des outils de simulation.

Comme dans tout travail de simulation, numérique comme analytique, nous avons eu le souci de valider expérimentalement les outils utilisés pour simuler la chaine de l'EA. Dans ce but, nous avons tout d'abord validé la Méthode des Eléments Finis (MEF) pour simuler la propagation d'ondes dans des pièces de géométrie complexe dans le cadre d'un essai de rupture de mine de crayon. Les signaux simulés et expérimentaux ont été comparés en utilisant des outils classiques de traitement du signal et d'autres outils plus spécifiques à l'EA. Cette validation met en évidence la capacité de la MEF à simuler la propagation d'ondes dans la gamme de fréquences associée à l'EA. Elle nous a aussi permis de toucher du doigt la difficulté à modéliser les conditions aux limites, qui ont un impact direct sur les réflexions et donc sur le signal d'EA. Pourtant celles-ci doivent être prises en compte, spécialement pour les essais réalisés en laboratoire sur des pièces de petites dimensions.

Nous avons également validé expérimentalement les fonctions de sensibilité utilisées comme fonctions de transfert pour simuler l'effet du transducteur tant en émission qu'en réception. Cette approche a donné de bons résultats en ce qui concerne les signaux reçus. En revanche, des problèmes ont été rencontrés lors de la validation expérimentale de la génération de signaux au sein d'une éprouvette à l'aide d'un transducteur utilisé comme émetteur. En effet, dans ce cas, les signaux simulés sont un peu trop éloignés des signaux expérimentaux pour que la simulation de l'effet du transducteur en émission puisse être complètement validée.

Aide à l'identification d'une source d'EA

Dans un second temps, nous avons simulé des sources à l'intérieur d'éprouvettes, constituées d'un matériau isotrope et de dimensions différentes afin de représenter plusieurs échelles d'analyse. Le signal se propage différemment dans chaque géométrie et la propagation des ondes sous la forme de modes, dépendants de la géométrie, a été mise en évidence. Lorsque l'éprouvette est large, les modes de propagation sont ceux d'une plaque, elle peut donc être assimilée à un guide d'onde 1D. Lorsque l'éprouvette est étroite, les modes de propagation sont ceux d'une poutre, elle peut donc être assimilée à un guide d'onde 2D. Lorsque l'éprouvette a une largeur intermédiaire (éprouvette de laboratoire), nous avons constaté que les modes de propagation sont plus difficiles à identifier.

Chaque source simulée sollicite les éprouvettes, et donc les modes de propagation, différemment suivant ses caractéristiques. Par conséquent, l'étude des modes de propagation permet d'identifier une signature de la source. Nous avons mis en évidence les modes de propagation excités grâce à l'utilisation de transformées de Fourier 2D. Leur étude a montré que des caractéristiques telles que : l'orientation, « l'anisotropie », la profondeur ou encore le temps de montée de la source ont une

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

influence sur le signal, les modes et les bandes de fréquence sollicitées. Cependant, le calcul d'une transformée de Fourier 2D nécessite un nombre trop important de signaux ce qui rend cette technique inutilisable expérimentalement. La représentation temps- fréquence par le biais de la distribution de Choi-Williams (DCW) permet aussi de mettre en évidence les modes sollicités par la source. Malgré l'avantage de ne requérir qu'un seul signal, elle demeure cependant moins précise quant à l'identification des modes.

Contribution à la classification des sources d'EA

Par leur faculté à générer un grand nombre de signaux issus de situations variées (géométrie d'éprouvette, type de source, distance de propagation, etc.) nous avons mis en évidence l'utilité des outils de simulation pour étudier la pertinence de certains descripteurs dans une optique de classification des sources d'EA. En effet, pour différencier et identifier des sources, le taux de passage par zéro, le barycentre fréquentiel, le coefficient de dissymétrie spectrale et les puissances partielles ont été identifiés comme particulièrement pertinents. Ils présentent tous une évolution constante en fonction de la distance de propagation, ils sont indépendants de la géométrie et leur valeur est liée aux caractéristiques de la source. La corrélation de ces descripteurs permet de regrouper les signaux en classes bien séparées.

Effet capteur

Tous ces résultats ont été obtenus par le calcul de la vitesse particulaire en surface du matériau. Cependant lors d'un essai réel d'EA, la mesure des signaux est réalisée à l'aide de capteurs qui ont un impact sur le signal. Nous avons donc étudié cet impact. Les résultats montrent que les capteurs ont une influence sur la signature modale des sources. L'impact est plus ou moins important selon la bande de fréquence sollicitée par la source et selon le modèle de capteur utilisé. Ils modifient aussi la valeur des descripteurs calculés sur les signaux en générant une dispersion et un décalage des valeurs. Cela conduit à un recouvrement des classes de signaux et, par conséquent, à une difficulté accrue pour l'identification des sources. Plus la fonction de sensibilité du capteur couvre une bande de fréquence étroite et moins celle-ci est plate, plus l'effet sur le signal est important. Plusieurs aspects du capteur n'ont pas été pris en compte. Tout d'abord, un capteur n'est pas ponctuel, la mesure est donc une mesure moyennée sur une surface : c'est l'effet d'ouverture. Ensuite, le couplage entre le capteur et la surface du matériau n'a pas été étudié. Enfin, le capteur n'est pas uniquement sensible à la vitesse particulaire perpendiculaire à la surface, il possède plusieurs modes de vibrations pouvant le rendre sensible à des vitesses particulaires tangentielles.

En résumé, ce travail de thèse nous a permis de montrer tout l'intérêt de la simulation pour établir des liens entre le signal et la source d'EA.
Tout d'abord un lien quantitatif car disposer d'un outil de simulation permet de séparer chacune des étapes de la chaine de l'EA. De plus cela nous a permis de calculer un grand nombre de signaux afin de mener l'étude la plus complète possible pour évaluer l'influence des paramètres d'une source sur le signal ultrasonore mesuré.
Ensuite, un lien en analyse des données par la mise en évidence de descripteurs pertinents et donc par la possibilité d'aider à la classification des signaux utilisée habituellement en émission

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

acoustique.

Par ailleurs nous avons mis en évidence la nécessité de prendre en compte l'effet du capteur d'EA pour interpréter les résultats. En effet les indices permettant l'identification des sources peuvent être plus ou moins masqués selon le type de capteur utilisé, entrainant par là une perte d'information préjudiciable à la classification des signaux.

Enfin, nous avons montré la pertinence de l'approche modale pour la prise en compte de la propagation sous forme d'ondes guidées. La richesse de cette approche réside dans l'utilisation d'outils de traitement du signal tels que les TF2D ou encore les transformées temps-fréquence (mieux adaptées à une analyse de signaux expérimentaux) qui mettent clairement en évidence la signature acoustique de la source.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

PERSPECTIVES

Cette étude n'est qu'une entrée en matière dans la modélisation de l'EA et il existe de nombreux points d'amélioration et d'approfondissement à tous les niveaux de la chaine d'acquisition de l'EA.

D'autres analyses, basées sur celles effectuées dans le chapitre 4, sont à envisager. L'augmentation progressive de la valeur d'un des dipôles de force d'une source ponctuelle serait un point intéressant à étudier (Figure P. 1). Cela permettrait d'évaluer l'augmentation progressive du champ de contrainte généré par la source dans une direction particulière sur les modes de propagation sollicités et les variations d'amplitude de ces modes. L'impact de la variation progressive de la position d'une source dans l'épaisseur de l'éprouvette serait un autre point intéressant à étudier. Enfin, l'épaisseur des éprouvettes est un paramètre qui n'a pas été analysé au cours de ce travail, or son impact sur les signaux d'EA émis mériterait d'être considéré.

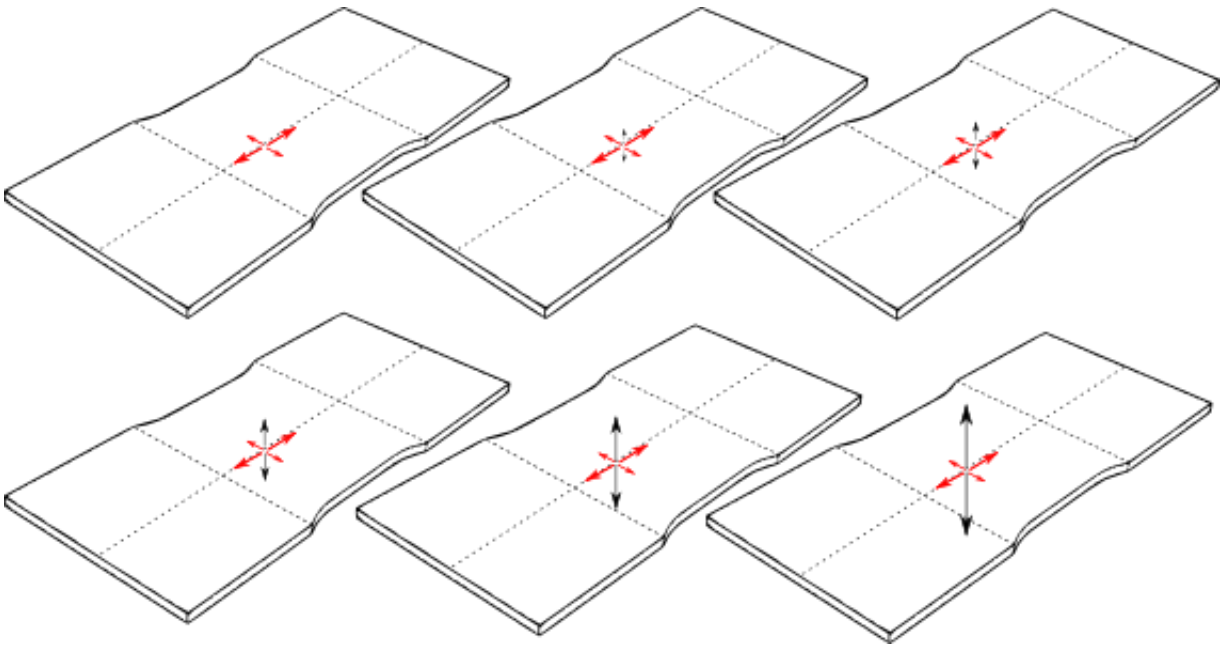

Figure P. 1 : Augmentation progressive du moment dipolaire orienté dans la direction de l'épaisseur de l'éprouvette EPL80.

Par ailleurs, Les sources utilisées dans cette étude sont très rudimentaires et ne permettent pas de modéliser correctement des sources d'EA réelles. Afin de savoir quelles sont les caractéristiques des sources réelles d'EA et si ces caractéristiques sont suffisamment éloignées pour permettre une identification des sources, il serait intéressant de travailler sur des modèles de sources plus élaborés et donc plus proches des sources d'EA réelles.

La propagation a été étudiée dans un matériau homogène isotrope. Or, au sein du laboratoire MATEIS et de la thématique durabilité des matériaux composites, l'EA est beaucoup utilisée pour étudier l'endommagement. Les matériaux composites sont des matériaux anisotropes et hétérogènes. L'impact des hétérogénéités (interfaces fibre-matrice, microfissuration lors de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

l'endommagement) sur le signal est particulièrement délicat à modéliser. Certaines hétérogénéités peuvent se situer à des échelles beaucoup plus petites que la taille des maillages par élément finis utilisés pour modéliser le milieu de propagation lors de cette étude. Réduire la taille du maillage sur tout le volume du milieu de propagation conduirait à la nécessité d'utiliser des ressources de calcul très importantes. Cependant, les hétérogénéités n'interagissent pas de la même façon avec les ondes suivant leur taille et la longueur d'onde et suivant qu'il s'agisse du champ proche ou du champ lointain. Il peut donc être envisagé de réduire l'échelle d'investigation uniquement dans un volume proche de la source, cela permettrait d'une part de modéliser plus justement la source et d'autre part de prendre en compte les interactions entre les ondes générées et les hétérogénéités. Le volume plus éloigné de la source resterait homogène mais anisotrope. Pour avoir une représentation fidèle du milieu de propagation autour d'une source d'EA, la tomographie par rayons X pourrait être utilisée sur un matériau réel. Une fraction du matériau endommagé pourrait être reconstituée en 3D, maillée à l'aide d'un logiciel spécifique (AVIZO par exemple) et intégré au modèle par éléments finis global.

Enfin, en ce qui concerne la mesure par le capteur, du point de vue expérimental, l'utilisation/la conception de capteurs ponctuels ayant une réponse la plus plate possible en fréquence permettrait de diminuer son impact sur la signature modale de la source et sur les descripteurs. Du point de vue de la simulation, il serait intéressant d'intégrer l'effet d'ouverture, de prendre en compte les modes de vibrations autres que le mode vertical et d'étudier l'effet du couplage (pression exercée sur le capteur suivant le dispositif de maintien en position et couplant utilisé) sur le signal. A plus long terme, réussir à s'affranchir de l'effet du capteur en obtenant les vibrations en surface matériau par déconvolution serait intéressant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

BIBLIOGRAPHIE

[1] C. Scruby, "Quantitative acoustic emission techniques," in *Nondestructive testing, vol. 8*, A. P. Inc., Ed., ed London, 1984, pp. 141-208.

[2] S. Yuyama, "Fundamental aspects of acoustic emission applications to the problems caused by corrosion," *Corrosion Monitoring in Industrial Plants Using Non-Destructive Testing and Electrochemical Methods,* pp. 43-74, 1986.

[3] L. Jaubert, "Etude de la corrosion uniforme d'aciers non alliés et inoxydables: utilisation conjointe de l'émission acoustique et des techniques électrochimique s," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2004.

[4] Y.-P. Kim, "Etude de la corrosion caverneuse d'un acier inoxydable austénitique: utilisation conjointe de l'émission acoustique et des techniques électrochimiques," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2003.

[5] D. Caron, "Influence de l'hydrogène sur la vitesse de propagation des fissures de corrosion sous contrainte dans l'alliage 600 en milieu primaire de réacteurs nucléaires à eau sous pression," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2000.

[6] M. Fregonese, H. Idrissi, H. Mazille, L. Renaud, and Y. Cetre, "Initiation and propagation steps in pitting corrosion of austenitic stainless steels: monitoring by acoustic emission," *Corrosion Science,* vol. 43, pp. 627-641, 2001.

[7] P. D. Rouby, P. Fleischmann, and C. Duvergier, "Un modèle de sources d'émission acoustique pour l'analyse de l'émission continue et de l'émission par salves I. Analyse théorique," *Philosophical Magazine B,* vol. 47, pp. 671-687, 1983.

[8] F. Thummen, "Propriétés mécaniques et durée de vie de bétons réfractaires," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2004.

[9] M. G. R. Sause and S. Horn, "Simulation of Acoustic Emission in Planar Carbon Fiber Reinforced Plastic Specimens," *Journal of Nondestructive Evaluation,* vol. 29, pp. 123-142, Jun 2010.

[10] M. Ohtsu and K. Ono, "AE source location and orientation determination of tensile cracks from surface observation," *NDT International,* vol. 21, pp. 143-150, 1988.

[11] E. Dieulesaint and D. Royer, *Ondes elastiques dans les solides: application au traitement du signal* vol. 13. Paris: Masson, 1974.

[12] I. A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications*: Plenum press, 1970.

[13] M. Silk and K. Bainton, "The propagation in metal tubing of ultrasonic wave modes equivalent to Lamb waves," *Ultrasonics,* vol. 17, pp. 11-19, 1979.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[14] C. Scruby, "An introduction to acoustic emission," *Journal of Physics E: Scientific Instruments,* vol. 20, p. 946, 1987.

[15] J. Keprt and P. Benes, "A comparison of AE sensor calibration methods," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 26, pp. 60-70, 2008.

[16] J. Keprt and P. Benes, "The determination of uncertainty in the calibration of acoustic emission sensors," *International Journal of Microstructure and Materials Properties,* vol. 4, pp. 85-103, 2009.

[17] M. R. Gorman and W. H. Prosser, "AE source orientation by plate wave analysis," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 9, pp. 283-288, 1991.

[18] K. Komai, K. Minoshima, and T. Shibutani, "Investigations of the fracture mechanism of carbon/epoxy composites by AE signal analyses," *JSME international journal. Ser. 1, Solid mechanics, strength of materials,* vol. 34, pp. 381-388, 1991.

[19] S. Barré and M. Benzeggagh, "On the use of acoustic emission to investigate damage mechanisms in glass-fibre-reinforced polypropylene," *Composites Science and Technology,* vol. 52, pp. 369-376, 1994.

[20] 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,* vol. 55, pp. 405-412, 1995.

[21] C. R. Ramirez-Jimenez, N. Papadakis, N. Reynolds, T. H. Gan, P. Purnell, and M. Pharaoh, "Identification of failure modes in glass/polypropylene composites by means of the primary frequency content of the acoustic emission event," *Composites Science and Technology,* vol. 64, pp. 1819-1827, 2004.

[22] R. Gutkin, C. J. Green, S. Vangrattanachai, S. T. Pinho, P. Robinson, and P. T. Curtis, "On acoustic emission for failure investigation in CFRP: Pattern recognition and peak frequency analyses," *Mechanical Systems and Signal Processing,* vol. 25, pp. 1393-1407, 2011.

[23] O. Siron, G. Chollon, H. Tsuda, H. Yamauchi, K. Maeda, and K. Kosaka, "Microstructural and mechanical properties of filler-added coal-tar pitch-based C/C composites: the damage and fracture process in correlation with AE waveform parameters," *Carbon,* vol. 38, pp. 1369-1389, 2000.

[24] M. Shiwa, O. Chen, T. Kishi, S. Carpenter, S. Mitsuno, H. Ichikawa, Y. Lee, S. Kim, and T. Lee, "Fracture mechanisms in unnotched and notched SiC/SiC composites studied by acoustic emission analysis," *NDT and E International,* vol. 30, pp. 109-109, 1997.

[25] M. Fregonese, H. Idrissi, H. Mazille, L. Renaud, and Y. Cetre, "Monitoring pitting corrosion of AISI 316L austenitic stainless steel by acoustic emission technique: choice of representative acoustic parameters," *Journal of materials science,* vol. 36, pp. 557-563, 2001.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[26] N. Godin, M. R'mili, P. Reynaud, J. Lamon, and G. Fantozzi, "Emission acoustique et endommagement des composites: Intérêts et limites des techniques de reconnaissance de forme," *Comptes-rendus des 17èmes Journées Nationales sur les Composites (JNC17),* 2011.

[27] A. Sibil, N. Godin, M. R'Mili, E. Maillet, and G. Fantozzi, "Optimization of Acoustic Emission Data Clustering by a Genetic Algorithm Method," *Journal of Nondestructive Evaluation,* vol. 31, pp. 169-180, Jun 2012.

[28] E. Maillet, "Identification des mécanismes d'endommagement et prévision de la durée de vie des composites à matrice céramique par émission acoustique," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2012.

[29] A. Anastassopoulos and T. Philippidis, "Clustering methodology for the evaluation of acoustic emission from composites," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 13, pp. 11-22, 1995.

[30] S. Huguet, N. Godin, R. Gaertner, L. Salmon, and D. Villard, "Use of acoustic emission to identify damage modes in glass fibre reinforced polyester," *Composites Science and Technology,* vol. 62, pp. 1433-1444, 2002.

[31] 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,* vol. 22, pp. 1441-1464, 2008.

[32] V. Kostopoulos, T. H. Loutas, A. Kontsos, G. Sotiriadis, and Y. Z. Pappas, "On the identification of the failure mechanisms in oxide/oxide composites using acoustic emission," *NDT & E International,* vol. 36, pp. 571-580, 2003.

[33] E. Maillet, N. Godin, M. R'Mili, P. Reynaud, J. Lamon, and G. Fantozzi, "Analysis of Acoustic Emission energy release during static fatigue tests at intermediate temperatures on Ceramic Matrix Composites: Towards rupture time prediction," *Composites Science and Technology,* vol. 72, pp. 1001-1007, 2012.

[34] M. Shaira, "Caractérisation non destructive de la transformation martensitique de l'acier 304L induite par déformation cyclique," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2006.

[35] M. Shaira, N. Godin, P. Guy, L. Vanel, and J. Courbon, "Evaluation of the strain-induced martensitic transformation by acoustic emission monitoring in 304L austenitic stainless steel: Identification of the AE signature of the martensitic transformation and power-law statistics," *Materials Science and Engineering: A,* vol. 492, pp. 392-399, 2008.

[36] A. O. Amer, A. L. Gloanec, S. Courtin, and C. Touze, "Characterization of Fatigue Damage in 304L Steel by an Acoustic Emission Method," *Procedia Engineering,* vol. 66, pp. 651-660, 2013.

[37] M. A. Hamstad, "A review - acoustic emission, a tool for composite materials studies," *Experimental Mechanics,* vol. 26, pp. 7-13, Mar 1986.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[38] F. R. Breckenridge, C. E. Tschiegg, and M. Greenspan, "Acoustic emission - some applications of Lamb's problem," *Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 57, pp. 626-631, 1975.

[39] J. D. Achenbach, "Acoustic emission from a surface-breaking crack under cyclic loading," *Acta Mechanica,* vol. 195, pp. 61-68, Jan 2008.

[40] W. Ben Khalifa, K. Jezzine, G. Hello, S. Grondel, and Iop, "Analytical modelling of acoustic emission from buried or surface-breaking cracks under stress," *10th Anglo-French Physical Acoustics Conference (Afpac 2011),* vol. 353, 2012.

[41] M. Ohtsu and K. Ono, "The generalized theory and source representations of acoustic emission," *Journal of acoustic emission,* vol. 5, pp. 124-133, 1986.

[42] M. R. Gorman, "Plate wave acoustic emission," *The Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 90, pp. 358-364, 1991.

[43] L. Goujon and J. C. Baboux, "Behaviour of acoustic emission sensors using broadband calibration techniques," *Measurement Science & Technology,* vol. 14, pp. 903-908, Jul 2003.

[44] G. C. McLaskey and S. D. Glaser, "Acoustic Emission Sensor Calibration for Absolute Source Measurements," *Journal of Nondestructive Evaluation,* vol. 31, pp. 157-168, Jun 2012.

[45] S. Dia, T. Monnier, N. Godin, and F. Zhang, "Primary Calibration of Acoustic Emission Sensors by the Method of Reciprocity, Theoretical and Experimental Considerations," 2012.

[46] C. B. Scruby, H. N. G. Wadley, and J. J. Hill, "Dynamic elastic displacements at the surface of an elastic half-space due to defect sources," *Journal of Physics D-Applied Physics,* vol. 16, pp. 1069-1083, 1983.

[47] J. R. Rice, "Elastic wave emission from damage processes," *Journal of Nondestructive Evaluation,* vol. 1, pp. 215-224, December 1980.

[48] C. Scruby, G. Baldwin, and K. Stacey, "Characterisation of fatigue crack extension by quantitative acoustic emission," *International Journal of Fracture,* vol. 28, pp. 201-222, 1985.

[49] M. Ohtsu, "Source kinematics of acoustic emission based on a moment tensor," *NDT International,* vol. 22, pp. 14-20, 1989.

[50] F. Uddin, M. Shigeishi, and M. Ohtsu, "Fracture mechanics of corrosion cracking in concrete by acoustic emission," *Meccanica,* vol. 41, pp. 425-442, Aug 2006.

[51] C.-S. Kao, F. Carvalho, and J. Labuz, "Micromechanisms of fracture from acoustic emission," *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences,* vol. 48, pp. 666-673, 2011.

[52] M. G. R. Sause, M. A. Hamstad, and S. Horn, "Finite element modeling of lamb wave propagation in anisotropic hybrid materials," *Composites Part B: Engineering,* vol. 53, pp. 249-257, 2013.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[53] M. Hamstad, A. O'Gallagher, and J. Gary, "Modeling of buried monopole and dipole sources of acoustic emission with a finite element technique," *Journal of acoustic emission,* vol. 17, pp. 97-110, 1999.

[54] J. D. Achenbach and J. G. Harris, "Acoustic emission from a brief crack propagation event," *Journal of Applied Mechanics-Transactions of the Asme,* vol. 46, pp. 107-112, 1979.

[55] J. G. Harris and J. Pott, "Surface motion excited by acoustic emission from a buried crack," *Journal of Applied Mechanics-Transactions of the Asme,* vol. 51, pp. 77-83, 1984.

[56] W. Ben Khalifa, "Modélisation de la propagation et de la réception des ondes élastiques émises par un défaut sous contrainte. Application à la simulation des contrôles non destructifs par émission acoustique," Thèse de doctorat, Electreonique, Acoustique et Télécommunications, Université de Valenciennes et du Haut-Cambresis, Valenciennes, 2013.

[57] L. R. F. Rose, "The stress-wave radiation from growing cracks," *International Journal of Fracture,* vol. 17, pp. 45-60, 1981.

[58] C. Scruby and H. Wadley, "A calibrated capacitance transducer for the detection of acoustic emission," *Journal of Physics D: Applied Physics,* vol. 11, p. 1487, 1978.

[59] M. G. Sause, "Investigation of pencil-lead breaks as acoustic emission sources," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 29, pp. 184-196, 2011.

[60] G. C. McLaskey and S. D. Glaser, "Hertzian impact: Experimental study of the force pulse and resulting stress waves," *Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 128, pp. 1087-1096, Sep 2010.

[61] R. N. G. Wadley, C. B. Scruby, and G. Shrimpton, "Quantitative acoustic emission source characterisation during low temperature cleavage and intergranular fracture," *Acta Metallurgica,* vol. 29, pp. 399-414, 1981.

[62] C. L. Pekeris, "Solution of an integral equation occurring in impulsive wave propagation problems," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,* vol. 42, pp. 439-43, 1956 1956.

[63] J. D. Achenbach, *Reciprocity in Elastodynamics*. Evanston: Cambridge University Press, 2004.

[64] Y. H. Pao, R. R. Gajewski, and A. N. Ceranoglu, "Acoustic emission and transient waves in an elastic plate," *Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 65, pp. 96-105, 1979.

[65] S. M. Ziola and M. R. Gorman, "Source location in thin plates using cross-correlation," *Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 90, pp. 2551-2556, Nov 1991.

[66] W. H. Prosser, "Advanced AE techniques in composite materials research," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 14, pp. S1-S11, 1996.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[67] I. Arias and J. D. Achenbach, "Use of reciprocity considerations for the two-dimensional BEM analysis of wave propagation in an elastic half-space with applications to acoustic emission," *Wave Motion,* vol. 39, pp. 281-294, Apr 2004.

[68] D. G. Aggelis and T. E. Matikas, "Effect of plate wave dispersion on the acoustic emission parameters in metals," *Computers & Structures,* vol. 98-99, pp. 17-22, May 2012.

[69] D. G. Aggelis, "Numerical simulation of surface wave propagation in material with inhomogeneity: Inclusion size effect," *Ndt & E International,* vol. 42, pp. 558-563, Sep 2009.

[70] D. Aggelis, A. Mpalaskas, D. Ntalakas, and T. Matikas, "Effect of wave distortion on acoustic emission characterization of cementitious materials," *Construction and Building Materials,* vol. 35, pp. 183-190, 2012.

[71] R.-R. Naber and H. Bahai, "Analytical and experimental validations of a numerical 14 band-limited Green's function approach for modelling acoustic emission waves," *Advances in Engineering Software,* vol. 38, pp. 876-885, Nov-Dec 2007.

[72] J. Gary and M. A. Hamstad, "On the far-field structure of waves generated by a pencil lead break on a thin plate," *Journal of acoustic emission,* vol. 12, pp. 157-170, 1994.

[73] M. Hamstad, "On lamb modes as a function of acoustic emission source rise time," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 28, pp. 41-58, 2010.

[74] M. Hamstad, "Frequencies and Amplitudes of AE Signals in a Plate as a Function of Source Rise Time," in *Proceeding of the 29th European Conference on Acoustic Emission Testing*, 2010.

[75] F. Zhang, T. Monnier, N. Godin, and C. Herve, "Analyse critique des méthodes d'étalonnage absolu des capteurs utilisés en émission acoustique," 2011.

[76] T. Monnier, D. Seydou, N. Godin, and F. Zhang, "Primary Calibration of Acoustic Emission Sensors by the Method of Reciprocity, Theoretical and Experimental Considerations," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 30, pp. 152-166, 2012.

[77] K. Ohno and M. Ohtsu, "Crack classification in concrete based on acoustic emission," *Construction and Building Materials,* vol. 24, pp. 2339-2346, 2010.

[78] M. R. Gorman, "Some connections between AE testing of large structures and small samples," *Nondestructive Testing and Evaluation,* vol. 14, pp. 89-104, 1998.

[79] M. Hamstad, A. O'Gallagher, and J. Gary, "Effects of lateral plate dimensions on acoustic emission signals from dipole sources," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 19, pp. 258-274, 2001.

[80] M. Hamstad, J. Gary, and A. O'Gallagher, "Wideband acoustic emission displacement signals as a function of source rise-time and plate thickness," *Journal of acoustic emission,* vol. 16, pp. S251-S260, 1998.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[81] M. Gorman and S. Ziola, "Plate waves produced by transverse matrix cracking," *Ultrasonics,* vol. 29, pp. 245-251, 1991.

[82] J. J. Scholey, P. D. Wilcox, M. R. Wisnom, and M. I. Friswell, "Quantitative experimental measurements of matrix cracking and delamination using acoustic emission," *Composites Part a-Applied Science and Manufacturing,* vol. 41, pp. 612-623, May 2010.

[83] W. Prosser, M. D. Seale, and B. T. Smith, "Time-frequency analysis of the dispersion of Lamb modes," *The Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 105, pp. 2669-2676, 1999.

[84] W. Prosser, M. Hamstad, J. Gary, and A. O'Gallagher, "Reflections of AE waves in finite plates: finite element modeling and experimental measurements," *Journal of Acoustic Emission,* vol. 17, pp. 37-47, 1999.

[85] F. Breckenridge, T. Proctor, N. Hsu, S. Frick, and D. Eitzen, "Progress in Ultrasonic Measurements Research in 1990: Transient Sources for Acoustic Emission Work," DTIC1990.

[86] M. Hamstad, J. Gary, and A. O'Gallagher, "Far-field acoustic emission waves by three-dimensional finite element modeling of pencil-lead breaks on a thick plate," *Journal of acoustic emission,* vol. 14, pp. 103-114, 1996.

[87] F. Zhang, T. Monnier, and S. Dia, "Analyse théorique et expérimentale de la méthode de réciprocité pour étalonner les capteurs," *Contrôles essais mesures,* vol. 41, pp. 20-24, 2012.

[88] G. Inquiété, "Simulation numérique de la propagation des ondes dans les structures composites stratifiées," Thèse de doctorat, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2008.

[89] T. Irvine, "Damping properties of materials," *Magnesium,* vol. 5000, pp. 10-4, 2004.

[90] S. Naili, M.-B. Vu, Q. Grimal, M. Talmant, C. Desceliers, C. Soize, and G. Haïat, "Influence of viscoelastic and viscous absorption on ultrasonic wave propagation in cortical bone: Application to axial transmission," *The Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 127, pp. 2622-2634, 2010.

[91] R. Hill, S. Forsyth, and P. Macey, "Finite element modelling of ultrasound, with reference to transducers and AE waves," *Ultrasonics,* vol. 42, pp. 253-258, 2004.

[92] T. Monnier, "Ondes de Lamb dans les milieux stratifiés: application à la surveillance in situ et en temps réel de l'endommagement de structures composites," Thèse de doctorat, Matériaux, INSA de Lyon, Villeurbanne, 2001.

[93] Ş. Sorohan, N. Constantin, M. Găvan, and V. Anghel, "Extraction of dispersion curves for waves propagating in free complex waveguides by standard finite element codes," *Ultrasonics,* vol. 51, pp. 503-515, 2011.

[94] J. Le Roux, "La transformée de Fourier et ses applications," *Techniques de l'ingénieur,* 2007.

[95] C. Bernard, "Ondelettes et problèmes mal posés: la mesure du flot optique et l'interpolation irrégulière," Thèse de doctorat, École Polytechnique, Palaiseau, 1999.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

[96] H.-I. Choi and W. J. Williams, "Improved time-frequency representation of multicomponent signals using exponential kernels," *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on,* vol. 37, pp. 862-871, 1989.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

ANNEXES

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

ANNEXE 1 : COMPARAISON DE L'AMORTISSEMENT DE RAYLEIGH ET DE L'AMORTISSEMENT PAR VISCOELASTICITE

La prise en compte de l'amortissement dans les calculs par éléments finis a été faite en introduisant un coefficient d'amortissement de Rayleigh. La méthode de Rayleigh est une méthode très simple pour introduire un amortissement, cependant la signification physique de cette méthode n'est pas claire. Une autre méthode, plus proche de la réalité physique peut être utilisée en considérant le matériau comme un matériau viscoélastique. L'amortissement d'un tel matériau peut être modélisé en utilisant un modèle de Kelvin-Voigt.

Au final c'est un amortissement de Rayleigh qui est utilisé dans les simulations réalisées au cours de ce travail pour des raisons de facilité de mise en œuvre au sein du logiciel ABAQUS. Cependant cette méthode a aussi été choisie car les résultats utilisant l'amortissement de Rayleigh et ceux utilisant l'amortissement par viscoélasticité sont très similaires. L'objectif de cette annexe est de comparer ces deux méthodes. Ces deux méthodes ont déjà été présentées au cours du chapitre 2, cette annexe ne présente donc que les résultats comparant ces deux méthodes.

I. SIMULATIONS PAR ELEMENTS FINIS

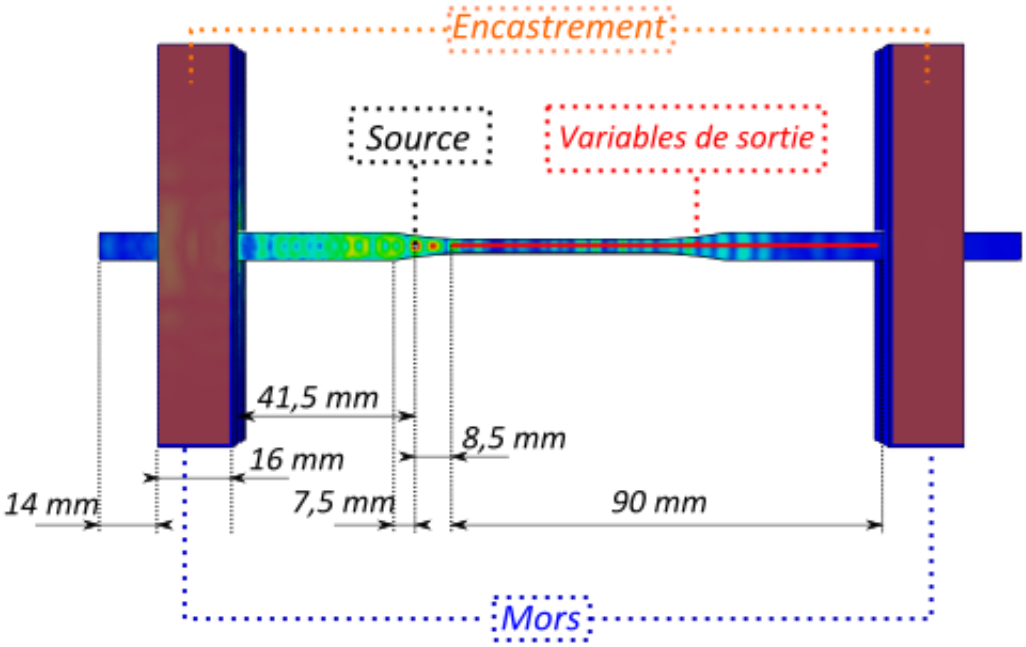

Figure A. 1 : Illustration des simulations réalisées pour comparer les deux méthodes de prise en compte de l'amortissement : Rayleigh et viscoélasticité.

Les simulations sont effectuées à l'aide du logiciel ABAQUS. Les conditions de calcul sont les mêmes que celles utilisées au cours du chapitre 3 pour la deuxième validation expérimentale (Figure A. 1), c'est-à-dire :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

- Eprouvette utilisée : éprouvette EPL3.
- Conditions aux limites : encastrement des faces supérieures des mors (pas de pression appliquée)
- Sollicitation : pression surfacique.
- Calcul dynamique explicite
- Durée totale de la simulation : 400 µs
- Matériau éprouvette : aluminium – matériau mors : acier.
- Données matériau utilisées pour l'aluminium :
  - $\rho = 2700\ kg/m^3$
  - $E = 72\ GPa$; $\nu = 0{,}34$
  - $\kappa_L = 1.10^{-5}$; $\kappa_T = 1.10^{-4}$
  - Avec κ_L et κ_T les facteurs de perte longitudinal et transversal qui caractérisent l'amortissement du matériau.

Le signal source est aussi le même que pour la validation expérimentale du chapitre 3, c'est-à-dire un chirp convolué par la fonction de sensibilité en émission d'un capteur µ80.

Deux simulations sont effectuées, l'une utilisant des coefficients de Rayleigh pour modéliser l'amortissement. Seul le coefficient α est utilisé et le facteur de perte longitudinal est employé pour le calcul de α. L'autre simulation utilise le modèle de Kelvin-Voigt dans lequel les deux facteurs de perte κ_L et κ_T sont utilisés.

Les vitesses particulaires sont calculées en différents points de la surface de l'éprouvette EPL3 (Figure A. 1).

II. RESULTATS

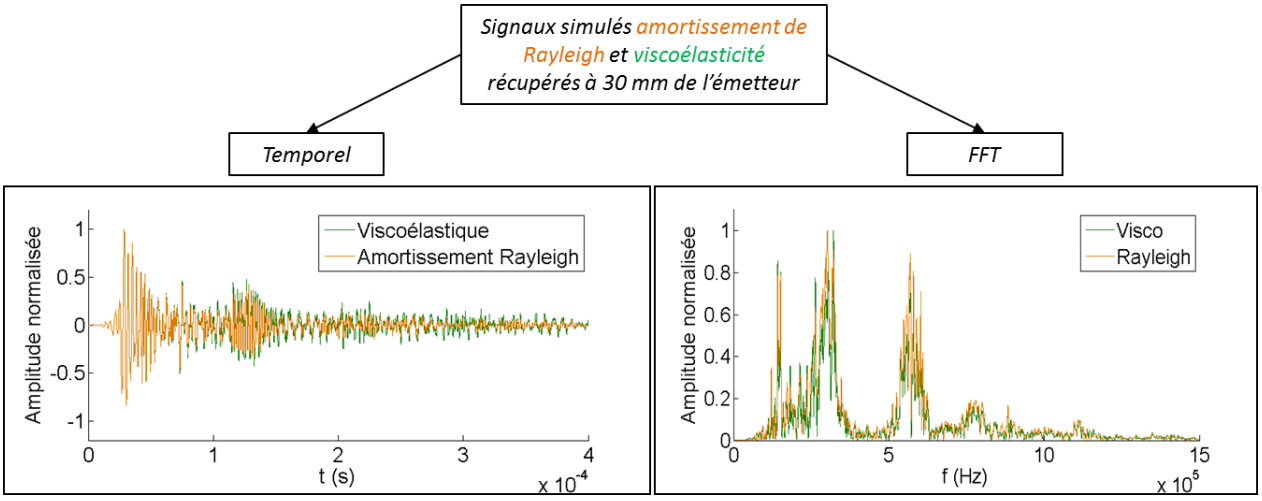

Figure A. 2 : Comparaison de l'évolution temporelle et des FFT des signaux à 30 mm de la source, issus du calcul utilisant l'amortissement de Rayleigh et des signaux issus du calcul utilisant l'amortissement par viscoélasticité.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

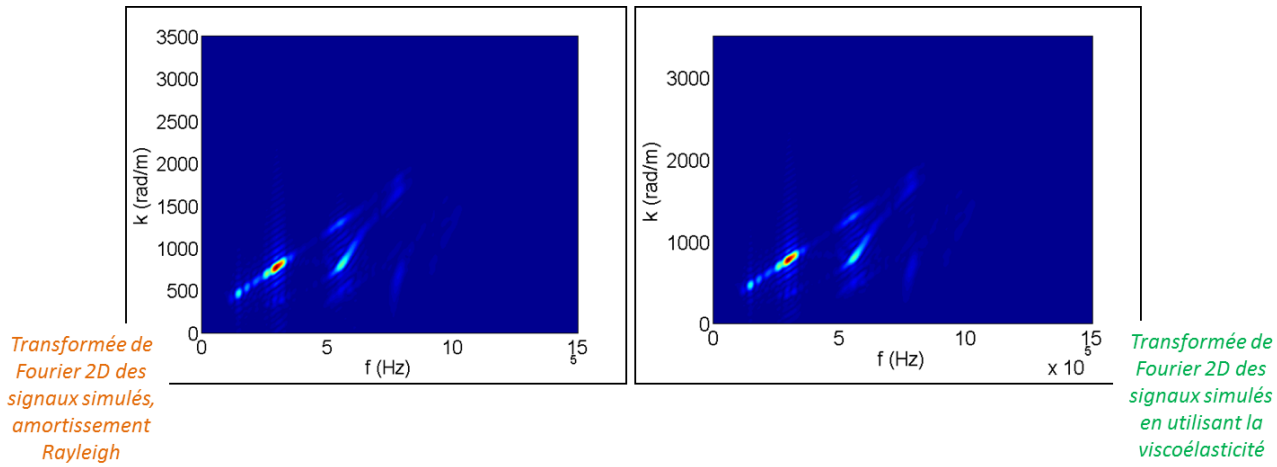

Figure A. 3 : Comparaison des FFT2D des signaux issus du calcul utilisant l'amortissement de Rayleigh et des signaux issus du calcul utilisant l'amortissement par viscoélasticité.

Les résultats montrent très peu de différences entre les deux simulations. L'évolution temporelle des signaux est très similaire ainsi que leur contenu fréquentiel (Figure A. 2). De même les FFT2D, nécessitant tous les signaux pour leur calcul sont aussi très similaires (Figure A. 3).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

ANNEXE 2 : COMPARAISON DES TRANSFORMEES TEMPS-FREQUENCE

Trois types de transformée temps-fréquence ont été abordés au cours de ce travail :

- La Transformée de Fourier à Court Terme (TFCT)
- La Transformée par Ondelettes Continue (TOC)
- La Distribution de Choi-Williams (DCW)

Ces transformées présentent des différences qui peuvent expliquer le choix de l'une ou l'autre des transformées.

I. DIFFERENCES ENTRE LA TFCT ET LA TOC

L'utilisation de la TFCT pour mettre en évidence le contenu temps-fréquence d'un signal nécessite de faire un choix entre avoir une bonne résolution temporelle ou avoir une bonne résolution fréquentielle. Cette limitation est liée au fait que les résolutions en temps et en fréquence ne peuvent être arbitrairement petites en même temps (principe d'incertitude d'Heisenberg-Gabor) :

$$\Delta t . \Delta f \geq \frac{1}{4\pi} \qquad (A.\ 1)$$

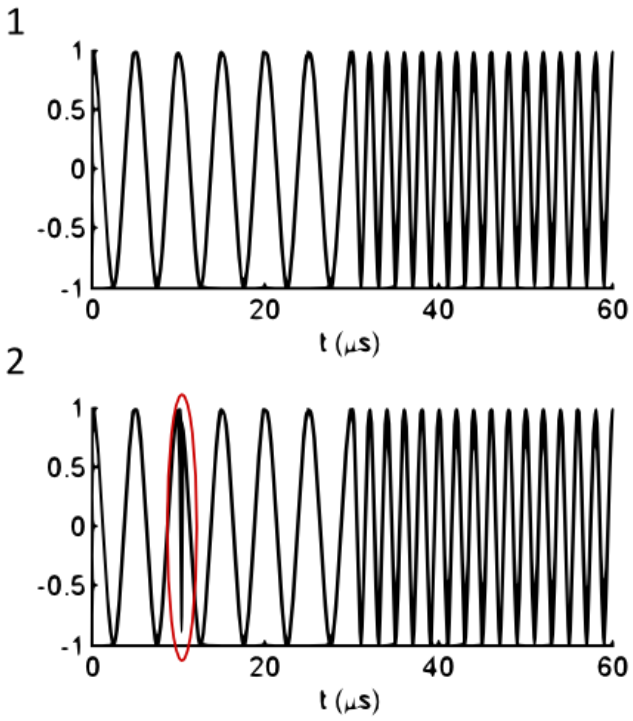

Figure A. 4 : (1) Signaux sinusoïdaux sans l'évènement haute-fréquence. (2) Signaux sinusoïdaux avec l'évènement haute-fréquence (entouré en rouge).

Pour illustrer cette limitation, considérons deux signaux (Figure A. 4). Le premier est composé de deux sinusoïdes d'une durée de 30 μs chacune. La première sinusoïde a une fréquence de 200 kHz et la deuxième de 500 kHz. Le second signal, est le même que le premier à la différence

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

près que la première sinusoïde contient un évènement de courte durée et haute fréquence à environ 10 µs du début. Il faudra sans doute une bonne résolution temporelle, donc une fenêtre de faible largeur pour le détecter. Une première TFCT est effectuée sur ces deux signaux. Cette TFCT utilise une fenêtre de Hamming de largeur $\Delta t = 15\ \mu s$. Le calcul du diagramme temps fréquence (Figure A. 5) montre bien la présence des deux sinusoïdes dans les deux cas. Cependant, la fenêtre utilisée ne permet pas d'identifier nettement l'évènement rapide dans le deuxième signal.

Pour détecter l'évènement, il faut améliorer la résolution temporelle et donc diminuer la largeur de la fenêtre utilisée pour la TFCT. Une nouvelle TFCT est donc calculée avec cette fois-ci une fenêtre de Hamming de largeur $\Delta t = 3{,}75\ \mu s$ (Figure A. 6). La nouvelle TFCT montre bien la présence de l'évènement, la résolution temporelle est donc meilleure. Cependant cela s'est fait au détriment de la résolution fréquentielle puisque les bandes représentant les deux sinusoïdes sont beaucoup plus larges. Il est maintenant impossible de donner une valeur précise de leur fréquence à l'aide de ce dernier diagramme.

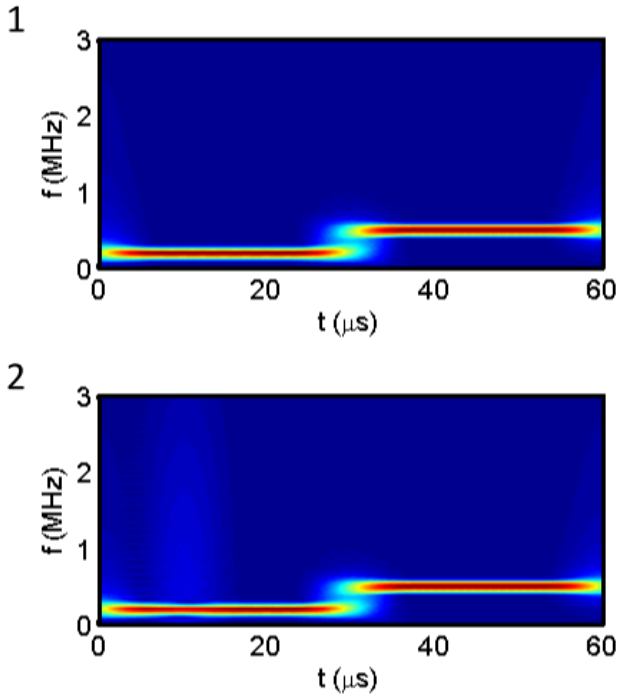

Figure A. 5 : TFCT des signaux réalisée avec une fenêtre de Hamming de largeur 15 µs. (1) signal sans évènement. (2) signal avec évènement.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

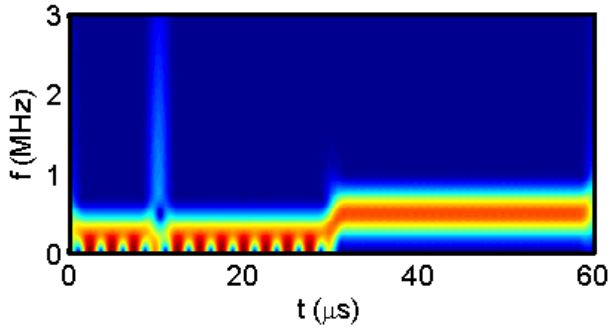

Figure A. 6 : TFCT du signal avec évènement réalisée avec une fenêtre de Hamming de largeur 3,75 μs.

Contrairement à la TFCT, la TOC utilise une fenêtre de largeur variable. Plus la fréquence est basse, plus la fenêtre est large. Au contraire, plus la fréquence est élevée, plus la fenêtre est étroite. Cette adaptation de largeur implique une bonne résolution fréquentielle aux basses fréquences et la possibilité de détecter des évènements rapides, dont le contenu fréquentiel est plus élevé et qui nécessitent une bonne résolution temporelle. La TOC permet donc au final de détecter des évènements très rapides et courts tout en conservant une bonne résolution fréquentielle. L'étude des TOC des signaux (Figure A. 7) montre que l'évènement rapide est détecté et que la résolution fréquentielle est aussi bonne que celle de la TFCT avec une fenêtre large qui ne permettait pas de détecter l'évènement.

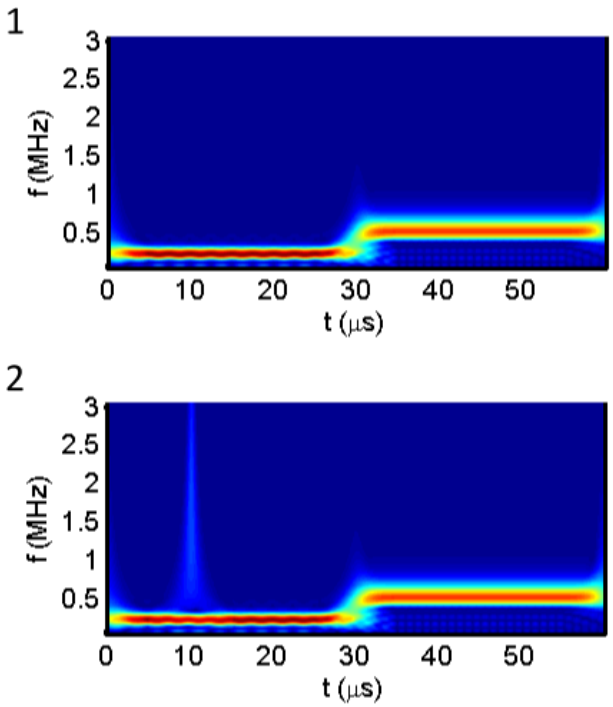

Figure A. 7 : Comparaison des TOC. (1) signal sans HF. (2) signal avec HF.

II. DIFFERENCES ENTRE LA TOC ET LA DCW

Malgré son caractère multi-résolution, issu de la possibilité de moduler la largeur de fenêtre en fonction de la fréquence, la TOC est une transformation linéaire et de ce fait, elle obéit toujours

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

au principe d'incertitude d'Heisenberg-Gabor (équation *(A. 1)*). Ainsi, des distorsions sont toujours présentes sur les transformées calculées par une TOC. Pour illustrer cette limitation, la TOC d'un chirp (Figure A. 8) est calculée. Ce chirp balaye de façon équitable des fréquences allant jusqu'à 1,5 MHz. Ces fréquences ne sont pas toutes excitées en même temps mais de manière décalée dans le temps. Les basses fréquences sont d'abord sollicitées, puis les hautes fréquences. En théorie, la transformée temps-fréquence de ce signal devrait être une droite. La TOC du chirp (Figure A. 9) est plus étalée qu'une droite, de plus la résolution diminue au fur et à mesure que le temps et la fréquence augmentent. Contrairement à la TOC, la DCW du chirp (Figure A. 10) a une bien meilleure résolution et cette résolution est indépendante de la fréquence ou du temps. La DCW n'est pas une transformation linéaire mais quadratique et n'est donc pas soumise au principe d'incertitude d'Heisenberg-Gabor. Cela permet d'avoir une bonne résolution quelle que soit la fréquence. Cependant, elle sollicite plus de ressources informatiques que la TOC pour son calcul. A titre d'exemple, le calcul de la TOC (Figure A. 9) a duré 2 s alors que le calcul de la DCW (Figure A. 10) a duré 14 s, soit 7 fois plus de temps.

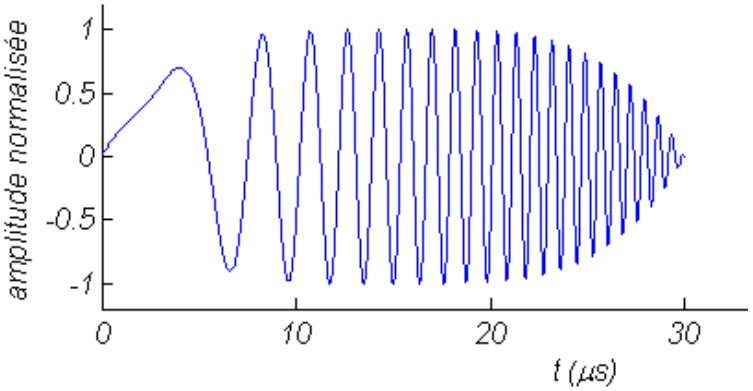

Figure A. 8 : Chirp

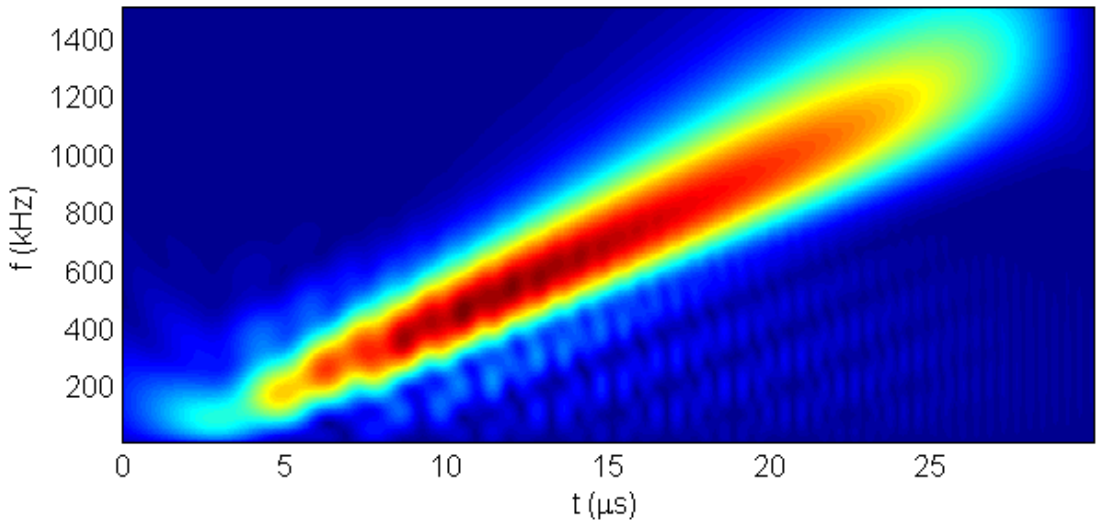

Figure A. 9 : Transformée temps-fréquence du chirp (Figure A. 8), réalisée à l'aide d'une TOC.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

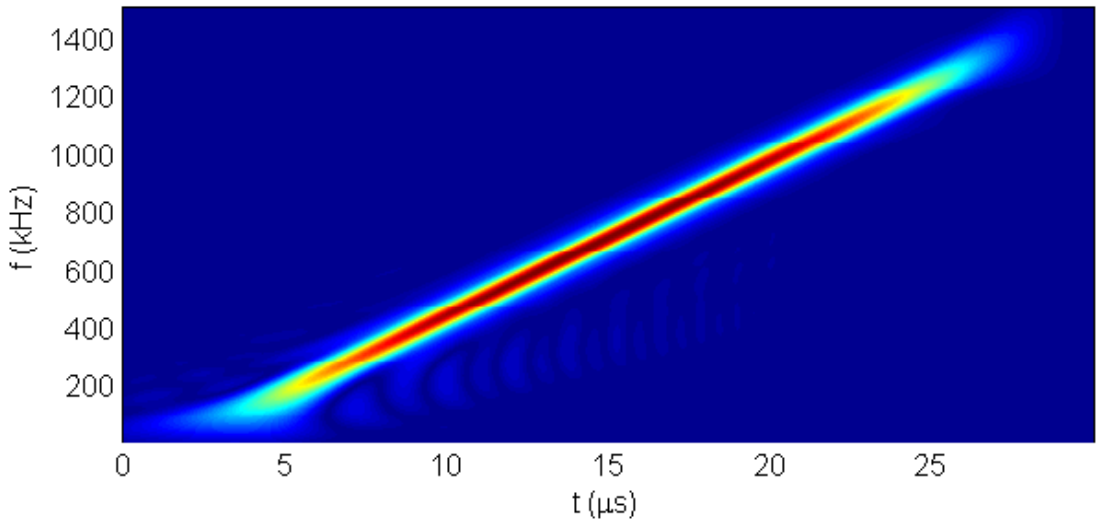

Figure A. 10 : Transformée temps-fréquence du chirp (Figure A. 8), réalisée à l'aide d'une DCW.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

ANNEXE 3 : CALCULS PAR ELEMENTS FINIS EFFECTUES SUR LA TRANCHE DE L'EPROUVETTE.

Dans le chapitre 4, le calcul par éléments finis des signaux sur la tranche de l'éprouvette EPL80 a été fait pour les sources 1 et 2.

Nous avons aussi effectué des calculs sur la tranche pour les signaux générés par des dipôles uniques. Les résultats de cette annexe montrent les différences entre les signaux lorsque la direction du dipôle varie. L'étude est faite à l'aide de l'analyse des FFT2D et des signaux temporels

I. CALCULS PAR ELEMENTS FINIS

I.1. CONFIGURATION

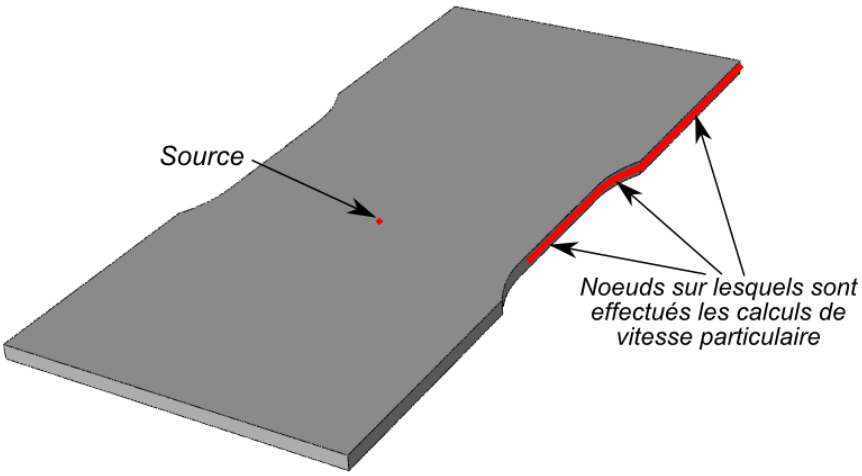

Figure A. 11 : Configuration des simulations réalisées sur l'éprouvette EPL80.

La source ponctuelle est générée au même endroit de l'éprouvette EPL80 que les sources étudiées au cours du chapitre 4. Le calcul des vitesses particulaires perpendiculaires à la surface n'est cette fois ci pas effectué sur la face supérieure de l'éprouvette mais sur la tranche (Figure A. 11). Comme dans le cas des sources 1 et 2, deux distances de propagation sont utilisées (Chapitre 2, figure 2.17).

I.2. SOURCES UTILISEES

Trois dipôles sont générés dans trois directions différentes :

- Dipôle orienté dans la direction **x**
- Dipôle orienté dans la direction **y**
- Dipôle orienté dans la direction **z**

Le moment dipolaire associé à ces dipôles est de 100 N.µm et leur évolution en fonction du temps est linéaire. La valeur maximale de 100 N.µm est atteinte en un temps de 1 µs.

I.3. ONDES POTENTIELLEMENT DETECTABLES SUR LA TRANCHE

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

Les ondes susceptibles d'être détectées sur la tranche sont des ondes qui possèdent une composante suivant la direction perpendiculaire à la tranche. Il est donc possible de détecter (Figure A. 12 et Figure A. 13) :

- Des ondes de Rayleigh, en effet la mesure étant effectuée sur la tranche, l'éprouvette EPL80 peut être considérée comme un demi-espace.
- Des modes transverses horizontaux (TH) indétectables lorsque la mesure est faite sur la face car ces modes ne possèdent pas de composante perpendiculaire à la face.
- Des modes de plaque symétriques (S). Les modes de plaque antisymétrique ne sont pas détectables au milieu de la tranche de l'éprouvette car, à cet endroit, la composante perpendiculaire à la tranche est nulle.

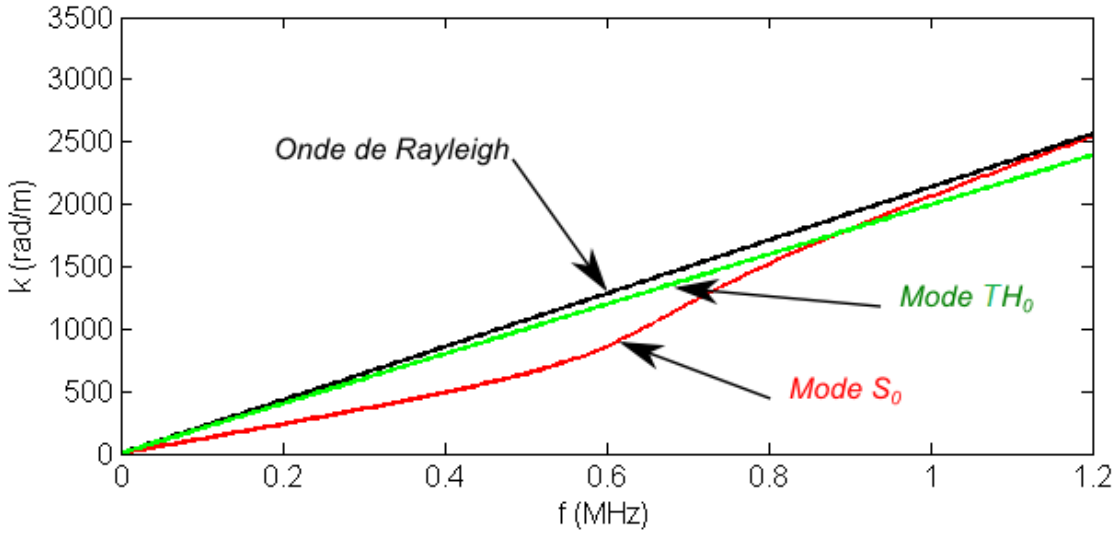

Figure A. 12 : Courbes de dispersion (nombre d'onde en fonction de la fréquence) des premiers modes de propagation potentiellement détectables sur la tranche de l'éprouvette. L'onde de Rayleigh et le mode TH_0 ne sont pas dispersifs.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

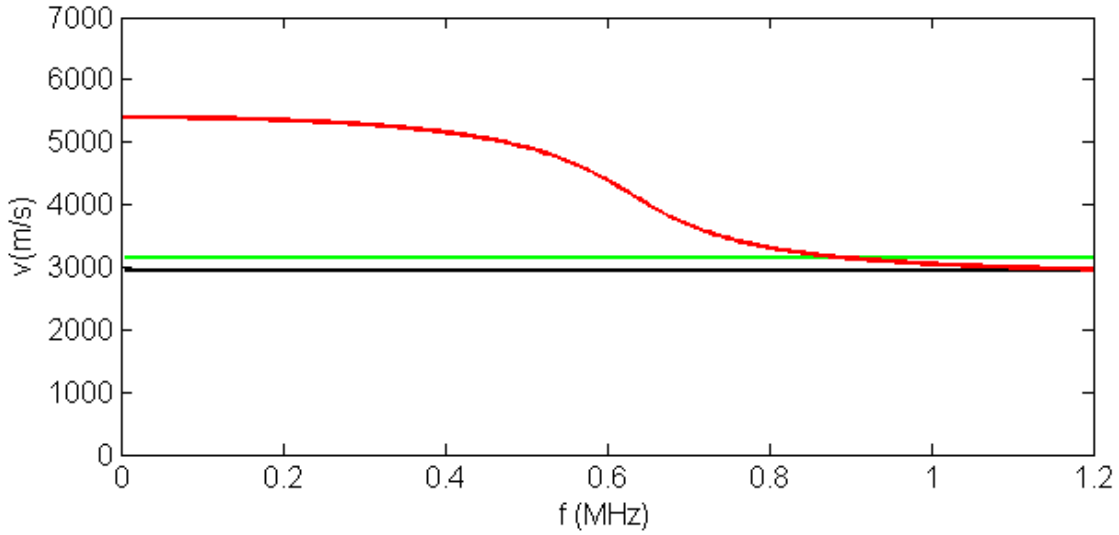

Figure A. 13 : Courbes de dispersion (vitesse de phase en fonction de la fréquence) des premiers modes de propagation potentiellement détectables sur la tranche de l'éprouvette.

II. RESULTATS

II.1. ETUDE DES FFT2D

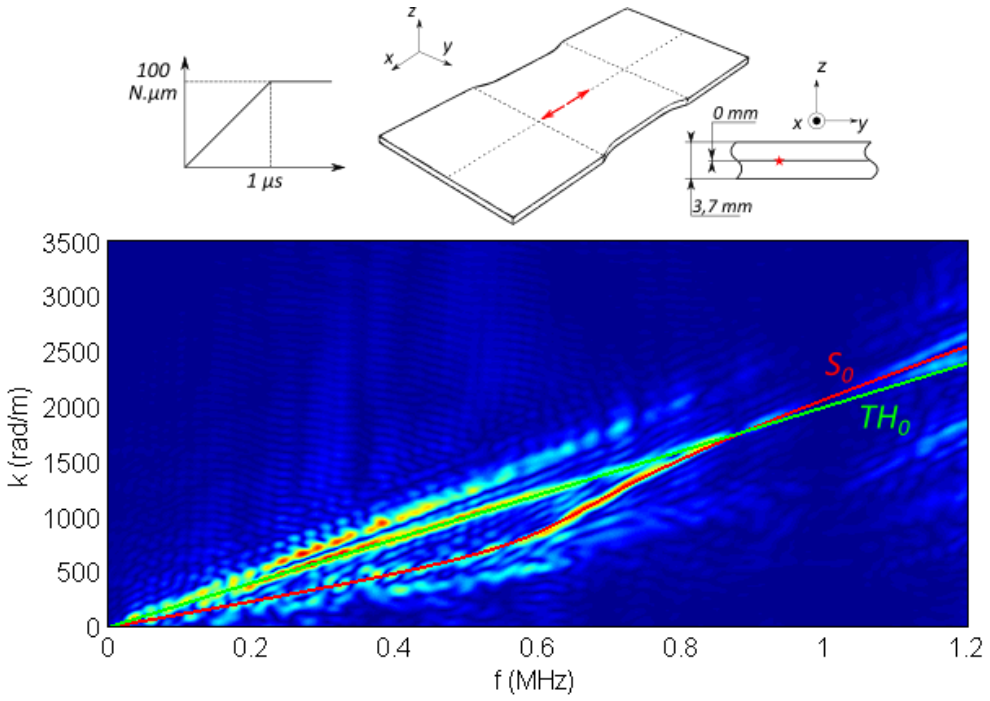

Figure A. 14 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par un dipôle orienté dans la direction x. La distance utilisée pour le calcul est la distance de la source au point de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

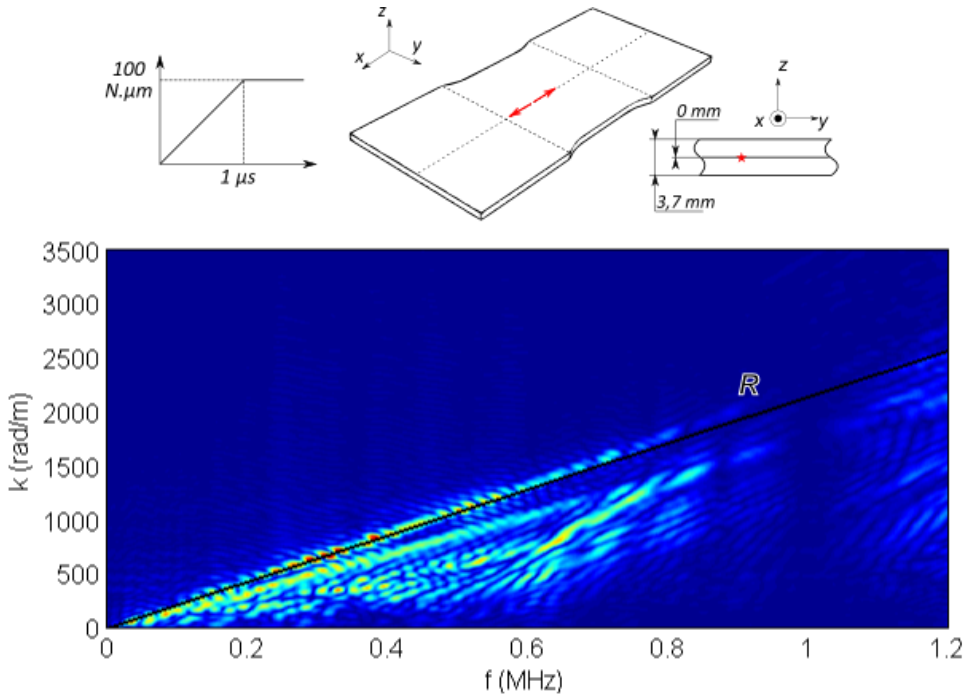

Figure A. 15 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par un dipôle orienté dans la direction x. La distance utilisée pour le calcul est la distance de l'épicentre au point de mesure.

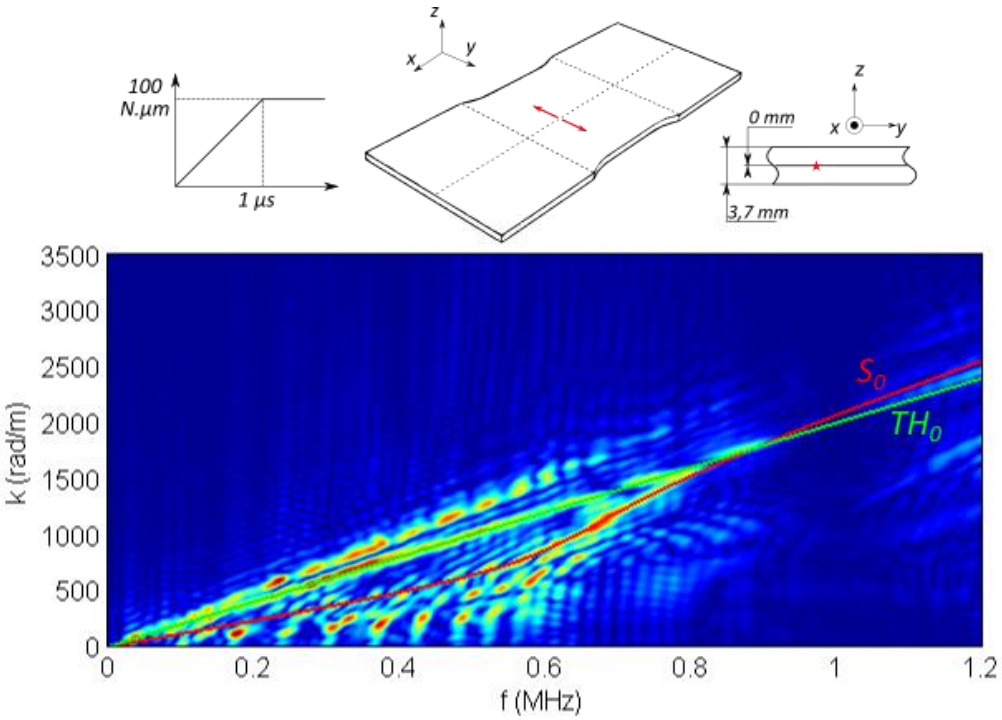

Figure A. 16 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par un dipôle orienté dans la direction y. La distance utilisée pour le calcul est la distance de la source au point de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

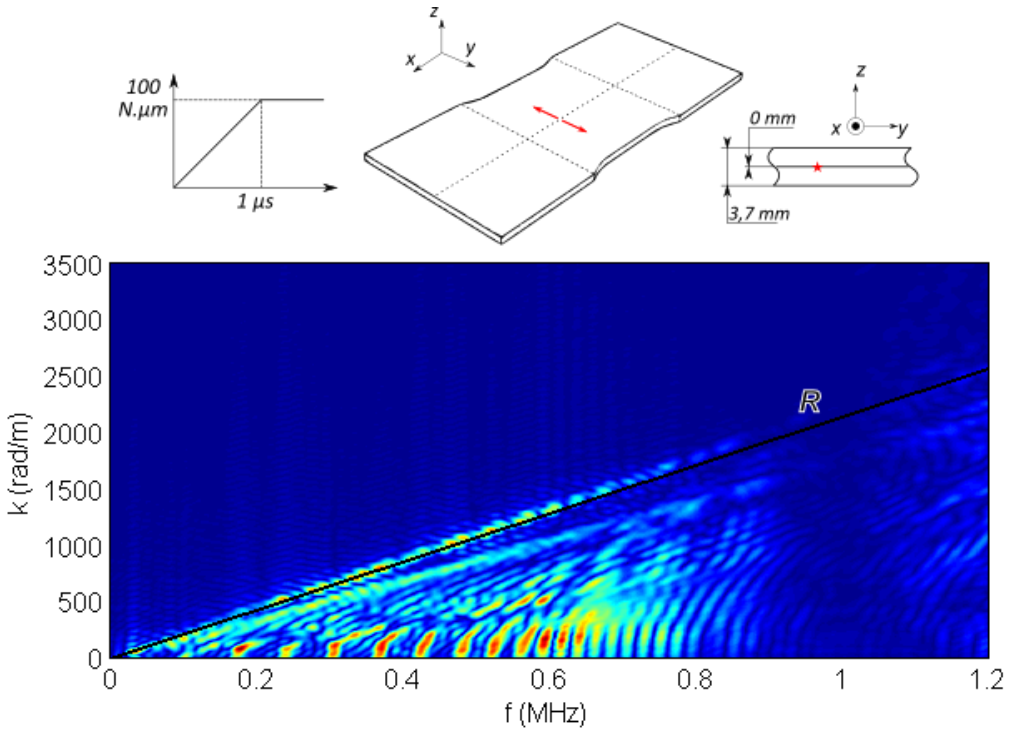

Figure A. 17 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par un dipôle orienté dans la direction y. La distance utilisée pour le calcul est la distance de l'épicentre au point de mesure.

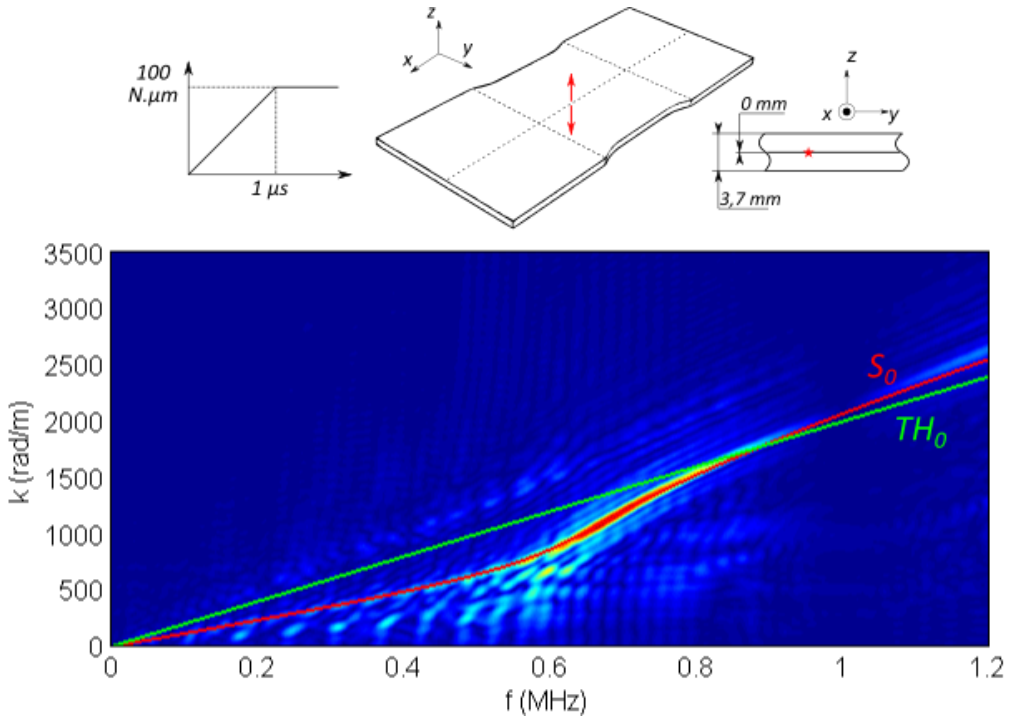

Figure A. 18 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par un dipôle orienté dans la direction z. La distance utilisée pour le calcul est la distance de la source au point de mesure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

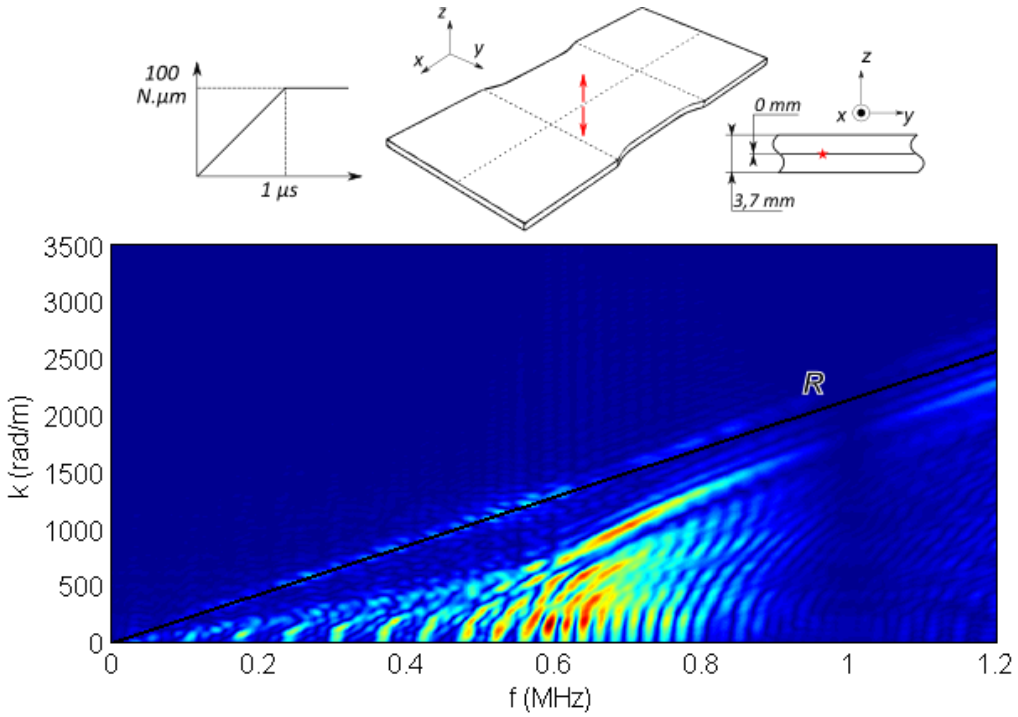

Figure A. 19 : FFT2D des signaux calculés sur la tranche de l'éprouvette EPL80. Les signaux ont été générés par un dipôle orienté dans la direction z. La distance utilisée pour le calcul est la distance de l'épicentre au point de mesure.

Les FFT2D des dipôles orientés dans les directions **x** et **y**, présentent des caractéristiques similaires. On peut y observer un mode TH_0 de grande amplitude (Figure A. 14 et Figure A. 16) et la présence d'une onde de Rayleigh de grande amplitude (Figure A. 15 et Figure A. 17). Par ailleurs, le mode S_0 de plus faible amplitude est observable (Figure A. 14 et Figure A. 16). Dans les deux cas (dipôles suivant **x** et dipôle suivant **y**), la sollicitation est dans le plan de l'éprouvette. Cela explique la présence du mode TH_0.

La seule différence entre les FFT2D des dipôles en **x** et en **y** est la présence de dédoublements du mode S_0. On observe d'ailleurs les mêmes différences pour les calculs réalisés sur la face de l'éprouvette EPL80 (chapitre 4, figure 4.9 et figure 4.5). La présence de ces dédoublements est due aux réflexions sur les faces latérales de l'éprouvette plus visibles sur la FFT2D du dipôle orienté dans la direction **y** puisque la largeur de l'éprouvette (80 mm) est inférieure à sa longueur (200 mm).

Les FFT2D du dipôle orienté dans la direction **z** sont différentes des autres. On peut y voir la présence d'une onde de Rayleigh mais de bien plus faible amplitude que dans les autres cas (Figure A. 19). En revanche, le mode S_0 y est prépondérant (Figure A. 18).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

II.2. ETUDE DE L'EVOLUTION TEMPORELLE A 40 MM DE L'EPICENTRE

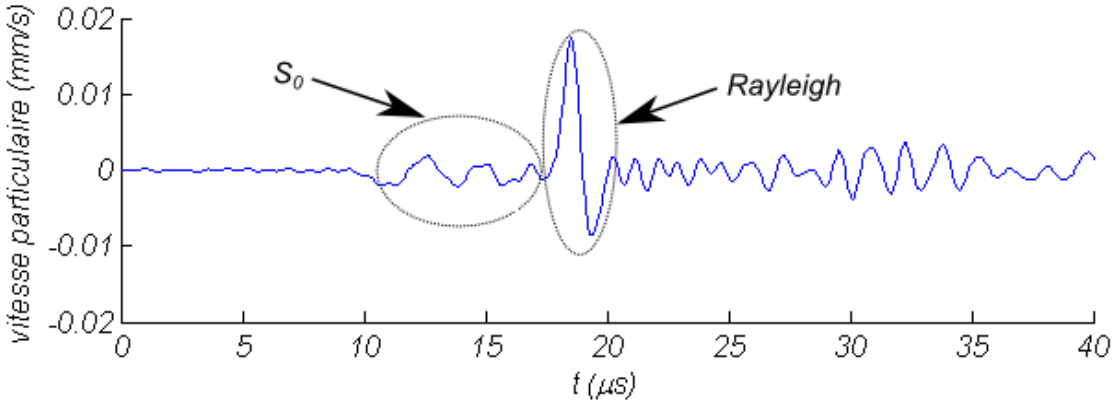

Figure A. 20 : Evolution temporel du signal d'EA issu d'un dipôle orienté dans la direction $\vec{x}$. Signal calculé sur la tranche de l'éprouvette à 40 mm de l'épicentre.

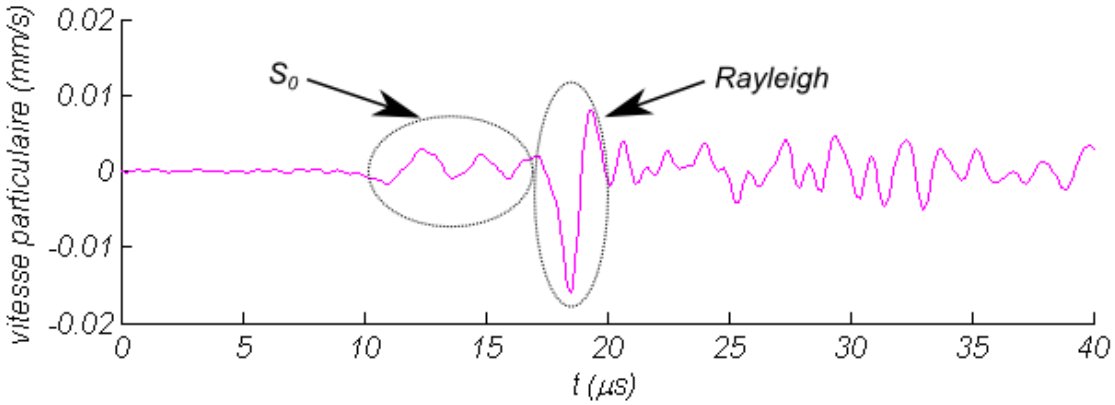

Figure A. 21 : Evolution temporel du signal d'EA issu d'un dipôle orienté dans la direction $\vec{y}$. Signal calculé sur la tranche de l'éprouvette à 40 mm de l'épicentre.

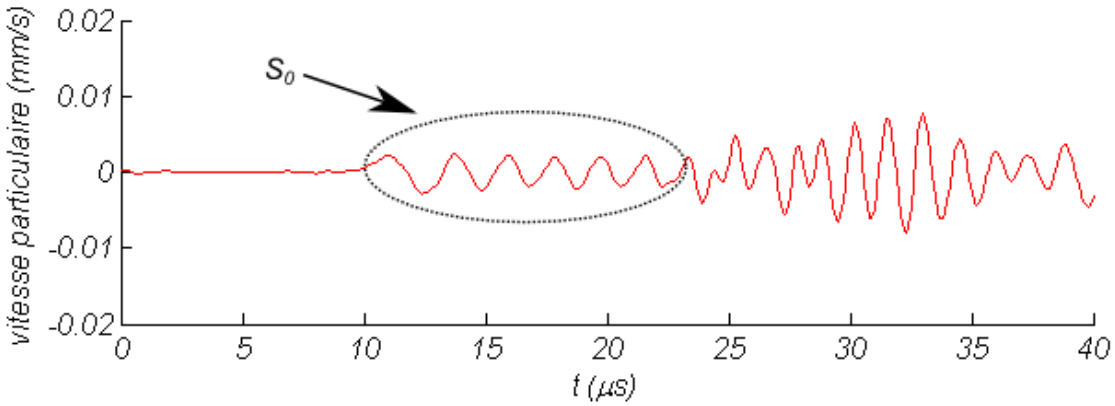

Figure A. 22 : Evolution temporel du signal d'EA issu d'un dipôle orienté dans la direction $\vec{z}$. Signal calculé sur la tranche de l'éprouvette à 40 mm de l'épicentre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

De même que pour les FFT2D, les signaux générés par le dipôle en **x** et le dipôle en **y** et calculés à 40 mm de l'épicentre présentent de nombreuses similitudes. Cependant, ils donnent une information supplémentaire qu'il est possible de relier à l'orientation du dipôle. En effet, lorsque le dipôle est orienté suivant **x**, l'amplitude du premier pic de l'onde de Rayleigh est positive (Figure A. 20) alors que lorsque le dipôle est orienté suivant **y**, l'amplitude du premier pic est négative (Figure A. 21).

Dans le cas du dipôle orienté suivant **z** (Figure A. 22), on observe la présence du mode S_0 uniquement.

III. CONCLUSION

Ici, la seule utilisation des évolutions temporelles permet d'identifier l'orientation des dipôles, on y détecte en effet la présence de l'onde de Rayleigh et du mode S_0. L'absence de l'onde de Rayleigh est associée au dipôle orienté dans la direction **z**. Dans le cas des dipôles orientés en **x** et en **y**, l'orientation est associée à l'amplitude du premier pic de l'onde de Rayleigh. On ne détecte cependant pas le mode TH_0 sur les évolutions temporelles. Ce mode n'est visible que sur les FFT2D.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

ANNEXE 4 : FENETRAGE DES SIGNAUX PAR LE SYSTEME D'ACQUISITION AEWIN

Afin de montrer comment un système d'acquisition commercial détermine le début et la fin d'un signal d'EA, la méthode de fenêtrage du logiciel AEWIN (utilisé au laboratoire MATEIS) est présentée.

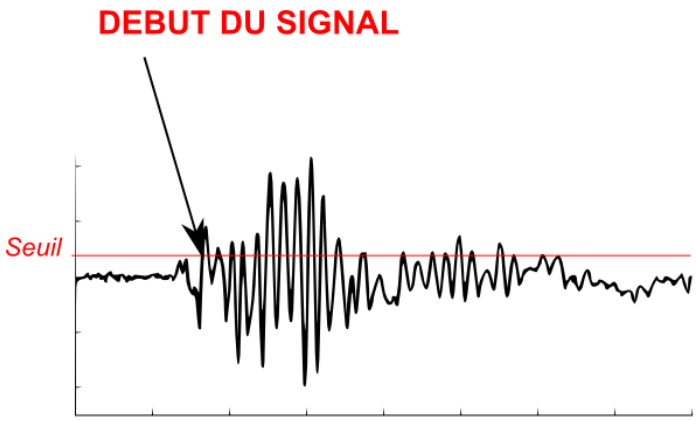

Figure A. 23 : Détermination du début du signal à l'aide d'un seuil.

Le début du signal est défini à l'aide d'une valeur seuil définie préalablement. Le début est l'instant correspondant au premier dépassement de seuil (Figure A. 23).

La forme du signal est ensuite déterminée en temps réel par une méthode s'appuyant sur des fenêtres glissantes. Ces fenêtres glissantes permettent de déterminer l'amplitude maximale du signal et la fin du signal. Leur largeur est fixée par deux paramètres : le Peak Definition Time (PDT) et le Hit Definition Time (HDT).

Le PDT détermine la largeur de la fenêtre temporelle permettant de trouver le pic d'amplitude maximale du signal. Initialement, le début de la fenêtre est positionné au niveau du premier dépassement de seuil et la valeur maximale est égale à la valeur du seuil. Si au cours de l'intervalle défini par la fenêtre, le signal dépasse la valeur maximale, alors la nouvelle valeur remplace l'ancienne, la fenêtre est décalée et l'intervalle redémarre à la nouvelle valeur maximale. Si le signal ne dépasse pas l'amplitude maximale dans l'intervalle, alors la dernière valeur maximale enregistrée est le pic d'amplitude du signal (Figure A. 24).

Le HDT détermine la largeur de la fenêtre permettant de trouver la fin du signal. La détermination débute au pic d'amplitude maximale. Si au cours de l'intervalle défini par le HDT le signal dépasse le seuil d'acquisition, l'intervalle redémarre au nouveau dépassement. La fin du signal correspond à la dernière réinitialisation du HDT après laquelle aucun dépassement de seuil n'est constaté au cours de l'intervalle (Figure A. 25).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés

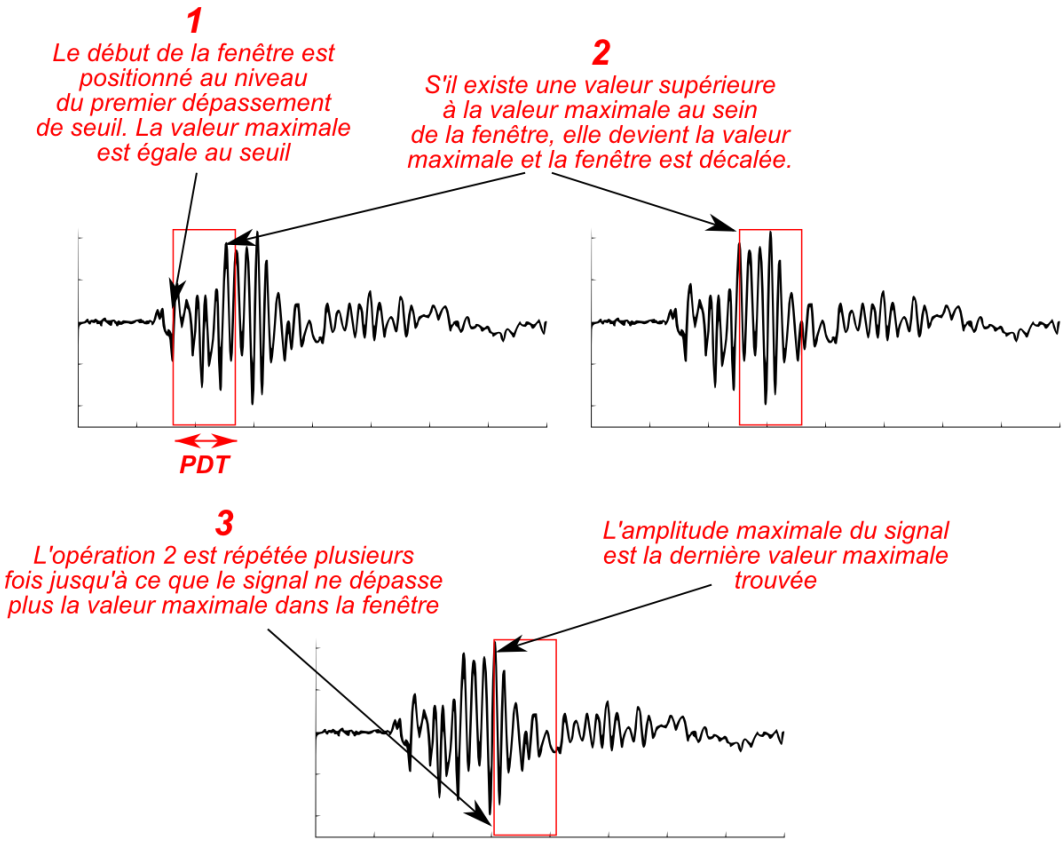

Figure A. 24 : Détermination de l'amplitude maximale du signal à l'aide d'une fenêtre glissante.

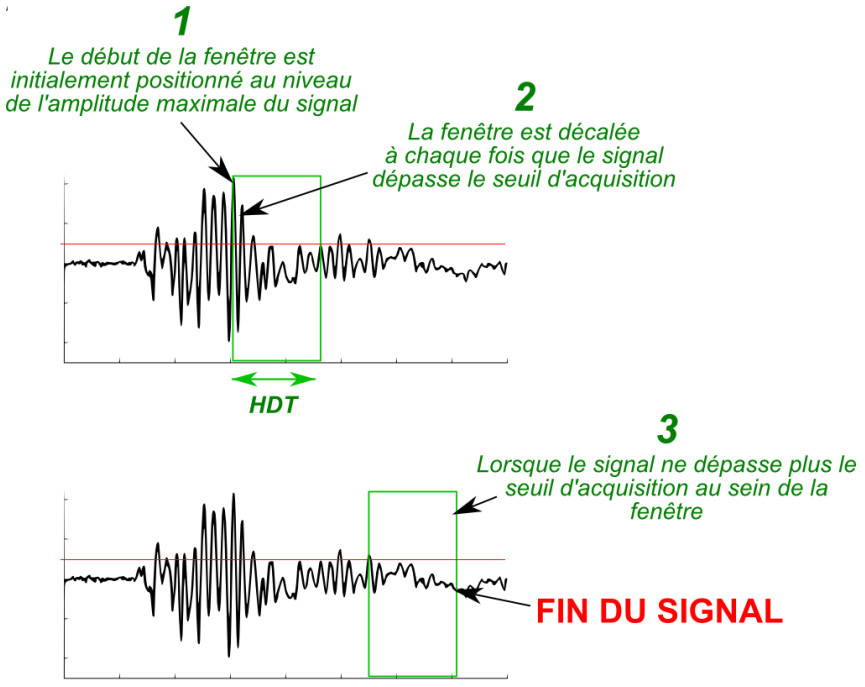

Figure A. 25 : Détermination de la fin du signal à l'aide d'une fenêtre glissante.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2016LYSEI005/these.pdf
© [T. Le Gall], [2016], INSA Lyon, tous droits réservés