Détection et localisation de cible en guide d'onde : application au concept de barrière acoustique à l'échelle du laboratoire

Christian Marandet

▶ **To cite this version:**

Christian Marandet. Détection et localisation de cible en guide d'onde : application au concept de barrière acoustique à l'échelle du laboratoire. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU032 . tel-00680103

HAL Id: tel-00680103

https://theses.hal.science/tel-00680103

Submitted on 17 Mar 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **TERRE SOLIDE**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Christian MARANDET

Thèse dirigée par **Philippe ROUX** et
codirigée par **Barbara NICOLAS**

préparée au sein du **Laboratoire ISTerre**
dans **l'École Doctorale Terre-Univers-Environnement**

Détection et localisation de cible en guide d'onde : application au concept de barrière acoustique à l'échelle du laboratoire.

Thèse soutenue publiquement en octobre 2011
devant le jury composé de :

Monsieur Jérome Mars
Président
Monsieur Julien de Rosny
Rapporteur
Monsieur Jean Pierre Sessarego
Rapporteur
Monsieur Sérgio Manuel Machado Jesus
Examinateur
Monsieur Stéphane Guyonic
Examinateur
Monsieur Philippe Roux
Directeur de thèse
Madame Barbara Nicolas
Co-directrice de thèse

Au tour du docteur ...

Raoul Duke

Remerciements

Je remercie tout d'abord mon ami Mathieu pour l'ensemble de sa contribution. Egalement Julie qui est devenue ma femme durant cette dernière année de thèse. Sa patience et sa joie de vivre, entre autres, ont contribué à sa réussite.

Je remercie mes directeurs de thèse :

Mr Philippe Roux pour m'avoir guidé durant ces trois ans. Je me rappellerai particulièrement sa capacité de travail, sa rigueur scientifique et sa capacité à transmettre son enthousiasme avec un grand naturel.

Mme Barbara Nicolas, qui bien que peu présente durant ma thèse (avoir des enfants, ça prend du temps ! Partir à l'étranger également) était très réactive et disponible aux moments opportuns.

Je remercie également les membres du jury : Mr Julien de Rosny, Mr Jean-Pierre Sessarego, Mr Jérôme Mars, Mr Sergio Jésus et Mr Stéphane Guyonic pour leurs compétences lors de l'évaluation du travail de thèse situé entre le traitement du signal et la physique, le tout à petite échelle.

Merci à mon laboratoire, devenu institut durant ma présence … ;-), de m'avoir accueilli. Les différents services (administration, informatique, encadrement des étudiants…) sont performants et il est agréable de travailler avec eux.

Il y a une personne à remercier particulièrement sur mon lieu de travail (autre que mes directeurs de thèse), c'est Benjamin. Je pense que l'on se retrouvera après un retour de l'autre continent.

Inhabituel peut-être, je tiens à remercier Google et ceux qui contribuent à Wikipedia. Ces ''extensions de mémoire'' m'ont grandement facilité la vie au cours de ma scolarité et particulièrement lors de ma thèse. J'y associe également Robert Zemeckis pour son film « Contact » tiré de l'œuvre de Carl Sagan qui fut pour moi un garde-fou dans les moments moins divertissant.

Je n'oublie pas le plus important peut-être, ma famille et plus particulièrement mes parents. Ils m'ont permis de poursuivre mes études sans aucune inquiétude sur le plan matériel ; la liberté d'esprit que ce sentiment apporte me semble essentielle pour la poursuite d'études.

Pour terminer, et presque pour commencer, une pensée pour le petit être dont le cœur bat à toute vitesse et avec qui il faudra partager notre espace.

Table des matières

Table des matières **1**

1 Introduction **4**

2 Noyaux de sensibilité, observables et perturbations en eau libre. **10**

2.1 Introduction 10
2.2 Etat de l'art des noyaux de sensibilité 11
2.3 Expériences de pensée : lien entre noyaux de sensibilité et diffraction . . . 12
2.4 Méthodologie : approche perturbation 14
2.4.1 Définition du noyau de sensibilité 15
2.4.2 La fonction de Green 16
2.4.3 L'approximation de Born 17
2.4.4 Calcul du noyau 19
2.4.5 Caractéristiques expérimentales de la cible 22
2.5 Méthodologie : approche diffraction 23
2.5.1 Modèle petit ka 26
2.5.2 Modèle sphère fluide 28
2.5.3 Modèle sphère solide 30
2.6 Domaine de validité 32
2.7 Influence de l'utilisation d'antennes sur les noyaux de sensibilité 35
2.7.1 Principe de l'algorithme de D-FV 36
2.7.2 Application de la D-FV sur les noyaux 38
2.8 Validation expérimentale 40
2.8.1 Le matériel utilisé 41
2.8.2 Description de l'expérience 41
2.8.3 Résultats de l'expérience 42
2.8.4 Quel modèle utiliser ? 51
2.8.5 Observations supplémentaires 52
2.9 Principaux paramètres physiques affectant les noyaux de sensibilité 55

2.9.1 La fréquence centrale 55
2.9.2 La bande passante 56
2.9.3 La taille de l'antenne 56
2.10 Conclusion 58

3 Détection/localisation d'une cible dans le guide d'onde 60
3.1 Introduction 60
3.2 Extraction d'observables par D-FV 62
3.2.1 D-FV dans un guide d'onde sur des données expérimentales 62
3.3 Détection et localisation : application à des données petite échelle. 70
3.3.1 Description de l'expérience 70
3.3.2 Etude de l'observable d'amplitude 71
3.3.3 Noyaux de sensibilité dans le guide d'onde 74
3.3.4 Méthodes de localisation proposées 76
3.3.5 Localisation de la cible par projection géométrique des rayons . . . 79
3.3.6 Localisation de la cible par décomposition en valeurs singulières . . 82
3.4 Influence de vagues à l'interface eau/air 91
3.4.1 Description de l'expérience 91
3.4.2 Analyse de l'observable d'amplitude 91
3.4.3 Localisation et influence de l'angle d'émission 93
3.5 Stratégies de détection et localisation 94
3.5.1 Prévision théorique de détection 94
3.5.2 Lien entre noyaux de sensibilité et localisation après inversion . . . 97
3.6 Conclusion 99

4 Noyaux de sensibilité pour une perturbation locale de la surface 102
4.1 Introduction 102
4.2 Modélisation des noyaux de sensibilité en surface 103
4.2.1 Description du calcul théorique 104
4.2.2 Présentation des noyaux de sensibilité de surface 106
4.3 Validation expérimentale 110
4.3.1 Description de l'expérience 110
4.3.2 Influence de la perturbation 111
4.3.3 Mesure des observables d'amplitude et de temps 114
4.3.4 Ajustement du modèle : 116
4.4 Méthode d'inversion proposée 119
4.5 Estimation de la perturbation de surface 123
4.6 Conclusion 125

5 Effet Larsen **126**
5.1 Introduction . . . 126
5.2 Description théorique de l'effet Larsen . . . 127
5.3 Effet Larsen expérimental dans un guide d'onde acoustique ultrasonore . . 129
5.4 Contrôle expérimental des paramètres physique du guide d'onde via l'effet Larsen . . . 134
5.4.1 Invariants du guide d'onde . . . 134
5.4.2 Changement lent et global de la températude du guide d'onde . . . 137
5.4.3 Changement rapide et localisé de la températude dans le guide d'onde 138
5.4.4 Contrôle de la variation de la hauteur d'eau d'un guide d'onde . . . 140
5.5 Détection de cible via l'effet Larsen avec un couple émetteur/récepteur . . 142
5.5.1 Détection d'une cible passant à travers le guide d'onde . . . 143
5.5.2 Influence de vagues en surface . . . 145
5.6 Noyau de sensibilité associé à l'effet Larsen . . . 147
5.7 Effet Larsen doubles avec deux couples émetteur/récepteur . . . 150
5.7.1 Couplage entre les fréquences . . . 150
5.7.2 Détection d'une cible passant à travers le guide d'onde . . . 152
5.8 Différences de détection suivant l'utilisation de l'effet Larsen et l'émission impulsionnelle . . . 153
5.8.1 Temps de détection . . . 153
5.8.2 Physique différente . . . 154
5.9 Conclusion . . . 154

6 Perspectives **156**

7 Annexes **159**
7.1 Optimisation du milieu . . . 159
7.1.1 Correction du tilt . . . 159
7.1.2 Optimisation des caractéristiques du guide d'onde. . . . 160
7.2 Condition d'accord de phase avec l'effet Larsen . . . 163
7.3 Dispositif expérimental de l'effet Larsen . . . 164

Bibliographie **166**

Chapitre 1

Introduction

L'objectif de cette thèse est de développer le concept de barrière acoustique en milieu peu profond. Il est nécessaire de détecter et localiser un plongeur, un sous-marin ou n'importe quel intrus de taille métrique pénétrant dans l'embouchure d'un port, un estuaire ou par exemple la rade de Brest. En traversant le champ acoustique, l'intrus va modifier certaines des propriétés du champ acoustique, ce qui permettra de le détecter et de le localiser. L'objectif supplémentaire est que l'ensemble du processus de détection/localisation soit effectué en temps réel, ou tout du moins dans un laps de temps permettant une intervention efficace.

Notons dès à présent qu'aucune n'expérience n'est réalisée en milieu océnaique car elles sont onéreuses. C'est pourquoi il a été choisi de réaliser des expériences à petite échelle. C'est un travail de préparation aux expériences en milieu portuaire. L'objectif est de valider le mode opératoire. Les expériences petite échelle sont intéressantes car elles offrent un bon compromis entre la modélisation et l'expérience à l'échelle océanique. Elles permettent de réaliser un grand nombre d'expériences tout en contrôlant les paramètres environnementaux, ce qui n'est pas le cas en milieu océanique. De plus, le fait de réaliser une expérience à petite échelle permet d'être confronté à des problèmes inattendus par rapport à une modélisation numérique où tous les paramètres se doivent d'être connus.

Les échelles intéressantes concernant la protection portuaire sont des longueurs de 200 à 2000 m de propagation pour une hauteur d'eau de 10 à 50 m. Cette configuration correspond à un guide d'onde acoustique avec un rapport 1/20 entre la longueur et la hauteur du guide d'onde. Les fréquences classiquement utilisées vont de 1 à 10 kHz. Ce milieu est caratérisé par de multiples réverbérations et diffractions sur le fond et

la surface. Pour réaliser les expériences en laboratoires, toutes les dimensions du guide d'onde en milieu océanique sont divisées par un facteur 1000 environ. Elles sont donc d'environ 1300 mm pour la longueur et 50 mm pour la hauteur. Les fréquences utilisées vont de 0.5 MHz à 5 MHz. La seule dimension qui ne peut pas être réduite est la vitesse de propagation. Pour donner un ordre de grandeur, le temps de propagation d'un pulse entre l'émission et la réception sera d'une milliseconde en laboratoire contre une seconde en environnement portuaire.

Notons que depuis quelques années, la recherche en acoustique sous-marine se dirige vers l'utilisation d'un grand nombre de transducteurs pour augmenter les performances des différentes techniques utilisées. De plus, l'augmentation du nombre d'éléments permet d'utiliser des nouvelles technique d'imagerie comme la Double Formations de Voies. C'est une méthode que nous utilisons notamment dans ce manuscrit.

Plusieurs méthodes existent déjà pour détecter et localiser des cibles en milieu océanique. Elles peuvent se scinder en deux catégories, celles qui utilisent le champ rétro-diffracté et celles qui utilisent le champ diffracté par la cible dans la direction du champ incident (détection en transmission).

Plusieurs techniques utilisent le champ rétro-diffracté :

Les techniques de SONAR (SOund NAvigation and Ranging) ont été les premières permettant la détection de cible en milieu sous-marin. Un SONAR actif émet une impulsion sonore et écoute l'écho réverbéré sur les obstacles qu'elle rencontre. Cette méthode est particulièrement adaptée dans des milieux libres comme les grands fonds océaniques. En milieu petit fond, les interfaces du guide d'onde joue le rôle d'obstacles qui masquent l'écho de la cible. Il existe aussi des SONAR de type passif. Le principe est d'écouter des sons, ceux de la cible à détecter, sans en émettre. De la même manière que le SONAR actif, les effets de diffraction acoustique aux interfaces du milieu limiteront la possibilité de détecter et localiser la cible. Les techniques de SONAR sont donc limitées par la complexité du milieu de propagation.

Toujours en utilisant le champ rétro-diffracté, la technique de retournement temporel permet de contourner la difficulté que représente la complexité du milieu de propagation. Cette méthode utilise la propriété d'invariance par retournement temporel de l'équation des ondes. Il a été expérimentalement montré qu'en milieu océanique peu profond, et dans

un guide d'onde ultrasonore, un champ acoustique retourné temporellement va focaliser sur la source active à partir de laquelle le champ est émis. Cela arrive quelle que soit la complexité du milieu tant qu'il reste inchangé entre le début de l'émission jusqu'à la focalisation à la position de la cible active du champ acoustique retourné temporellement, (Kuperman *et al.*, 1998) et (Roux and Fink, 2000).

La formulation matricielle du retournement temporel a donné lieu à une technique de détection, la méthode DORT (Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel). Une première démonstration en mer a déjà été effectuée (Folegot *et al.*, 2005) et (Prada *et al.*, 2007). Notons que la méthode DORT est limitée par le temps de propagation (aller et retour) de l'onde acoustique, soit environ une seconde par émetteur utilisé en environnement océanique. Dans la configuration expérimentale que nous développons, c'est à dire en transmission, le temps caractéristique de la détection est le temps de dispersion de l'onde acoustique, soit environ 50 ms par émetteur.

En utilisant le champ diffracté dans la direction de l'onde incidente par la cible, deux principales techniques existent :

La détection de cible en transmission en utilisant le retournement temporel a également été étudié (Kuperman and Song, 2000). La difficulté consiste à extraire le champ diffracté par la cible parmi le champ beaucoup plus intense émis depuis la source. C'est le problème que l'on appelle "regarder dans la lumière du Soleil", (Song *et al.*, 2003) et (Stevenson *et al.*, 2007). C'est comme tenter de voir un oiseau lorsqu'il est juste entre notre notre oeil et le Soleil ; l'éblouissement nous empèche de distinguer l'oiseau. Une procédure de renversement temporel a été suggérée, elle consiste à rétro-diffracter le champ acoustique sur l'antenne émettrice et ensuite de détecter la cible par rapport à des perturbations des lobes secondaires autour du lobe principal. Cette méthode de détection est plus robuste aux fluctuations du milieu (vagues en surface par exemple) que la technique de DORT mais ne permet pas la localisation de la cible.

Récemment, une technique de détection/localisation profite de la technique de Simple Formation de Voies (S-FV) sur une antenne de réception, (Folegot *et al.*, 2008). La présence de la cible est révélée par un effet d'ombre observé sur un certain nombre de rayons acoustique après la S-FV.

Notre méthode est basée sur le même principe que la précédente (Folegot *et al.*, 2008). Elle utilise cependant une antenne réceptrice et émettrice. Ainsi, avec deux antennes, l'algorithme de Double Formations de Voies (D-FV) entre deux réseaux verticaux peut être utilisé. La D-FV a été introduite récemment comme un moyen d'identifier et de mesurer les principales caractéristiques (temps d'arrivée, amplitude, angles) de tous les rayons qui se propagent dans un guide d'onde entre deux réseaux émetteur et récepteur (Roux *et al.*, 2008).

Avec un grand nombre de rayons acoustiques identifiés se propageant à travers le guide d'onde, il a été démontré expérimentalement que l'information de phase extraite de chaque rayon acoustique permet de réaliser la tomographie du milieu par les temps d'arrivée (Iturbe, Roux, Nicolas, Virieux and Mars, 2009). Par ailleurs, l'observable d'amplitude a été utilisée pour l'inversion géoacoustique concernant les sédiments dans un guide d'onde océanique (Sukhovich *et al.*, 2010). Dans notre cas, le suivi de l'évolution de l'amplitude d'un ensemble de rayons acoustiques identifiés avec la D-FV nous permet de détecter la cible via le changement d'amplitude causée par celle-ci pour les rayons acoustiques interceptant sa position (Marandet *et al.*, 2010).

Dans cette optique, mon manuscrit de thèse est divisé en 7 chapitres qui guideront le lecteur à travers notre approche du problème de la barrière acoustique en environnement petit fond et en transmission.

Le chapitre 2 concerne la sensibilité du champ acoustique à une perturbation de densité et de célérité localisée dans un milieu libre, c'est à dire sans interface. Entre un couple émetteur/récepteur, la modification du champ à une perturbation localisée du milieu est ce que l'on appelle le noyau de sensibilité. Avec un modèle linéaire basé sur l'approximation de Born, les observables (temps de propagation et amplitude) sont reliées aux variations du milieu créées par la cible (densité et vitesse(s) de propagation). Notons que les noyaux de sensibilité utilisent la physique de diffraction et le lien entre eux sera présenté. Différents modèles de noyaux de sensibilité sont présentés en fonction des informations connues a priori sur la perturbation. Les noyaux de sensibilité théoriques seront ensuite confrontés à l'expérience avec, nous le verrons, une excellente adéquation. Enfin, l'effet sur les noyaux acoustiques de l'utilisation simultanée de plusieurs émetteurs et récepteurs avec la D-FV sera étudié. En effet, il apparaîtra au chapitre 3 que la D-FV est indispensable à notre méthode de détection dans un guide d'onde acoustique.

Le chapitre 3 concerne l'extraction d'observables dans un guide d'onde via l'utilisation de deux réseaux verticaux, émetteur et récepteur. La Double Formation de Voies (D-FV) est un algorithme de traitement du signal qui, via l'utilisation des deux réseaux, permet l'identification et la mesure des caractéristiques nécessaires à la détection et la localisation d'une cible traversant le guide d'onde. On peut notamment mesurer les temps de propagation, l'amplitude, l'angle de réception et d'émission de milliers de rayons acoustiques se propageant dans le guide d'onde. Cet algorithme n'a pas été développé au cours de cette thèse. Seule une présentation succincte sera présentée afin d'en comprendre le principe et son importance. La thèse (Iturbe, 2010) fournit, si besoin est, les informations complémentaires concernant la D-FV.

La cible agit comme une perturbation de densité qui modifie l'amplitude du rayon acoustique. A partir des variations d'amplitude et de la connaissance de chaque trajet acoustique, un processus d'inversion permet de localiser la cible dans le guide d'onde. Nous réalisons une inversion différentielle, justifiée par la comparaison de deux états du milieu, avec et sans cible. Deux méthodes de localisation sont présentées. Une première s'inspire d'une approche géométrique de la propagation des rayons acoustiques dans un guide d'onde. La seconde est une inversion linéarisée du problème direct à partir de la décomposition en valeurs singulières de la matrice de propagation. Nous verrons les résultats qui permettent de localiser la cible dans le guide d'onde et ce en présence de vagues à l'interface eau/air.

Le chapitre 4, compte tenu de l'influence des vagues de surface sur la localisation ; présente les noyaux de sensibilité pour une perturbation localisée à l'interface eau/air du guide d'onde. Le modèle théorique est comparé à des résultats expérimentaux réalisés en laboratoire. En utilisant les noyaux de sensibilité théoriques, une inversion est réalisée afin de localiser et d'estimer l'amplitude de la perturbation de surface. Ce chapitre, en plus de l'intérêt concernant le diffractant en surface, nous permet de mieux comprendre l'influence des vagues à l'interface eau/air, notamment sur l' observable d'amplitude qui permet la détection de la cible dans le volume de propagation.

Le chapitre 5 présente une autre approche de détection dans le guide d'onde dans le cas où seul un émetteur et un récepteur sont à notre disposition. Elle utilise l'effet Larsen. Cet effet non linéaire est connu par le son que produit une enceinte lorsqu'elle est reliée acoustiquement et électroniquement à un micro. L'effet Larsen est un bouclage rétroactif positif du son dans le milieu, ce qui génère une fréquence de résonance. En bouclant en continu dans le milieu de propagation, la fréquence de résonance due à l'effet Larsen est

très sensible à une quelconque perturbation, comme des variations de température ou de la hauteur du guide d'onde. Ces grandeurs pourront être mesurées expérimentalement à partir de la variation de la fréquence de résonance combinée à la théorie des invariants du guide d'onde. L'introduction d'une cible dans le guide d'onde influencera également l'effet Larsen. Le gain nécessaire à son obtention sera perturbé par la présence de la cible, ce qui nous permettra de la détecter. L'utilisation de l'effet Larsen se révèle d'une grande sensibilité de détection dans un environnement complexe avec un nombre restreint de couples émetteur/récepteur.

Chapitre 2

Noyaux de sensibilité, observables et perturbations en eau libre.

Ce chapitre montre la relation linéaire entre les différentes observables de temps et d'amplitude pour une perturbation dans un milieu de propagation libre et homogène. Ces mêmes observables sont ensuite mesurées expérimentalement en considérant une propagation en espace libre avec une perturbation locale de vitesse et densité. Plusieurs modèles sont proposés à partir des informations à priori connues sur la cible (taille, densité et vitesse(s)). L'effet de l'utilisation d'un réseau émetteur et récepteur sur les noyaux de sensibilité sera étudié.

2.1 Introduction

Le travail présenté dans cette thèse concerne la détection et localisation de cible par la résolution d'un problème inverse. Le même milieu est sondé acoustiquement dans les cas avec et sans perturbation. Nous cherchons à estimer les variations du milieu de propagation entre deux états. Le processus de localisation requiert un modèle physique reliant les observables utilisées pour la détection aux perturbations du milieu. Ce modèle peut être obtenu par l'intermédiaire des noyaux de sensibilité qui permettront d'obtenir de meilleurs résultats qu'une approche classique par rayons, qui elle ne prend pas en compte le contenu fréquentiel du signal. Deux paramètres sont importants concernant les noyaux de sensibilité : l'allure et l'amplitude. L'aspect des noyaux va influencer la localisation de la position de la cible dans le milieu lors du processus de localisation. L'amplitude des

noyaux permettra quant à elle d'estimer les valeurs des caractéristiques de la cible lors de l'inversion comme son volume.

Les liens entre les observables (variation des temps d'arrivée, d'amplitude, ...) et les perturbations du milieu sont des relations dont l'écriture est suffisamment complexe pour qu'on tente de simplifier cette formulation. Dans le cas où le champ acoustique est peu modifié par la présence d'un unique diffractant, les liens entre observables et perturbations sont linéarisés grâce à l'approximation de Born.

Le chapitre est organisé de la manière suivante. Dans un premier temps, le lien entre les noyaux de sensibilité et le phénomène de diffraction est décrit. Différents modèles sont proposés pour modéliser les noyaux de sensibilité. Les modèles diffèrent dans les informations supposées a priori connues sur le diffractant (taille, propriétés acoustiques) et de leur domaine de validité. Ensuite la méthodologie pour calculer les différents noyaux est présentée. Le domaine de validité de chaque modèle sera étudié en variant le paramètre ka.

L'objectif étant d'utiliser les noyaux de sensibilité dans le cadre de la barrière acoustique en guide d'onde, l'algorithme de D-FV est utilisé pour séparer les contributions de chaque rayon acoustique. Il utilise pour cela deux réseaux, ce qui permet d'identifier et de mesurer certaines des caractéristiques du rayon acoustique. L'effet de l'utilisation de deux réseaux de transducteurs sera pris en compte pour modéliser les noyaux de sensibilité. Afin de valider notre approche, les noyaux de sensibilité sont mesurés expérimentalement en laboratoire. La section 2.9 présentera les facteurs influençant leur distribution spatiale et leur amplitude.

2.2 Etat de l'art des noyaux de sensibilité

La théorie des rayons a été le premier modèle utilisé pour représenter les trajets acoustiques. Son principal défaut est qu'elle ne tient pas compte du contenu fréquentiel du signal. En effet, deux signaux acoustiques de fréquences différentes ne seront pas affectés de la même manière par une cible en se propageant dans le même milieu. Pour prendre en compte le contenu fréquentiel du signal, une approche théorique introduisant la notion de noyaux de sensibilité, a été développée en géophysique (Woodward, 1992). Le phénomène de diffraction de l'onde acoustique est utilisé. Cette étude a été inspirée par les travaux de (Born *et al.*, 1970) dans le domaine de l'électromagnétisme.

Afin de donner une idée de la nature d'un noyau de sensibilité, considérons l'émission d'une onde acoustique, sa propagation dans le milieu et son enregistrement par un récepteur. Une perturbation est maintenant introduite dans le milieu de propagation et une nouvelle émission acoustique a lieu. Une partie du champ incident est diffractée par la perturbation. Le champ diffracté va alors interférer avec le champ incident, ce qui modifie le champ enregistré au récepteur par rapport au champ enregistré sans la perturbation. Notons que la différence entre la champ acoustique perturbé et non perturbé est faible, les signaux sont quasiment identiques. Le signal enregistré sera décalé d'un point de vue temporel, dans ce cas on parle de Noyau de Sensibilité du Temps de Propagation, NSTP. Le phénomène d'interférence joue également de façon constructive ou destructive sur l'amplitude du rayon acoustique. Dans ce cas, on parle de Noyau de Sensibilité de l'Amplitude, NSA. Les deux effets, temps et amplitude, vont de pair.

En acoustique sous-marine, les noyaux de sensibilité du temps de propagation (NSTP) ont été introduits par Athanassoulis (Athanassoulis and Skarsoulis, 1995), puis utilisés dans le but de faire de la tomographie (Skarsoulis *et al.*, 1996). Plus tard, on a montré, (Sukhovich *et al.*, 2010), que l'amplitude est également une observable intéressante dans le cadre de l'inversion géo-acoustique.

2.3 Expériences de pensée : lien entre noyaux de sensibilité et diffraction

Les noyaux de sensibilité donnent une information entre un couple émetteur/récepteur pour une perturbation placée à un endroit quelconque du milieu de propagation. Pour obtenir expérimentalement un noyau de sensibilité entre un couple émetteur/récepteur, la perturbation doit se déplacer dans tout le milieu de propagation et son effet sur le champ est enregistré pour chaque position du diffractant.

Le diffractant se déplace sur chaque point de la grille de la figure 2.3.1. Sur cet exemple, le noyau de sensibilité sera obtenu dans le plan 2D vertical situé entre l'émetteur et le récepteur. Pour chaque position de la cible sur la grille, un pulse acoustique est émis par la source. Le champ acoustique, perturbé par le diffractant, est enregistré sur le récepteur. Selon la position du diffractant, le champ enregistré sera plus ou moins différent du champ de référence enregistré sans perturbation. A partir de ces enregistrements, les NSA et NSTP sont mesurés. Notons que pour obtenir les noyaux de sensibilité en 3D le diffractant devrait évoluer dans les trois dimensions du milieu de propagation.

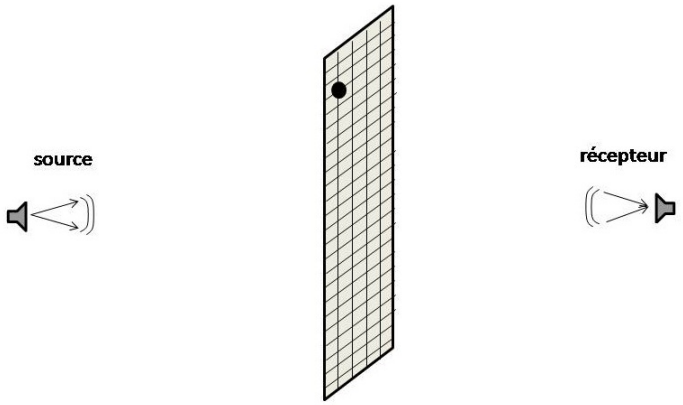


FIGURE 2.3.1: Schéma de l'expérience pour mesurer expérimentalement une coupe 2D du noyau de sensibilité pour le temps ou l'amplitude. Le diffractant est représenté par un disque noir. Il parcourt le milieu et le signal est enregistré pour chacune des positions de la perturbation sur la grille.

Le phénomène de diffraction est généralement étudié en utilisant un émetteur, un diffractant à une position fixe et un réseau de récepteurs, ou un écran dans le cas d'expérience en optique visible.

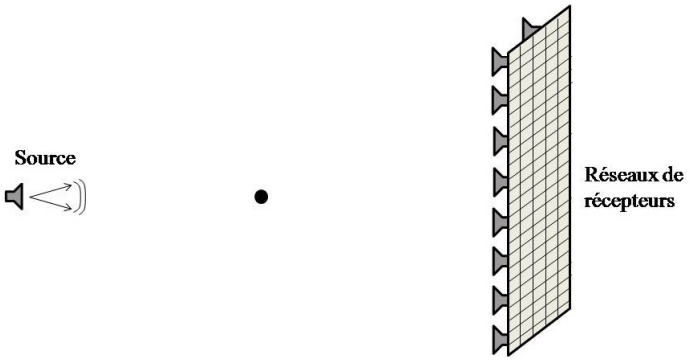


FIGURE 2.3.2: Schéma de l'expérience de mesure expérimentale de la tache de diffraction. Le diffractant reste à la même position et un écran de récepteurs enregistre le champ acoustique.

La cible reste fixe et le champ est enregistré sur chaque récepteur disposé sur un plan en deux dimensions, (fig. 2.3.2). Un pulse est émis par la source. Chaque récepteur enregistre le champ acoustique perturbé par la cible. La figure de diffraction est mesurée avec une seule acquisition. Un exemple connu est la figure de diffraction obtenue par une source à l'infini à travers une petite ouverture circulaire, la tache d'Airy (fig. 2.3.3).

Dans le domaine de l'acoustique, la diffraction par des sphères et cylindres solides a été établie par Faran (Faran Jr, 1951) et ensuite largement étudiée (Morse and Ingard, 1968), (Hickling, 1962, 1964) et (Demer *et al.*, 2003).

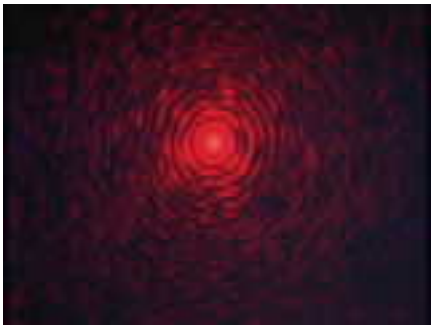


FIGURE 2.3.3: Tache d'Airy expérimentale. Elle présente un disque central et des cercles concentriques de plus en plus atténués.

L'intérêt du lien direct entre noyau de sensibilité et le phénomène de diffraction est que l'on peut utiliser les formulations physique de ce dernier, phénomène bien étudié depuis les années cinquante, pour calculer les noyaux de sensibilité, domaine de récherche plus récent (Skarsoulis and Cornuelle, 2004).

2.4 Méthodologie : approche perturbation

Trois modèles sont développés dans ce manuscrit. Une première approche reprend la méthodologie décrite dans l'article de Skarsoulis (Skarsoulis and Cornuelle, 2004). Elle consiste à introduire dans l'équation de Helmholtz une perturbation locale de densité et de vitesse dans le milieu initialement non perturbé. On a donc deux états pour le milieu : l'état initial non perturbé et l'état perturbé avec une hétérogénéité locale correspondant à l'introduction d'une cible dans le milieu. L'utilisation de l'approximation de Born, également appelée approximation du premier diffractant, permet de déterminer une relation linéaire reliant d'une part la différence de vitesse et de densité due au milieu de propagation et d'autre part les temps de propagation et l'amplitude du rayon acoustique. Par rapport aux caractéristiques du milieu, la variation de densité, $\Delta\rho$ ($\Delta\rho = \rho_{cible} - \rho_{milieu}$), et de vitesse, Δc ($\Delta c = c_{cible} - c_{milieu}$) sont petites : ${}^{\Delta\rho}/_{\rho} \ll 1$ et ${}^{\Delta c}/_{c} \ll 1$.

Le premier modèle, le modèle petit ka, ne nécessite pas de connaître les valeurs des perturbations de vitesse, Δc et de densité $\Delta\rho$, ni le rayon a de la cible. Il s'utilise dans le cadre d'une cible très petite, pour des valeurs de $ka \ll 1$, avec ka le produit du vecteur d'onde avec le rayon de la cible. Dans ce cadre, on obtient un noyau de sensibilité général qui ne dépend pas des caractéristiques du diffractant. Ce modèle permet, via la résolution de problème inverse, de retrouver le volume de la perturbation.

Le second modèle, le modèle sphère fluide est défini pour une valeur de ka quelconque et utilise le rayon de la cible noté a. Un terme de correction prenant en compte la taille de la cible s'ajoute au modèle petit ka. Ce modèle permet, via la résolution d'un problème inverse, de retrouver une valeur comportant les informations de Δc et $\Delta\rho$.

Finalement, le modèle sphère solide, également conçu pour une valeur de ka quelconque, postule que les caractéristiques de la cible sont connues et qu'elle est solide, à la différence des deux autres modèles. Ce modèle est le seul qui vérifie parfaitement les résultats expérimentaux.

Les trois modèles sont intéressants à développer car ils permettent chacun une modélisation différente du noyau de sensibilité en fonction des informations disponibles sur le diffractant.

2.4.1 Définition du noyau de sensibilité

Les noyaux de sensibilité représentent le lien linéaire entre les observables (temps et amplitude) et les perturbations du milieu (densité et vitesse(s)). Pour cela, le champ diffracté par la cible est utilisé. Pour chaque rayon acoustique, un noyau de sensibilité lui est associé. Prenons par exemple le noyau de sensibilité reliant la varaition du temps d'arrivée Δt , respectivement la variation d'amplitude relative ΔA, à une perturbation de vitesse Δc. Les équations 2.4.2 et 2.4.1 mettent en évidence le Noyau de Sensibilité de l'Amplitude (NSA), noté K_A et le Noyau de Sensibilité de Temps de Propagation (NSTP), noté K_t . Ils sont définis par :

$$\Delta A = \int\int\int_V K_A(\mathbf{r})\Delta c(\mathbf{r})dV(\mathbf{r}) \tag{2.4.1}$$

$$\Delta t = \int\int\int_V K_t(\mathbf{r})\Delta c(\mathbf{r})dV(\mathbf{r}) \tag{2.4.2}$$

avec $\mathbf{r}$ la position spatiale de la perturbation et $\int\int\int_V$ indiquant une intégrale sur tout le volume de propagation. Les modèles considérant des sphères (sphère liquide et solide) prennent en compte les différentes caractéristiques de la cible. Ils ne répondent donc pas à la définition stricte du NSA et NSTP en terme de lien entre observables et paramètres physiques. Cependant, pour simplifier l'écriture, ils seront tous appelés NSA et NSTP.

Le développement théorique des noyaux de sensibilité dû à une perturbation de densité et de vitesse a été développé (Marandet *et al.*, 2010) en suivant la méthodologie de Skarsoulis

(Skarsoulis and Cornuelle, 2004). A partir de la définition de la fonction de Green et de l'approximation de Born, le lien entre les perturbations de vitesse et de densité et la perturbation du champ acoustique est donné. Une fois ce lien établi, l'écriture des NSA et NSTP est immédiate.

2.4.2 La fonction de Green

La fonction de Green, $G(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}_\mathrm{s})$, représente par définition le champ acoustique créé en un point $\mathbf{r}$ par une source ponctuelle monochromatique située en $\mathbf{r}_\mathrm{s}$ à la pulsation ω. Dans un espace libre et homogène à trois dimensions, son expression est :

$$G(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r_s}) = \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|}}{4\pi\,|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|} \tag{2.4.3}$$

avec $k = \omega/c$.

La fonction de Green satisfait l'équation inhomogène d'Helmholtz, pour un milieu fluide :

$$\rho(\mathbf{r})\nabla.(\frac{1}{\rho(\mathbf{r})}\nabla \mathrm{G}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}_\mathrm{s})) + \frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2(\mathbf{r})}\mathrm{G}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}_\mathrm{s}) = -\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_\mathrm{s}) \tag{2.4.4}$$

Cette équation est complétée par les conditions aux limites du guide d'onde.

En utilisant la fonction de Green, le champ acoustique $p(\mathbf{r}, t)$ en un point $\mathbf{r}$ du milieu créé par une source ponctuelle placée en $\mathbf{r}_\mathrm{s}$, est :

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} G(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}_\mathrm{s}) P_s(\omega) e^{j\omega t} d\omega \tag{2.4.5}$$

avec $P_s(\omega)$ le spectre de la source.

Nos obtenons donc le lien entre le champ de pression et la fonction de Green. L'objectif est maintenant d'obtenir le lien entre la perturbation du champ de pression et la perturbation du milieu de propagation.

2.4.3 L'approximation de Born

L'approximation de Born considère un seul diffractant dans le milieu de propagation et un champ peu affecté par la perturbation, $\Delta G/G \ll 1$. La fonction de Green dépendant du milieu de propagation, l'introduction d'une perturbation localisée de vitesse ou de densité dans le milieu la modifiera. La fonction de Green perturbée correspond donc à la fonction de Green non perturbée, G, plus la perturbation de la fonction de Green, ΔG :

$$G_{perturbée} = G + \Delta G \tag{2.4.6}$$

Un changement local de densité $\Delta\rho$ et de vitesse Δc dans l'équation de Helmholtz (éq. 2.4.4) nous amène à l'expression de la perturbation de la fonction de Green entre une source $\mathbf{r}_s$ et un récepteur $\mathbf{r}_r$ pour une perturbation ponctuelle située en $\mathbf{r}'$, $\Delta G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r})$:

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r}) = -G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}')G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}(2\frac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')} + \frac{\Delta\rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}(1 + cos(\varphi_s + \varphi_r)))\Delta V \tag{2.4.7}$$

avec les angles φ_s et φ_r définis par la figure 2.4.1, ΔV le volume de la perturbation.

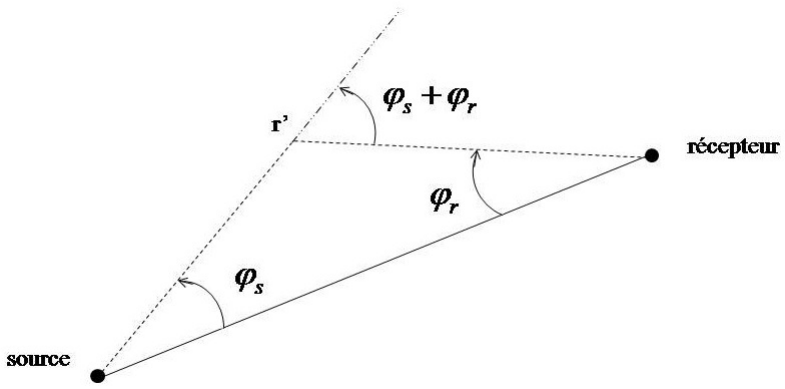


FIGURE 2.4.1: Schéma des angles φ_s et φ_r entre une source, un récepteur et une perturbation locale en $\mathbf{r}'$. Le rayon acoustique connecte la source et le récepteur (ligne pleine), $\varphi_s + \varphi_r$ correspond à l'angle de diffraction. La perturbation de la fonction de Green prend en compte la fonction de Green entre la source $\mathbf{r}_s$et la position de la perturbation $\mathbf{r}'$ et celle entre la perturbation $\mathbf{r}'$ et le récepteur $\mathbf{r}_r$.

Les détails des calculs pour obtenir l'équation 2.4.7 sont présentés dans le paragraphe suivant. Ils ne sont pas indispensables pour comprendre la suite du manuscrit. Il est possible de passer à la section 2.4.4 directement.

L'équation de Helmholtz est perturbée (éq. 2.4.4) par l'introduction d'une perturbation de densité $\Delta\rho$ et vitesse Δc, impliquant un changement dans la fonction de Green ΔG :

$$(\rho+\Delta\rho)\nabla.(\frac{1}{\rho+\Delta\rho}\nabla(\mathrm{G}+\Delta\mathrm{G}))+\frac{\omega^2}{(\mathrm{c}+\Delta\mathrm{c})^2}(\mathrm{G}+\Delta\mathrm{G})=-\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r_s}) \tag{2.4.8}$$

En soustrayant les équations 2.4.4 et 2.4.8, et en ne conservant que les termes du premier ordre, on obtient :

$$\rho\nabla.(\frac{1}{\rho}\nabla(\Delta G))+\frac{\omega^2}{c^2}\Delta G=\rho\nabla.(\frac{\Delta\rho}{\rho^2}\nabla G)-\Delta\rho\nabla.(\frac{1}{\rho}\nabla G)+\frac{2\omega^2}{c^3}G\Delta c \tag{2.4.9}$$

Par rapport à l'équation 2.4.4, l'équation 2.4.9 correspond à l'équation de la propagation d'onde appliquée à ΔG avec un terme source défini par le côté droit de l'équation. En utilisant l'approximation de Born qui suppose que $\Delta G/G \ll 1$, il s'ensuit que :

$$\Delta G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r_s})=-\int\int\int_V G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r_r})\begin{bmatrix}\rho(\mathbf{r}')\nabla.(\frac{\Delta\rho(\mathbf{r}')}{\rho^2(\mathbf{r}')}\nabla G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}'))\\ -\Delta\rho(\mathbf{r}')\nabla.(\frac{1}{\rho(\mathbf{r}')}\nabla G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}'))\\ +\frac{2\omega^2}{c^3(\mathbf{r}')}\Delta c(\mathbf{r}')G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\end{bmatrix}dV(\mathbf{r}') \tag{2.4.10}$$

Après le développement de l'éq. 2.4.10 et en considérant ${}^{\Delta\rho}/_{\rho} \ll 1$ et ${}^{\Delta c}/_{c} \ll 1$, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\Delta G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r_s})= &-\int\int\int_V G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r_r})\nabla(\tfrac{\Delta\rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}\nabla G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}'))dV(\mathbf{r}')\\ &-\int\int\int_V G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r_r})\tfrac{2\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}\tfrac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')}G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')dV(\mathbf{r}')\end{aligned} \tag{2.4.11}$$

En considérant un changement de densité de taille finie et localisée dans le milieu de propagation, le premier terme de la partie droite de l'éq. 2.4.11 est intégré par parties.

$$\begin{aligned}\Delta G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r_s})= &\int\int\int_V \tfrac{\Delta\rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}[G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r_r})\nabla^2 G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')+\nabla G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r_r})\nabla G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')]dV(\mathbf{r}')\\ &-\int\int\int_V G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r_r})\tfrac{2\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}\tfrac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')}G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')dV(\mathbf{r}')\end{aligned} \tag{2.4.12}$$

En champ lointain, et/ou en supposant une propagation dans un espace libre 2.4.3, on obtient les équations suivantes :

$$\nabla^2 G(\omega;\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=-k^2 G(\omega;\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) \tag{2.4.13}$$

$$\nabla G(\omega; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -ik\mathbf{u}_{12} G(\omega; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \tag{2.4.14}$$

pour chaque vecteur position $\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2$ et $\mathbf{u}_{12}$ défini comme le vecteur unitaire joignant les deux positions. L'interprétation est que, localement, la fonction de Green est une onde plane.

En anticipant sur la suite du manuscrit, l'approximation d'onde plane est réalisée par l'algorithme de Double Formation de Voies qui permet de former une onde plane en utilisant un réseau émetteur et un récepteur.

L'éq. 2.4.15 est alors obtenue :

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_r, \mathbf{r_s}) = -\int_V G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r_r}) \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')} \left(\frac{2\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')} + \frac{\Delta\rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}(1+cos(\varphi_s+\varphi_r))\right) dV(\mathbf{r}') \tag{2.4.15}$$

En considérant une localisation ponctuelle de la cible en $\mathbf{r}'$ de volume ΔV, l'éq. 2.4.7 est obtenue :

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_r, \mathbf{r}', \mathbf{r_s}) = -G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r_r}) \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')} \left(\frac{2\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')} + \frac{\Delta\rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}(1 + cos(\varphi_s + \varphi_r))\right) \Delta V \tag{2.4.16}$$

Nous avons maintenant la perturbation de la fonction de Green en fonction d'un diffractant ponctuel ayant une faible différence de vitesse Δc et de densité $\Delta\rho$ par rapport au milieu de propagation. Nous pouvons maintenant obtenir la perturbation du champ de pression.

2.4.4 Calcul du noyau

Cette section présente le calcul du noyau. Il intervient une fois que la perturbation de la fonction de Green ΔG est calculée. En utilisant l'équation 2.4.5, la perturbation du champ acoustique au point $\mathbf{r}'$ avec une source en $\mathbf{r}_s$ s'écrit :

$$\Delta p(t; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') P_s(\omega) e^{j\omega t} d\omega \tag{2.4.17}$$

2.4.4.1 Noyau de Sensibilité pour l'Amplitude (NSA)

Les NSA s'obtiennent directement par l'expression combinée de ΔG (éq. 2.4.16) de Δp (éq. 2.4.17). Expérimentalement, l'observable sera la variation d'amplitude relative $\Delta A/A$, c'est à dire la variation d'amplitude d'un rayon acoustique entre les deux états (avec et sans cible) divisée par l'amplitude de ce rayon acoustique mesurée dans l'état de référence (sans cible). L'expression de la variation relative d'amplitude est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta p(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_r)}{p(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_r)} \tag{2.4.18}$$

En utilisant les équations 2.4.7 et 2.4.17, nous obtenons finalement :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}')G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r}) \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}(2\frac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')} + \frac{\Delta \rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}(1 + cos(\varphi_s + \varphi_r)))\Delta V.P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega} \tag{2.4.19}$$

avec t_i le temps d'arrivée du rayon non perturbé, $\mathbf{r}_s$ la position de l'émetteur, $\mathbf{r}'$ la position de la cible, $\mathbf{r}_r$ la position du récepteur et ΔV le volume de la cible.

La normalisation par l'amplitude de référence du champ acoustique intervient pour deux raisons. La première, expérimentale, est de compenser la directivité non uniforme des transducteurs. La seconde, plus générale, est que la normalisation permet que les trajets acoustiques ayant la plus grande amplitude n'aient pas plus d'importance que les autres.

2.4.4.2 Noyau de Sensibilité des Temps de Propagation (NSTP)

Le noyau concernant le temps de propagation s'obtient en dérivant, avec un facteur supplémentaire, l'expression de Δp de l'éq. 2.4.17. La directivité des transducteurs n'intervient pas dans la mesure des temps d'arrivée. Une normalisation est effectuée afin de s'affranchir du facteur d'échelle sur les temps de propagation. La différence de temps d'arrivée sera normalisée par la période du signal. Le temps d'arrivée du signal est mesuré au niveau du maximum du signal et non pas de son enveloppe. Notons que les deux mesures devraient être équivalentes si le milieu est non dispersif.

(Iturbe, Roux, Virieux and Nicolas, 2009) a montré que la relation entre les variations de temps de propagation et la perturbation du champ acoustique est, lorsqu'on mesure le temps de propagation au maximum du signal non perturbé, t_i, l'éq. 2.4.20 :

$$\Delta t = -\frac{\Delta \dot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_r)}{\ddot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_r)} \tag{2.4.20}$$

avec $\Delta \dot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_r)$ la dérivée temporelle de la perturbation du champ de pression Δp au temps t_i et $\ddot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_r)$ la dérivée seconde du signal non perturbé au temps t_i.

Cette expression est hautement non intuitive. Elle provient en premier lieu de l'article (Skarsoulis and Cornuelle, 2004). Dans cet article, le temps de propagation du signal est défini au moment du maximum de son enveloppe. Le temps d'arrivée est donc défini au moment ou la dérivée de l'enveloppe du signal s'annule. A partir de ce résultat, le développement mathématique aboutit à une expression de Δt complexe mais indépendante du moment de la mesure du temps d'arrivée. En considérant que le temps de mesure s'effectue uniquement au temps d'arrivée du maximum du signal non perturbé t_i, l'expression se simplifie pour l'obtenir l'équation 2.4.20.

En utilisant l'équation 2.4.20, l'observable temporelle s'écrit alors :

$$\frac{\Delta t}{T} = -\frac{1}{T}\frac{\Delta \dot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_r)}{\ddot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_r)} \tag{2.4.21}$$

avec T la période du signal.

En utilisant les équations 2.4.16 et 2.4.17, nous obtenons finalement :

$$\frac{\Delta t}{T} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -j\omega G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r}) \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')} (2\frac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')} + \frac{\Delta \rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}(1 + cos(\varphi_s + \varphi_r))) \Delta V . P_s(\omega) e^{j\omega t_i} d\omega}{2\pi T \ddot{p}(t_i; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_r)} \tag{2.4.22}$$

Nous maîtrisons donc l'expression des observables de temps et d'amplitude qui tiennent compte de la perturbation du milieu.

Dans le cadre de la barrière acoustique, la détection s'effectue en transmission par un effet d'ombre, ou d'interférence, provoqué par la cible sur le trajet direct. L'angle de diffraction $(\varphi_s + \varphi_r)$ est donc suffisamment faible pour approximer son cosinus par la valeur 1. L'éq. 2.4.23 est alors obtenue :

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r}) = -G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r}) 2 \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')} (\frac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c(\mathbf{r}')} + \frac{\Delta \rho(\mathbf{r}')}{\rho(\mathbf{r}')}) \Delta V \tag{2.4.23}$$

En utilisant l'impédance acoustique $Z = \rho c$, l'éqution 2.4.23 se simplifie en :

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r}) = -G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}')G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r})2\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}\frac{\Delta Z(\mathbf{r}')}{Z(\mathbf{r}')}\Delta V \tag{2.4.24}$$

Il est intéressant de voir que l'on est sensible à l'impédance acoustique Z. C'est en effet l'impédance que l'on utilise également pour déterminer les coefficients de transmission et de réflexion d'une onde acoustique sur un matériau quelconque.

2.4.5 Caractéristiques expérimentales de la cible

Rappelons que le domaine de validite de l'équation 2.4.24 implique une faible perturbation du milieu, $\Delta\rho/\rho \ll 1$ et $\Delta c/c \ll 1$, donc $\Delta Z/Z \ll 1$. De plus, la perturbation doit être fluide, la vitesse transverse de la cible n'est donc pas prise en compte.

Durant les approches expérimentales, nous avons choisi que la cible se caractérisait principalement par un contraste de densité : métaux pour les sous-marins, air et métaux (cage thoracique et bouteilles de plongées) pour les plongeurs. La cible est donc constituée de plomb, dont les principales caractéristiques sont :

$$\begin{aligned} \rho &= 11400\, kg/m^3 \\ c_L &= 2480\, m/s \\ c_T &= 1250\, m/s \end{aligned}$$

La taille de la cible est choisie pour que son rayon, a, soit de l'ordre de la longueur d'onde. Il est donc de $a = 1.75$ mm, soit environ 1.75 m en milieu océanique. Le volume correspondant est donc de 20 mm^3.

Les caractéristiques de la cible que nous utilisons nous obligent à sortir du cadre d'approximation que nous nous étions fixés jusqu'à présent. En effet, pour une cible constituée de plomb, nous avons les valeurs $\Delta\rho/\rho = 10$ et $\Delta c/c = 0.7$. L'équation de Helmholtz que nous avons utilisée (eq. 2.4.4) est définit pour un milieu liquide. Une approche utilisant la physique de diffraction est utilisée afin de prendre correctement en compte les caractéristiques de la cible.

2.5 Méthodologie : approche diffraction

On a vu le lien entre les noyaux de sensibilité et le phénomène de diffraction (sec. 2.3). Nous utilisons durant cette section une approche utilisant la physique de diffraction pour obtenir l'expression de la perturbation de la fonction de Green due à la présence d'une cible dans le milieu de propagation. L'avantage d'utiliser cette approche est que le problème de la diffraction acoustique d'une onde plane sur une cible sphérique a été résolu au milieu du vingtième siècle (Faran Jr, 1951) et est resté un domaine actif de la recherche scientifique.

En champ lointain, le champ de pression diffracté par une cible est classiquement défini à travers l'amplitude de diffraction, également appelé la fonction de forme f_∞, (Gaunaurd and Uberall, 1983), (Thorne *et al.*, 1993), comme étant :

$$p_s(\mathbf{r}) = p_0 f_\infty \frac{e^{ik|\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}|} \tag{2.5.1}$$

avec p_0 le champ de pression incident, $p_s(\mathbf{r})$ le champ diffracté par la cible et f_∞ la fonction de forme.

Notons que le terme p_s correspond à la perturbation du champ acoustique, Δp et que l'on retrouve dans l'équation 2.5.1 un terme correspondant à une onde incidente, p_0, un autre à l'émission de l'onde depuis la cible, $\frac{e^{ik|\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}|}$ et un terme pour représenter l'amplitude de la diffraction, f_∞. On retrouve donc une écriture classique des termes de l'expression de Δp, éq. 2.4.19 par exemple, avec la fonction de Green incidente, celle entre le diffractant et le point de mesure du champ et un terme décrivant l'amplitude de diffraction.

L'équation 2.5.1 est valide pour n'importe quelle cible fluide ou élastique de taille quelconque. Pour les grandes valeurs de ka (le produit du vecteur d'onde k avec le rayon de la cible a), la fonction de forme f_∞ dépend de l'angle de diffraction, $(\varphi_s + \varphi_r)$, illustrée (fig. 2.4.1).

Pour illustrer ce phénomène, la courbe polaire de diffraction est calculée, pour différentes valeurs de ka, pour une sphère fluide de rayon $a = 1.75$ mm dont la densité et la vitesse longitudinale sont légèrement supérieure (3 %) par rapport aux caractéristiques du milieu de propagation (fig. 2.5.1). La courbe polaire de diffraction est la fonction de forme $f_\infty(\varphi_s + \varphi_r)$, qui est calculée avec une série des polynômes de Legendre (éq. 2.5.6). L'onde incidente se propage suivant la direction 180 ° - 0°.

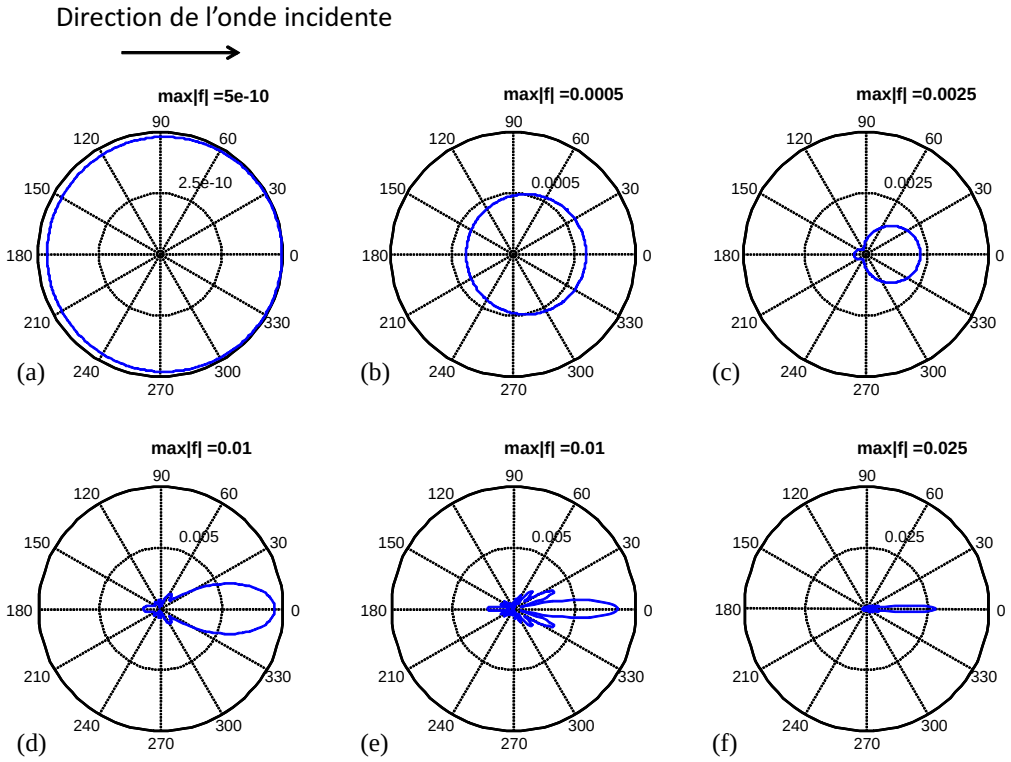


FIGURE 2.5.1: Courbe polaire de diffraction $f_\infty(\varphi_s+\varphi_r)$ due à une cible de plomb de rayon en fonction du produit ka, dont la valeur est 0.1 (a), 1 (b), 2 (c), 5 (d), 10 (e) et 25 (f). Pour les plus petites valeurs de ka, l'amplitude de l'onde diffractée est indépendante de la direction. L'augmentation du ka produit une diffraction de plus en plus importante et localisée dans la direction de l'onde incidente. Notons que l'amplitude de l'onde diffractée augment avec le ka, de 5.10^{-10} à 0.025 (notée en gras au dessus de chaque courbe polaire).

Pour les petites valeurs de ka, la diffraction est omnidirectionnelle (fig. 2.5.1 a et b). Pour des ka plus élevés, l'onde diffractée s'oriente dans la même direction que l'onde incidente (fig. 2.5.1 e et f). On voit donc l'importance de prendre en compte l'angle de diffraction, pour les grandes valeurs de ka, pour les modèles de noyaux de sensibilité. Notons que l'amplitude de l'onde diffractée augmente avec la valeur du ka.

Différents modèles sont élaborés à partir des informations connues a priori sur le diffractant. Le modèle petit ka considère une cible ponctuelle et n'est valide que pour des valeurs de $ka \ll 1$; le modèle sphère liquide postule quant à lui que la cible est sphérique et de taille quelconque. Le modèle sphère solide considère une cible sphérique et solide de taille quelconque. Il nécessite la connaissance de la taille et des propriétés physiques de la cible

(vitesse longitudinale, vitesse transverse et densité). Les trois modèles sont décrits dans les sections suivantes.

Pour avoir une idée de la zone concernée par le noyau de sensibilité, un schéma est utilisé (fig. 2.5.2).

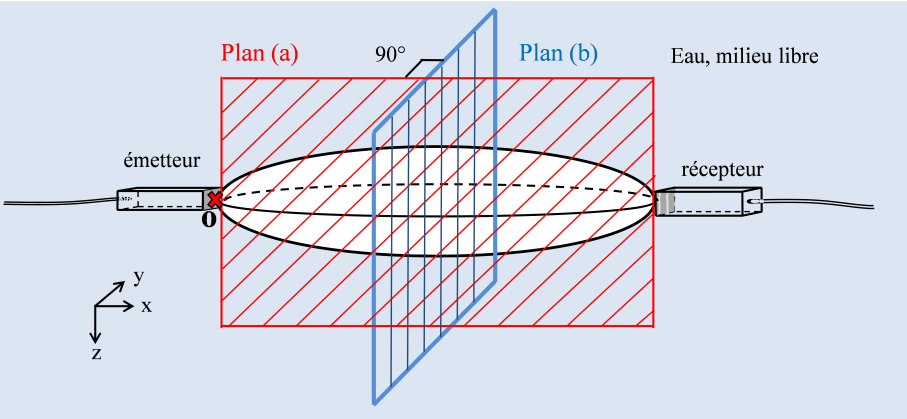


FIGURE 2.5.2: Représentation schématique, en blanc, de la zone de sensibilité d'un rayon acoustique pour un couple émetteur/récepteur. Les prochains calculs théoriques seront effectués dans les plans (a) et (b). L'origine du repère est au niveau de l'émetteur (croix rouge)

Les plans (a) et (b) de la figure 2.5.2 correspondent aux plans dans lesquels sont calculés les noyaux de sensibilité. L'axe x correspond durant nos expériences à la longueur, y à la dimension latérale et z à la profondeur.

Les noyaux de cette section sont calculés avec les mêmes paramètres. On considère un unique couple émetteur/récepteur, en milieu libre, distants de 1100 mm, avec une vitesse uniforme de 1490 m/s. La fréquence centrale du signal est $F_c = 1.07$ MHZ et sa bande passante à -3 dB est de 0.4 MHz.

Nous avons choisi d'utiliser ces caractéristiques de la cible pour calculer les noyaux de sensibilité correspondant avec les différents modèles afin de pouvoir les comparer plus facilement. La valeur obtenue sera pour les NSA la variation d'amplitude relative et la différence du temps de propagation divisée par la période pour les NSTP, pour la position de la cible considérée.

Pour les figures suivantes, celles indicées (a) correspondent à la coupe longitudinale du noyau dans le plan vertical contenant l'émetteur et le récepteur. Les figures (b) représentent quant à elles une coupe du noyau perpendiculaire à la direction de propagation

émetteur-récepteur et à égale distance de l'émetteur et du récepteur (plans (a) et (b), fig. 2.5.2).

2.5.1 Modèle petit ka

En considérant une sphère de petite taille, $ka \ll 1$, (régime de Rayleigh), la fonction de forme pour une sphère impénétrable est (Morse and Ingard, 1968) :

$$f_\infty = \frac{2}{3}k^2a^3 \tag{2.5.2}$$

Remarquons que la fonction de forme pour la sphère impénétrable (éq. 2.5.2) ne prend pas en compte les caractéristiques physiques de la cible. Les perturbations de vitesses et de densité par rapport au milieu de propagation sont donc ignorées.

En utilisant l'éq. 2.5.1 et la fonction forme pour une sphère impénétrable de petite taille (éq. 2.5.2), nous obtenons l'équation donnant la perturbation de la fonction de Green :

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_r, \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{s}) = -4\pi G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}')G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_\mathrm{r})\frac{2}{3}k^2a^3 \tag{2.5.3}$$

Le facteur 4π supplémentaire peut se simplifier avec le terme en $\frac{1}{4\pi}$ de la fonction de Green incidente, $G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}')$. Si tel est le cas, nous retrouvons l'expression d'une onde plane à l'émission. Cependant, afin de conserver les produits des fonctions de Green en trois dimensions, le facteur 4π est conservé.

Notons qu'en considérant une perturbation sphérique, $\Delta V = \frac{4}{3}\pi a^3$, une onde plane incidente et sans tenir compte des caractéristiques physique de la cible, $(^{\Delta Z}/_{Z})$, l'équation 2.4.24 issue de l'approche perturbation est égale à l'éq. 2.5.3. Nous avons donc des résultats équivalents entre les deux approches (diffraction et perturbation).

Nous calculons à présent les noyaux de sensibilité, pour le temps et l'amplitude, avec le modèle petit ka. L'expression de la perturbation de la fonction de Green utilisée est celle ne tenant pas compte de la variation relative de l'impédance (éq. 2.5.3). Le volume de la cible, ΔV, est de 20 mm^3.

Etudions tout d'abord le NSA dont la valeur est donnée par l'échelle de couleur (fig. 2.5.3). Les NSA du modèle petit ka présentent un maximum de sensibilité sur la trajectoire du

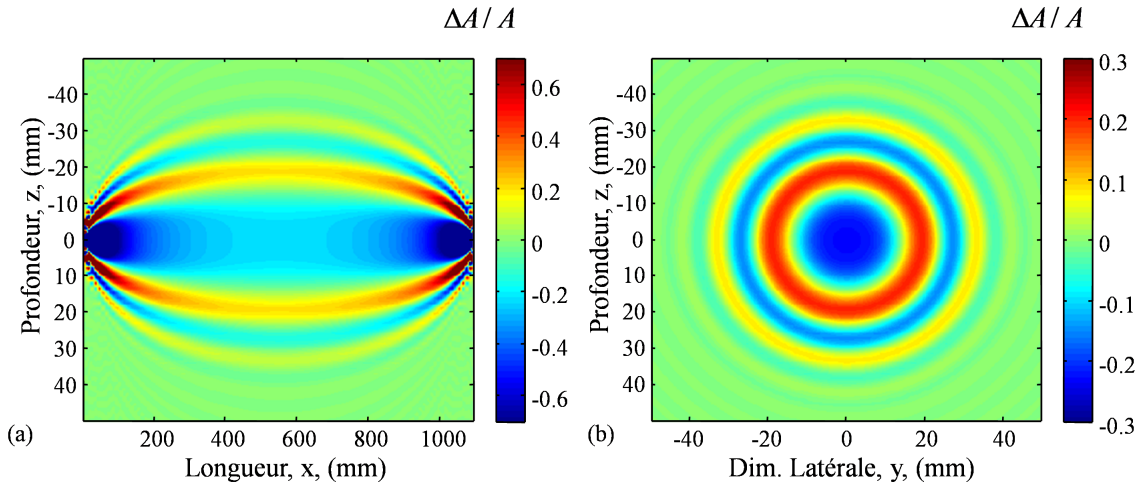


FIGURE 2.5.3: NSA, modèle petit ka, point à point ; $\Delta V = 20$ mm^3

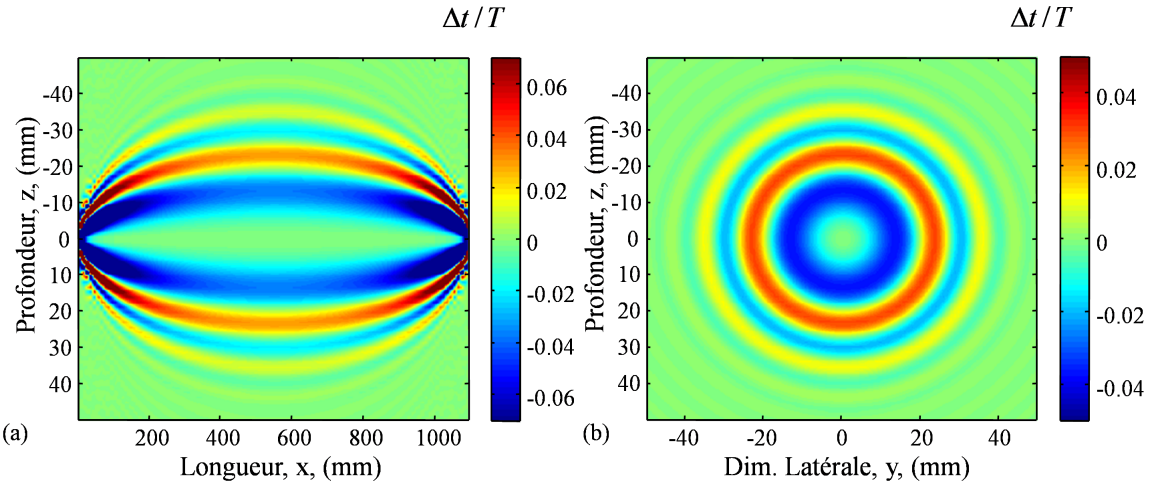


FIGURE 2.5.4: NSTP, modèle petit ka, point à point ; $\Delta V = 20$ mm^3

rayon. Le rayon acoustique subit une diminution d'amplitude si la cible se trouve dans l'axe émetteur/récepteur. Au contraire, si la cible se situe parmi les lobes positifs du NSA, le rayon acoustique connaîtra un gain d'amplitude.

Par ailleurs, la sensibilité décroit avec l'éloignement des positions de l'émetteur et du récepteur. Cela implique qu'une cible de petite taille proche de la source ou du récepteur aura le même effet qu'une cible de taille supérieure mais située au centre du milieu de propagation.

La valeur de la variation d'amplitude relative calculée est de -40 % pour la cible utilisée, si elle est située à la position (x=550 mm, z=0 mm). Cette valeur de -40 %, qui n'est pas réaliste, nous indique que le modèle petit ka à besoin d'être amélioré.

Observons maintenant les NSTP (fig. 2.5.4).

Le NSTP (fig. 2.5.4) présente une sensibilité nulle sur la trajectoire du rayon, la première zone de Fresnel, d'où la dénomination "banana-doughnut' donné classiquement à ces noyaux. De façon non intuitive, une perturbation de vitesse ou de densité dans la première zone de Fresnel sera donc invisible, ou plutôt inaudible.

En fonction de sa position entre le couple émetteur/récepteur, la présence de la cible engendre une valeur de déphasage de 60 % de la période du signal. Nous verrons par la suite que cette valeur est surestimée.

Le modèle petit ka permet de déterminer le lien entre $^{\Delta t}/_{T}$ ou $^{\Delta A}/_{A}$ à ΔV, le volume de la perturbation, .

On verra cependant que le modèle petit ka est limité pour décrire les expériences menées au laboratoire, c'est pourquoi un modèle plus abouti, le modèle sphère fluide a été développé. Le modèle sphère fluide utilise la taille de la cible et la considère sphérique. Les perturbations de vitesse (longitudinale) et de densité sont prisent en compte.

2.5.2 Modèle sphère fluide

Dans le cas où la sphère est de taille finie, des termes supplémentaires sont ajoutés à la fonction de forme qui dépendent de l'angle de diffraction (Morse and Ingard, 1968). Par ailleurs, un terme de correction utilisant le rayon de la cible, a, est introduit (Chu and Ye, 1999). Il permet d'étendre le modèle de petit ka à des tailles de cibles finies. Dans l'équation 2.4.16, un terme multiplicatif est introduit :

$$\frac{j_1(2ka\,sin(\frac{\varphi_s+\varphi_r}{2}))}{2ka\,sin(\frac{\varphi_s+\varphi_r}{2})} \tag{2.5.4}$$

avec j_1 la fonction de Bessel sphérique d'ordre 1. La fonction $j_1(x)/x$ est représentée sur la figure 2.5.5.

La fonction $j_1(x)/x$ tends vers 1/3 pour les valeurs de $ka \ll 1$. Le coefficient 1/3 de l'équation 2.5.3 est alors remplacé par le terme 2.5.4. Le fait de considérer une cible de taille plus importante que lors du modèle petit ka, la cible n'est plus considérée comme impénétrable, nous incite à prendre en compte ses perturbations de vitesse et de densité.

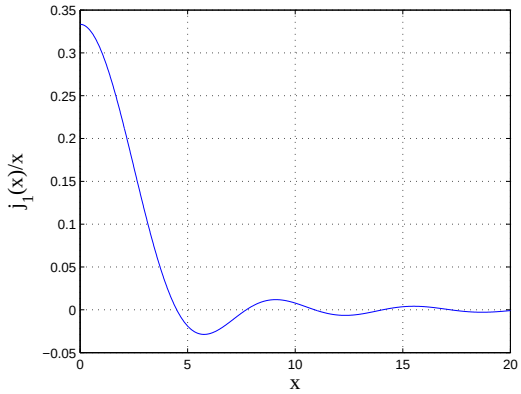


FIGURE 2.5.5: $j_1(x)/x$

Le terme ajouté est celui de la variation d'impédance relative, $^{\Delta Z}/_{Z}$, ce terme apparaissant naturellement dans l'expression de ΔG issue de l'approche perturbative (éq. 2.4.24) .

L'expression de ΔG avec le modèle sphère liquide est alors :

$$\Delta G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}',\mathbf{r}_s) = -4\pi G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r)2k^2a^3\frac{j_1(2ka\,sin(\frac{\varphi_s+\varphi_r}{2}))}{2ka\,sin(\frac{\varphi_s+\varphi_r}{2})}\frac{\Delta Z(\mathbf{r}')}{Z(\mathbf{r}')} \qquad (2.5.5)$$

Le NSA et NSTP calculés avec le modèle sphère liquide sont représentés sur les figures 2.5.6 et 2.5.7. La cible utilisée pour le calcul des noyaux a le même volume que celle utilisée pour le modèle petit ka et une variation d'impédance relative de 10. ($^{\Delta Z}/_{Z} = 10$; $\Delta V = 20$ mm^3)

Que ce soit pour les NSA et NSTP du modèle sphère fluide (fig. 2.5.6 et 2.5.7), la forme du noyau est quasiment identique à celle des NSA et NSTP du modèle petit ka (fig. 2.5.3 et 2.5.4). En revanche, l'amplitude des noyaux est modifiée par le facteur de correction (éq. 2.5.4). La variation d'amplitude relative pour une cible situé à la position (x=550 ; z=0) est de -10 %. Cette valeur est nettement plus réaliste que celle obtenue avec le modèle petit ka qui était de -40 %. La valeur du NSTP est également modifiée du même facteur.

On verra expérimentalement (sec. 2.8) que les valeurs des NSA et NSTP avec le modèle sphère liquide sont encore un peu élevées.

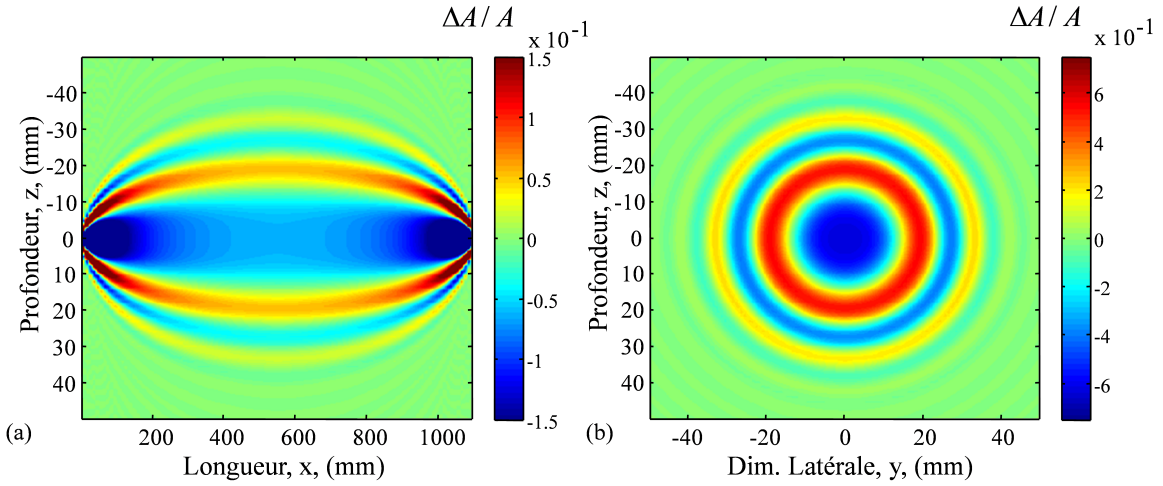


FIGURE 2.5.6: NSA, modèle sphère liquide, point à point ; $^{\Delta Z}/_{Z} = 10$, $\Delta V = 20$ mm^3

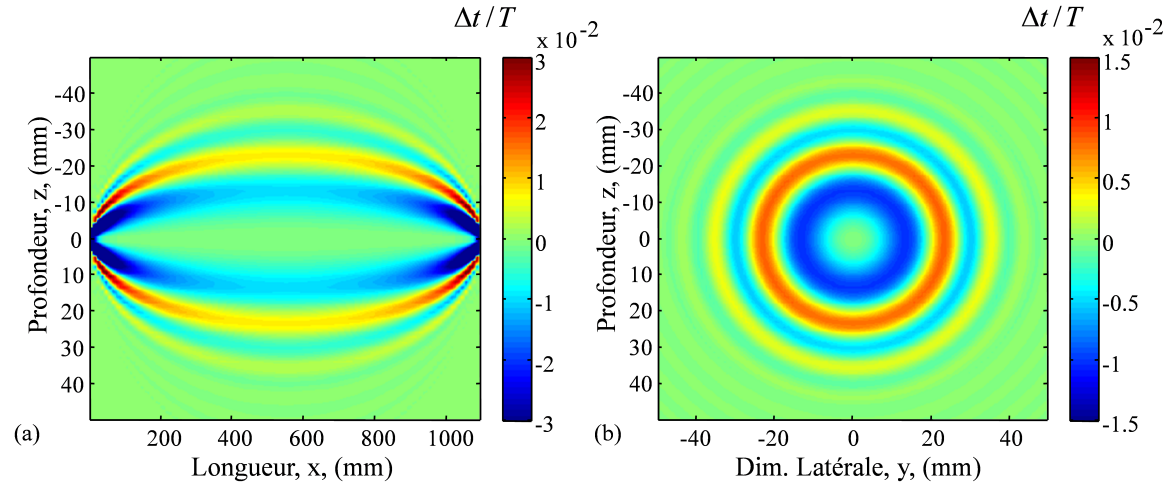


FIGURE 2.5.7: NSTP, modèle sphère liquide, point à point ; $^{\Delta Z}/_{Z} = 10$, $\Delta V = 20$ mm^3

2.5.3 Modèle sphère solide

Le modèle sphère solide utilise la fonction de forme calculée avec une série sur les polynômes de Legendre qui prend en compte les valeurs des caractéristiques de la cible. Le problème de la diffraction acoustique d'une onde plane sur une cible sphérique a été résolu au milieu du vingtième siècle (Faran Jr, 1951). L'expression de la fonction de forme provenant de cette approche, (Demer *et al.*, 2003), est :

$$f_\infty(\varphi_s + \varphi_r) = \frac{1}{k}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)\sin(\eta_n)\exp(i\eta_n)P_n(cos(\varphi_s + \varphi_r)) \qquad (2.5.6)$$

avec k le vecteur d'onde du milieu de propagation et η_n un coefficient tenant compte des caractéristiques de propagation du milieu (vitesse et masse volumique) et de celle de la cible (rayon, vitesse longitudinale, vitesse transverse et masse volumique). Remarquons que le modèle sphère solide est le seul à prendre en compte la vitesse transverse de la cible. Nous voyons également l'apparition d'un terme de phase, $\exp(i\eta_{\mathrm{n}})$ dans l'équation 2.5.6. Ce terme est caractéristique de la prise en compte du caractère solide de la perturbation. Il modifie notamment l'aspect des noyaux de sensibilité.

L'expression de ΔG avec le modèle sphère solide pour un diffractant en $\mathbf{r}'$ est :

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}_r, \mathbf{r}', \mathbf{r}_{\mathrm{s}}) = -4\pi G(\omega; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}') G(\omega; \mathbf{r}', \mathbf{r}_{\mathrm{r}}) f_\infty(\varphi_s + \varphi_r) \tag{2.5.7}$$

Le modèle sphère solide utilise la vitesse transverse de la cible. Les caractéristiques de la cible ($\rho = 11400$ kg/m^3 ; $c_L = 2480$ m/s ; $c_T = 1250$ m/set $a = 1.75$ mm) sont utilisées directement pour calculer la fonction de forme (éq. 2.5.6).

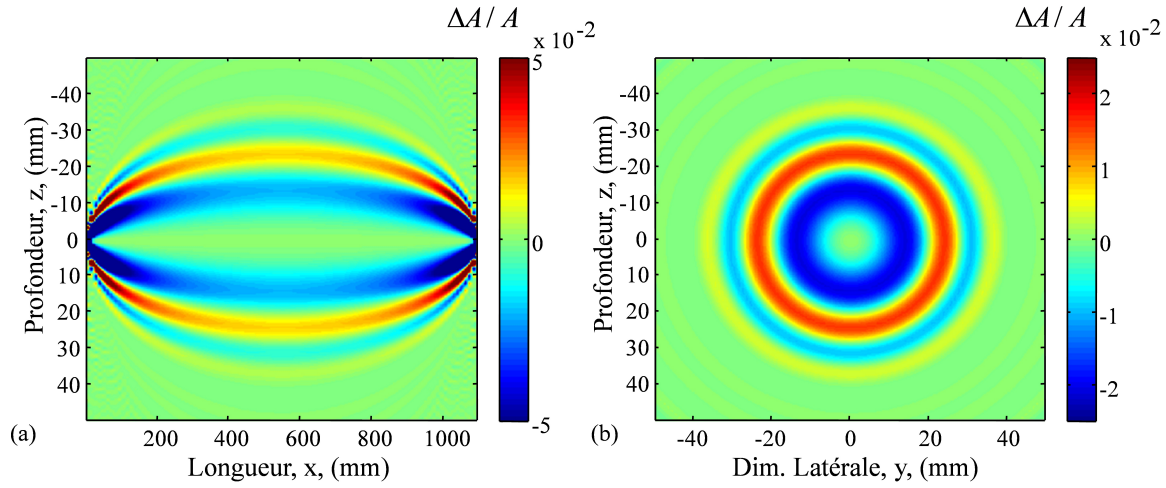


FIGURE 2.5.8: NSA, modèle sphère solide, point à point ; ($\rho = 11400$ kg/m^3 ; $c_L = 2480$ m/s ; $c_T = 1250$ m/set $a = 1.75$ mm)

Le NSA du modèle sphère solide (fig. 2.5.8), au niveau de son aspect, est nettement différent de celui du modèle petit ka (fig. 2.5.3). **Avec le modèle sphère solide, le "banana doughnut" concerne le NSA et non le NSTP comme avec le modèle petit ka**, ce qui est l'inverse des résultats prévus par les modèles petit ka et sphère fluide. Ainsi une cible constituée de plomb située sur la trajectoire ne modifiera pas l'amplitude du rayon acoustique entre un couple émetteur/récepteur.

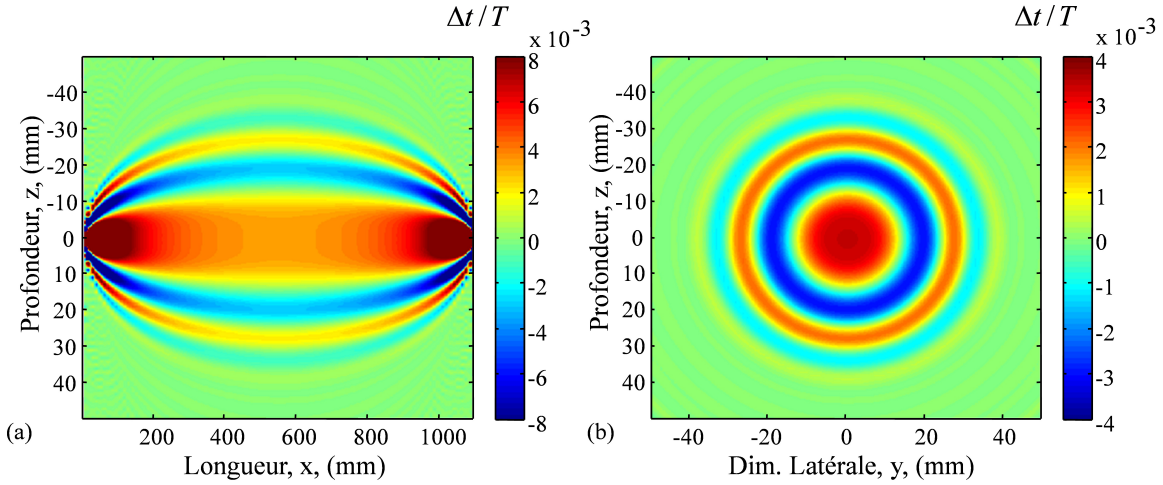


FIGURE 2.5.9: NSTP, modèle sphère solide, point à point ; ($\rho = 11400$ kg/m^3 ; $c_L = 2480$ m/s ; $c_T = 1250$ m/set $a = 1.75$ mm)

Le NSTP du modèle sphère solide (fig. 2.5.9), au niveau de son allure, est lui également nettement différent de celui du modèle petit ka (fig. 2.5.4). Le modèle sphère solide présente un maximum de sensibilité sur la trajectoire du rayon. Une cible se trouvant sur cette trajectoire implique une différence de temps, $\Delta t/T$, de 0.3 %.

Notons d'ores et déjà que les amplitudes des NSA et NSTP obtenues correspondent à ce que l'on peut mesurer expérimentalement.

Lors de la diffraction par une sphère solide, l'angle de diffraction est important dès les plus petites valeurs de ka. Les diagrammes polaires sont calculés pour tous les angles de diffraction dans le cas d'une sphère de plomb de rayon $a = 1.75$ mm. Les différentes courbes (fig. 2.5.10) sont représentées pour différentes valeurs de ka.

La figure 2.5.10 nous montre l'évolution de l'onde diffractée par une sphère de plomb de rayon $a = 1.75$ mm. Pour les plus petites valeurs de ka, l'onde diffractée est majoritairement rétro-diffracté puis sa direction évolue jusqu'à être principalement diffracté dans la direction de l'onde incidente. Notons que, comme le montre la figure 2.5.1, l'amplitude de l'onde diffractée augmente avec la valeur du ka.

2.6 Domaine de validité

En fonction des connaissances a priori sur la cible, plusieurs modèles ont donc été développés. En fontion du modèle utilisé, les distributions spatiales des NSA et NSTP sont très

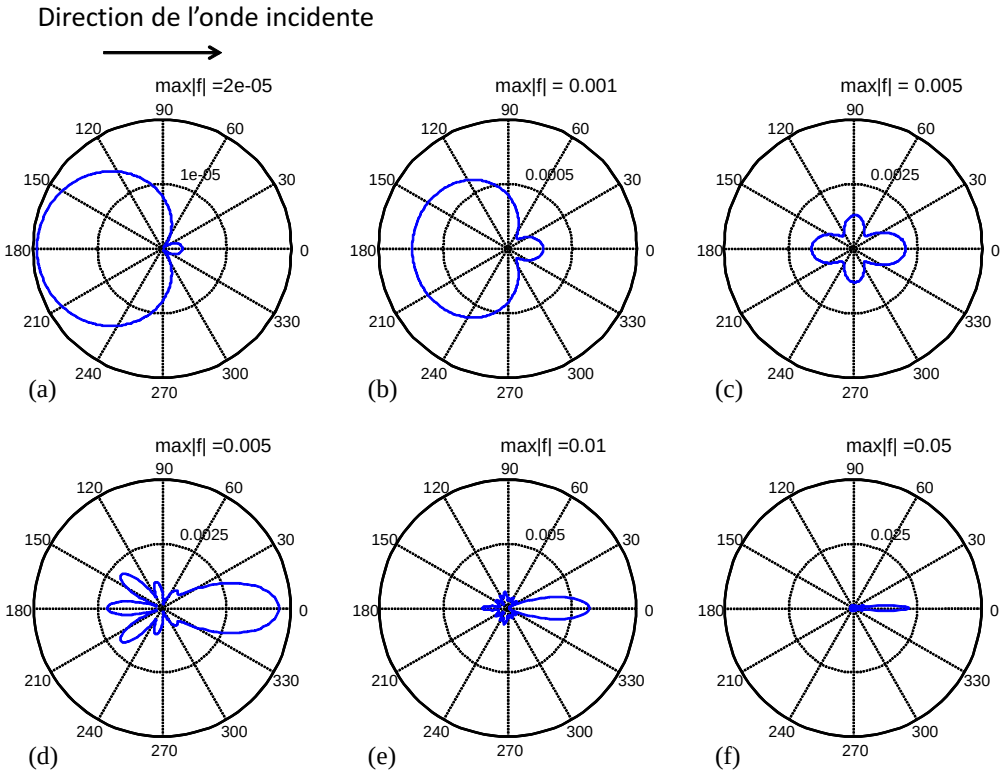


FIGURE 2.5.10: Courbe polaire de diffraction, $f_\infty(\varphi_s + \varphi_r)$, due à une cible de plomb de rayon $a = 1.75$ mm pour différentes valeurs du produit ka, de valeurs 0.1 (a), 1 (b), 2 (c), 5 (d), 10 (e) et 25 (f). L'augmentation de ka modifie la direction de l'onde diffractée, l'amplitude de l'onde diffractée est également non uniforme quelque soit la valeur de ka en évoluant de 2.10^{-5} à 0.025 (notée en gras au dessus de chaque courbe polaire).

différentes. Remarquons que quel que soit le modèle utilisé, la zone de sensibilité est d'environ 30 λ de part et d'autre du trajet acoustique. Afin de comparer les différents modèles, la TTS (Total Target Strength) est tracée. Elle est définie par $TTS = 10\log_{10}(\sigma_t/4\pi)$ avec σ_t la section efficace de diffraction. La TTS est tracée pour une même cible en utilisant les différents modèles. L'angle de diffraction noté θ, est équivalent à $(\varphi_s + \varphi_r)$. La section efficace de diffraction σ_t est définie avec l'équation 2.6.1 :

$$\sigma_t = 2\pi \int_0^\pi sin(\theta)\, |f_\infty(\theta)|^2 \, d\theta \tag{2.6.1}$$

où $f_\infty(\theta)$ est la fonction de forme.

Pour chaque modèle, la fonction de forme correspond à l'expression de ΔG sans prendre

en compte le produit des fonctions de Green (éq. 2.4.16 pour le modèle petit ka, éq. 2.5.5 pour le modèle sphère liquide et éq. 2.5.7 pour le modèle sphère solide).

La TTS pour la bille de plomb calculée avec le modèle petit ka et avec le modèle sphère solide est représentée sur la figure 2.6.1.

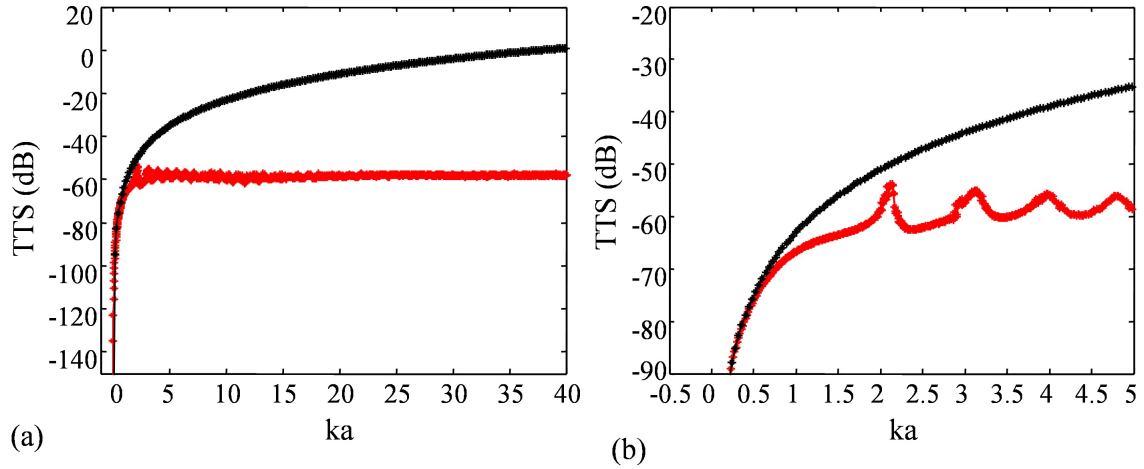


FIGURE 2.6.1: TTS pour une cible de plomb de rayon $a = 1.75$ mm, (a) $ka \in [0; 40]$, (b) $ka \in [0; 5]$. En noir la TTS calculée avec le modèle petit ka ($a = 1.75$ mm), en rouge avec le modèle sphère solide ($\rho = 11400$ kg/m^3 et $c_L = 2480$ m/s et $c_T = 1250$ m/s). Les deux courbes se superposent uniquement pour $ka < 0.5$.

Pour les valeurs de $ka < 0.5$, les valeurs de la TTS issues des deux modèles sont proches alors que pour les $ka > 0.5$, la TTS est différente pour les caractéristiques physiques de la cible de plomb. Durant nos expériences à petite échelle, les valeurs de ka sont proches de 25, donc éloignées du régime de Rayleigh ($ka \ll 1$) et plutôt dans celui de Mie. Le modèle petit ka n'est donc pas suffisant pour représenter correctement la physique dans le cadre de notre étude. Il reste cependant le seul modèle qui ne nécessite pas de connaissances a priori de la cible.

Considérons maintenant les modèles sphère fluide et sphère solide. Le coefficient de correction du modèle sphère liquide (éq. 2.5.4) permet de diminuer la valeur de la fonction de forme par rapport à celle du modèle petit ka, donc de la TTS (fig. 2.6.2).

Le modèle sphère liquide s'approche plus du modèle sphère solide que le modèle petit ka. Cependant, la différence entre les deux modèles (liquide et solide) est suffisamment importante (plusieurs dB) pour que ce modèle ne soit pas utilisable pour toutes les valeurs de ka. Pour des $ka < 1$, la figure 2.6.2 (b) indique une bonne adéquation entre les deux modèles. Notons que modèle développé par Chu, (Chu and Ye, 1999), utilise ce facteur

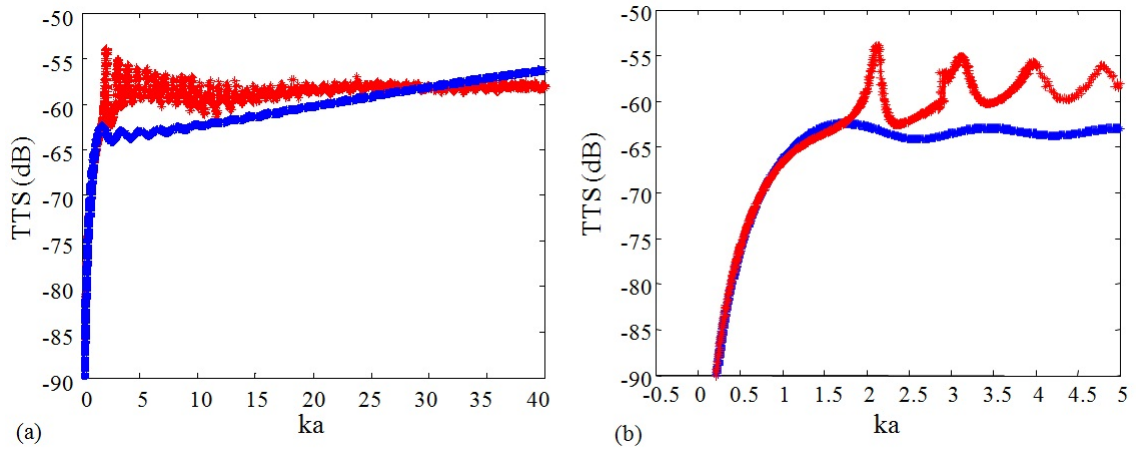


FIGURE 2.6.2: TTS pour une cible de plomb de rayon $a = 1.75$ mm, (a) $ka \in [0; 40]$, (b) $ka \in [0; 5]$. En bleu la TTS calculée avec le modèle sphère fluide ($a = 1.75$ mm, $\rho = 11400$ kg/m^3 et $c_L = 2480$ m/s), en rouge avec le modèle sphère solide ($a = 1.75$ mm, $\rho = 11400$ kg/m^3, $c_L = 2480$ m/s et $c_T = 1250$ m/s). (a) : $ka \in [0\ 40]$ et (a) : $ka \in [0\ 5]$. L'accord entre les deux modèles est satisfaisant jusqu'à des valeurs de ka d'environ 1.

de correction (éq. 2.5.4) pour du zooplancton. Les variations de densité et de vitesse sont alors de quelques pourcents. Dans le cas d'une cible en plomb, il y a un ordre de grandeur entre la densité du milieu de propagation et celle de la cible et 50 % entre les vitesses de propagation.

Les modèles petit ka et sphère liquide ne sont pas suffisant pour modéliser correctement le phénomène de diffraction sur une cible de plomb de taille la longueur d'onde du signal. Le modèle petit ka a tout de même l'avantage de ne pas nécessiter le volume de la perturbation.

2.7 Influence de l'utilisation d'antennes sur les noyaux de sensibilité

Pour concevoir une barrière acoustique en guide d'onde, il est nécessaire de mesurer la valeur de $^{\Delta A}/_{A}$ pour un certain nombre de rayons acoustiques se propageant dans un guide d'onde. Cette mesure dans ce milieu complexe n'est pas immédiate. Afin d'isoler et de mesurer la contribution acoustique de chaque rayon se propageant dans le guide d'onde, l'algorithme de D-FV est utilisé. Cet algorithme nécessite un réseau émetteur et un réseau récepteur. Le fait d'utiliser deux réseaux va modifier les noyaux de sensibilité en temps comme en amplitude par rapport à un noyau de sensibilité point à point. Il est

donc nécessaire de calculer les noyaux en prenant en compte la taille des réseaux que l'on utilise pour l'extraction d'observables d'amplitude et de temps.

Notons que l'effet de la D-FV influence le choix de la taille des réseaux utilisés lors de son utilisation par son effet sur les NSA.

2.7.1 Principe de l'algorithme de D-FV

L'effet de l'algorithme de D-FV sur les NSA et NSTP est étudié dans cette section, après sa description théorique.

La D-FV est un algorithme qui combine une Simple Formation de Voies (S-FV) à l'émission et à la réception. La S-FV est une technique de traitement du signal utilisant un réseau pour la transmission ou la réception de signaux directionnels. De nombreuses applications l'utilisent comme les systèmes RADAR, SONAR, la sismologie, la radioastronomie et la médecine, (Collin and Zucker, 1969) et (Lo and Lee, 1995). Elle permet avec un réseau récepteur de déterminer l'angle d'incidence en champ lointain d'une source et réciproquement, avec un réseau émetteur d'envoyer une onde plane ou quasi-plane dans une direction donnée. Afin d'utiliser cet algorithme, la réciprocité spatiale de la propagation du milieu (Morse and Ingard, 1968) est supposée. C'est à dire que le champ émis depuis un point A et reçu en un point B est identique à celui émis au point B et reçu au point A. Cette hypothèse est largement vérifiée en cuve comme en milieu océanique. L'algorithme s'utilise en choisissant sur l'antenne émettrice et sur l'antenne réceptrice deux sous-antennes.

L'effet de l'utilisation de la D-FV sur les NSA et NSTP dépend de la taille de la sous-antenne. Chaque sous-antenne est centrée sur un émetteur et un récepteur de référence : z_{s_0} et z_{r_0}, les couples émetteur/récepteur de référence entre lesquels on cherche à identifier les arrivées.

Une sous-antenne centrée autour de z_{s_0}avec l'angle d'émission θ_s est représentée sur la figure 2.7.1

Soit $\tau_s(\theta_s, z_{s_0}, z_{s_j})$ la loi de retard entre l'émetteur de référence z_{s_0} et l'émetteur z_{s_j} appartenant à la sous-antenne, pour une onde plane émise par l'antenne avec un angle d'émission θ_s.

Considérant un profil de vitesse uniforme le long de l'antenne, l'expression de τ_s est :

$$\tau_s(\theta_s, z_{s_0}, z_{s_j}) = \frac{(z_{s_j} - z_{s_0})}{c}\sin(\theta_s) \tag{2.7.1}$$

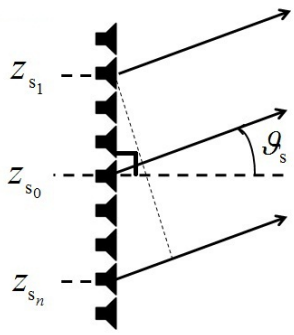


FIGURE 2.7.1: Schéma représentant une sous-antenne (de z_{s_1} à z_{s_n}) de l'antenne émettrice avec θ_s l'angle d'émission centrée en z_{s0}.

avec c la vitesse au niveau de l'antenne d'émission. La loi de retard est analogue pour l'antenne de réception :

$$\tau_r(\theta_r, z_{r_0}, z_{r_i}) = \frac{(z_{r_i} - z_{r_0})}{c}\sin(\theta_r) \tag{2.7.2}$$

La loi de retard dépend de l'angle d'émission/réception et de la distance entre le transducteur considéré et le transducteur de référence pour chaque sous-antenne. Dans un guide d'onde océanique, la vitesse du son dépend de la profondeur et ne peut être considérée comme uniforme le long de l'antenne ; la vitesse de propagation évoluant avec la profondeur, les variations de vitesse doivent être prises en compte. La loi de retard est alors celle donnée par (Dzieciuch *et al.*, 2001) :

$$\tau_s(\theta_s, z_{s_0}, z_{s_j}) = \int_{z_{s_0}}^{z_{s_j}} \sqrt{\frac{1}{c^2(z)} - \frac{\cos^2(\theta_s)}{c_0^2}}dz \tag{2.7.3}$$

avec $c(z)$ la vitesse en fonction de la profondeur au niveau de l'antenne émettrice et c_0 la vitesse minimale sur l'antenne émettrice.

La loi de retard, à l'émission (éq. 2.7.1) et à la réception (éq. 2.7.2) est utilisée sur les deux sous-antennes simultanément. La D-FV peut être considéré comme un algorithme qui projette les données enregistrées de l'espace $p(t, z_r, z_s)$ (temps, profondeur de réception, profondeur d'émission) à l'espace $p(t, \theta_r, \theta_s)$ (temps, angle de réception, angle d'émission). Les données $p(t, z_r, z_s)$ correspondent à la matrice de transfert entre toutes les sources situées à des profondeurs z_s et tous les récepteurs situés aux profondeurs z_r. L'expression

mathématique combinant les deux lois de retard, et permettant de passer de l'espace des profondeurs à celui des angles, est :

$$p(t,\theta_r,\theta_s) = \frac{1}{N_r N_s}\sum_{i=1}^{N_r}\sum_{j=1}^{N_s} p(t+\tau_s(\theta_s,z_{s_0},z_{s_j})+\tau_r(\theta_r,z_{r_0},z_{r_i}),z_{r_i},z_{s_j}) \tag{2.7.4}$$

avec N_r et N_s le nombre d'éléments de la sous-antenne réceptrice et émettrice. Remarquons que la somme sur plusieurs éléments permet d'augmenter le rapport signal sur bruit. Dans ce chapitre consacré à la propagation en milieu libre, un seul signal est considéré. Le signal temporel après D-FV sur lequel sera réalisée l'extraction d'observables sera $p(t,\Theta_r,\Theta_s)$ où (Θ_r,Θ_s) sont choisis en fonction du maximum de $p(t,\theta_r,\theta_s)$. On extrait donc dans l'espace $p(t,\theta_r,\theta_s)$ le signal temporel où se situe le maximum du signal après D-FV.

2.7.2 Application de la D-FV sur les noyaux

L'algorithme de D-FV va modifier les NSA et NSTP. Seul le modèle petit ka est présenté dans cette section car les effets de la D-FV ne dépendent pas du modèle de noyaux de sensibilité. La taille de la sous-antenne choisie pour utiliser la D-FV est de 16 mm, soit 21 transducteurs, pour une longueur d'onde $\lambda = 1.5$ mm et $F_c = 1$ MHz.

La D-FV est une opération linéaire par rapport aux signaux enregistrés. De la même manière que l'on change le champ $p(t,z_r,z_s)$ en $p(t,\theta_r,\theta_s)$ (éq. 2.7.4), la démarche identique s'effectue pour la perturbation du champ $\Delta p(t,z_r,z_s)$. La perturbation du champ de pression dans l'espace des angles est :

$$\Delta p(t,\theta_r,\theta_s) = \frac{1}{N_r N_s}\sum_{i=1}^{N_r}\sum_{j=1}^{N_s} \Delta p(t+\tau_s(\theta_s,z_{s_0},z_{s_j})+\tau_r(\theta_r,z_{r_0},z_{r_i}),z_{r_i},z_{s_j}) \tag{2.7.5}$$

Dans notre cas, le signal utilisé pour la mesure d'observables, et donc le noyau, correspond à $\Theta_r = 0$ et $\Theta_s = 0$ car les réseaux sont face à face en milieu libre. On utilise donc $p(t,0,0)$. Une fois l'obtention du champ perturbé Δp, les noyaux se calculent de manière identique à celle utilisée en point à point (éq. 2.4.18 et 2.4.21).

Le fait d'utiliser l'algorithme de D-FV modifie les expressions des observables de temps, ${}^{\Delta t}/_{T}$ (éq. 2.4.22) et d'amplitude, ${}^{\Delta A}/_{A}$ (éq. 2.4.19) définies dans un milieu libre. Avec l'utilisation d'un réseau, les fonctions de Green utilisées doivent être modifiées en conséquence :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^{D-FV} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}2\frac{\Delta Z(\mathbf{r}')}{Z(\mathbf{r}')}V.P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G^{D-FV}(\omega;\theta_s,\theta_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega} \tag{2.7.6}$$

$$\left(\frac{\Delta t}{T}\right)^{D-FV} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -j\omega G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}2\frac{\Delta Z(\mathbf{r}')}{Z(\mathbf{r}')}V.P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{2\pi T\ddot{p}(t_i;\theta_s,\theta_r)} \tag{2.7.7}$$

avec $\ddot{p}(t_i;\theta_s,\theta_r)$ la dérivée seconde du champ non perturbé pour un rayon considéré et :

$$G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}') = \frac{1}{N_s}\sum_s G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')exp[-j\omega\tau_s(\theta_s,z_s)] \tag{2.7.8}$$

$$G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_r) = \frac{1}{N_r}\sum_r G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r)exp[-j\omega\tau_r(\theta_r,z_r)] \tag{2.7.9}$$

les deux fonctions de Green "Simple Formation de Voies" à l'émission et à la réception. La fonction de Green "Double Formation de Voies" entre les deux réseaux s'écrit quant à elle :

$$G^{D-FV}(\omega;\theta_s,\theta_r) = \frac{1}{N_s}\frac{1}{N_r}\sum_r\sum_s G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}_r)exp\left[-j\omega\left(\tau_s(\theta_s,z_s)+\tau_r(\theta_r,z_r)\right)\right] \tag{2.7.10}$$

Le NSA après D-FV est représenté sur les figures 2.7.2. Elles sont à comparer aux figures 2.5.3 qui représentent le NSA pour le modèle petit ka en point à point. Les figures (a) et (b) correspondent au plan (a) (b) utilisés précédemment (fig. 2.5.2).

Pour les NSA (fig. 2.7.2), les lobes secondaires dans l'axe de la sous-antenne, c'est à dire selon la dimension profondeur, sont lissés par la D-FV. Comme le NSA point à point, le centre du NSA après D-FV présente toujours un minimum au centre du guide d'onde. La zone de sensibilité des rayons est donc diminuée si on la compare à celle en point à point.

Les conclusions sont identiques pour les NSTP (fig. 2.7.3). Notons par ailleurs que les effets de la D-FV seront amplifiés avec l'augmentation de la taille de la sous-antenne.

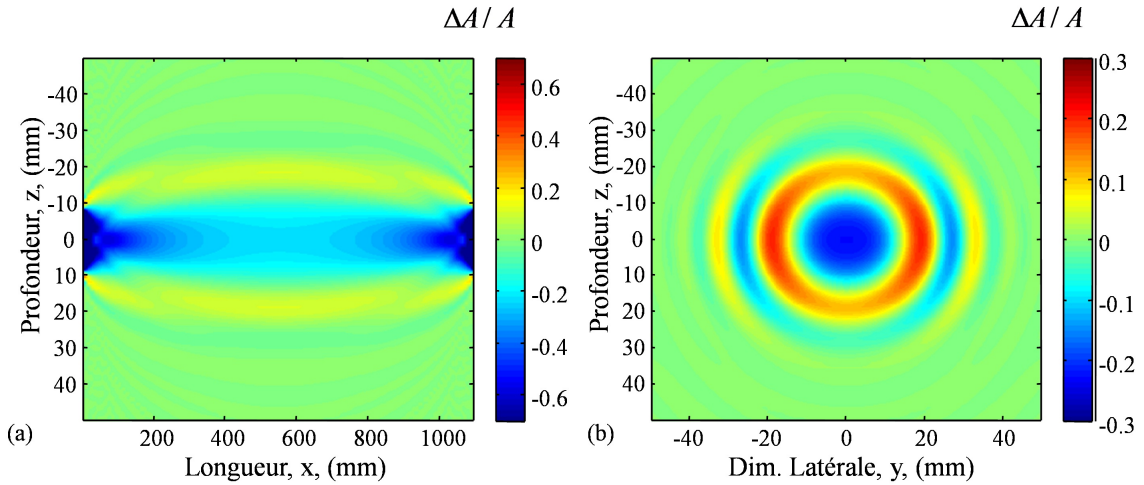


FIGURE 2.7.2: NSA, modèle petit ka, utilisation de la D-FV pour une taille d'antenne de 16 mm dans l'axe de la profondeur (dimension latérale = 0). Les lobes secondaires sont lissés dans l'axe du réseau avec l'utilisation de l'algorithme de D-FV ; $\Delta V = 20$ mm^3.

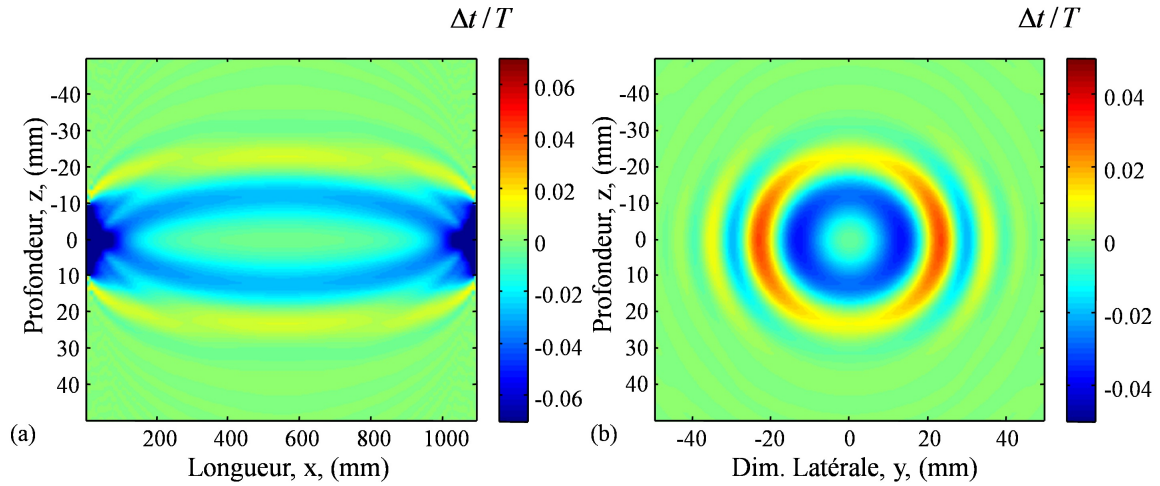


FIGURE 2.7.3: NSTP, modèle petit ka, utilisation de la D-FV pour une taille d'antenne de 16 mm dans l'axe de la profondeur (y = 0). L'effet de la D-FV est que les lobes secondaires sont lissés dans l'axe du réseau ; $\Delta V = 20$ mm^3.

2.8 Validation expérimentale

L'expérience de mesure des NSA et NSTP est réalisée dans une cuve ultrasonore, en point à point et avec différentes tailles de sous-antennes. Les résultats sont présentés dans cette section.

2.8.1 Le matériel utilisé

Profitons de cette première expérience en laboratoire pour fournir une description précise du matériel utilisé dans ce manuscrit. L'expérience se déroule dans une cuve d'une contenance de 2000 litres, ce qui permet de garder la température de l'eau relativement homogène au cours du temps. Les réseaux qui constituent l'antenne émettrice et réceptrice sont deux barrettes échographiques ultrasonores composées chacune de 64 transducteurs de largeur 10 mm, de hauteur 0.75 mm, soit une hauteur totale d'environ 50 mm (fig. 2.8.1).

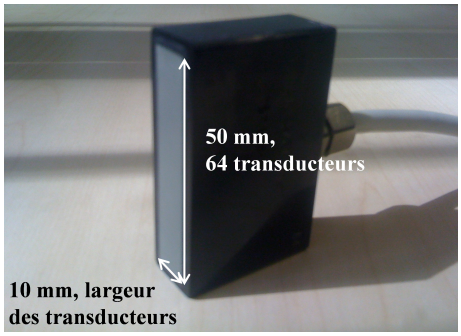


FIGURE 2.8.1: Un réseau échographique utilisé.

Deux jeux de barrettes sont à disposition, l'un de fréquence centrale, F_c, à 1.07 MHz, l'autre à 3.2 MHz. Les bandes passantes sont respectivement d'environ 0.7 et 1 MHz. Au dessus de la cuve sont disposés trois moteurs pas à pas d'une précision micrométrique évoluant dans les trois dimensions de l'espace. Ils permettent de déplacer la cible précisément via un ordinateur. Enfin, la baie d'acquisition peut enregistrer 32 Mpts pour chacun des 64 récepteurs avec une fréquence d'échantillonnage, F_s, allant jusqu'à 80 MHz. L'ensemble du matériel est présenté sur la figure 2.8.2.

Durant les expériences utilisant un guide d'onde acoustique (chapitres 3, 4 et 5), la longueur de la cuve permet de créer des guides d'onde suffisamment longs (environ 1.30 mètre). L'interface eau/air est la limite supérieure du guide d'onde. Le rôle du fond est joué par une barre en acier posée sur des pieds à hauteur réglable afin de choisir précisément la hauteur du guide d'onde (fig. 2.8.2).

2.8.2 Description de l'expérience

Considérons une bille de plomb, de rayon $a = 1.75$ mm, qui se déplace par pas de 1.5 mm dans le plan de dimensions 100 mm par 160 mm dessiné sur la figure 2.8.3. Ce plan se

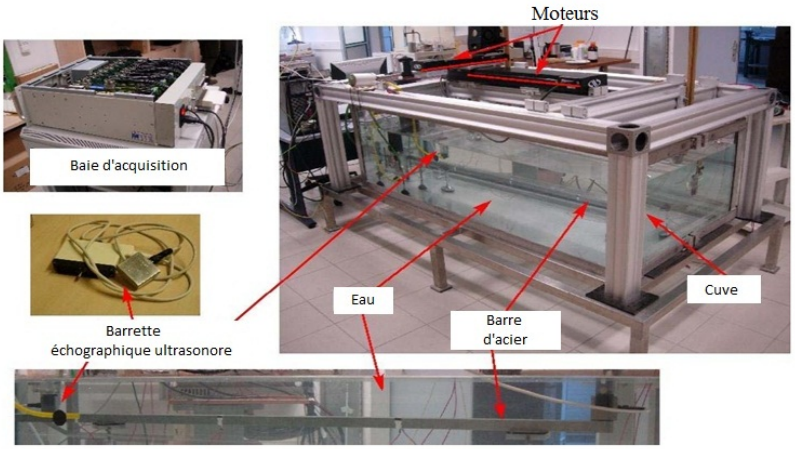


FIGURE 2.8.2: Matériel utilisé en laboratoire avec notamment la baie d'acquisition, les réseaux de transducteurs, la cuve avec les moteurs et le guide d'onde à échelle réduite.

situe à égale distance entre le réseau émetteur et récepteur. Le déplacement s'effectue à l'aide des deux moteurs pas à pas contrôlés par ordinateur. Les réseaux utilisés sont ceux dont la fréquence centrale F_c est de 1.07 MHz. L'expérience se déroulant en milieu libre, il y a uniquement le trajet direct qui est reçu. Pour chaque position de la bille, la matrice de transfert, $p(t, z_r, z_s)$, qui correspond au champ entre chaque couple émetteur/récepteur est enregistré. L'expérience dure 12 h et comporte 67x107=7169 positions différentes de la bille. Le pas de déplacement de la bille suivant les axes y et z est de 1.5 mm. Notons qu'expérimentalement, l'alignement des barrettes est un paramètre important et qu'il est nécessaire d'être précis.

2.8.3 Résultats de l'expérience

2.8.3.1 Point à point

Rappelons que la mesure des noyaux de sensibilité est une mesure différentielle entre une expérience réalisée sans perturbation et une seconde en présence de la cible. La différence ne s'effectue pas sur le champ mais après la mesure des observables qui sont l'amplitude du rayon acoustique et son temps de propagation. Ces observables sont mesurées au niveau du maximum du signal. La mesure des NSA et NSTP est accessible à partir d'un seul couple émetteur/récepteur. Cependant, les réseaux disposant de 64 couples émetteur/récepteur face à face, 64 NSA et NSTP point à point identiques mais décalés spatialement, sont disponibles et mesurés expérimentalement. Connaissant le décalage spatial entre les transducteurs, les 64 noyaux seront décalés afin qu'ils soient sommés constructivement pour améliorer le rapport signal sur bruit.

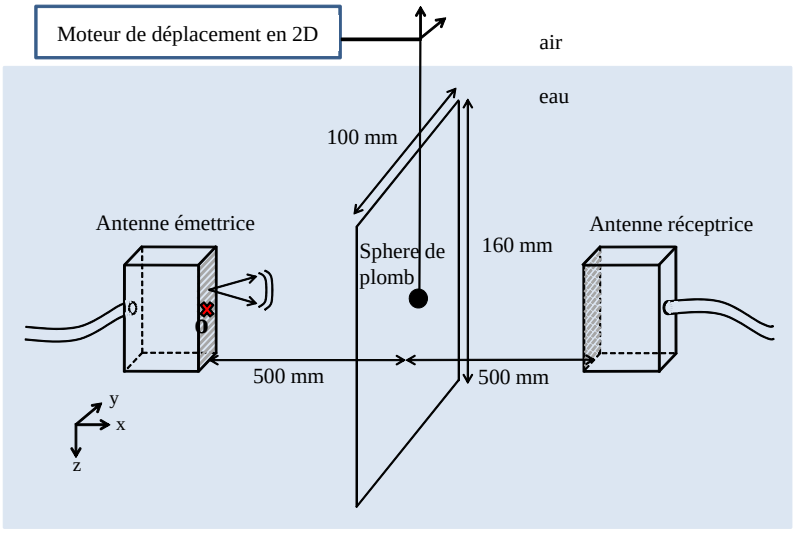


FIGURE 2.8.3: Schéma expérimental de mesure du NSA et NSTP. La cible se déplace dans le milieu de propagation, dans le plan dessiné entre les réseaux. La matrice de transfert est enregistrée pour chacune des 67x107=7169 positions de la cible, soit une acquisition tous les 1.5 mm. L'origine du repère est représentée par la croix rouge.

Notons que toutes les valeurs de la variation d'amplitude relative et de la différence des temps de propagation normalisée par la période du signal seront exprimées en pourcentage.

Amplitude :

Pour le NSA, l'amplitude de référence pour chaque rayon acoustique est nécessaire. L'amplitude évoluant très peu durant le temps de l'expérience, une acquisition initiale sans cible permet d'obtenir une amplitude de référence pour chacun des rayons acoustiques. Le changement d'amplitude relatif $\Delta A/A$ est représenté en fonction de la position de la cible dans le guide d'onde (fig. 2.8.4) :

Le NSA en point à point présente une valeur nulle au centre, puis le premier lobe, correspondant à la première zone de Fresnel, est négatif. Lorsque la cible est dans le premier lobe négatif, le rayon acoustique subit une perte d'amplitude d'environ 2 %. Ensuite, les seconds lobes ont un effet positif sur le changement d'amplitude du rayon acoustique. Remarquons que les lobes secondaires s'atténuent plus rapidement dans la dimension latérale (z = 0) que dans la dimension verticale (y = 0). Cela provient de la largeur des transducteurs qui mesure environ 10 mm dans la dimension latérale par rapport à 0.75 mm dans la dimension verticale. Ainsi, la largeur des transducteurs implique dans la dimensions

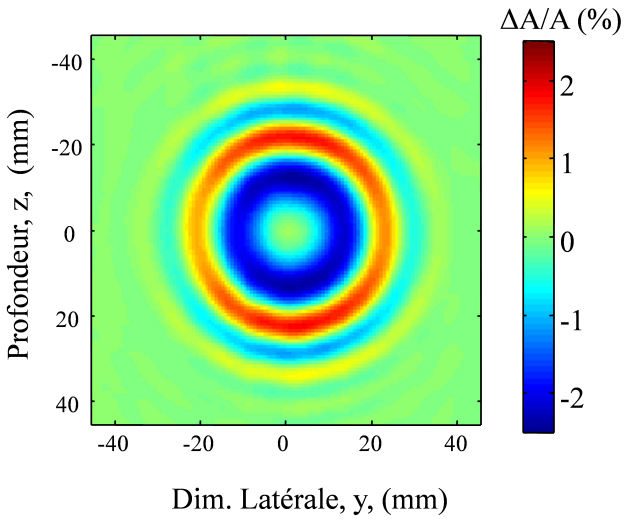


FIGURE 2.8.4: NSA expérimental en point à point. Représentation de $\Delta A/A$ en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz.

latérale, une diffraction expérimentale qui provoque une disparition des oscillations dans cette dimension (axe y).

Nous souhaitons maintenant comparer ces noyaux expérimentaux à des noyaux obtenus théoriquement à partir des modèles présentés précédemment. Nous illustrons ici ces comparaisons uniquement pour le modèle sphère solide car c'est le seul qui permet une modélisation fidèle de l'expérience. Les paramètres de la cible utilisés sont ceux expérimentaux. Nous considérons une cible de rayon $a = 1.75$ mm constituée de plomb ($\rho = 11400$ kg/m^3, $c_L = 2480$ m/s et $c_T = 1250$ m/s).

Afin de prendre en compte la largeur du réseau durant la modélisation, chaque transducteur est considéré comme un ensemble de 7 transducteurs juxtaposés. Le NSA sera calculé entre les 7x7=49 couples émetteur/récepteur virtuels. Ensuite les 49 NSA seront moyennés afin d'obtenir un NSA global prenant en compte la largeur des transducteurs, comme le présente la figure 2.8.5

L'ajustement entre le NSA expérimental (fig. 2.8.4) et théorique (fig. 2.8.5) est excellent. Bien que le modèle sphère solide implique une onde plane incidente et que ce ne soit pas le cas expérimentalement, la cible est suffisamment éloignée de la source ($> 250\,\lambda$) pour que l'onde incidente soit considérée comme quasiment plane.

Cette expérience montre que la variation d'amplitude relative se révèle une excellente observable de détection, en transmission, pour une cible de plomb

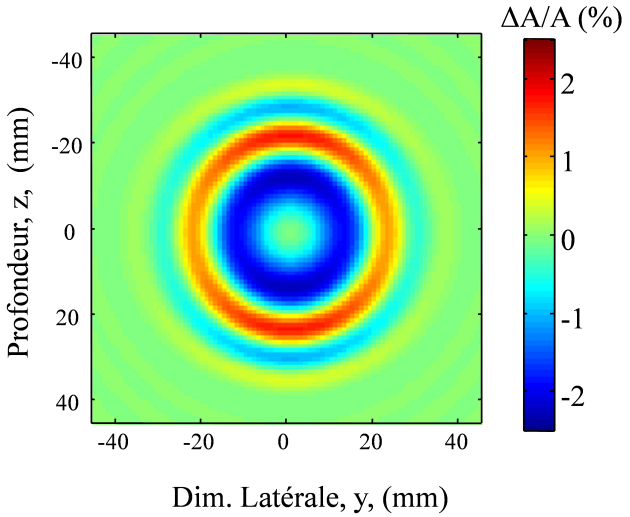


FIGURE 2.8.5: NSA théorique en point à point. Représentation de $\Delta A/A$ en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz.

de taille la longueur d'onde. L'effet sur l'amplitude est de plusieurs pourcents lorsque la cible est présente.

Temps de propagation :

La mesure des NSTP nécessite également une acquisition de référence. Cependant, et contrairement à l'amplitude, le temps de propagation fluctue légèrement en fonction de la température extérieure. Pour être indépendant de la variation de température, chaque acquisition avec la cible doit être accompagnée d'une acquisition de référence. Pour des raisons matérielles, il n'a pas été possible de réaliser une acquisistion de référence pour chaque position de la cible et nous avons réalisé l'expérience avec seulement deux acquisitions de référence, au début et à la fin de l'expérience. Les variations de temps de propagation dues à la température et non à la cible ont été séparées lors du traitement des données à l'aide de filtres. La différence de temps normalisée, $\Delta t/T$ est représentée en fonction de la position de la cible dans le guide d'onde sur la figure 2.8.6.

Le NSTP présente un maximum au centre du rayon acoustique puis un lobe négatif. L'effet de la largeur des transducteurs est visible, comme pour le NSA. Les traces verticales proviennent des changements de temps de propagation résiduels dus aux changement de température et qui n'ont pas pu être filtrés. La précision à obtenir dans la mesure des temps de propagation est importante. Pour une valeur de $\Delta t/T = 0.1$ %, la différence de temps à mesurer est de 1 ns (avec une période d'échantillonnage de 12.5 ns), un algorithme

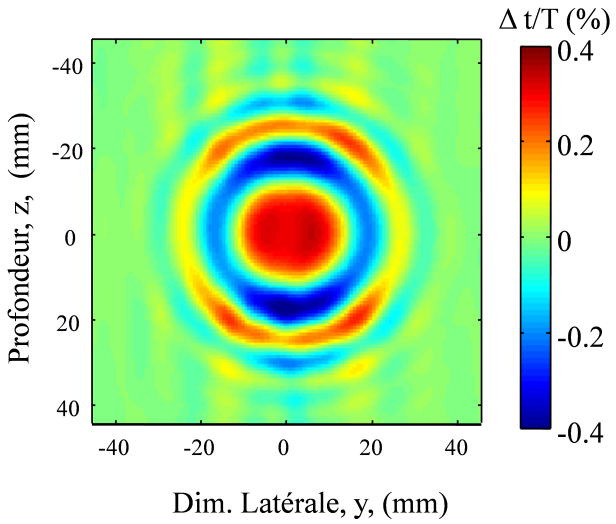


FIGURE 2.8.6: NSTP expérimental en point à point. Représentation de $\Delta t/T$ en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz.

d'interpolation du signal de type "spline" a donc été utilisé. En utilisant la loi empirique (Wilson, 1959) :

$$\Delta c = 4.6 \Delta T \tag{2.8.1}$$

la différence de temps, $^{\Delta t}/_{T} = 0.1$ % correspond à une différence de température d'un centième de Kelvin.

Le modèle théorique (fig. 2.8.7) est calculé à partir du modèle sphère solide et intègre, comme pour la figure 2.8.5, la largeur des transducteurs.

Les NSTP théoriques et expérimentaux sont, mis à part le bruit sur les mesures, en excellente adéquation.

Comparée à la variation d'amplitude relative, cette expérience montre que la différence de temps d'arrivée n'est pas une bonne observable du fait de sa grande sensibilité aux variations de température et de la finesse des mesures à obtenir afin de mesurer une différence de temps due à la seule présence de la cible.

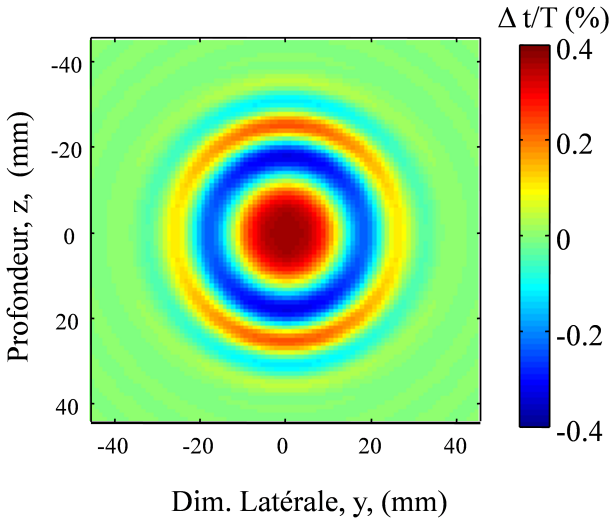


FIGURE 2.8.7: NSTP théorique en point à point. Représentation de $\Delta t/T$ en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz.

2.8.3.2 Réseau à réseau

Dans cette section, nous étudions l'influence d'un traitement d'antenne, la D-FV, sur l'aspect et l'amplitude des noyaux de sensibilité. Afin d'étudier les effets du réseau, l'algorithme de D-FV est appliqué avec des sous-antennes constituées de 11, 21 et 41 éléments, soit 8, 16 et 31 mm avec $\lambda = 1.4$ mm. Le signal utilisé pour le calcul des noyaux est extrait de la matrice $p(t, \theta_r, \theta_s)$. Etant donné qu'il y a une seule arrivée, le signal utilisé est celui qui présente le maximum d'amplitude en fonction du temps, c'est à dire $p(t, \Theta_r, \Theta_s)$ tel qu'il est défini à la section 2.7.1. Les réseaux étant face à face, les angles d'émission/réception des rayons acoustiques sont proches de zéro. La mesure du temps de propagation est effectuée au maximum du signal et celle de l'amplitude du rayon correspond à ce maximum. Comme dans le cas point à point, nous avons à notre disposition plusieurs réalisations de chaque noyau grâce à des sous-antennes décalées et celles-ci sont moyennées pour obtenir les noyaux expérimentaux présentés (fig. 2.8.8 et 2.8.9).

Afin de comparer les noyaux expérimentaux et théoriques, calculés avec le modèle sphérique, seule une coupe est tout d'abord présentée. Cela correspond au moment où la bille est exactement dans l'axe des deux réseaux (y=0), (fig. 2.8.3).

Amplitude :

La figure 2.8.8 présente les NSA pour différentes tailles de sous-antenne utilisée pour exécuter la D-FV.

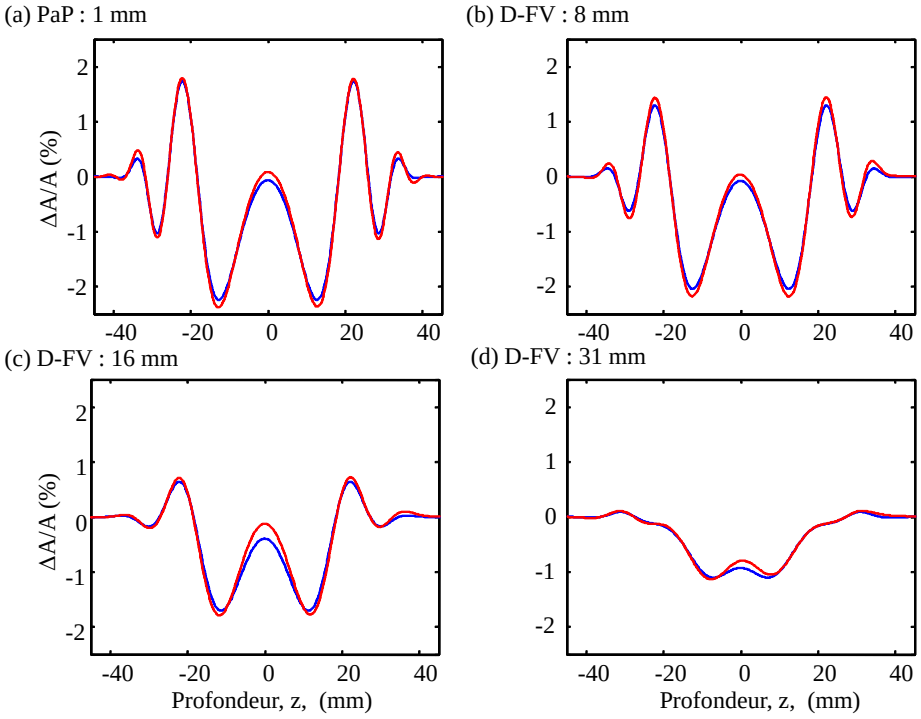


FIGURE 2.8.8: NSA théoriques (en rouge) et expérimentaux (en bleu) en point à point (a) réseaux à réseaux de taille 8 (b), 16 (c) et 31 mm (d). Représentation de $\Delta A/A$ en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz, $\lambda = 1.4$ mm.

La taille de la sous-antenne a un effet de lissage qui s'observe d'autant plus que la taille de la sous-antenne est grande : les lobes secondaires diminuent lorsque la taille de la sous-antenne augmente. La sensibilité maximale diminue également avec l'augmentation de la taille de la sous-antenne. Passer d'une taille d'antenne de 8 à 31 mm diminue d'un facteur 2 la sensibilité maximale qui passe de -2 % à -1 %. Au delà d'une certaine taille de sous-antenne, le lissage sera si important que le rayon acoustique n'aura plus aucune sensibilité. La taille critique de la sous-antenne est environ celle de la largeur du lobe principal, soit environ 40 mm (25 λ).

Temps de propagation :

Les résultats expérimentaux et théoriques des NSTP sont présentés sur la figure 2.8.9.

L'effet de la taille de la sous-antenne est identique pour les NSA et les NSTP. Le NSTP est lissé en fonction de la taille de la sous-antenne jusqu'à la disparition des lobes secondaires. Cependant, la sensibilité maximale de détection diminue peu, contrairement à ce qui a été observé sur les NSA. Afin de mesurer des effets plus importants, la taille de la sous-antenne doit encore être augmentée.

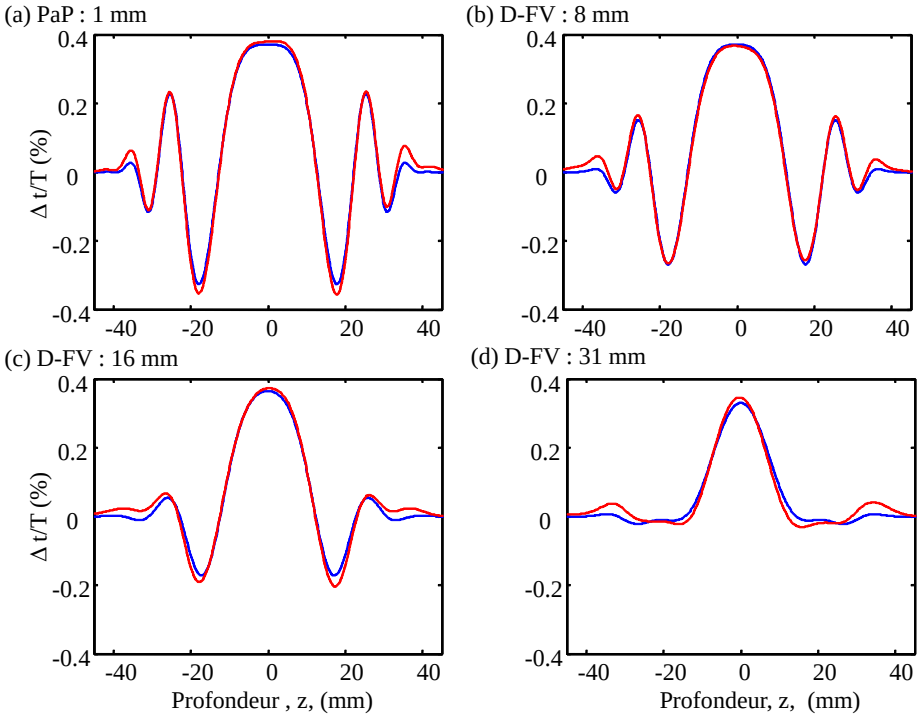


FIGURE 2.8.9: NSTP théoriques (en rouge) et expérimentaux (en bleu) en point à point (a) réseaux à réseaux de taille 8 (b), 16 (c) et 31 mm (d). Représentation de $\Delta t/T$ en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz, $\lambda = 1.4$ mm.

Etant donné que la variation relative d'amplitude sera l'observable utilisée pour la détection et la localisation de la cible dans les chapitres suivants, la taille de la sous-antenne pour réaliser la D-FV est à choisir avec attention. Une sous-antenne de trop grande taille diminuera peut être trop la sensibilité, la cible deviendra alors indétectable.

2.8.3.3 Ajustement théorie / expérience

Pouir obtenir les meilleurs résultats entre les noyaux exprimentaux et théoriques, plusieurs noyaux théoriques sont calculés pour différents rayons de cible a et de la fréquence centrale F_c. La bille est considérée comme étant en plomb. Pour chaque couple (a, F_c), un noyau de sensibilité théorique est calculé et la différence d'amplitude avec le noyau expérimental est quantifiée pour chaque position de la bille suivant l'axe z. La quantité, appelée erreur-ajustement, est donnée par la relation 2.8.2, représentant la somme des erreurs quadratiques moyennes normalisées pour les deux noyaux, NSA et NSTP.

$$erreur-ajustement = \sqrt{\frac{\sum_z (NSA - NSA)^2}{\sum_z NSA_{exp}^2}} + \sqrt{\frac{\sum_z (NSTP_{exp} - NSTP_{theo})^2}{\sum_z NSTP_{exp}^2}} \quad (2.8.2)$$

Nous calculons cette valeur pour des noyaux point à point et différentes tailles de sous-antenne (8 et 16 mm, soit 11 et 21 éléments).

L'erreur d'ajustement est calculé pour des cibles dont le rayon varie de 0.5 à 3 mm et la fréquence centrale de 0.5 à 1.5 MHz pour les trois tailles d'antenne (fig. 2.8.10).

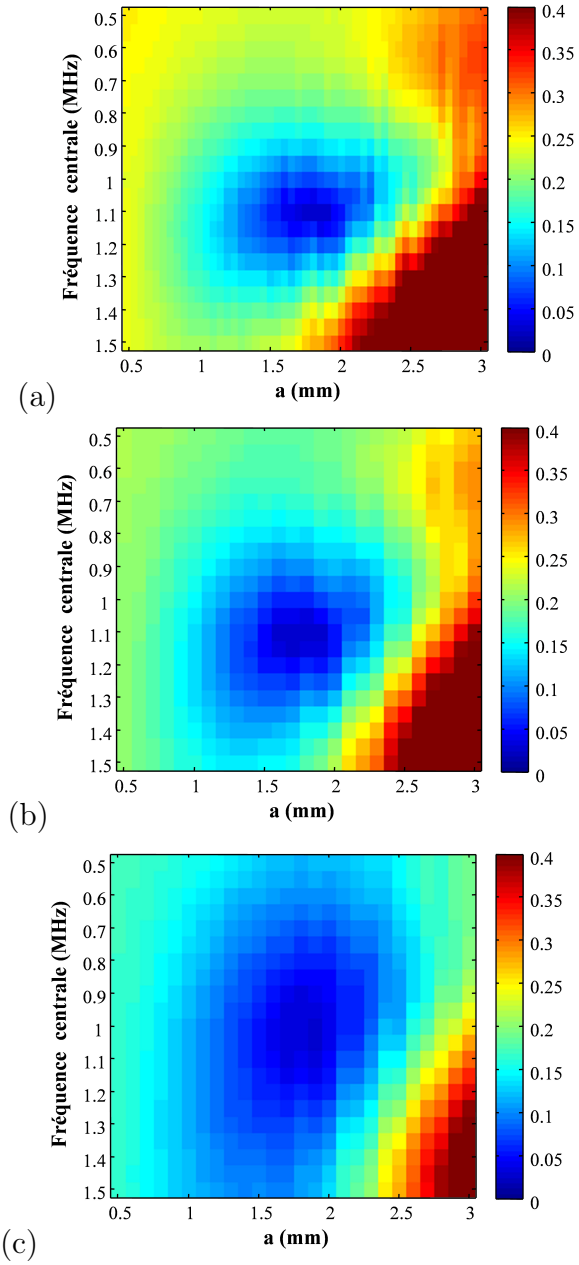


FIGURE 2.8.10: Erreur d'ajustement prenant en compte les NSA et NSTP calculés avec le modèle sphère solide et expérimentaux. (a) point à point, (b) taille de sous-antenne de 8 mm, (c) 16 mm. Le rayon de la cible a et la fréquence centrale F_c évoluent pour calculer différents noyaux théoriques.

Il est intéressant de noter que le minimum de la fonction coût correspond à la fréquence

centrale du signal (F_c = 1.07 MHz) et à celle de la cible (a = 1.75 mm) quelque soit la taille de la sous-antenne utilisée. On notera que l'erreur reste inférieure à 10 %, à la fréquence de 1.07 MHz, pour des cible de rayon 1 à 2.2 mm. Nous avons donc une certaine marge d'erreur sur une connaissance a priori de la cible pour obtenir un NSA satisfaisant.

Le fait d'augmenter la taille de la sous-antenne lisse les lobes secondaires des noyaux de sensibilité (fig. 2.8.8 et 2.8.9). Or l'allure des noyaux de sensibilité dépend des caractéristiques de la cible (taille, vitesse(s) et densité). Le fait de lisser les lobes secondaires diminue donc les informations disponibles pour cerner les paramètres de la cible. L'augmentation de la taille de la sous-antenne nous permet donc d'obtenir un NSA théorique proche du NSA expérimental pour des connaissances a priori sur la cible de moins en moins précises (étalement du minimum de l'erreur d'ajustement sur les figures 2.8.10 a, b et c).

2.8.4 Quel modèle utiliser ?

Trois modèles sont à notre disposition : les modèles petit ka, sphère liquide et sphère solide.

Le modèle petit ka ne nécessite pas de connaissance sur le diffractant. Son utilisation permet d'estimer le volume de la perturbation lors de l'étape de la localisation de la cible. Il n'est cependant réaliste que pour des valeurs de $ka < 0.5$ pour une cible constituée de plomb, donc pour des valeurs éloignées des expériences en cuve qui impliquent des valeurs de $ka > 20$. De plus, l'aspect des noyaux de sensibilité, pour le temps comme l'amplitude, n'est pas en accord avec l'allure des noyaux expérimentaux. Le fait que ce modèle ne nécessite aucune connaissance à propos de la cible est toutefois intéressant.

Le modèle sphère liquide suppose une cible de rayon a et permet de déterminer son impédance acoustique. Il ne reflète cependant pas correctement les résultats expérimentaux, dans le cas d'une bille de plomb avec $ka > 1$. L'utilisation du modèle sphère liquide serait donc possible mais pour des petites valeurs de ka et/ou des variations de vitesse et de densité faible par rapport au milieu de propagation. L'allure des noyaux du modèle sphère liquide étant identique à celle du modèle petit ka, ils n'apportent pas d'information spatiale supplémentaire pertinente.

Le modèle sphère solide présente lui un excellent accord avec l'expérience. Il demande cependant un travail de programmation plus important que les modèles précédents et plus d'a priori sur le diffractant.

2.8.5 Observations supplémentaires

La mesure expérimentale des noyaux de sensibilité nous a permis deux observations supplémentaires.

Lors de la mesure des temps de propagation, la mesure s'effectue au niveau du maximum du signal. Dans le cas d'un milieu non dispersif comme l'eau, la mesure du temps d'arrivée peut être effectuée sur signal ou son enveloppe. Les deux mesures sont équivalentes. Nous verrons que dans le cas d'une cible de plomb dans le milieu, les deux mesures du temps de propagation ne sont pas identiques. On ne considère cependant pas que le milieu est devenu dispersif mais que la cible modifie d'une autre manière le signal. Il est donc important de mesurer le temps d'arrivée sur le signal et non son enveloppe.

Deuxièmement, l'algorithme de D-FV fournit également l'angle d'émission et de réception du rayon acoustique comme nouvelles observables. Nous présentons également comment ces observables, angle d'émission et de réception, sont affectées par la présence de la cible.

2.8.5.1 Mesure des temps de propagation sur le signal et son enveloppe

La mesure des temps de propagation a été jusqu'à présent effectuée sur le signal. Le modèle théorique, associé avec le modèle sphère solide, donne un excellent accord avec l'expérience. Toutefois, la mesure des temps de propagation diffère selon que l'on considère la mesure du temps d'arrivée sur le signal ou sur son enveloppe. Considérons deux signaux point à point pour le même couple émetteur/récepteur avec et sans présence de la cible. (fig. 2.8.11).

En effectuant un zoom de la figure 2.8.11 au niveau du rectangle noir, nous obtenons la figure 2.8.12.

Pour une position de la cible donnée, entre un couple particulier, l'enveloppe du signal perturbé présente un maximum avant celui du signal non perturbé. En considérent le signal et non son enveloppe, la première arrivée est celle qui correspond au signal non perturbé. Notons que la différence de temps est plus importante en utilisant l'enveloppe du signal. La variation d'amplitude relative reste quant à elle constante qu'elle soit mesurée sur le signal ou son enveloppe. Elle peut cependant paraître différente sur la figure 2.8.12 mais sa valeur $\Delta A/A$ est inférieure à 0.001 pour les deux méthodes de mesure. Il n'y a donc point de différence.

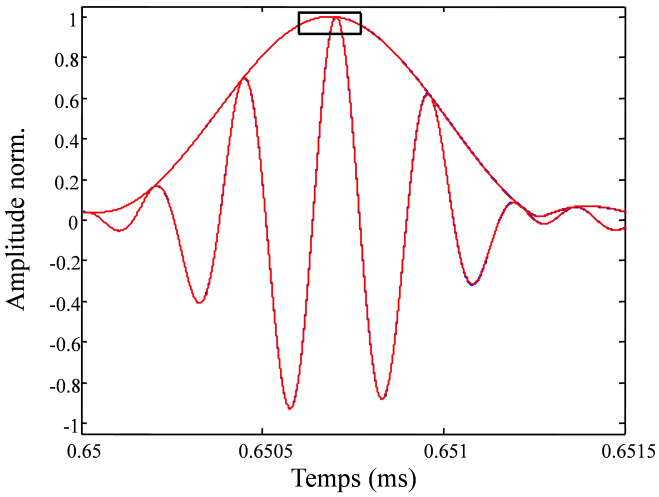


FIGURE 2.8.11: Signaux point à point enregistrés en présence de la cible (rouges) et sans la cible (bleus). Les signaux et leurs enveloppes sont représentés.

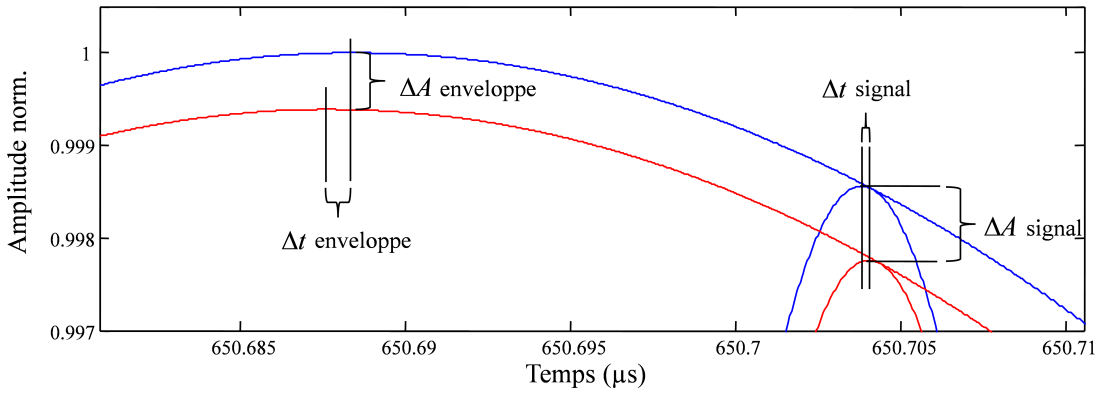


FIGURE 2.8.12: Zoom de la figure 2.8.11 au niveau du rectangle noir. La différence de temps, Δt, est différente si elle mesurée sur l'enveloppe ou sur le signal. La différence d'amplitude $\Delta A/A$ est indépendante de la méhode de mesure.

De la même manière que le NSTP est mesuré expérimentalement (fig. 2.8.6), un noyau expérimental pour la mesure de temps de propagation sur l'enveloppe est mesuré (fig. 2.8.13).

La figure 2.8.13 montre que le fait d'effectuer la mesure du temps de propagation sur le signal ou son enveloppe n'est pas équivalent. Nous obtenons expérimentalement deux noyaux de sensibilité très différents.

Pour l'instant, nous n'avons pas de modèle considérant la mesure du temps d'arrivée sur l'enveloppe. Il serait néanmoins pertinent d'en obtenir un car les différences de temps

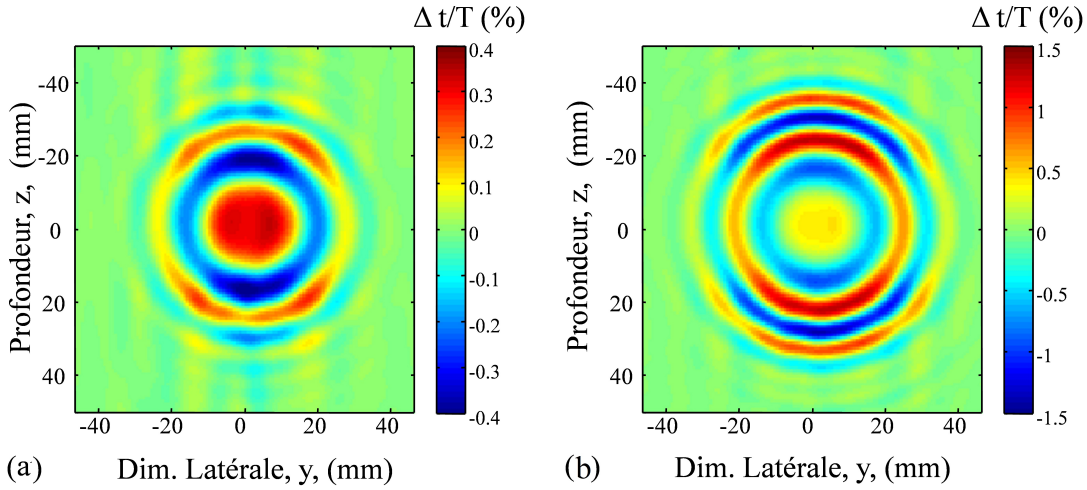


FIGURE 2.8.13: NSTP pour des signaux point à point avec, (a) la mesure sur le signal, (b) la mesure sur l'enveloppe, $F_c = 1.07$ MHz, bille de rayon $a = 1.75$ mm. Les noyaux ont des allures différentes avec des valeurs 3 fois plus importantes en utilisant les mesures sur l'enveloppe.

d'arrivée sont plus importantes dans ce cas.

2.8.5.2 Variation des angles d'émission et réception

La D-FV nous permet de mesurer les angles d'émission et de réception de chaque rayon acoustique. Le temps de propagation et l'amplitude du rayon acoustique sont influencés par la cible et également les angles d'émission/réception. Durant l'expérience de mesure expérimentale des noyaux de sensibilité, les angles d'émission/réception de chaque rayon acoustique sont mesurés avec une grande précision pour une sous-antenne de 8 mm. Seule une coupe expérimentale est réalisée (y=0). Elle correspond aux figures 2.8.9-b pour le temps de propagation et 2.8.8-b pour l'amplitude.

La différence d'angle due à la présence de la cible est très faible, elle reste inférieure à 0.05°. La modélisation des noyaux de sensibilité des angles est en cours de recherche dans le cadre d'une nouvelle thèse. Les premiers résultats du modèle théorique indiquent également un axe d'antisymétrie suivant l'axe de la profondeur. Les variations des angles d'émission/réception sont des observables potentielles. Cette expérience étant l'une des dernières de ce travail de thèse, les variations des angles d'émission/réception ne sont pas étudiées plus en détails.

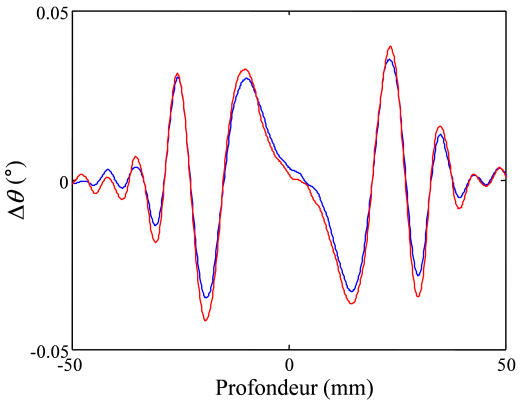


FIGURE 2.8.14: Mesure, avec une taille de sous-antenne de 8 mm, de la différence angulaire due à la cible pour l'angle d'émission (en rouge) et de réception (en bleu) en fonction de la position de la cible, $F_c = 1.07$ MHz, $\lambda = 1.4$ mm. La différence d'angle est en degré. Le noyau présente un axe d'antisymétrie.

2.9 Principaux paramètres physiques affectant les noyaux de sensibilité

Les noyaux de sensibilité dépendent à la fois de la perturbation introduite dans le milieu, la cible, et des paramètres du signal d'émission, fréquence centrale et la bande passante à mi-hauteur. Par ailleurs, nous avons montré dans la section 2.7.2 que la taille de la sous-antenne dans le cadre de l'utilisation de l'algorithme de D-FV affecte également les noyaux de sensibilité. Cet effet est à nouveau étudié dans cette section de manière expérimentale en s'intéressant à des sous-antennes de grandes tailles sur des coupes 2D des NSA.

2.9.1 La fréquence centrale

Le modèle sphère solide est utilisé avec une bille de plomb de rayon $a = 1.75$ mm. Deux NSA sont calculés pour des fréquences centrales à 1 et 3 MHz et pour une largeur de bande de 0.2 MHz (fig. 2.9.1). Ils sont calculés dans l'axe émetteur/récepteur en milieu libre à égale distance des deux transducteurs, axe z, de la même manière que pour la figure 2.8.8.

Les figures 2.9.1 a et b montrent l'importance de la fréquence centrale. La largeur de la première zone de Fresnel évolue de 40 mm (1 MHz) à 20 mm (3 MHz). Si on augmente encore la fréquence, la largeur du noyau continue de diminuer. Les lobes secondaires

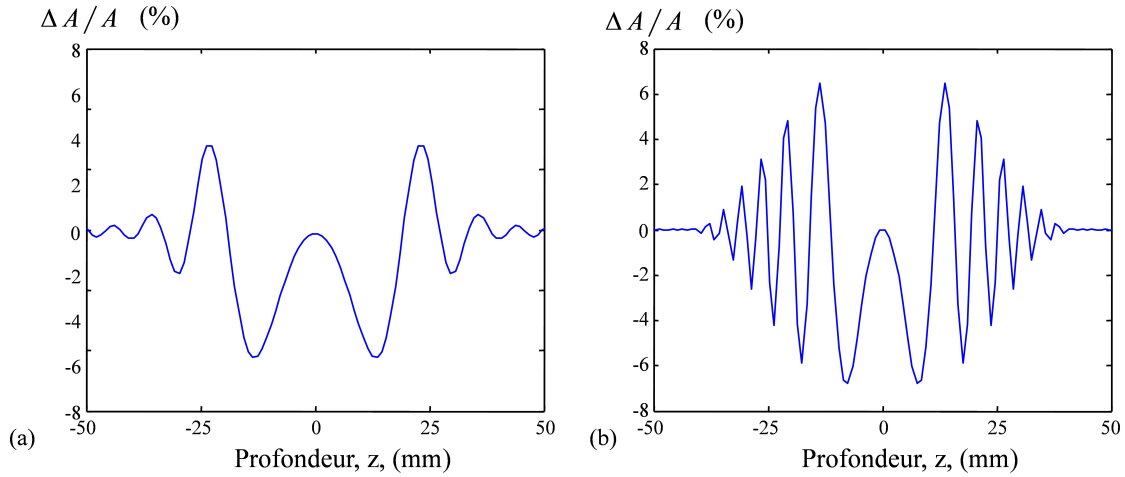


FIGURE 2.9.1: NSA avec le modèle sphère solide pour une bille de plomb de rayon $a = 1.75$ mm. (a) $F_c = 1$ MHz (b), $F_c = 3$ MHz, bande pasante de 0.2 MHz. L'effet de la fréquence centrale est visible avec la diminution de la largeur de la première zone de Fresnel à haute fréquence.

sont également plus étroits à haute fréquence. En plus d'une modification de l'allure, le changement de fréquence modifie la sensibilité maximale : -2 % à 1 MHz à -6 % à 3 MHz.

2.9.2 La bande passante

Le modèle sphère solide est utilisé avec une bille de plomb de rayon $a = 1.75$ mm. Deux NSA sont calculés pour une fréquence centrale 3 MHz avec deux largeurs de bande différentes : 0.2 MHz pour la figure 2.9.2-a et 0.4 MHz pour la figure 2.9.2-b.

L'effet de la bande passante peut être décrit comme une moyenne fréquentielle. Plus la bande passante est étroite, plus les lobes secondaires sont nombreux et leur amplitude importante comme le montre la figure 2.9.2-a. Si la largeur de la bande augmente, les oscillations diminuent (fig. 2.9.2 b). Dans le cas d'un signal mono-fréquentiel, les lobes secondaires seront très importants. Notons que l'effet Larsen, étudié au dernier chapitre, implique la propagation d'un signal mono-fréquentiel.

2.9.3 La taille de l'antenne

Nous présentons ici les résultats expérimentaux de NSA en deux dimensions, la coupe correspondant au plan b de la figure 2.9.3, qui permettent de voir l'influence de la taille

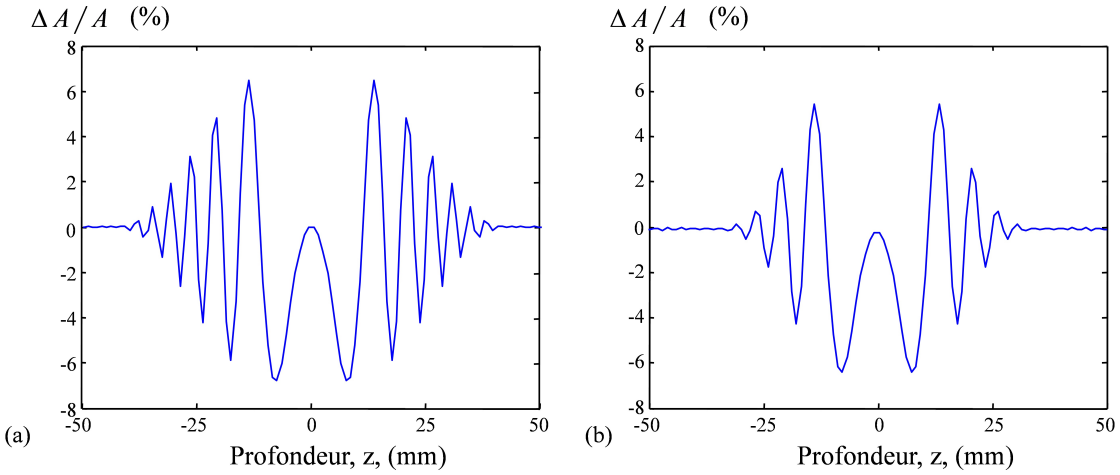


FIGURE 2.9.2: NSA avec le modèle sphère solide pour une bille de plomb de rayon $a = 1.75$ mm, $F_c = 3$ MHz. (a) bande passante de 0.2 MHz (b), 0.4 MHz.

d'antenne. La comparaison avec le modèle numérique sphère solide n'a pas été réalisée car le temps de calcul est important et que l'accord théorie/expérience a déjà été validé pour des tailles d'antennes plus petites.

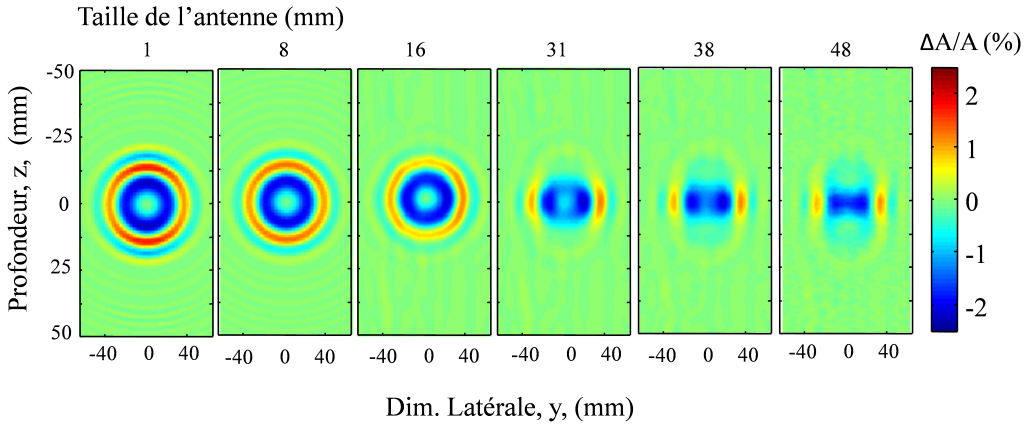


FIGURE 2.9.3: NSA expérimentaux, coupe perpendiculaire. De gauche à droite : point à point puis taille d'antenne de 8, 16, 31, 38 et 46 mm, $\lambda = 1.4$ mm. La dégradation du noyau point à point s'accentue avec l'augmentation de la taille d'antenne. La sensibilité diminue également légèrement pour les grandes tailles de sous-antennes.

La figure 2.9.3 présente étape par étape l'évolution du NSA pour différentes antennes de tailles croissantes :

1. Point à point. Les effets de la largeur des transducteurs est visible. Les lobes secondaires dans la dimension latérale (z=0) sont lissés. La zone de sensibilité s'étend sur un cercle de 25 mm à partir du centre du noyau.

2. Antenne de 8 mm. La taille de l'antenne selon l'axe z correspond approximativement à la largeur d'un transducteur (axe y). Le noyau présente donc une diminution de l'amplitude des lobes secondaires quasiment identique sur les deux axes (y et z).
3. Antenne de 16 mm. L'influence de l'utilisation de la D-FV devient plus importante dans l'axe de l'antenne (profondeur, z).
4. Antenne de 31 mm. L'utilisation de la D-FV est telle qu'il n'y a plus de lobes secondaires dans l'axe de l'antenne (profondeur, z).
5. Antennes de 38 et 46 mm. Le noyau original commence à se séparer en deux noyaux distincts.

Nous voyons une légère diminution de la sensibilité avec l'augmentation de la taille de la sous-antenne.

La taille de la sous-antenne est donc un choix très important lors de toute expérience car elle est un des paramètres qui modifie la distribution spatiale et l'amplitude des noyaux de sensibilité.

2.10 Conclusion

Ce chapitre a tout d'abord montré un rapprochement entre le phénomène de diffraction et les noyaux de sensibilité. Différents modèles de noyaux de sensibilité (petit ka, sphère fluide et sphère solide), pour le temps et l'amplitude, sont développés en fonction des caractéristiques connues de la cible.

Le modèle petit ka ne demande aucune connaissance de la cible. Un second modèle, le modèle sphère fluide, considère une cible sphérique de taille connue. Le dernier modèle, le modèle sphère solide considère une cible sphérique de composition connue.

Etant donné un contraste important entre les propriétés physiques de la cible et celles du milieu de propagation, seul le modèle sphère solide permet de bien représenter les noyaux de sensibilité expérimentaux.

L'expérience de mesure en cuve ultrasonore du NSA et NSTP a montré que la variation relative d'amplitude de chaque rayon acoustique était une observable de détection. La présence de la cible modifie de plusieurs pourcents l'amplitude d'un rayon acoustique passant proche de sa position. La présence de la cible affecte également, dans une moindre mesure, le temps de propagation du rayon acoustique. Cependant, les différences de temps sont

difficilement mesurables du fait de la précision nécessaire pour les obtenir et la nécessité de filtrer les effets de la température, qui modifient également le temps de propagation.

Dans la suite, les différentes expériences sont réalisées dans un guide d'onde. Afin de pouvoir réaliser l'objectif de détection/localisation de cible, l'algorithme de D-FV est utilisé pour identifier et mesurer l'amplitude de chaque rayon se propageant dans un guide d'onde entre deux réseaux émetteur/récepteur. L'utilisation de deux réseaux modifie les noyaux de sensibilité, les lobes secondaires des NSA et NSTP se lissent en augmentant la taille de la sous-antenne. Si la taille du réseau devient plus importante que la dimension du noyau en point à point, alors le lobe principal du noyau est dégradé. La sensibilité, donc la capacité du rayon acoustique à détecter la cible, diminue.

Durant l'analyse des noyaux de sensibilité, l'influence du signal par l'intermédiaire de la fréquence centrale et de la bande passante, a été étudiée. Nous avons montré que plus la fréquence centrale est élevée, plus les noyaux de sensibilité sont étroits et leur sensibilité augmentée. L'influence de la bande passante se caractérise quant à elle par un effet de lissage des zones de Fresnel d'ordre supérieur.

Pour conclure, tous les effets combinés de la fréquence centrale, la bande passante et la taille des réseaux, permettent de choisir l'aspect et la valeur des noyaux de sensibilité par rapport à la cible à détecter/localiser. Une grande sensibilité permettra de détecter aisément la cible. La distribution spatiale du noyau influencera, quant à elle, la précision de la localisation comme nous le verrons au chapitre suivant.

Chapitre 3

Détection/localisation d'une cible dans le guide d'onde

Nous nous intéressons ici à la détection et à la localisation d'une cible en environnement petit fond. Ce chapitre présente les différentes étapes nécessaires à l'élaboration d'une barrière acoustique en transmission capable de détecter et localiser une cible qui la traverse.

Tout d'abord l'algorithme de D-FV est utilisé pour l'identification des rayons acoustiques et la mesure de l'observable d'amplitude. Ensuite, en utilisant les NSA du modèle petit ka et sphère solide développés précédemment, le problème direct est formulé. Finalement, l'étape de localisation est réalisée.

Un exemple de détection/localisation est présenté avec des données expérimentales réalisées en laboratoire, avec et sans présence de vagues à la surface du guide d'onde.

3.1 Introduction

Pour parvenir à localiser la cible à l'intérieur du guide d'onde, plusieurs étapes sont nécessaires. Tout d'abord la mesure de l'observable, la variation d'amplitude relative $\Delta A/A$, pour chaque rayon se propageant dans le guide d'onde. Cette mesure est obtenue en utilisant l'algorithme de D-FV. Ces informations permettent de connaître le parcours dans le guide d'onde de chaque rayon acoustique identifié ; connaissance indispensable pour localiser la cible. Cet algorithme est présenté avec des données expérimentales acquises dans un guide d'onde à l'échelle du laboratoire.

Ensuite, deux méthodes de localisation sont proposées.

Elles sont illustrée à l'aide d'une expérience de détection/localisation réalisée en laboratoire. La cible est une bille de plomb avec un rayon de quelques longueurs d'onde ($a = 1.75$ mm). Plusieurs acquisitions sont réalisées en fonction de la position de la bille traversant la barrière acoustique. Nous verrons ainsi l'évolution de l'observable de détection, la variation d'amplitude relative. Les deux méthodes de localisation sont utilisées, ainsi que les deux modèles de NSA.

Tout d'abord une méthode de projection géométrique des noyaux de sensibilité pour l'amplitude. Elle permet uniquement de déterminer la position de la cible. La seconde méthode correspond à la résolution d'un problème inverse, courant en géophysique. Plusieurs méthodes existent (Tarantola, 1987), (Munk *et al.*, 1995) pour résoudre ce type de problème. Nous utilisons ici la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD). Nous comparons ensuites les deux approches, projections géométriques et inversion par SVD. De plus, deux modèles de NSA sont utilisés, celui du modèle petit ka et celui du modèle sphère solide. Ils seront comparés avec les deux méthodes de localisation.

Le résultat de l'inversion est une représentation discrétisée en deux dimensions du guide d'onde dont la valeur de chaque pixel dépend du modèle de NSA utilisé. L'utilisation du modèle petit ka fournira une image du milieu dont la valeur de chaque pixel sera le produit de l'impédance acoustique et du volume de la cible. Comme ce modèle ne vérifie pas les résultats expérimentaux, l'amplitude des NSA sera corrigé d'un facteur expérimental. Dans le cas de l'utilisation du modèle sphère solide, dans lequel le volume de la cible et ses caractéristiques sont prises en compte, le résultat sera une probabilité de présence.

Afin de rendre le guide d'onde du laboratoire plus réaliste, des vagues en surface sont ajoutées. Les effets de l'état de surface sur la variation d'amplitude relative mesurée et sur la localisation sont présentés. L'effet de l'état de surface met en évidence l'importance de l'angle d'incidence d'un rayon acoustique.

Finalement, nous verrons comment optimiser les paramètres expérimentaux pour l'objectif de détection/localisation de cible. Le modèle sphère solide, pour une cible donnée, permet de déterminer si la détection de la cible est possible ou non. L'allure du noyau de sensibilité influence également la qualité de la localisation. On discutera de l'influence des paramètres qui définissent les noyaux de sensibilité afin de pouvoir optimiser la détection et la localisation de la cible.

3.2 Extraction d'observables par D-FV

La D-FV a brièvement été présentée dans la section 2.7. Nous montrons ici comment elle permet d'extraire les observables nécessaires à la tomographie sur les données acquises dans un guide d'onde.

On a vu son effet sur les noyaux de sensibilité, via l'utilisation de deux réseaux émetteur/récepteur. Son utilisation principale est cependant de séparer et d'identifier la contribution de chaque rayon acoustique se propageant dans un guide d'onde en projetant les données enregistrées de l'espace des positions (temps, profondeur de réception, profondeur d'émission) dans celui des angles (temps, angle de réception, angle d'émission). Dans cet espace, l'angle d'émission, de réception, le temps d'arrivée et l'amplitude de chaque rayon sont mesurés. Ces informations permettent ensuite, connaissant la profondeur d'émission et de réception de chaque rayon acoustique, d'obtenir le parcours du rayon à travers le guide d'onde.

Des algorithmes non linéaires de D-FV sont développés actuellement au GIPSA-Lab (Grenoble). Ils s'inspirent des algorithmes style CAPON (Capon, 1969) et MUSIC (Schmidt, 1986). Dans le travail présenté ici, l'algorithme de D-FV est linéaire et dans le domaine temporel.

Dans un souci de concision, seuls les éléments essentiels à sa compréhension seront présentés via un exemple sur des données acquises en laboratoire.

3.2.1 D-FV dans un guide d'onde sur des données expérimentales

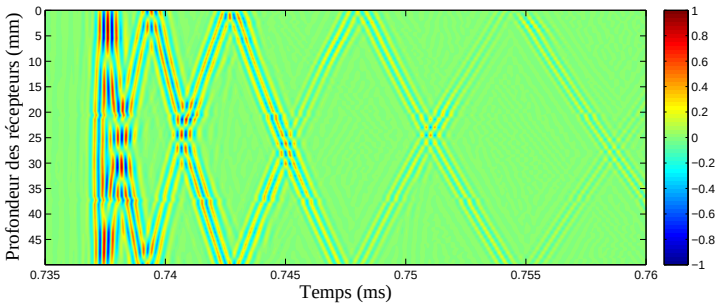
Les réseaux expérimentaux sont constitués de $N_s = 64$ sources à l'émission et de $N_r = 64$ récepteurs à la réception. Les deux antennes sont placées face à face, espacées de 1100 mm. Les deux réseaux échantillonnent toute la hauteur du guide d'onde, soit 52 mm. La fréquence centrale du signal est $F_c = 3.2$ MHz avec une bande passante d'environ 1 MHz. La fréquence d'échantillonnage est de 20 MHz. La vitesse de propagation dans le guide d'onde est d'environ $c = 1490$ m/s, ce qui correspond à une longueur d'onde de $\lambda = 0.5$ mm. La distance inter-éléments est de 0.75 mm, soit environ 1.5 λ. L'acquisition s'effectue de manière séquentielle, c'est à dire que l'on émet un pulse par l'émetteur numéro 1 et les N_r récepteurs enregistrent le signal. L'opération est itérée par les N_s éléments de la

barrette émettrice. Toutes les acquisitions se déroulent de manière identique. L'opération est suffisamment rapide ($< 10\,\text{ms}$), pour considérer que le milieu est resté statique durant l'acquisition ; on réalise ainsi une photographie acoustique du milieu.

Le résultat de l'expérience est un cube de données $p(t, z_r, z_s)$ de dimensions $N_p \times N_r \times N_s$, qui représente la matrice de transfert entre chaque émetteur et chaque récepteur, avec N_p le nombre de points enregistrés pour chaque fonction de transfert. Chaque signal temporel $p(t, z_{r_i}, z_{s_j})$ correspond au signal temporel enregistré entre le j$^{\text{ème}}$ émetteur placé à la profondeur z_{s_j} et le i$^{\text{ème}}$ récepteur placé à la profondeur z_{r_i}.

Pour illustrer la propagation dans un guide d'onde, la figure 3.2.1 représente le champ enregistré par les N_r récepteurs après une émission de l'émetteur situé à une profondeur de 25 mm (a) et à 45 mm (b).

(a)



(b)

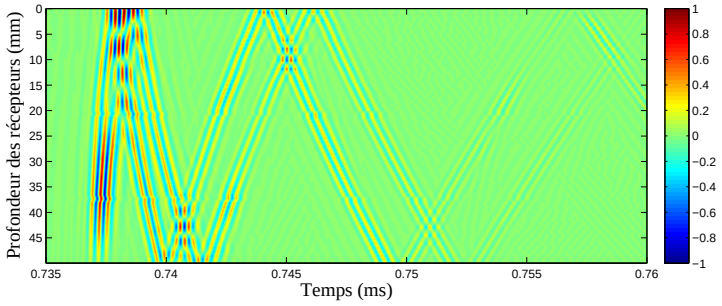


FIGURE 3.2.1: Champ acoustique enregistré par tous les récepteurs après émission par l'émetteur situé à 25 mm de la surface (a), à 45 mm (b). Le signal présente de multiples échos. Les dimensions du guide d'onde sont 1100 mm par 50 mm, $F_c = 3.2$ MHz.

La figure 3.2.1 met en évidence les différents fronts d'onde qui arrivent au cours du temps. Les échos les plus tardifs correspondent aux rayons qui parcourent le plus long trajet dans le guide d'onde. Ce sont ceux qui possèdent les angles d'émissions les plus élevés. La décroissance de l'amplitude des signaux en fonction du temps est également visible, principalement due à la directivité de chaque transducteur qui diminue pour les grands angles d'émission. L'atténuation due à la propagation acoustique, ou les pertes résultant

de la réflexion sur le fond en acier du guide d'onde, sont négligeables devant celle due à la directivité des transducteurs.

L'algorithme de D-FV comporte différentes étapes qui sont illustrées sur la figure 3.2.2. Cet algorithme utilise une sous-antenne à l'émission et à la réception. Durant les différentes expériences, les sous-antennes sont constituées de 21 éléments sur les 64 qui composent l'ensemble du réseau, soit une longueur de 16 mm. Les signaux correspondant aux sous-antennes considérées sont isolés. La figure 3.2.2-a représente la valeur absolue de l'enveloppe des signaux point à point issus de la figure 3.2.1-a ayant des profondeurs de réception situées entre 17 et 33 mm.

Tout d'abord, la loi de retard (éq. 2.7.1) est utilisée pour un angle d'émission considéré. La figure 3.2.2-b est le résultat de l'utilisation de la loi de retard pour un angle d'émission de 7.5 °. Elle met en évidence un front d'onde, dont l'angle d'émission est de 7.5 °. Comparé aux signaux point à point (fig. 3.2.2-a), l'amplitude de tous les autres fronts d'onde diminue (fig. 3.2.2-b).

Puis, la loi de retard à la réception (éq. 2.7.2) est utilisée pour un angle de réception de 7.65 °. On obtient alors la figure 3.2.2-c. Le front d'onde est alors en phase avec le plan des récepteurs.

Une sommation sur les récepteurs permet alors d'obtenir la figure 3.2.2-d. Seule la contribution d'un unique rayon acoustique (d'angle d'émission $\theta_s = 7.5°$ et de réception $\vartheta_r = 7.65°$) est conservée parmi la dizaine d'échos présents.

Afin d'étudier la D-FV dans l'espace des angles, deux couples émetteur/récepteur de référence sont utilisés dont les trois premières arrivées sont représentées sur la figure 3.2.3.

La figure 3.2.4 représente les données dans l'espace des angles (angle de réception, angle d'émission) pour le couple symbolisé en rouge sur la figure 3.2.3. Pour permettre la visualisation en 2D de la quantité 3D $p(t, \theta_r, \theta_s)$, la somme de l'enveloppe des signaux été réalisée sur les temps permettant d'obtenir une visualisation dans le plan angle d'émission-angle de réception.

La figure 3.2.4 montre que toutes les arrivées sont parfaitement séparées angulairement. La première arrivée a un angle quasiment nul en émission et réception car les sous-antennes sont face à face (même profondeur).

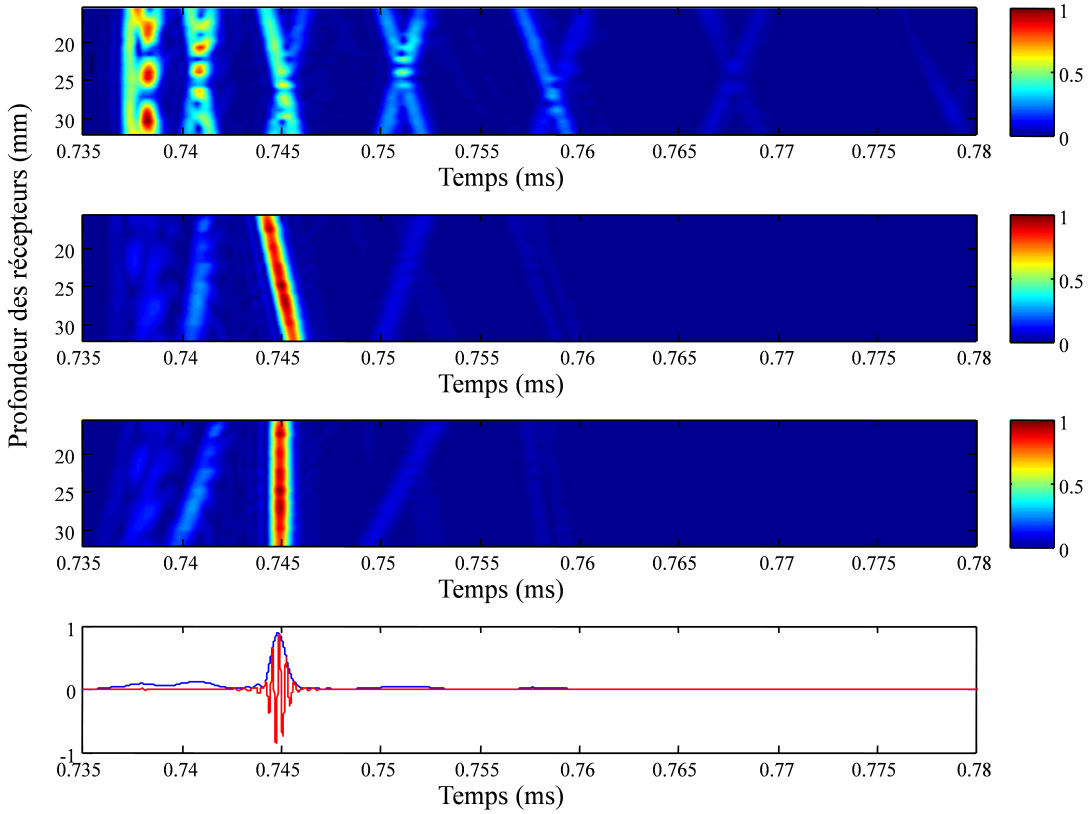


FIGURE 3.2.2: (a) Enveloppe des signaux enregistrée par 21 transducteurs situé au milieu du réseaux récepteur après l'émission d'un pulse situé au centre du réseau émetteur. (b) Application de la loi de retard pour un angle d'émission de 7.5 °. (c) Application de la loi de retard pour un angle de réception de 7.65 °. (d) Moyenne des signaux après l'application des deux lois de retard, signal en rouge, l'enveloppe en bleu.

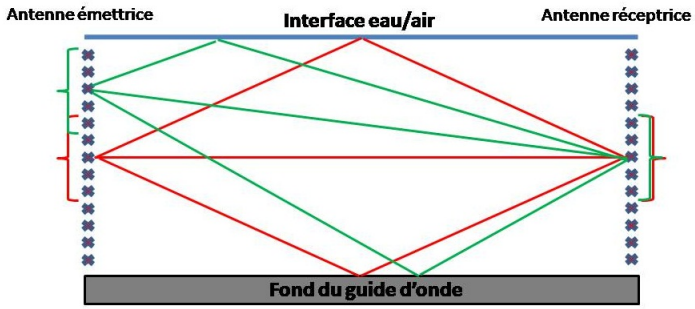


FIGURE 3.2.3: Trajet des trois premiers rayons acoustiques pour deux couples différents. Les accolades représentent schématiquement la taille de la sous-antenne utilisée pour l'utilisation de la D-FV.

Notons que du fait de la géométrie du guide d'onde, l'angle d'émission est soit égal, soit opposé à l'angle de réception. Les lobes secondaires sont visibles autour de certaines arrivées dans les directions $\theta_s = C^{te}$ et $\theta_r = C^{te}$. Ils sont dus à l'utilisation d'une antenne

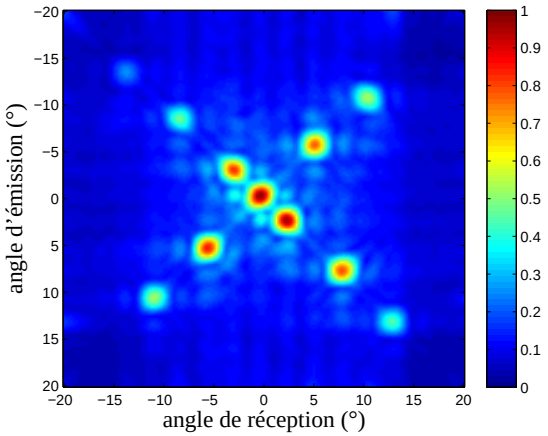


FIGURE 3.2.4: Sommation sur la dimension temporelle de $p(t, \theta_r, \theta_s)$ pour le couple émetteur/récepteur de référence situé à mi-hauteur de la barrette émettrice et réceptrice. La taille de la sous-antenne est de 16 mm, soit 21 éléments. Les spots d'intensité représentent chacun l'arrivée d'un rayon acoustique.

échantillonée à 1.5 λ et peuvent être gênants s'ils s'étendent et se superposent à d'autres arrivées.

Pour représenter les données après D-FV dans la dimension temporelle, la figure 3.2.5 représente la valeur maximale de l'enveloppe du signal, pour l'ensemble des angles utilisés, en fonction du temps.

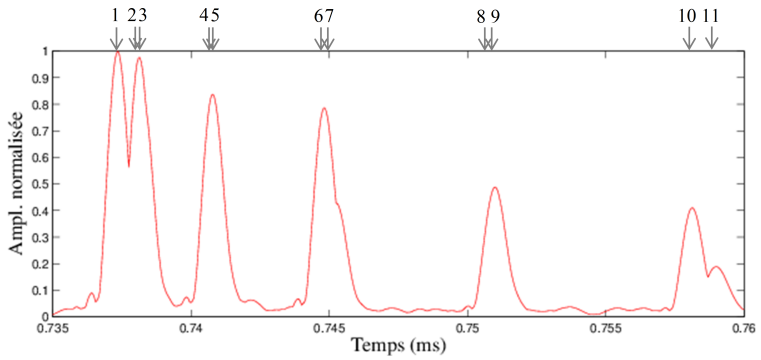


FIGURE 3.2.5: Représentation du maximum pour chaque indice de temps pour le couple émetteur/récepteur situé à mi-hauteur des barrettes émettrice/réceptrice. La taille de la sous-antenne est de 16 mm, soit 21 éléments. Seules les dernières arrivées sont séparées mais deux arrivées quasiment simultanées sont indiscernables. Toutes les arrivées sont référencées par un chiffre (voir tab. 3.1).

La figure 3.2.5 montre les différentes arrivées en fonction du temps et l'étalement temporel d'une arrivée qui est de l'ordre de la microseconde, soit environ l'inverse de la bande passante du signal (1 MHz). Elle justifie l'emploi de la D-FV pour la séparation des

différents rayons. En effet, seules les dernières arrivées sont séparables d'un point de vue temporel. Ces différentes arrivées sont cependant séparées angulairement sur la figure 3.2.4.

La tableau 3.1 présente les temps d'arrivée et les angles d'émission/réception mesurés pour le couple émetteur/récepteur de référence situé à mi-hauteur dans le guide d'onde, en rouge sur la figure 3.2.3.

Numéro du rayon	Temps d'arrivée (µs)	angle d'émission (°)	angle de réception (°)
1	737.35	-0.1	-0.1
2	738.15	2.15	2.15
3	738.45	-2.9	-2.9
4	740.75	5.05	-5.8
5	740.80	-5.5	5.1
6	744.80	7.65	7.5
7	745.25	-8.35	-8.35
8	750.95	10.2	-10.75
9	751.00	-10.9	10.6
10	758.15	12.8	13.1
11	759.00	-13.65	13.4

TABLE 3.1: Mesures des angles d'émission, de réception et du temps d'arrivée des premiers rayons acoustique pour le couple émetteur/récepteur de référence symbolisé en vert sur la figure 3.2.3.

3.2.1.1 Limite de la D-FV : pouvoir de résolution

Un paramètre limitant de la D-FV est l'étalement angulaire de l'arrivée d'un rayon acoustique. La résolution angulaire, définie comme la largeur du lobe principal dans l'espace des angles à -3 dB, est donnée par Iturbe (2010) :

$$\Delta\theta_s(\text{rad}) \simeq \frac{\lambda}{L_s} \tag{3.2.1}$$

avec λ la longueur d'onde et L_s la longueur de la sous-antenne lors du calcul de D-FV. L'équation décrivant la résolution angulaire dans l'axe θ_r est équivalente. Cette résolution obtenue reste une 'bonne' approximation pour le cas de signaux large bande, si elle est calculée à la fréquence centrale.

Afin de mettre en évidence l'influence de la taille de la sous-antenne, la D-FV est appliquée sur le même couple émetteur/récepteur de référence que celui utilisé sur la figure 3.2.4

avec cette fois une taille de sous-antenne différente : 8 mm au lieu des 16 mm utilisés précédemment. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.2.6.

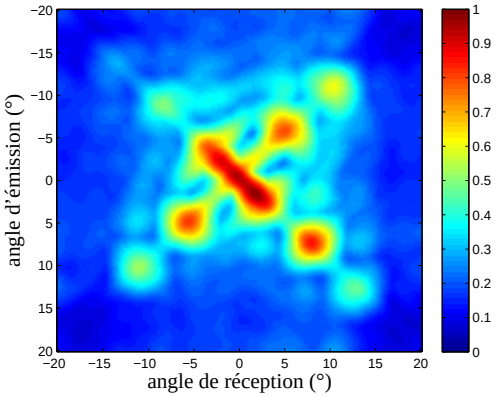


FIGURE 3.2.6: Sommation sur la dimension temporelle de $p(t, \theta_r, \theta_s)$ pour le couple émetteur/récepteur de référence situé à mi hauteur des barrettes émettrice/réceptrice. La taille de la sous-antenne est de 8 mm, soit 11 éléments. L'étalement angulaire des spots est suffisamment large pour qu'ils se superposent.

Elle met en évidence la difficulté de séparer angulairement toutes les arrivées si la taille de la sous-antenne est trop petite. Pour les rayons ayant des angles d'émission/réception proches, les temps d'arrivées le sont également et la séparation des différentes arrivées est difficile avec la D-FV.

Par ailleurs, en considérant une seule taille de sous-antenne, la séparation angulaire des différentes arrivées dépend de l'écart angulaire entre les deux arrivées à séparer. Certaines configurations émetteur/récepteur impliquent une très faible différence d'angle pour les différentes arrivées, ce qui rend parfois la tache de séparation très difficile. Considérons une antenne de 16 mm pour le couple émetteur/récepteur dont les rayons sont symbolisés en vert sur la figure 3.2.3.

La figure 3.2.7 représente le résultat de la D-FV sommé sur la dimension temporelle. On observe que la première arrivée (directe) et la seconde (une réflexion en surface) sont à la limite de séparation. La difficulté de séparation augmente avec la proximité des émetteur/récepteur de référence vis à vis des interfaces eau/air et eau/fond.

Précisons que pour être certain que deux arrivées ne sont pas séparables, il serait nécessaire de représenter les arrivées dans l'espace à trois dimensions (temps, angle de réception, angle d'émission). Pour toutes les expériences réalisées, le critère de séparation angulaire est toujours plus performant que le critère de séparation temporel. Le temps serait un

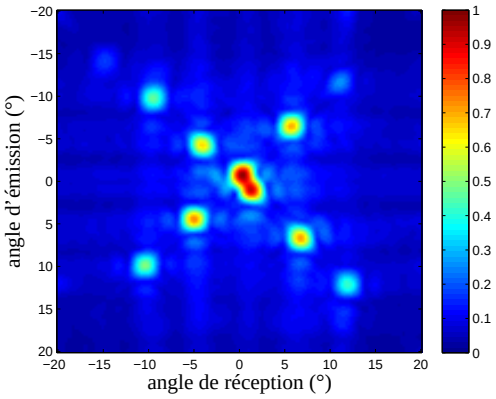


FIGURE 3.2.7: Sommation sur la dimension temporelle de $p(t, \theta_r, \theta_s)$ pour le couple avec l'émetteur de référence à 16 mm sous la surface et le récepteur de référence situé à mi-hauteur des barrettes émettrice/réceptrice (en vert figure 3.2.3). La taille de la sous-antenne est de 16 mm, soit 21 éléments.

critère de séparation efficace si la durée d'un écho était plus courte que la différence des temps d'arrivées entre deux rayons. La largeur de la bande passante devrait être alors beaucoup plus large, ce qui n'est pas le cas avec notre matériel. Ceci justifie l'utilisation de la représentation 2D (angle d'émission, angle de réception) pour l'étude de la D-FV présentée ici.

Malgré ces limitations, l'algorithme de D-FV permet d'identifier un nombre suffisant de rayons pour obtenir une couverture homogène du guide d'onde. Si l'on considère des sous-antennes constituées de 21 éléments sur les 64 qui constituent chaque antenne et en moyenne 12 échos par couple émetteur/récepteur, on obtient 41x41x12=20 000 rayons acoustiques identifiés dans le guide d'onde. De plus, la largeur de la première zone de Fresnel de chaque rayon acoustique étant de quelques centimètres, le milieu est d'autant mieux couvert.

Les méthodes haute résolution de type CAPON et MUSIC permettent d'identifier plus de trajet directs que la D-FV. Ces trajets peuvent se révéler intéressant en tomographie océanique par exemple.

3.3 Détection et localisation : application à des données petite échelle.

3.3.1 Description de l'expérience

Deux réseaux face à face espacés de 1100 mm délimitent le guide d'onde. Les réseaux comportent 64 transducteurs de fréquence centrale, $F_c = 3.2$ MHz, soit $\lambda = 0.4$ mm. L'ensemble des transducteurs couvrent toute la hauteur d'eau du guide d'onde, qui mesure 52 mm. La cible est une bille de plomb de rayon $a = 1.75$ mm, choisie pour son fort constraste d'impédance. Elle est suspendue par un fil de diamètre 0.06 mm, invisible pour la longueur d'onde utilisée. L'expérience consiste à faire passer par pas de un millimètre la cible à travers le guide d'onde en suivant la flèche rouge selon l'axe y, soit de manière perpendiculaire au plan émetteur/récepteur (bleu foncé sur la figure 3.3.1). La cible se déplace sur une distance de 40 mm. Pour chacune des 41 positions de la cible, la matrice de transfert, $p(t, z_r, z_s)$ est enregistrée. Notons que la cible se positionne environ au milieu du guide d'onde (x=550 mm et z=30 mm), l'endroit où les rayons ont un minimum de sensibilité du fait de l'éloignement aux réseaux.

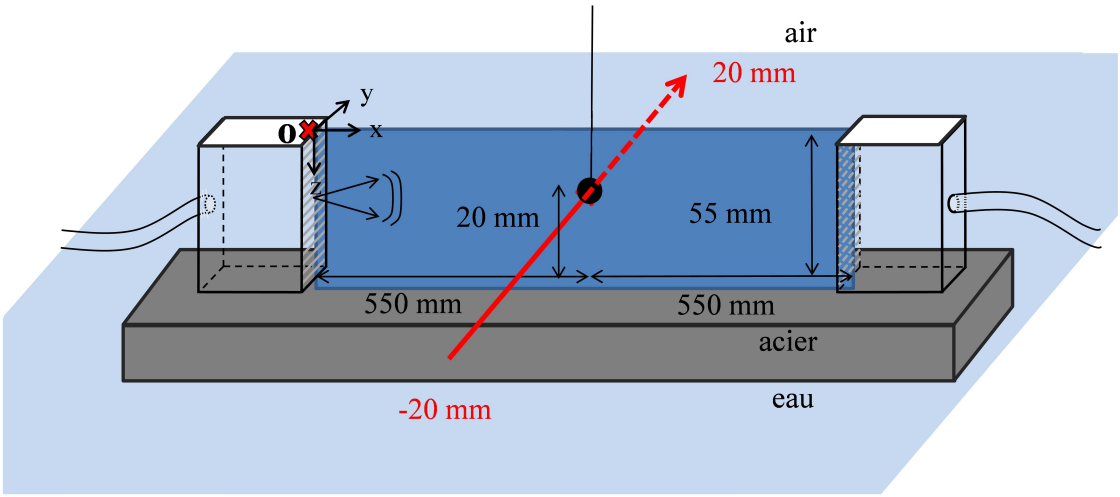


FIGURE 3.3.1: Schéma de l'expérience de détection. Deux réseaux de 64 transducteurs couvrent la hauteur d'eau. La cible symbolisée par un disque noir se déplace à travers le guide d'onde suivant la flèche rouge. F_c= 3.2 MHz, cible de rayon $a = 1.75$ mm.

Une acquisition de référence est effectuée avant et après l'expérience, sans la présence de la bille, afin de mesurer l'amplitude de référence de chaque rayon acoustique. Puis, 41 matrices de transfert sont enregistrées pour chacune des positions de la cible à travers le guide d'onde (axe y). L'étape suivante consiste à identifier chaque rayon acoustique et à

mesurer son amplitude en fonction de la position de la cible à travers le guide d'onde. Compte tenu des études précédentes sur les NSA, la taille de la sous-antenne utilisée pour la DVF est de 16 mm, soit 21 éléments.

3.3.2 Etude de l'observable d'amplitude

Dans l'espace des angles, et cela pour chaque position de la cible, environ 20 000 rayons acoustiques se propageant dans le guide d'onde sont identifiés et l'amplitude mesurée. Pour chaque rayon i, $i \in [1\ ;\ 20000]$, et pour les 41 acquisitions en présence de cible, la variation d'amplitude relative de chaque rayon est mesurée :

$$(\frac{\Delta A}{A})_i = \frac{A_{i_{cible}} - A_{i_{ref}}}{A_{i_{ref}}} \tag{3.3.1}$$

avec $A_{i_{ref}}$ l'amplitude du i$^{\text{ème}}$ rayon de référence et $A_{i_{cible}}$ l'amplitude du même rayon avec la cible dans le guide d'onde. La quantité $(\frac{\Delta A}{A})_i$ est ensuite représentée sous la forme d'un histogramme.

La figure 3.3.2 représente l'histogramme de la variation d'amplitude relative $\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i$ pour tous les rayons i entre une acquisition de référence et celle ou la cible est au milieu de sa traversée (y=0).

L'histogramme de la variation d'amplitude relative, $^{\Delta A}/_{A}$, (fig. 3.3.2) présente deux pics distincts. Un ensemble de rayons qui ne sont pas affectés par la cible, $|^{\Delta A}/_{A}| < 2$ % et ceux affectés par la cible, $^{\Delta A}/_{A} < -2$ %. Cet aspect d'histogramme, bi-polaire, permet de savoir qu'une partie des rayons acoustiques ont été affectés d'une perte d'amplitude. La cible est ainsi détectée.

La figure 3.3.2 présente un histogramme de $^{\Delta A}/_{A}$ pour une position de la cible. Le même type d'histogramme est calculé pour toutes les position de la cible. La figure 3.3.3 permet de les représenter. Chaque ligne de cette figure est un histogramme, semblable à la celui de la figure 3.3.2, qui représente la variation d'amplitude relative des rayons acoustiques entre l'acquisition de référence et celle en fonction de la position de la cible. Il y a donc 41 histogrammes représentés en fonction de la position de la cible à travers le guide d'onde.

La figure 3.3.3 permet de détecter la présence de la cible. Durant les premiers millimètres de la traversée, la cible ne perturbe pas le champ acoustique. Dans ce cas, la distribution

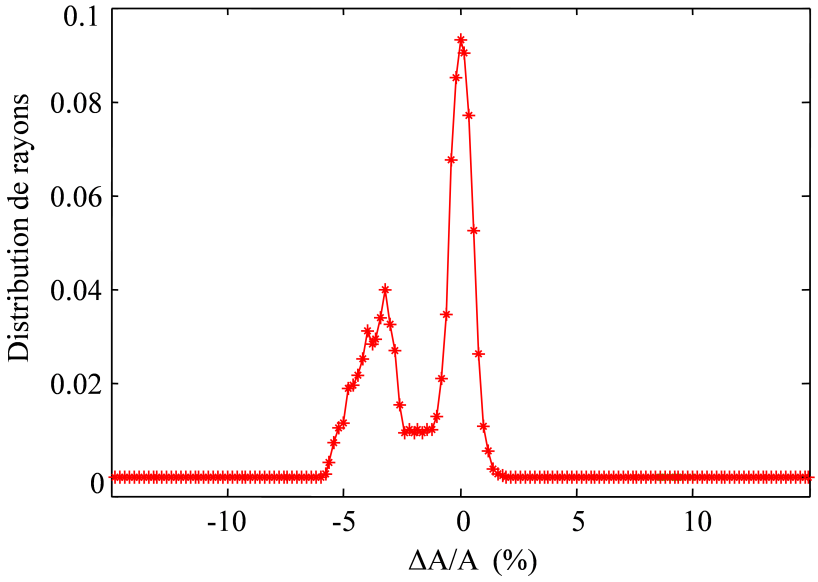


FIGURE 3.3.2: Histogramme de la variation d'amplitude relative entre une acquisistion de référence et une aquisistion avec la cible au milieu de sa traversée (y=0).

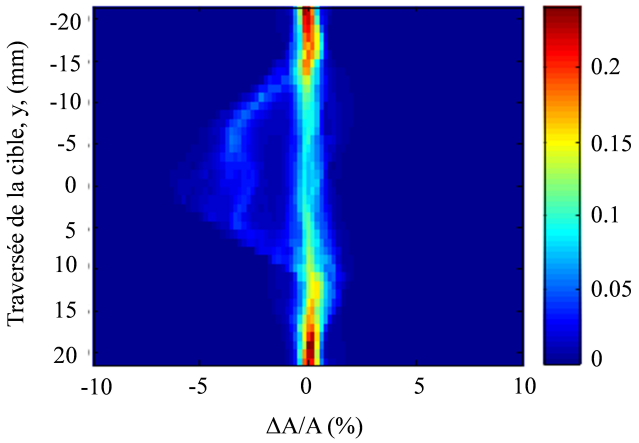


FIGURE 3.3.3: Evolution de la distribution de la variation d'amplitude relative en fonction de la position de la cible de rayon $a = 1.75$ mm. La présence de la cible se remarque entre -10 mm et 10 mm par un ensemble de rayons dont l'amplitude diminue d'environ 4 %. L'échelle de couleur représente le nombre de rayons par tranche de 0.2 % de $\Delta A/A$.

d'amplitude relative est piquée en 0. La largeur de l'histogramme est de 0.5 %. Cela caractérise l'incertitude de notre mesure.

Lorsque la cible pénètre dans la zone de sensibilité du guide d'onde, un ensemble de rayons est perturbé par la cible. Ces rayons affectés, environ 30 %, ont perdu en moyenne 4 % de leur amplitude. L'histogramme de la variation d'amplitude relative présente alors deux

pics pour des positions comprises entre -10 mm et 10 mm durant la traversée de la cible. On retrouve d'un côté les rayons non affectés avec$|\Delta A/A| < 2\,\%$ et de l'autre les rayons affectés avec des valeurs de $\Delta A/A$ comprises en -10 % et -2 %. Une fois la cible sortie de la zone de sensibilité du guide d'onde, la distribution de la variation d'amplitude relative revient à sa configuration initiale.

Une autre série d'expériences a été réalisée dans des conditions similaires avec des cibles de tailles différentes (1.5, 2.5, 3.75 et 4.5 mm de diamètre). Pour chacune d'entre elles, une acquisition est réalisée quand la cible est au milieu du guide d'onde (y=0). Deux acquisitions de références sont également réalisées. La figure 3.3.4 présente les différents histogrammes des variations d'amplitude relatives mesurées.

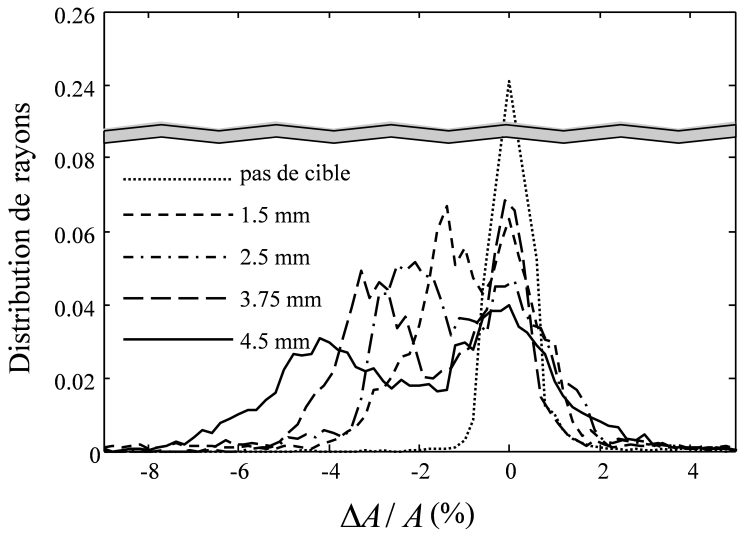


FIGURE 3.3.4: Histogrammes de la variation d'amplitude relative pour différentes tailles de cible. En pointillés, deux acquisitions de référence sont comparées, il y a un seul pic centré en 0. Lors de la présence d'une cible, deux pics sont présents. L'influence de la taille de la cible est visible en fonction de la position du pic représentant les rayons affectés.

La figure 3.3.4 met en évidence que l'augmentation de la taille de la cible augmente la perte d'amplitude des rayons acoustiques passant au niveau de sa position. Si l'on compare deux expériences sans cible (courbe en pointillés), la variation d'amplitude relative est centrée en 0.

La détection de la cible est réalisée par la perte d'amplitude des rayons acoustiques passant proche de la position de la cible. Cette perte d'amplitude de l'ordre de quelques pourcents est aisément identifiable sur les histogrammes de la variation d'amplitude relative.

Après avoir détecté la cible, nous pouvons à présent passer à l'étape de sa localisation dans le milieu de propagation. Pour cela, il est nécessaire de calculer les NSA dans le guide d'onde et non plus en milieu libre.

3.3.3 Noyaux de sensibilité dans le guide d'onde

Quelle que soit la méthode de localisation utilisée, l'utilisation des NSA dans un guide d'onde est indispensable.

La méthode utilisée décrite ici est de calculer le noyau de sensibilité en eau libre en fonction de l'angle d'émission et de la longueur du guide d'onde. Le noyau est ensuite replié dans le guide d'onde via l'utilisation du théorème des images (Jensen *et al.*, 2011). Nous utilisons ce théorème afin de diminuer le temps de calcul des NSA car la fonction de Green en eau libre est de formulation plus simple que celle calculée dans un guide d'onde.

Ce calcul ne prend donc pas en compte les effets d'interférences dus à la pénétration acoustique dans la barre d'acier. Les NSTP pour une perturbation de vitesse, en tenant compte des interfaces, ont été calculés dans (Iturbe, Roux, Virieux and Nicolas, 2009) via un code numérique utilisant les équations paraboliques (PE) de l'équation de propagation. Le résultat est que le noyau présente de légères déformations aux niveaux des interfaces. Nous négligeons ces différences.

Notons que pour calculer précisément le noyau de sensibilité dans le guide d'onde, les caractéristiques de celui-ci doivent être optimisées. Les caractéristiques du guide d'onde sont la longueur, la profondeur au niveau des réseaux émetteur et récepteur et les positions des transducteurs. Il arrive que les réseaux émetteur et récepteur ne soient pas posés parfaitement à plat dans le guide d'onde. Il est néanmoins possible d'effectuer une correction après l'acquisition des données. Effectuer cette correction permet une meilleure précision lors de l'optimisation des caractéristiques du guide d'onde. Les méthodes utilisées sont décrites en annexe (sec. 7.1).

Les NSA du modèle petit ka et sphère solide sont utilisés pour localiser la cible dans le guide d'onde.

Pour le modèle petit ka, on a vu au chapitre 4 (fig. 2.6.1) que l'amplitude des noyaux avec le modèle petit ka ne correspond pas aux résultats expérimentaux. La variation d'amplitude relative expérimentale est de -4 % à comparer avec les -40 % issus du modèle.

L'amplitude de chaque NSA est alors multipliée par un coefficient déterminé expérimentalement, 0.1, afin d'ajuster les résultats du modèel petit ka aux résultats expérimentaux. La variation d'amplitude relative doit être de l'ordre de -4 % si le rayon est affecté par la cible.

Les NSA issus du modèle sphère solide sont en excellent accord avec l'expérience. Aucune modification n'est donc nécessaire.

Un NSA calculé avec le modèle petit ka et sphère solide pour une sous-antenne de 16 mm, puis replié dans le guide d'onde sont présentés sur la figure 3.3.5.

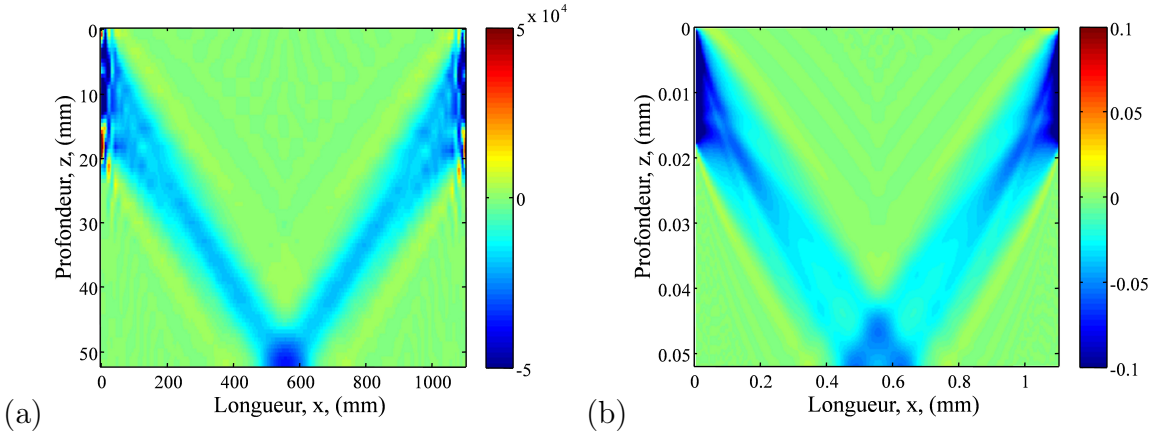


FIGURE 3.3.5: NSA (modèle petit ka (a) et sphère solide (b)) pour le rayon entre le premier couple émetteur/récepteur avec une réflexion au fond. La sous-antenne mesure 16 mm.

La figure 3.3.5-a représente le NSA pour le rayon acoustique issu du premier couple émetteur/récepteur de référence calculé avec le modèle petit ka, la figure 3.3.5-b pour le modèle sphère solide. Le noyau calculé avec le modèle petit ka ne tient pas compte du volume de la cible. Notons que sur le fond du guide d'onde, l'amplitude du noyau de sensibilité est doublée du fait de la réflexion à l'interface.

Les noyaux de sensibilité, avec le modèle petit ka et sphère solide, présentent une très forte sensibilité au niveau des réseaux (fig. 3.3.5). Une cible placée devant un transducteur influencera fortement le champ acoustique issu de ce même transducteur. La zone de détection dans le guide d'onde qui nous intéresse n'est pas celle proche des réseaux. En conséquence, les premiers 150 mm de chaque côté des réseaux ne sont pas pris en compte lors de la future étape de localisation.

Bien que nous n'ayons pas réalisé d'expérience avec une cible vers ces positions, la détection devrait être plus facile par rapport à une cible au milieu du guide d'onde, du fait de

la grande sensibilité des NSA vers les réseaux. La localisation serait peut-être cependant plus difficile du fait de la largeur des NSA au niveau des réseaux émetteur et récepteur.

3.3.4 Méthodes de localisation proposées

L'algorithme de barrière acoustique présenté dans ce manuscrit est équivalent à une inversion différentielle dans le guide d'onde acoustique. L'évolution du milieu devant être estimée en temps réel, une méthode robuste et rapide doit donc être mise en place. Le but de cette section est de présenter la mise en équation du problème direct avec l'utilisation du modèle petit ka et sphère solide. Ensuite, deux méthodes de localisation sont utilisées, la projection géométrique et l'inversion par décomposition en valeurs singulières. Elles utilisent toutes les deux les NSA calculés avec la même taille de sous-antenne que celle utilisée lors de l'extraction des observables avec la DFV.

3.3.4.1 Modélisation du problème direct

Le problème inverse que nous souhaitons résoudre consiste à déterminer une probabilité de présence de la cible à partir d'observables via l'utilisation d'un modèle, ceci pour permettre la localisation de la cible. La carte des paramètres à estimer est une représentation discrétisée du milieu de propagation, constituée de P pixels. Avant de résoudre le problème inverse, il est nécessaire de modéliser le problème direct.

Notre modèle est un modèle linéaire qui permet de relier les observables aux paramètres à estimer. Le lien entre les deux correspond à l'information donnée par les noyaux de sensibilité associés à chaque trajet acoustique. Ce modèle linéaire est écrit de manière matricielle :

$$\mathbf{d} = F\mathbf{m} + \mathbf{b} \tag{3.3.2}$$

où $\mathbf{d}$ est le vecteur des observables de taille $N \times 1$, $\mathbf{m}$ le vecteur des paramètres à estimer de taille $P \times 1$. F, de dimension $N \times P$ dépend du modèle du noyau choisi. Expérimentalement, les données sont bruitées, un bruit d'observation additif noté $\mathbf{b}$ est pris en compte. L'objectif est de retrouver le vecteur des paramètres à estimer, $\mathbf{m}$, qui est constitué de P pixels.

Déterminer $\mathbf{m}$ présente deux difficultés. Le vecteur $\mathbf{b}$ est inconnu et il faut inverser la matrice F qui n'est généralement pas inversible.

Plusieurs solutions existent pour obtenir une valeur approchée de l'inverse de F, dont la décomposition en valeurs singulières et l'utilisation des estimateurs bayésiens. Les estimateurs bayésiens permettent d'utiliser des informations a priori (Mesla and D.L., 1978). Nous choisissons ici la méthode de décomposition en valeurs singulières pour sa facilité d'utilisation et la meilleure qualité des résultats.

Afin de mieux comprendre le problème direct, détaillons les quantités mises en jeu. Le vecteur des observables $\mathbf{d}$ correspond à la variation d'amplitude relative mesurée pour les N rayons identifiés.

$$\mathbf{d} = \left[\left(\frac{\Delta A}{A} \right)_1 \cdots \left(\frac{\Delta A}{A} \right)_i \cdots \left(\frac{\Delta A}{A} \right)_N \right]^T \tag{3.3.3}$$

où i représente le numéro du rayon considéré.

Ce vecteur est obtenu avec la mesure après D-FV de la variation d'amplitude relative. Sa taille est derminée en fonction du nombre de rayons détectés et identifiés avec l'algorithme de D-FV. Notons que, comme nous l'avons vu précédemment, la varation d'amplitude relative évolue en fonction de la taille de la sous-antenne utilisée pour la D-FV. La sensibilité à une perturbation évolue en fonction de la taille de la sous-antenne.

La matrice F et le vecteur $\mathbf{m}$ des paramètres à estimer dépendent eux du modèle de NSA choisi.

3.3.4.2 Utilisation du modèle petit ka :

En utilisant les équations 2.4.17, 2.4.18 et 2.4.24, une relation est établie entre la variation d'amplitude relative et les caractéristiques de la cible.

Finalement, pour un couple émetteur/récepteur fixé, une relation entre $\frac{\Delta A}{A}$ et les caractéristiques de la cible est obtenue :

$$\left(\frac{\Delta A}{A} \right)_i = \int \int \int_V K_i(\mathbf{r}) dV(\mathbf{r}) \tag{3.3.4}$$

avec K_i le NSA associé au modèle petit ka pour un rayon i. De manière explicite, en utilisant l'équation de ΔG considérée pour le modèle petit ka (éq. 2.4.24), on obtient après D-FV, donc pour un rayon i, l'équation 3.3.5 :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_{\mathrm{r}})2\frac{\omega^2}{c^2}\Delta V.P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G^{D-FV}(\omega;\theta_s,\theta_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega} \tag{3.3.5}$$

L'équation (éq. 3.3.4) est ensuite discrétisée suivant le nombre P de cellules du milieu :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \sum_{p=1}^{P} K_{i,p}\Delta V_p \tag{3.3.6}$$

où $K_{i,p}$ est la valeur moyenne du NSA du modèle petit ka correspondant au trajet i, dans la cellule élémentaire p et ΔV_p le volume de la cible la cellule p.

L'expression détaillé de $K_{i,p}$ pour un rayon i dans une cellule p est :

$$K_{i,p} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -2\frac{\omega^2}{c^2}G^{S-FV}(\omega;\theta_{s_i},p)G^{S-FV}(\omega;p,\theta_{\mathrm{r_i}})P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G^{D-FV}(\omega;\theta_{s_i},\theta_{r_i})P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}$$

avec θ_{s_i} et θ_{r_i} les angle d'émission et de réception du rayon i.

Cette expression peut alors s'écrire sous la forme vectorielle :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \mathbf{f}_i\mathbf{m} \tag{3.3.7}$$

avec $\mathbf{f}_i = [K_{i,1}\cdots K_{i,p}\cdots K_{i,P}]$ et $\mathbf{m} = \left[(\Delta V)_1\cdots(\Delta V)_p\cdots(\Delta V)_P\right]^T$

en écrivant cela pour N rayons, la forme matricielle est obtenue :

$$\mathbf{d} = F\mathbf{m} + \mathbf{b} \tag{3.3.8}$$

avec $\mathbf{d}$ définie par l'équation 3.3.3 et la matrice F par :

$$F = \left[\mathbf{f}_1^T\cdots\mathbf{f}_i^T\cdots\mathbf{f}_N^T\right] = \begin{bmatrix} K_{1,1} & \cdots & K_{1,p} & \cdots & K_{1,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ K_{i,1} & \cdots & K_{i,p} & \cdots & K_{i,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ K_{N,1} & \cdots & K_{N,p} & \cdots & K_{N,P} \end{bmatrix} \tag{3.3.9}$$

3.3.4.3 Utilisation du modèle sphère solide :

De la même manière que pour le modèle petit ka, l'utilisation des équations 2.4.17, 2.4.18 et 2.5.7 fournit une relation entre la variation d'amplitude relative et les caractéristiques de la cible.

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \int\int\int_V K_i(\mathbf{r})d\mathbf{r} \tag{3.3.10}$$

avec K_i le NSA associé au modèle sphère solide pour le trajet i. L'écriture détaillée de l'éq. 3.3.10 est l'éq. 3.3.11 :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -4\pi G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})f_\infty(\varphi_s+\varphi_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G^{D-FV}(\omega;\theta_s,\theta_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega} \tag{3.3.11}$$

avec $f_\infty(\varphi_s+\varphi_r)$ la fonction de forme pour une sphère élastique (éq. 2.5.6) qui nécessite la connaissance a priori des caractéristiques physiques de la cible et du milieu de propagation (volume, vitesse(s) et densité).

L'écriture du problème direct est alors similaire à celle réalisée précédemment pour le modèle petit ka. Le vecteur des observables change par rapport au modèle petit ka : $\mathbf{m} = [Prob(p)_1 \cdots Prob(p)_p \cdots Prob(p)_P]^T$, avec $Prob(p)_p$ la probabilité de présence de la cible dans la cellule p.

3.3.5 Localisation de la cible par projection géométrique des rayons

3.3.5.1 Modélisation du problème inverse

La projection géométrique des noyaux de sensibilité est une méthode qui permet de localiser la cible. Parmi les rayons acoustiques se propageant dans le guide d'onde, une partie d'entre eux est affectée par la cible. L'histogramme de la variation d'amplitude relative présenté plus tôt (fig. 3.3.2) est bipolaire. L'ensemble des rayons affectés est nettement séparé de l'ensemble des rayons non-affectés. Le point commun à l'ensemble des rayons affectés est qu'ils sont sécants au niveau de position de la cible. En projetant tous les NSA et en sommant la contribution de chacun pondéré par la valeur de son observable,

$\Delta A/A$, un maximum apparaîtra au niveau de la position de la cible. Il est possible avec cette méthode d'utiliser tous les rayons ou uniquement les rayons affectés par la présence de la cible.

De la même manière qu'un ensemble de rayons est affecté par la cible, les autres rayons constituent l'ensemble des rayons non-affectés. Ils portent l'information qu'ils ne sont pas sensibles au niveau de la position de la cible. Sachant que l'ensemble des rayons fournit une couverture complète du milieu, la projection et la sommation de tous les rayons non-affectés, pondérés par la valeur 1 car la valeur de $\Delta A/A$ est quasi-nulle pour ceux-ci, produira un minimum au niveau de la position de la cible.

La projection géométrique des noyaux s'effectue par l'utilisation de la transposée de la matrice F, soit F^T. La matrice F est composée uniquement des noyaux correspondant à l'ensemble des rayons choisis : tous, affectés ou non affectés. Cette méthode permet uniquement d'obtenir la position de la cible. L'expression du vecteur des paramètres $\mathbf{m}$ qui permet de localiser la cible est :

$$\mathbf{m} = F^T \mathbf{d} \tag{3.3.12}$$

avec $\mathbf{d}$ le vecteur des observables dans le cas de l'utilisation de l'ensemble des rayons ou celui des rayons affectés. Si on utilise seulement les rayons non affectés, $\mathbf{d}$ est un vecteur rempli de 1.

Nous utilisons la méthode de projection géométrique des rayons. Les modèles petit ka et sphère solide sont utilisés pour 2000 rayons parmi les 20 000 disponibles. Ils sont choisis afin d'obtenir une couverture homogène du milieu.

3.3.5.2 Localisation géométrique avec tous les rayons

Chaque NSA est pondéré par sa variation relative d'amplitude. Les rayons non affectés seront donc multipliés par une valeur proche de zéro, les rayons affectés par une valeur proche de -4 % (fig. 3.3.2). La valeur finale de l'inversion n'étant pas porteuse d'information physique sur la cible, elle est normalisée.

La localisation est réalisée avec les deux modèles de NSA, le modèle petit ka et sphère solide. Afin d'apprécier la qualité d'une image d'inversion, deux principaux critères sont

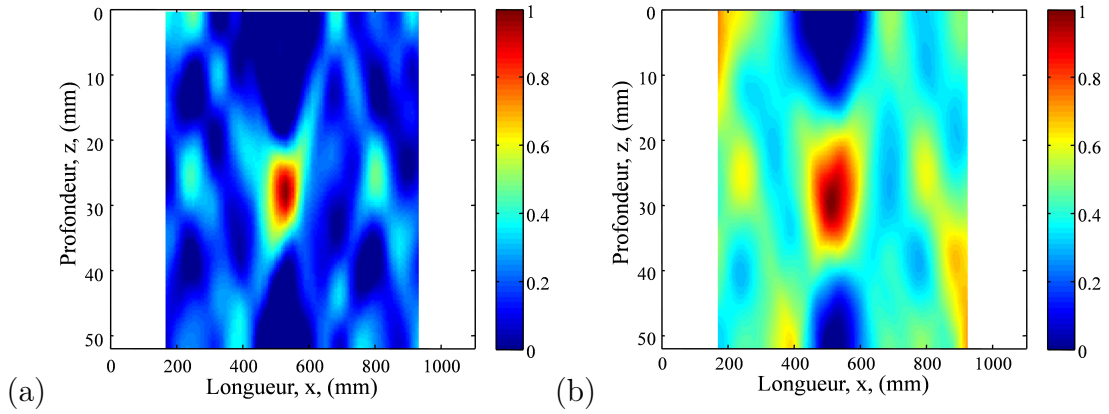


FIGURE 3.3.6: Localisation par projection géométrique de tous les rayons, avec le modèle petit ka (a), et le modèle sphère solide (b). Un maximum d'intensité se trouve au niveau de la localisation de la cible.

à prendre en compte : tout d'abord les dimensions de la tache de localisation afin d'augmenter la précision de la localisation et le contraste afin d'éviter les fausses alarmes. Il est cependant possible de détecter les fausses alarmes en réalisant l'inversion seulement autour de la position de l'alarme supposée. S'il s'agit effectivement d'une fausse alarme, le résultat de la projection autour de sa position ne présentera pas de tache de localisation.

Les deux modèles de NSA (fig. 3.3.6) permettent de localiser la cible. La tache de localisation est plus petite avec le modèle petit ka qu'avec le modèle sphère solide. Cela s'explique par le fait que le NSA du modèle petit ka (fig. 3.3.5-a) est plus étroit que celui du modèle sphère solide (fig. 3.3.5-b).

Les rayons affectés sont ceux dont la valeur de $\Delta A/A$ est comprise entre -10 % et -2 % (fig. 3.3.2). Chacun des rayons est projeté pondéré par sa variation relative d'amplitude. Mais que l'on considère tous les rayons (fig. 3.3.6) ou seulement les rayons affectés, les résultats après la localisation géométriques sont quasiment identiques. Ils ne sont donc pas présentés ici.

3.3.5.3 Localisation géométrique avec les rayons non affectés

Les rayons non affectés sont sélectionnés pour des valeurs de $|\Delta A/A| < 2\,\%$ à partir de l'histogramme de la variation d'amplitude relative. Seuls ces rayons sont projetés dans le milieu. Le poids donné à chacun de ces rayons est de 1. Les rayons non affectés ne passant pas par la position de la cible, le résultat (fig. 3.3.7) de la projection présente un minimum à la position de la cible.

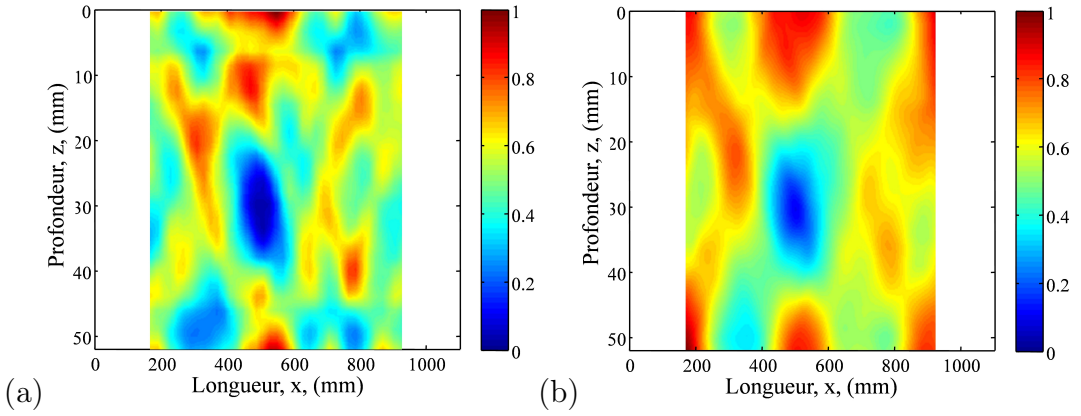


FIGURE 3.3.7: Localisation par projection géométrique des rayons non-affectés, (a) pour le modèle petit ka, (b) pour le modèle sphère solide. Les rayons non-affectés évitent la localisation de la cible, un minimum d'intensité détermine alors la position de la cible.

Les rayons non-affectés permettent de localiser la cible mais pas de manière aussi précise qu'avec l'utilisation des rayons affectés par la cible.

Il est intéressant de constater que comme les rayons affectés, les rayons non affectés permettent également de localiser la cible. Pour aller plus en avant dans la démarche de localisation par projection géométrique, une piste est l'utilisation combinée de la méthode utilisant les rayons affectés et celle des rayons non-affectés devrait permettre l'obtention d'une figure de meilleure qualité que les deux méthodes prises séparément.

La méthode de localisation par projection géométrique permet de déterminer la position de la cible dans le guide d'onde. Il n'est donc pas obligatoire d'utiliser des processus d'inversion quand la distribution de $\Delta A/A$ permet de distinguer l'ensemble des rayons affectés et celui des rayons non-affectés.

3.3.6 Localisation de la cible par décomposition en valeurs singulières

Comme on l'a vu précédemment, l'utilisation de la projection géométrique des NSA permet de localiser la cible. Une autre méthode existe cependant qui permet d'évaluer certaines caractéristiques de la cible et qui doivent, par une meilleure résolution du problème inverse, la localiser avec plus de précision. Dans cette section, nous utilisons l'inversion de la matrice F pour réaliser la localisation de la cible.

La matrice F est inversée par la méthode de décomposition en valeurs singulières, (SVD pour *Singular Value Decomposition*). Lors du processus d'inversion, les 2000 rayons utilisés sont les mêmes que ceux utilisés avec la méthode de projection géométrique. Ils suffisent à couvrir le milieu de propagation de manière homogène. Les tests effectués avec un plus grand nombre de rayons, 5000, fournissent des résultats de qualité égale à ceux obtenus avec 2000 rayons. Diminuer le nombre de rayons permet principalement de simplifier les calculs numériques.

3.3.6.1 Modélisation du problème inverse

Nous utilisons la méthode de décomposition en valeurs singulières pour déterminer F^{-1}. F, de taille $N \times P$ (nombre d'observables $\times$nombre de pixels du milieu), se factorise de la manière suivante :

$$F = USV^* \tag{3.3.13}$$

avec U une matrice unitaire de dimension $N \times N$. S est une matrice de dimensions égales à celle de F, soit $N \times P$. V^* est la matrice adjointe de V, matrice unitaire de dimension $P \times P$. L'équation 3.3.13 est illustrée sur la figure 3.3.8.

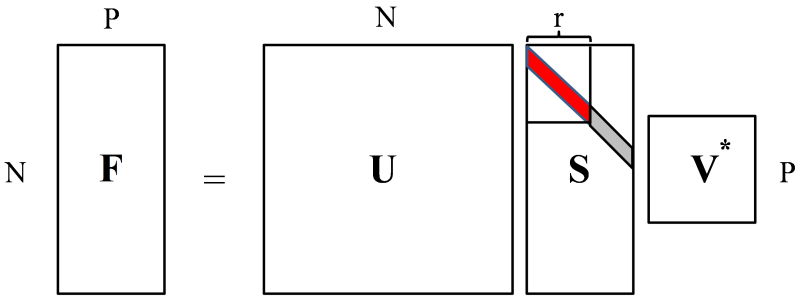


FIGURE 3.3.8: Illustration de la décomposition en valeurs singulières. La diagonale de S est composée des valeurs singulières, en gris de valeurs nullles, en rouge les r valeurs positives.

S est une matrice diagonale dont les termes diagonaux sont supérieurs ou égaux à 0. Les termes de la diagonale de S correspondent aux valeurs singulières. Elles sont classées en ordre décroissant et peuvent être vues comme des coefficients qui représentent le système. Le nombre de valeurs singulières non nulles, r, indique le rang de la matrice F, c'est à dire la quantité d'informations indépendantes.

Illustration de la SVD :

Nous considérons une image, I, sur laquelle est appliquée une décomposition en valeurs singulières.

$$I = USV^* \tag{3.3.14}$$

En fonction du nombre de valeurs singulières conservées, en commençant par celles de plus grandes valeurs, une valeur approchée $\widetilde{I}$ de I, est calculée :

$$\widetilde{I} = U\widetilde{S}V^* \tag{3.3.15}$$

avec $\widetilde{S}$ la matrice S tronquée à partir d'un certain nombre de valeurs singulières. En fonction du nombre de valeur singulières conservées, en l'occurence, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128 et toutes, l'image I se reconstitue progressivement (fig. 3.3.9).

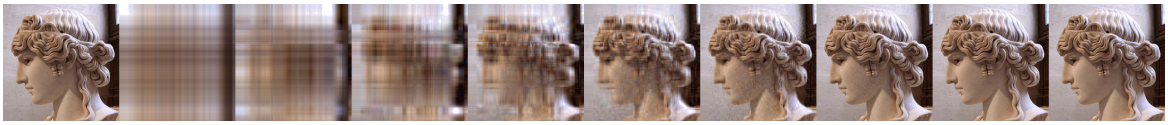


FIGURE 3.3.9: Approximation RVB d'une image par la décomposition en valeurs singulières, utilisation respective de 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128 puis toutes les valeurs singulières. L'image d'origine est à gauche.

La figure 3.3.9 nous montre l'évolution de la qualité de reconstruction de l'image en fonction du nombre de valeurs singulières utilisées. Pour cet exemple, l'utilisation de 32 valeurs singulières permet la reconstruction d'une image très proche de celle originale.

3.3.6.2 Inversion de la matrice F

Dans le cadre de l'inversion, la décomposition en valeur singulières permet d'obtenir une expression de l'inverse de F à partir de l'équation 3.3.13 :

$$F^{-1} = V\widetilde{S}^{-1}U^*$$

La valeur approchée de l'inverse de S, matrice diagonale, est calculée de la manière suivante : $\widetilde{S_k}^{-1} = 1/S_k$ pour les valeurs singulières à conservée, sinon $\widetilde{S_k}^{-1} = 0$. La difficulté

réside dans le choix du nombre de valeurs singulières à conserver. Lors de l'inversion, si les plus petites valeurs singulières, qui ne représentent pas les principales composantes du milieu, sont conservées, le résultat de l'inversion sera alors dégradé. Une fois F^{-1} estimée, l'estimation des paramètres physiques est obtenue par : $\widetilde{\mathbf{m}} = \widetilde{F}^{-1}\mathbf{d}$.

3.3.6.3 Résultat général

Les meilleurs résultats de localisation avec le modèle de NSA petit ka (utilisation de 30 valeurs singulières) et sphère solide (utilisation de 60 valeurs singulières) sont présentés sur la figure 3.3.10.

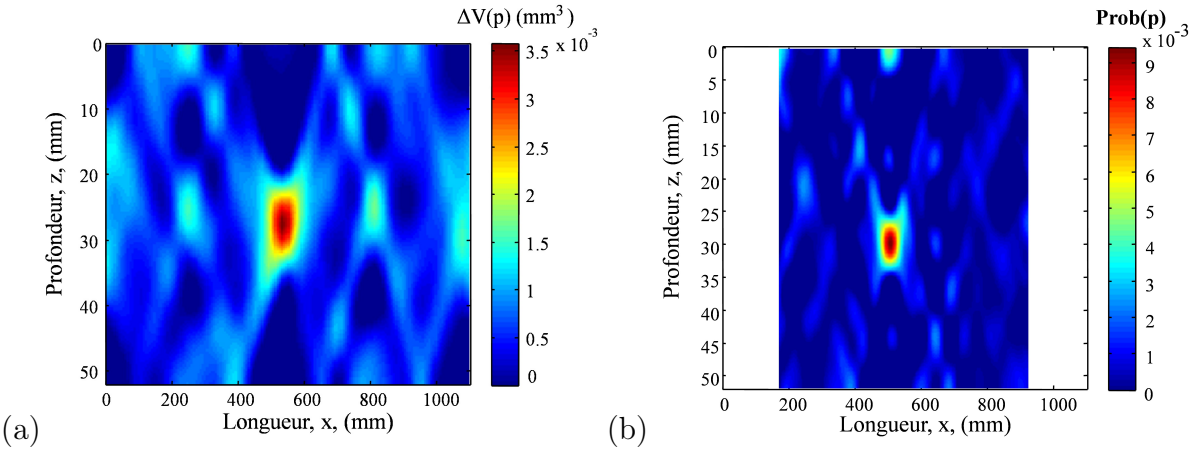


FIGURE 3.3.10: Résulats d'inversion avec modèle petit ka (a), respectivement le modèle sphère solide (b) avec l'utilisation de 30, resp. 60 valeurs singulières. La variance reconstruite est de 88 %, resp. 92 %. L'échelle de couleur représente pour chaque pixel de l'image le volume estimé de la perturbation avec le modèle petit ka (a), la probabilité de présence avec le modèle sphère solide (b). Ce dernier modèle permet une meilleure localisation et un meilleur contraste par rapport au modèle petit ka.

L'échelle de couleur représente pour chaque pixel de l'image le volume de la perturbation estimée avec le modèle petit ka (fig. 3.3.10-a) et la probabilité de présence avec le modèle sphère solide (fig. 3.3.10-b). Quel que soit le modèle de NSA utilisé, le résultat en utilisant la décomposition en valeurs singulières (SVD) est meilleur que tous les résultats utilisant la méthode de projection géométrique.

Notons qu'avec l'utilisation de la SVD, le modèle sphère solide est plus performant en matière de contraste et de dimension de la tache de localisation par rapport au modèle petit ka.

Dimensions de la tache de localisation :

D'après les lois de la diffraction et pour un réseau de transducteurs en eau libre, la tache de focalisation a comme dimension $\lambda d/D$ dans l'axe de la profondeur (z), et $8\lambda(d/D)^2$ dans la direction longitudinale (x) avec d la distance entre le réseau émetteur et la position de la cible et D l'ouverture effective de l'antenne. Dans un guide d'onde, l'utilisation de la D-FV permet d'identifier des rayons dont les angles d'émission les plus importants sont de 15°. L'ouverture de l'antenne est donc de $D = d.tan(15)$, ce qui permet de diminuer la tache de localisation dans la direction longitudinale (x). Théoriquement, la tache focale mesure environ 2 mm × 55 mm. Expérimentalement, elle mesure après inversion 5 mm × 60 mm (fig. 3.3.10-b), des mesures proches de la prévision théorique.

Quantité évaluée :

Dans le cas du modèle petit ka, le résultat du processus d'inversion est une estimation du volume de la cible en chaque pixel $p \in [1, P]$ du milieu.

La sommation les valeurs de chaque pixel nous donne le volume de la cible utilisée lors de l'expérience. Etant donné l'ajustement par un facteur expérimental (0.1) entre l'amplitude des noyaux de sensibilité et la variation d'amplitude relative expérimentale, le fait de retrouver un volume de la cible cohérent nous indique que le processus d'inversion est correct.

L'utilisation du modèle sphère solide fournit quant à lui une probabilité de présence de la cible, $Prob(p)$, en chaque pixel du milieu. En sommant les probabilités de présence de la tache de localisation, la valeur obtenue est 0.95. La cible a donc de grandes chances de se trouver au niveau de la tache de localisation.

Variance reconstruite :

Afin de quantifier la qualité de l'inversion, la quantité appelée variance reconstruite, V_r, est calculée en utilisant les N rayons utilisés lors de l'inversion :

$$V_r = 1 - \frac{\sum_N \left((\mathbf{d} - \widetilde{\mathbf{d}}) - \left\langle \mathbf{d} - \widetilde{\mathbf{d}} \right\rangle \right)^2}{\sum_N \left(\mathbf{d} - \langle \mathbf{d} \rangle \right)^2} \tag{3.3.16}$$

avec $\widetilde{\mathbf{d}}$ le vecteur des observables reconstruites dont la valeur est estimée par :

$$\widetilde{\mathbf{d}} = F \times \widetilde{\mathbf{m}} \tag{3.3.17}$$

La quantité $\mathbf{d}$ représente durant notre expérience la variation d'amplitude relative mesurée pour les N rayons utilisés lors de l'inversion et $\widetilde{\mathbf{d}}$ la variation d'amplitude relative estimée après inversion pour les mêmes N rayons.

La variance reconstruite caractérise la reconstruction du vecteur des observables. Dans le cas du modèle petit ka, l'utilisation de 30 valeurs singulières donne une variance reconstruite de 88 %. Dans le cas du modèle sphère solide, l'utilisation de 60 valeurs singulières donne une variance reconstruite de 92 %. Une certaine valeur de variance reconstruite est nécessaire pour garantir une bonne qualité du résultat de l'inversion. Cette valeur dépend de nombreux paramètres tel que le bruit sur les données ou la qualité du modèle utilisé, il est donc difficile de conclure sur le nombre de valeurs singulières à utiliser ou sur la valeur de la variance reconstruite à obtenir. Il existe toutefois des critères (Tas, 1984) mais ils restent peu convaincants, particulièrement en cas de données réelles. La section suivante montre qu'une valeur de variance reconstruite excellente n'est cependant pas synonyme d'une localisation réussie.

3.3.6.4 Valeurs singulières, variance reconstruite et qualité de l'inversion.

Le lien entre le nombre de valeurs singulières utilisées, la variance reconstruite et la qualité de l'inversion est présenté uniquement via l'utilisation du modèle sphère solide, les conclusions étant identiques pour l'utilisation du modèle petit ka. 2000 rayons acoustiques sont choisis pour réaliser l'inversion ; la matrice F a donc autant de valeurs singulières, si le nombre de pixels du milieu est supérieur à 2000. Sinon, le nombre de valeurs singulières est égal au nombre de pixels ayant servi à la discrétisation du milieu. La valeur des 500 premières valeurs singulières est présentée sur la figure 3.3.11.

La figure 3.3.11 nous montre une forte décroissance des valeurs des 60 premières valeurs singulières ; ensuite leurs valeurs sont quasi-nulles. Lors de l'inversion, un certain nombre de valeurs singulières, en fonction d'un seuil à déterminer, est supprimé. L'idée générale est de tronquer les valeurs singulières quand les suivantes n'apportent guère plus d'informations. Ajouter trop de valeurs singulières finit par détériorer la qualité de l'image (fig. 3.3.12 e et f). Le nombre de valeurs singulières à utiliser lors de l'inversion doit donc être choisi judicieusement.

Notons tout de même que la figure 3.3.11-b présente deux tendances entre 1 et 60 valeurs et entre 60 et 500 valeurs singulières. Bien que cela devrait être étudié plus en détails, dans le cas où le modèle utilisé est réaliste et les données peu bruitées, utiliser 60 valeurs singulières est un bon choix. C'est le nombre critique de valeurs singulières qui sépare les

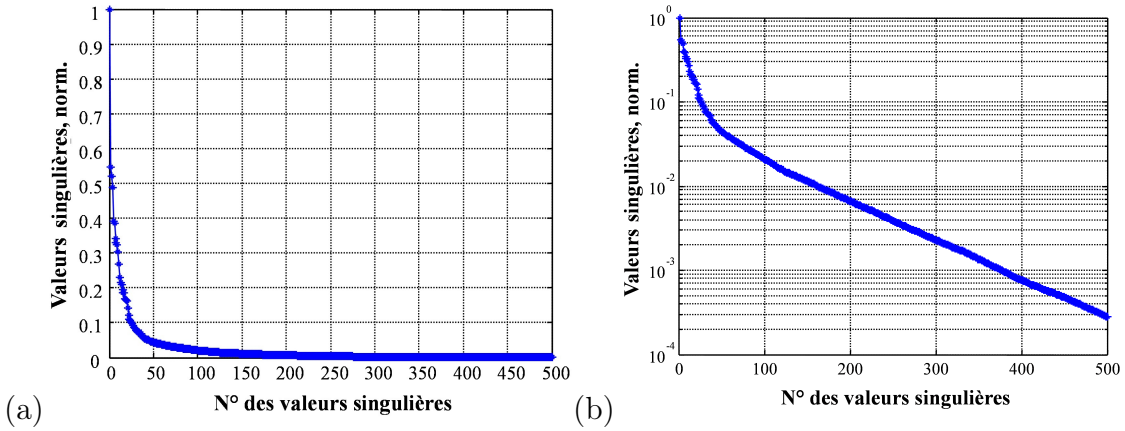


FIGURE 3.3.11: Les 500 premières valeurs singulières du modèle sphère solide après normalisation. (a), leur valeur est linéaire, (b), logarithmique. Nous observons une décroissance rapide de la valeur des valeurs singulières.

deux tendances. La figure 3.3.10-b est d'ailleurs obtenue en utilisant 60 valeurs singulières et ce nombre a été choisi avant d'observer la limite entre les deux tendances de la valeur des valeurs singulières.

La figure 3.3.12 présente les résultats d'inversion en fonction du nombre de valeurs singulières utilisées, en l'occurrence 1, 15, 30, 60, 200 et 500.

La tache de localisation représentant la position de la cible est de plus en plus précise jusqu'à l'utilisation d'environ 200 valeurs singulières. Ensuite, le processus d'inversion répartit la perturbation sur l'ensemble du milieu (fig 3.3.12-f). La figure 3.3.13 montre également que la valeur de la probabilité de présence, $Prob(p)$, augmente en fonction de la diminution de la taille de la tache de localisation. L'intégrale des valeurs de la tache de localisation donne une valeur proche de 0.95 pour l'utilisation de 60 à 200 valeurs singulières. Précisons qu'une inversion idéale donnerait une valeur de 1 sur un pixel de la figure.

Le nombre de valeurs singulières optimal à utiliser est difficile à estimer. Plusieurs paramètres sont à prendre en compte comme le bruit associé aux observables lors de l'acquisition, les tendances de la valeur des valeurs singulières et le modèle utilisé. Un exemple de l'influence du modèle est présenté sur la figure 3.3.13. Elle compare l'inversion utilisant la méthode de décomposition en valeurs singulières avec 60 valeurs singulières avec les NSA issus des modèles petit ka et sphère solide.

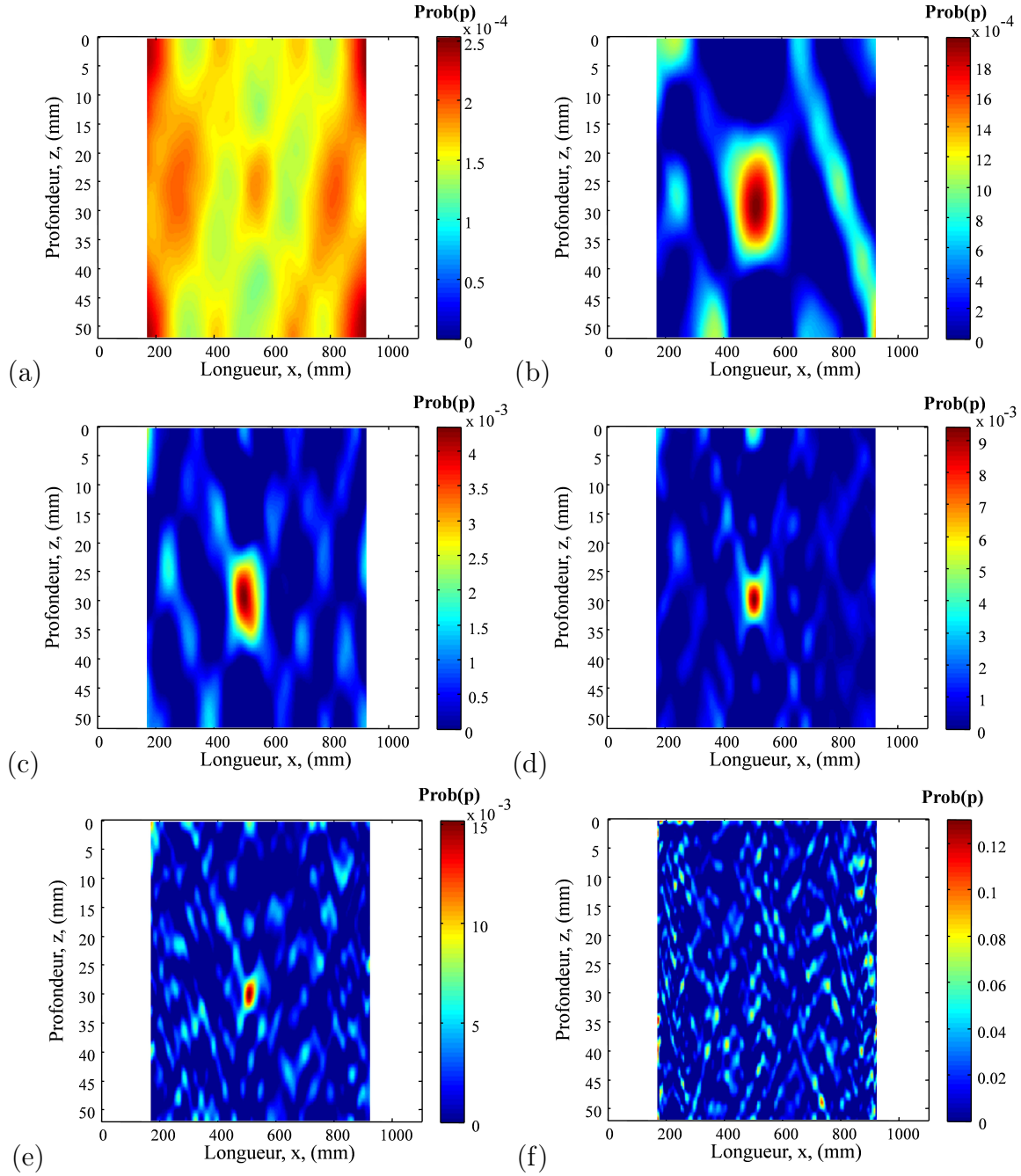


FIGURE 3.3.12: Résulats d'inversion pour le modèle sphère solide. La tache de localisation dépend du nombre de valeurs singulières utilisées (1, 15, 30, 60, 200 et 500). L'échelle de couleur représente pour chaque pixel de l'image la probabilité de présence, $Prob(p)$. La finesse des détails du résultats d'inversion augmente en fonction du nombre de valeurs singulières utilisé. Le résultat se dégrade si l'on en utilise trop.

L'influence du modèle est mise en évidence par la figure 3.3.13. Le modèle petit ka présente un maximum de sensibilité sur la trajectoire du rayon (fig 2.5.3) et le modèle sphère solide présente lui une sensibilité minimale (proche de 0) sur la trajectoire du rayon (fig 2.5.8).

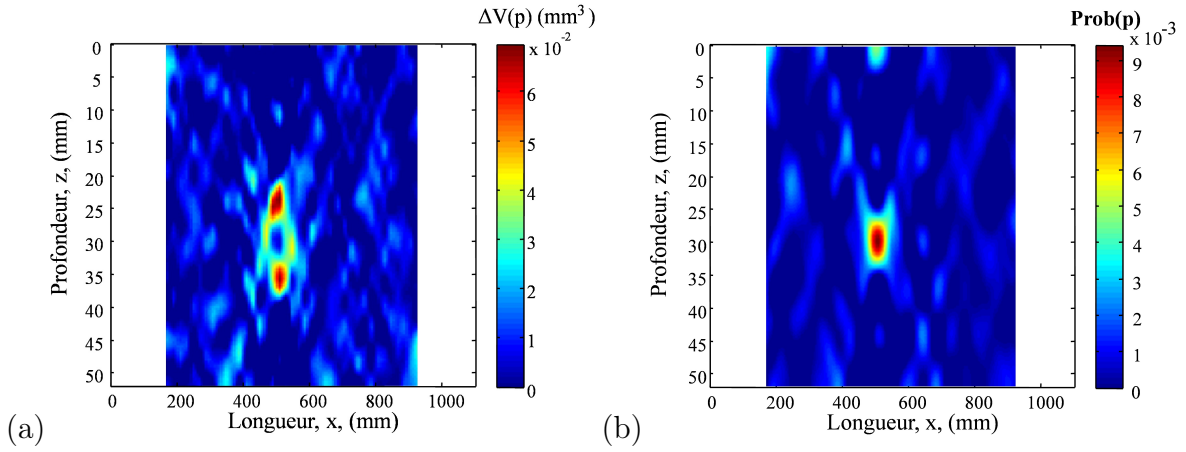


FIGURE 3.3.13: Résulats d'inversion pour le modèle petit ka (a) et le modèle sphère solide (b) avec l'utilisation de 60 valeurs singulières. Le modèle petit ka localise autour de la position de la cible, au contraire du modèle sphère solide.

Le modèle petit ka localise autour de la position de la cible et le modèle sphère solide à la bonne position.

Afin de quantifier la qualité de l'inversion en fonction du nombre de valeurs singulières utilisées, la variance reconstruite, V_r, est calculée (éq. 3.3.16) pour l'utilisation de 1 à 500 valeurs singulières (fig. 3.3.14) :

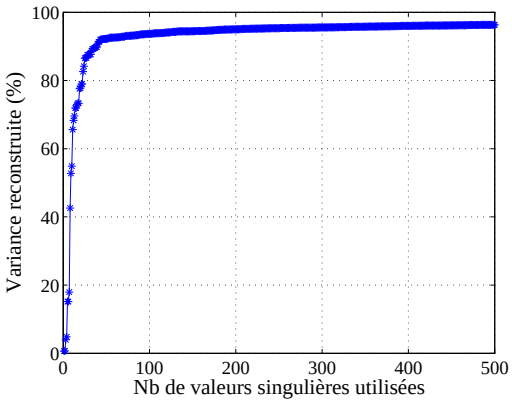


FIGURE 3.3.14: Evolution de la variance reconstruite en fonction du nombre de valeurs singulières utilisées avec modèle sphère solide. Ce modèle permet d'obtenir rapidement des valeurs de variance reconstruite supérieure à 95 %.

La figure 3.3.14 montre que la variance reconstruite augmente très rapidement avec l'utilisation d'une dizaine de valeurs singulières. La valeur de la variance reconstruite pourrait être un critère pour connaître le nombre de valeurs singulières à utiliser pour résoudre le problème inverse. Une fois que sa valeur atteint un palier, à définir, il n'est plus nécessaire

d'en rajouter pour le processus d'inversion. En considérant le modèle sphère solide, le nombre de valeurs singulières à utiliser serait de 50. Il y a effectivement une amélioration au niveau de la tache de localisation entre l'utilisation de 30 et 60 valeurs singulières (fig. 3.3.12 c-d). La différence est moindre entre l'utilisation de 60 et 200 valeurs singulières (fig. 3.3.12 d-e). Avec l'utilisation de 500 valeurs singulières, la variance reconstruite est excellente mais le résultat de localisation (fig. 3.3.12-f) ne permet pas de localiser la cible.

3.4 Influence de vagues à l'interface eau/air

En milieu océanique, le guide d'onde présente généralement des vagues en surface. L'interface eau/air représente une difficulté importante pour les performances de la barrière acoustique. En effet, cette interface fluctue en fonction du temps et diffracte le champ acoustique. Afin d'étudier l'effet d'une interface fluctuante sur la détection/localisation, une expérience est réalisée en laboratoire. Les effets des vagues étant étroitement reliés à l'angle d'émission, son influence dans le processus d'inversion sera mis expérimentalement en évidence dans cette section.

3.4.1 Description de l'expérience

L'expérience est identique à celle précédente (sec. 3.3) mais en présence de vagues à l'interface eau/air. Les vagues de surface sont générées par une pompe située suffisamment loin du guide d'onde pour que les vagues, à la suite des multiples réverbérations sur les parois de la cuve, n'aient pas de direction privilégiée et une hauteur homogène sur la totalité du guide d'onde. Localement, la hauteur du guide d'onde, et donc l'amplitude des vagues, est mesurée par un transducteur situé au niveau du fond du guide d'onde, dirigé vers la surface. Ce capteur est utilisé en transmission/réception. La hauteur des vagues, mesurée par le transducteur qui fournit le temps d'aller retour d'un pulse entre le fond et la surface, a comme moyenne quadratique $\sqrt{\langle \Delta d^2 \rangle} \simeq \lambda/16$, soit environ 5 cm à l'échelle océanique. La représentation schématique de l'expérience est disponible sur la figure 3.4.1.

3.4.2 Analyse de l'observable d'amplitude

L'observable de détection, $\Delta A/A$, est représentée sous la forme d'un histogramme pour chaque position de la cible à travers le guide. Afin de mieux visualiser l'effet des vagues,

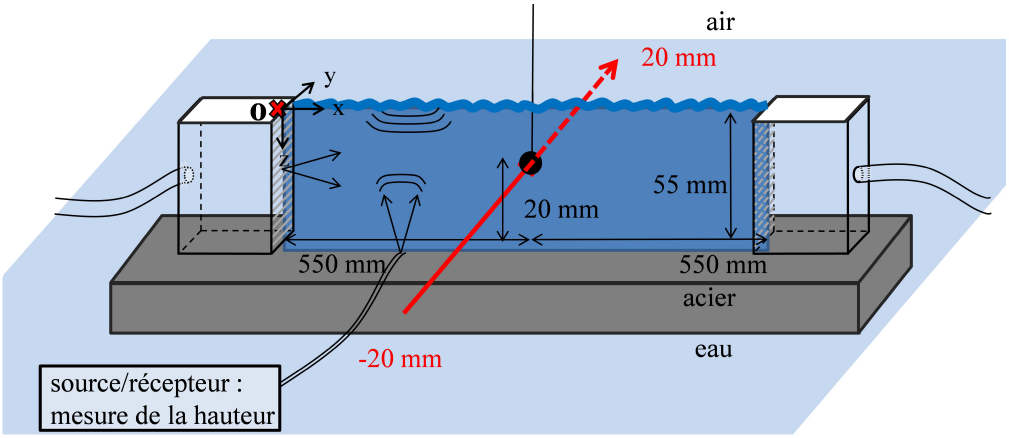
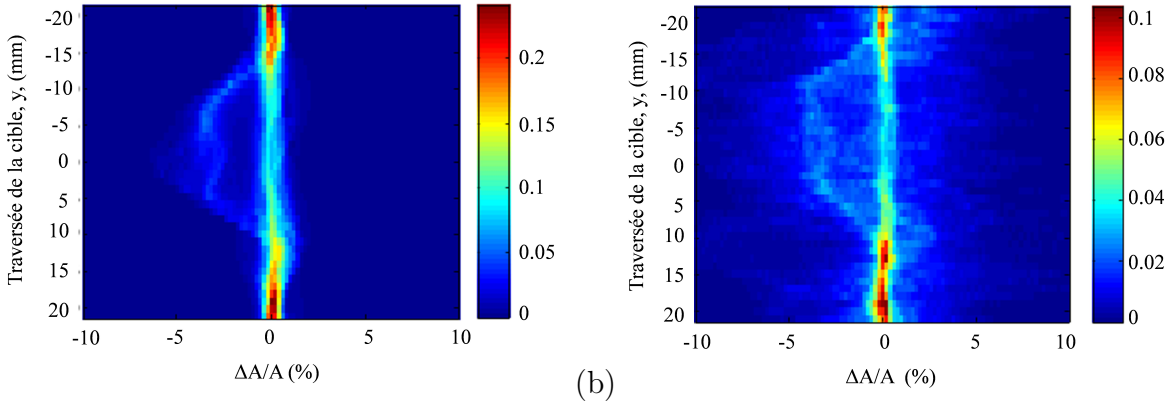


FIGURE 3.4.1: Schéma de l'expérience de détection. Deux réseaux de 64 transducteurs couvrent la hauteur d'eau et affleurent la surface. La cible symbolisée par un disque noir se déplace à travers le guide d'onde. $F_c = 3$ MHz, cible de rayon $a = 1.75$ mm. Des vagues sont produites en surface et mesurées par un transducteur travaillant en émission/réception.

les histogrammes de l'expérience sans vague sont aussi représentés (fig. 3.4.2)



(a) (b)

FIGURE 3.4.2: Histogrammes de variation d'amplitude relative, $\Delta A/A$, en fonction de la position de la cible dans le guide d'onde. (a) sans vagues en surface, (b) présence de vagues en surface. L'échelle de couleur représente le pourcentage de rayons par tranche de 0.2 % de variation d'amplitude relative. L'effet des vagues est une plus grande variabilité de la variation d'amplitude relative.

La figure 3.4.2-b nous montre que la cible est détectée en présence de vagues en surface avec un ensemble de rayons dont l'amplitude diminue en moyenne de 4 % en présence de la cible. En comparant les deux histogrammes sans et avec vague (fig. 3.4.2), nous constatons qu'ils ont le même aspect mais l'effet des vagues est visible par une diffraction de l'amplitude de chaque rayon acoustique, et ce même en l'absence de la cible dans la zone de sensibilité du guide d'onde. Les échelles de couleur des deux figures indiquent que

les histogrammes sont plus piqués en 0 durant l'expérience sans vague que durant celle avec les vagues à la surface.

3.4.3 Localisation et influence de l'angle d'émission

La localisation de la cible s'effectue en présence des vagues à l'interface eau/air. Le modèle petit ka est utilisé afin de localiser la cible dans le guide d'onde par la méthode d'inversion utilisant la décomposition en valeurs singulières. Le modèle sphère solide n'est pas présenté car les conclusions sont similaires.

Le vecteur d'observables, $^{\Delta A}/_{A}$ est obtenu en moyennant les résultats pour 10 positions succesives de la cible (traversée entre -5 mm et 5 mm) afin de lisser l'effet des vagues. Différentes plages d'angles sont utilisées pour localiser la cible. Les figures d'inversion sont représentées en fonction des différentes plages d'angles utilisées et en présence ou non de vagues à l'interface eau/air (fig. 3.4.3)

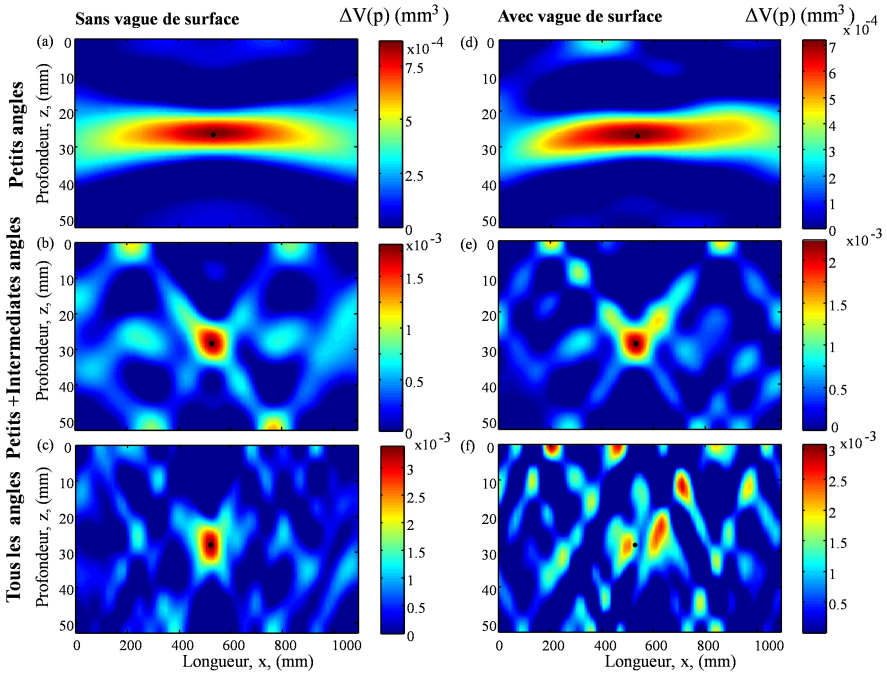


FIGURE 3.4.3: Résultats d'inversion pour la localisation de la cible et la valeur de ΔV dans le guide d'onde acoustique. (a), (b) et (c), pas de vagues à l'interface eau/air et utilisation des angles limités à $|\theta_s| < 3°$, $|\theta_s| < 7°$ et $|\theta_s| < 12°$. (d), (e) et (f), vagues à l'interface eau/air et utilisation des angles limités à $|\theta_s| < 3°$, $|\theta_s| < 6°$ et $|\theta_s| < 11°$. En présence de vague en surface, il est nécessaire de tronquer les rayons avec les angles les plus élevés lors de l'inversion, l'effet des vagues est trop important par rapport à celui de la cible.

La présence de vagues à la surface diffracte une partie du champ acoustique (fig. 3.4.2-b). Cet effet augmente en fonction de la valeur de l'angle d'incidence du rayon à l'interface eau-air. Les rayons avec les angles les plus élevés sont plus affectés par les vagues à l'interface eau/air que par la cible. De plus des rayons ne passant pas par la localisation de la cible sont considérés comme affectés par l'effet des vagues. Cela modifie la qualité de la localisation.

Ajoutons que le fait d'avoir un angle d'incidence élevé va aussi augmenter le nombre de réflexions à l 'interface eau-air du guide d'onde. Un rayon présentant de multiples réflexions sera alors d'autant plus affecté par la présence des vagues à la surface.

L'état de surface contraint à limiter l'inversion aux rayons acoustiques en dessous d'un angle critique. La meilleure image de localisation en présence de vagues à l'interface eau/air, (fig. 3.4.3-e), limite l'angle d'incidence des rayons à 6°.

Pour conclure, plus l'angle d'incidence est élevé, plus l'effet de la surface sur la variation d'amplitude relative est important. Un rayon acoustique paraît alors affecté par la cible alors qu'il l'est par la surface. Afin de limiter les effets dus aux vagues à l'interface eau/air, il est nécessaire de restreindre les rayons à utiliser lors du processus de localisation/détection à un angle d'incidence limite. Cela a pour conséquence d'augmenter la dimension de la tache de localisation dans la direction longitudinale (x).

Une stratégie à développer sera d'étudier de manière statistique l'effet des vagues à la surface. L'influence d'une unique perturbation à la surface, soit une approche déterministe, sera présentée dans ce manuscrit (chapitre 4).

3.5 Stratégies de détection et localisation

Dans l'optique de l'installation d'une barrière acoustique en transmission dans un guide d'onde, un travail préliminaire concernant les antennes et les signaux émis permet d'optimiser la détection et la localisation de la cible.

3.5.1 Prévision théorique de détection

Cette section montre qu'il est possible, connaissant certaines propriétés de la cible à détecter, de calculer un histogramme de détection théorique de la variation d'amplitude relative.

Il faut tout d'abord calculer un NSA théorique associé à un trajet dans le guide d'onde. La figure 3.5.1 présente un NSA calculé avec le modèle sphère solide replié dans un guide d'onde. Il donne la valeur de $\Delta A/A$ pour n'importe qu'elle position de la cible dans le milieu.

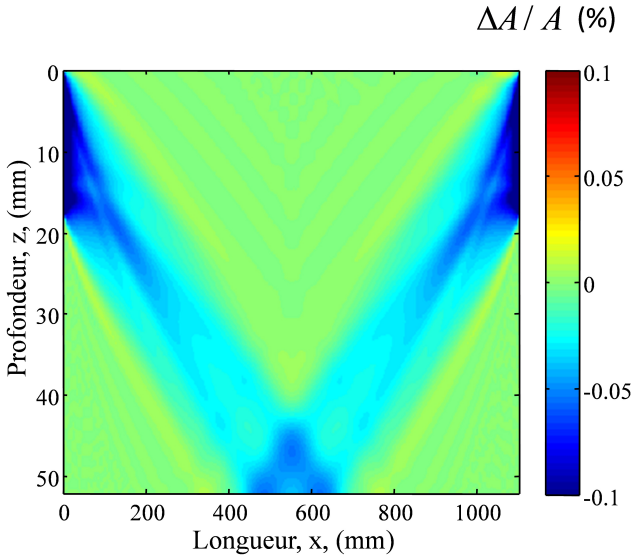


FIGURE 3.5.1: Un NSA après repliement dans un guide d'onde avec le modèle sphère solide.

Le milieu étant discrétisé, on peut construire un histogramme de la variation d'amplitude relative pour toutes les positions de la cible dans le guide d'onde en utilisant un seul NSA. Les histogrammes que l'on calculait précédemment, par exemple (fig. 3.5.2), représentaient eux la variation d'amplitude relative pour une position de la cible dans le milieu en considérant l'ensemble des NSA se propageant dans le milieu.

Maintenant considérons l'hypothèse "ergodique". Wikipedia nous donne une idée de son cadre d'application " *à l'équilibre, la valeur moyenne d'une grandeur calculée de manière statistique est égale à la moyenne d'un très grand nombre de mesures prises dans le temps ou l'espace* ".

Nous souhaitons adapter cette hypothèse à notre problème " *l'histogramme de la variation d'amplitude relative obtenu en considérant une position de la cible et l'ensemble des NSA se propageant dans le guide d'onde est égale à celui obtenu en considérant toutes les positions de la cible dans le guide d'onde et un seul NSA* ".

Deux arguments plaident en notre faveur. Premièrement, tous les NSA sont quasiment

identiques au niveau de leur amplitude. Deuxièmement, les zones de sensibilité très fortes proches des réseaux ne sont pas prises en compte pour l'obtention de l'histogramme de détection théorique.

En considérant le NSA de la figure 3.5.1 et une cible située dans tout le milieu en dehors des 150 premiers millimètres proches des réseaux, l'histogramme théorique de la variation d'amplitude relative est calculé, tout en rajoutant un bruit aléatoire compris entre -0.5 % et 0.5 % sur chaque valeur de $\Delta A/A$. Il est présenté en bleu, avec les barres d'erreurs correspondantes (vertes), sur la figure 3.5.2. En rouge, il s'agit de l'histogramme expérimental de la variation d'amplitude relative de la figure 3.3.2.

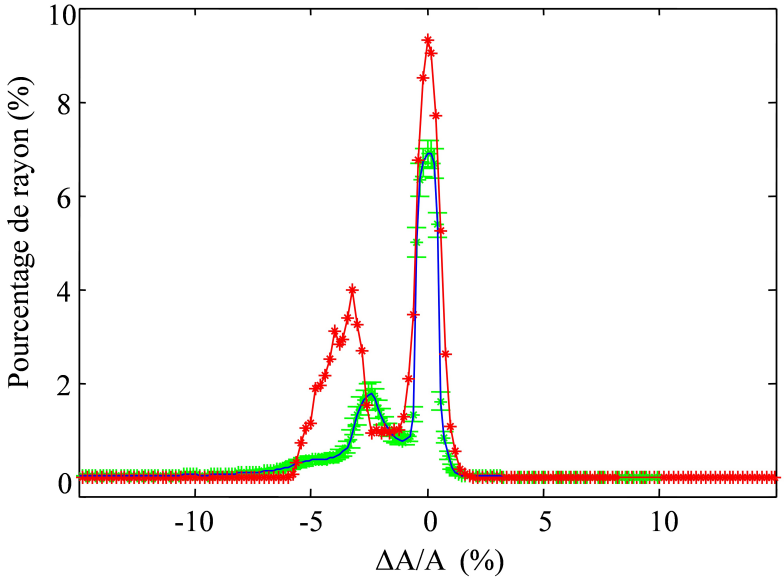


FIGURE 3.5.2: Histogrammes de la variation d'amplitude relative. En rouge expérimental, en bleu avec les barres d'erreurs, théoriques. Les deux histogrammes présentent la caractéristique d'avoir deux pics, ce qui permet de détecter la cible.

Les deux histogrammes présentent chacun un pic de rayons non affectés et de rayons affectés. On sait que l'on pourra détecter la cible.

L'histogramme expérimental (en rouge, fig. 3.5.2) présente des variations d'amplitude relative pour les rayons affectés de -4 %, celui théorique (en bleu, fig. 3.5.2) de -2 %. La principale hypothèse pour expliquer cette différence est que l'alignement des barrettes n'était pas parfait durant l'expérience. Le fait que les réseaux ne soient pas alignés, et ce même de quelques degrés, modifie les noyaux de sensibilité (amplitude et aspect). La sensibilité est alors supérieure en variant de -2 % à -4 %. L'accord entre le modèle sphère

solide et l'expérience est tel que, sans problèmes expérimentaux, les histogrammes de la variation d'amplitude relative théorique et expérimentale doivent être similaires.

En partant d'a priori sur la cible à détecter, il est possible de calculer un histogramme de détection théorique afin de prévoir la configuration matérielle qui permet d'optimiser la détection de la cible.

En fonction de la cible, du milieu de propagation et par exemple de l'état de surface, la configuration d'acquisition sera modifiée (fréquence centrale, bande passante, taille d'antenne) pour permettre une meilleure détection.

3.5.2 Lien entre noyaux de sensibilité et localisation après inversion

La distribution spatiale du noyau de sensibilité affecte les dimensions de la zone de localisation. Une inversion par décomposition en valeurs singulières est réalisée en utilisant deux noyaux différents du modèle sphère solide. Deux tailles de sous-antennes (8 et 16 mm) ont été utilisées pour réaliser la D-FV ; ce qui implique des valeurs de $\Delta A/A$ légèrement différentes et également des NSA différents (fig. 3.5.3).

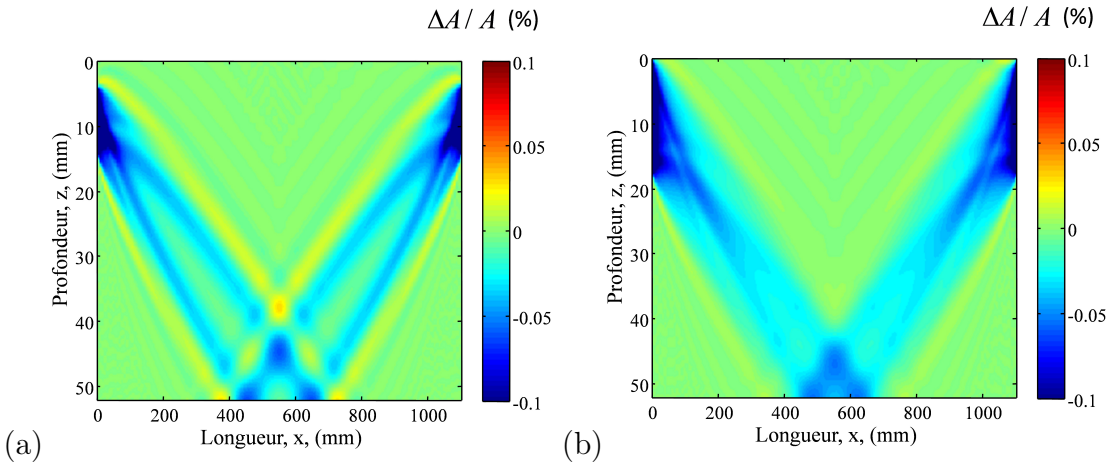


FIGURE 3.5.3: NSA, modèle sphère solide pour le rayon entre le premier couple émetteur/récepteur avec une réflexion au fond. Les sous-antennes mesurent respectivement 8 mm (a) et 16 mm (b). Le noyau de la plus grande sous-antenne (b) présente moins d'oscillations et son amplitude est quasi-uniforme en fonction de la longueur (x).

La figure 3.5.3 permet de comparer deux NSA issus du modèle sphère solide en fonction de la dimension de la taille des sous-antennes. L'augmentation de la taille des sous-antennes,

émettrice et réceptrice, permet de lisser les lobes secondaires et d'obtenir un NSA relativement homogène sur la longueur de propagation (fig. 3.5.3). Le NSA avec une plus petite taille d'antenne (fig. 3.5.3-a) présente de nombreuses oscillations, positives comme négatives, et une modification d'amplitude suivant la longueur de propagation.

Les deux types de noyaux permettent de réaliser la localisation de la cible.

L'effet de la structure différente entre les deux noyaux (fig. 3.5.3 a et b) se manifeste lors de la localisation par projection géométrique des rayons (fig. 3.5.4)

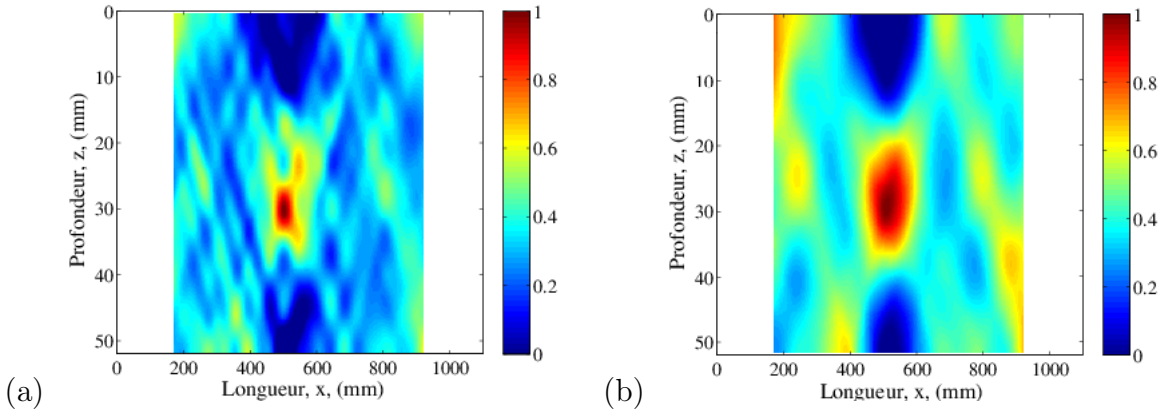


FIGURE 3.5.4: Localisation par projection géométrique des rayons affectés avec le modèle sphère solide, NSA calculés avec une sous-antenne de 8 mm (a) et 16 mm (b). Les rayons affectés convergent au niveau de la localisation de la cible. La localisation est meilleure avec la plus petite taille de sous-antenne.

Lors d'une localisation par projection géométrique des rayons, la taille de la tache de localisation diminue avec de la taille de la sous-antenne, et donc reliée à la structure spatiale du noyau. L'effet est très marqué comme le montre la figure 3.5.4 (a) avec les NSA calculés avec une sous-antenne de 8 mm par rapport à la figure 3.5.4 (b) avec les NSA calculés avec une sous-antenne de 16 mm.

La diminution de la taille de la tache de localisation quand la taille de la sous-antenne diminue s'exprime également lors de l'inversion par décomposition en valeurs singulières. En utilisant 100 valeurs singulières, la dimension de la tache de localisation est comparée entre l'utilisation des deux NSA (fig. 3.5.5). Il s'agit d'un zoom autour de la position de la cible après inversion sur l'ensemble du milieu.

En passant de 16 mm (fig. 3.5.5-b) à 8 mm (fig. 3.5.5-a) de taille de sous-antennes, la taille tache de localisation diminue et son amplitude augmente de 50 %, soit de 0.012 à 0.018.

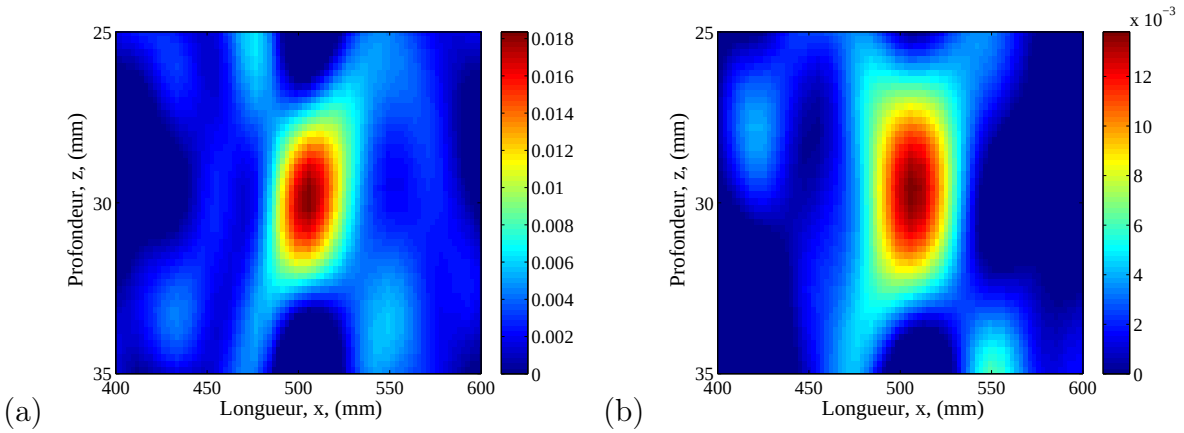


FIGURE 3.5.5: Zoom sur la tache de localisation, NSA calculés avec une sous-antenne de 8 mm (a) et 16 mm (b). La localisation est meilleure avec la plus petite sous-antenne.

Le fait de conserver de nombreuses oscillations permet une meilleure précision lors de la localisation de la cible. La contrepartie intervient si le milieu est mal connu (profondeur et longueur du guide d'onde, positions des sources dans la hauteur d'eau) ou si le modèle est inexact. Il est cependant possible de réaliser une inversion avec une grande taille de sous-antenne et, si le résultat est correct mais manquant de précision, de diminuer la taille de la sous-antenne. Dans ce cas, les oscillations des NSA formés à partir de petites sous-antennes apportent des informations qui permettent une meilleure localisation.

L'aspect du noyau de sensibilité influence la taille de la tache de localisation. Un noyau présentant des oscillations de petites dimensions (petite taille de sous-antenne) permettra une meilleure localisation par rapport à un noyau ayant une seule zone large de sensibilité (grande taille de sous-antenne). Cependant, si le modèle de noyau est imparfait ou le milieu de propagation connu approximativement, il est préférable d'utiliser un noyau des NSA robustes aux erreures faites sur le milieu, et utiliser des grandes sous-antennes.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes qui permettent de détecter et localiser, en transmission, une cible traversant un guide d'onde.

La première étape pour réaliser l'inversion différentielle du guide d'onde consiste tout d'abord à séparer, identifier et mesurer l'amplitude des rayons acoustiques se propageant dans le guide d'onde. L'algorithme de Double Formation de Voies (D-FV) nous permet de

réaliser cet objectif pour un nombre suffisant de rayons acoustiques couvrant l'ensemble du milieu.

La détection de la cible s'effectue à travers la variation d'amplitude d'un rayon acoustique. Le champ diffracté par la cible modifie l'amplitude du rayon acoustique, s'il passe par la position de la cible, de quelques pourcents par rapport à l'amplitude du même rayon mesurée sans la présence de la cible. En présence de la cible, deux ensembles de rayons sont présents : les non affectés et les affectés. La détection est réalisée en fonction de la différence d'amplitude relative associée aux deux ensembles.

Un modèle linéaire permet de relier l'observable, $\Delta A/A$, aux paramètres recherchés. Le milieu de propagation est discrétisé. Dans le cas de l'utilisation du modèle petit ka, le paramètre recherché correspond au volume de la cible. Dans le cas de l'utilisation du modèle sphère solide, on cherche à estimer la probabilité de présence de la cible.

Avant de réaliser la localisation, les paramètres du guide d'onde sont optimisés. La longueur du guide d'onde, la position des transducteurs et la profondeur du guide d'onde au niveau des réseaux émetteur et récepteur sont optimisés. L'optimisation permet une meilleure localisation de la cible car elle fournit des NSA de meilleure qualité.

La méthode de projection géométrique permet de localiser la cible. Elle utilise le fait que tous les rayons affectés par la cible sont sécants à une même position, celle de la cible. Elle permet également d'utiliser les rayons non affectés par la cible. Sachant qu'aucun de ces rayons ne passant par la position de la cible, la zone après projection vide de rayon indique sa position.

L'autre méthode utilise l'inversion de la matrice F, le lien entre l'observable, $\Delta A/A$, et la perturbation. L'inversion est réalisée par la décomposition en valeurs singulières, SVD. La valeur des valeurs singulières correspond à leur importance à représenter le milieu. Seules les plus importantes doivent être conservées afin de ne pas dégrader le résultat de l'inversion.

Des expériences ont été menées en laboratoires afin de valider le processus de localisation.

En utilisant la méthode de projection géométrique et l'ensemble des rayons, la tache de localisation est plus petite avec le modèle petit ka qu'avec le modèle sphère solide du fait d'un NSA plus étroit au niveau de sa largeur de sensibilité.

La seconde méthode utilisant la SVD permet de réaliser de meilleures images de localisation, au niveau du contraste et de la taille de la tache de localisation par rapport à la méthode de projection géométrique. Si l'on compare l'utilisation des modèles petit ka et sphère solide, ce dernier fournit de meilleures images de localisation, au niveau de la dimension de la tache de localisation et du contraste de l'image. Dans ce cas, il est donc préférable d'avoir un modèle de NSA réaliste.

L'influence des vagues à l'interface eau/air a été étudiée expérimentalement. Un des résultats de cette expérience est que l'angle d'incidence avec lequel le rayon se réfléchit sur la surface est un paramètre important. Les vagues, comme la cible, diffracte une partie du champ acoustique. Séparer les deux contributions est difficile. De plus, avec un angle d'incidence élevé, un rayon acoustique multiplie les réflexions à la surface, ce qui a pour effet de cumuler la diffraction due à la surface. Il est donc nécessaire de limiter lors de l'inversion les rayons à un angle d'incidence à l'interface eau/air limite. La localisation est alors légèrement dégradée dans la direction longitudinale. Le résultat principal est que la localisation de la cible est toujours de bonne qualité.

Dans le but de choisir la configuration d'acquisition, il est possible de calculer un histogramme théorique de détection à partir d'a priori sur la cible à détecter et sur le milieu de propagation. En fonction des résultats, les paramètres expérimentaux (taille de sous-antenne, fréquence centrale et bande passante) peuvent être modifiés afin d'optimiser la détection.

L'aspect du noyau influence la taille de la tache de localisation. Dans le cas du modèle sphère solide, un NSA présentant de fortes oscillations (petite taille d'antenne) est plus contraignant et focalisera avec plus de précision qu'un NSA uniforme (grande taille d'antenne et/ou large bande passante). Cependant, si les paramètres du guide d'onde ne sont pas connus avec précision, les fortes oscillations diminueront le contraste et augmenteront le risque de fausse alarme.

Notons par ailleurs que le NSA peut être différent entre l'étape de détection et celle de localisation.

Chapitre 4

Noyaux de sensibilité pour une perturbation locale de la surface

Ce chapitre relie les observables de temps et d'amplitude aux variations du champ acoustique causées par une perturbation de petite taille localisée à l'interface eau/air du guide d'onde. Dans le cadre de l'approximation de Born, une relation linéaire est obtenue entre les observables de temps et d'amplitude et la déformation locale de l'interface eau/air.

Le modèle est comparé à des résultats expérimentaux réalisés à l'échelle du laboratoire.

4.1 Introduction

L'étude de la présence d'une perturbation localisée et à la surface d'un guide d'onde utilise la physique de diffraction (ou *scattering*) et la connaissance de la physique de propagation dans un guide d'onde (Kuperman and Ingenito, 1977), (Bass *et al.*, 1974) et (Kuperman and Schmidt, 1989). Les deux sujets ont été activement étudiés séparément. A partir d'études théoriques et de simulations, une série d'études durant les années 1980 a donné une description de la diffraction de surface en utilisant l'approximation de Kirchhoff, (Ogilvy, 1987) et (Thorsos, 1988) et l'approximation de la perturbation (Thorsos and Jackson, 1989). Cependant, les études citées précédemment sont soit des méthodes utilisées dans le domaine fréquentiel avec des vagues en continu ou une approche statistique dans le domaine temporel avec une seule réflexion en surface, (Dahl and Kapodistrias, 2003) et (Yang and Hayward, 1991). Un travail précédent décrivait une approche déterministe du signal en considérant une perturbation locale de la surface (Twersky, 1950).

C'est dans cette optique déterministe que l'on a modelisé les noyaux de sensibilité de surface pour une perturbation localisée.

Les noyaux de sensibilité de surface relient une perturbation locale de la surface du guide d'onde aux variables de temps et d'amplitude des rayons acoustiques. Un modèle théorique est décrit au début de ce chapitre. Le formalisme est identique à celui des noyaux de sensibilité de volume, on cherche à exprimer la perturbation de la fonction de Green en fonction des variations du milieu de propagation. Afin de valider le modèle, une expérience petite échelle a été menée au laboratoire. Les différents noyaux expérimentaux, du temps et de l'amplitude, sont comparés aux noyaux théoriques. On verra l'importance de l'angle d'incidence à l'interface eau/air.

La seconde partie de ce chapitre concerne l'inversion de la perturbation à la surface. L'objectif est de caractériser cette perturbation en utilisant les noyaux de sensibilité théoriques, l'accord entre les noyaux théoriques et expérimentaux étant satisfaisant. Au contraire d'une perturbation de densité et de vitesse dans le volume qui affecte plus particulièrement l'amplitude du rayon acoustique, une perturbation de la surface du guide d'onde modifiera de manière significative les temps d'arrivée. Plusieurs observables sont disponibles, elles seront utilisées séparément et/ou conjointement pour localiser et estimer la position et l'amplitude de la perturbation de surface.

4.2 Modélisation des noyaux de sensibilité en surface

Comme pour la modélisation des noyaux de sensibilité de volume, l'objectif est d'obtenir la perturbation de la fonction de Green ΔG en fonction des variations du milieu. Dans le cadre des noyaux de volume, les termes de vitesse et de densité de l'équation de Helmholtz sont perturbés. L'écriture des termes de perturbation est explicite. Dans le cas des noyaux de surface, la fonction de Helmholtz est perturbée au niveau de ses conditions limites à l'interface eau/air.

L'expression de la perturbation de la fonction de Green, dans le cas d'une perturbation à la surface Δh à la position $\mathbf{r}'$ est donnée par l'équation 4.2.1 :

$$\Delta G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}_\mathrm{s}) = -\int_S G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2}sin(\varphi_s)sin(\varphi_r)\Delta h(\mathbf{r}')dS(\mathbf{r}') \qquad (4.2.1)$$

avec φ_s et φ_r les angles d'émission et de réception du rayon acoustique, définis sur la figure 4.2.1.

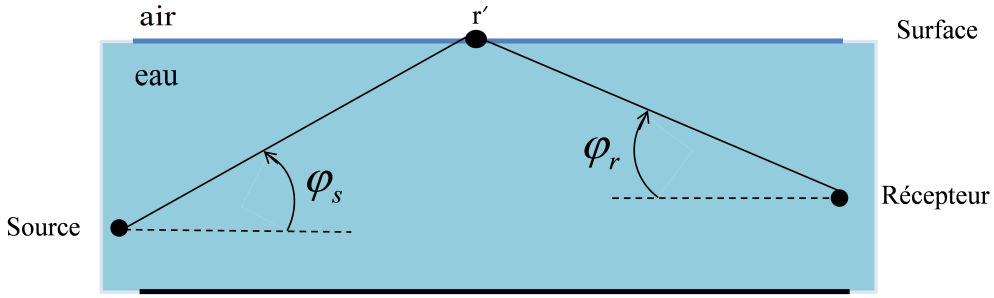


FIGURE 4.2.1: Schéma des angles φ_s et φ_r entre une source, un récepteur et une réflexion en surface.

La variation du milieu n'est plus Δc ou $\Delta\rho$ mais Δh, qui se découple de l'intégrale sur le volume. Les angles φ_s et φ_r sont les angles d'émission et de réception du rayon acoustique. L'expression de ΔG montre l'importance de l'angle d'incidence. Dans le cas d'un rayon rasant la surface, la sensibilité à une perturbation de surface sera quasiment nulle. En augmentant l'angle d'incidence, la sensibilité augmentera en fonction du produit des fonctions sinus de l'éq. 4.2.1

Le détail des calculs pour obtenir l'équation 4.2.1 sont présentés dans le paragraphe suivant. Ils ne sont pas indispensables pour comprendre la suite du manuscrit. Il est possible de passer à la section 4.2.2 directement.

4.2.1 Description du calcul théorique

Soit $G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}_\mathrm{s})$ la fonction de Green non perturbée, $G_p(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}_\mathrm{s})$ la fonction de Green perturbée et $\Delta G(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}_\mathrm{s})$ la perturbation de la fonction de Green due à une perturbation locale à l'interface eau/air. En utilisant le théorème de Green entre les deux points $\mathbf{r}_r$ et $\mathbf{r}_s$, pour un ensemble de source, $\mathbf{r}'$ dans un volume V, on obtient :

$$G_p(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}',\mathbf{r}_\mathrm{r}) = G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}',\mathbf{r}_\mathrm{r}) + \int_V G_p(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r)\nabla^2 G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}') - G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\nabla^2 G_p(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}')dV \tag{4.2.2}$$

En utilisant l'identité de Green,

$$\int_V g\nabla.\mathbf{f}dV = -\int_V (\nabla g).\mathbf{f}dV + \oint_S g\mathbf{f}.\mathbf{n}dS \tag{4.2.3}$$

et la réciprocité des fonctions de Green, nous obtenons :

$$G_p(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}',\mathbf{r}_\mathrm{r}) = G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}_\mathrm{r}) + \oint_S G_p(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r)\nabla_n G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')dS \tag{4.2.4}$$

l'intégrale s'effectuant sur la surface plane faisant disparaître la seconde intégrale puisque G disparaît sur la surface plane. Le terme ∇_n est défini comme un gradient multiplié par un vecteur normal à la surface non perturbée. G_p est ensuite développée autour de la surface non perturbée en utilisant Δh pour la surface perturbée,

$$G_p(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r) + \Delta h \nabla_n G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r) = 0 \tag{4.2.5}$$

ainsi l'éq. 4.2.4 devient :

$$G_p(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}',\mathbf{r}_\mathrm{r}) = G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}_\mathrm{r}) - \oint_S \nabla_n G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r)\Delta h(\mathbf{r}')\nabla_n G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')dS \tag{4.2.6}$$

où seuls les termes du premier ordre en Δh sont conservés. Maintenant, Δh représente une surface dont la hauteur est évaluée au point de la surface horizontale correspondant au vecteur position, $\mathbf{r}'$ (dont la composante de profondeur est nulle, z = 0).

Le noyau de sensibilité pour un couple émetteur/récepteur situé en $(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}_r)$ est alors :

$$K(\omega;\mathbf{r}_r,\mathbf{r}',\mathbf{r}_s) = \frac{G_p(\omega;r_r,r_s) - G(\omega;r_r,r_s)}{\Delta h(\mathbf{r}')} = -\nabla_n G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\nabla_n G(\omega;\mathbf{r}',\mathbf{r}_r) \tag{4.2.7}$$

Notons que les dérivées normales sont prises par rapport à la surface non perturbée à la position $\mathbf{r}'$. L'utilisation de la D-FV permet de générer une onde plane ou quasi-plance à l'émission comme à la réception dans le guide d'onde acoustique. Dans cette approximation, les gradients par rapport à surface deviennent alors

$$\nabla G(\omega;\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = -ik\mathbf{u}_{12}G(\omega;\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) \tag{4.2.8}$$

avec les vecteurs positions $\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2$ et $\mathbf{u}_{12}$ défini comme le vecteur unitaire joignant les deux positions.

On retrouve alors l'expression de la perturbation de fonction Green, éq. 4.2.1.

4.2.2 Présentation des noyaux de sensibilité de surface

Cette section présente le calcul du noyau. La démarche est identique au calcul du noyau pour une perturbation dans le volume de propagation. La perturbation du champ acoustique Δp s'écrit, pour une perturbation locale, :

$$\Delta p(t;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}',\mathbf{r}_r) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \Delta G(\omega;\mathbf{r}_s,\mathbf{r}',\mathbf{r}_\mathrm{r})P_s(\omega)e^{j\omega t}d\omega \tag{4.2.9}$$

soit en utilisant l'équation 4.2.1 de l'expression de la perturbation de la fonction de Green et après D-FV (éq. 2.7.4), on obtient :

$$\Delta p(t;\theta_s,\mathbf{r}',\theta_r) =$$

$$-\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_S G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2}sin(\varphi_s)sin(\varphi_r)\Delta h(\mathbf{r}')dS(\mathbf{r}')P_s(\omega)e^{j\omega t}d\omega \tag{4.2.10}$$

Les noyaux de sensibilité de surface font appel aux mêmes fonctions $G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')$ et $G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})$ définies pour les noyaux de sensibilité de volume (éq. 2.7.8, 2.7.9 et 2.7.10). Seule l'expression de la perturbation de la fonction de Green, ΔG, est différente. Les expressions des observables d'amplitude, ${}^{\Delta A}/_{A}$ et temps, ${}^{\Delta t}/_{T}$, sont, pour une perturbation locale de la surface du guide d'onde :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}sin(\varphi_s)sin(\varphi_r)\Delta h(\mathbf{r}')dS(\mathbf{r}')P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G^{D-FV}(\omega;\theta_s,\theta_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega} \tag{4.2.11}$$

$$\left(\frac{\Delta t}{T}\right)_i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -j\omega G^{S-FV}(\omega;\theta_s,\mathbf{r}')G^{S-FV}(\omega;\mathbf{r}',\theta_\mathrm{r})\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')}sin(\varphi_s)sin(\varphi_r)\Delta h(\mathbf{r}')dS(\mathbf{r}')P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{2\pi T\ddot{p}(t_i;\theta_s,\theta_r)} \tag{4.2.12}$$

avec t_i le temps d'arrivée du rayon non perturbé et $\mathbf{r}_s$ la position de l'émetteur, $\mathbf{r}'$ la position de la perturbation et $\mathbf{r}_r$ la position du récepteur.

Les noyaux de sensibilité de surface se calculent le long d'une surface. Dans la cadre des noyaux de volume, la cible parcourt l'ensemble du guide d'onde dans un plan 2D. Pour les noyaux de surface, la perturbation parcourt la longueur du guide d'onde (axe x, y=0 et z=0). Quand la perturbation est proche de la position où le rayon acoustique se réfléchit en surface, le champ acoustique est affecté.

Pour les calculs théoriques, la distance entre le couple émetteur/récepteur est $L = 600$ mm. La fréquence acoustique est $F_c = 3$ MHz avec une bande passante d'environ 1 MHz. Ces paramètres sont définis dans l'optique de faire correspondre les noyaux de sensibilité théoriques à ceux expérimentaux. Comme pour les noyaux de sensibilité de volume où l'on a besoin de connaître la variation d'impédance relative et le volume de la perturbation, les noyaux de sensibilité de surface nécessite de connaître le volume de la perturbation $\Delta V = \Delta h \times \Delta S$. Δh correspond à la hauteur de la perturbation (axe z) et ΔS l'étendue spatiale de la perturbation suivant les axes x et y.

Plusieurs noyaux de sensibilité de surface sont calculés théoriquement en fonction de la distribution spatiale de la perturbation et de l'utilisation d'un réseau ou non. L'angle d'émission choisi est 15° et le rayon acoustique se réfléchit en surface à égale distance des réseaux émetteur et récepteur, soit 300 mm (fig. 4.2.2). Le volume ΔV utilisé pour modéliser les noyaux de sensibilité de surface est de 100 mm^3.

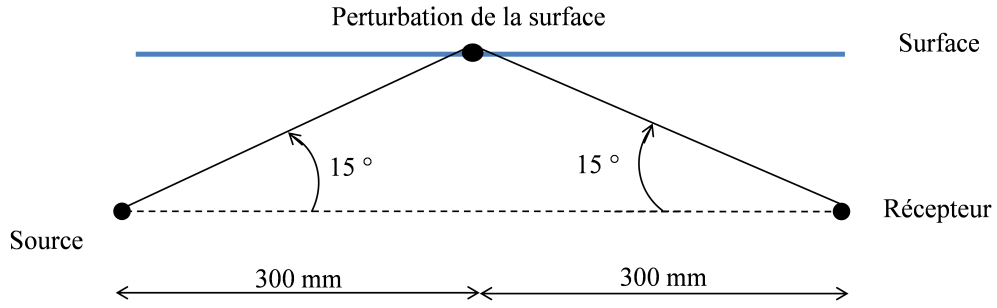


FIGURE 4.2.2: Trajet du rayon théorique, une réflexion en surface à égale distance du couple émetteur/récepteur, l'angle d'incidence est de 15 °.

Point à point avec une perturbation de Dirac,

Le calcul théorique s'effectue en considérant que la perturbation de surface est représentée par une distribution de Dirac. Le fait d'utiliser ce type de perturbation introduit de nombreuses oscillations dans les noyaux (fig. 4.2.3).

Dans le cadre d'une perturbation de surface de Dirac, de nombreux lobes secondaires sont présents. Leurs valeurs peuvent être supérieures à celle du lobe principal dans le

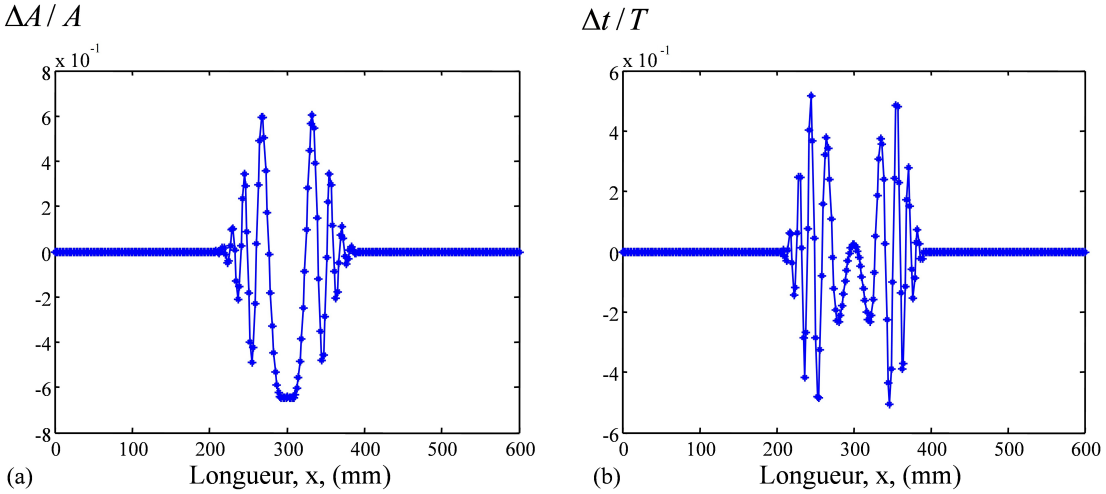


FIGURE 4.2.3: NSA (a) et NSTP (b) point à point pour une perturbation de Dirac. De nombreux lobes secondaires sont présents. $\Delta V = 100$ mm^3.

cas du noyau de sensibilité pour le temps (fig. 4.2.3-b). Une perturbation de Dirac sera cependant difficilement reproduite expérimentalement. C'est pourquoi le modèle théorique est maintenant associé à une perturbation de type gaussienne.

Les valeurs des NSA et NSTP sont importantes (-60 % et - 20 % pour le lobe principal). Elles restent cependant d'un ordre de grandeur raisonnable par rapport au 400 % obtenu pour les NSA de volume avec le modèle petit ka.

Point à point avec une perturbation gaussienne,$\Delta h(x) = \Delta h \times exp\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right)$:

Afin de mieux prendre en compte le caractère lisse d'une perturbation en surface, une distribution gaussienne représente la perturbation à la place d'une distribution de Dirac. Les noyaux de sensibilité de la figure 4.2.4 sont calculés avec une perturbation gaussienne dont la largeur à mi-hauteur, σ, est de 7 mm.

L'utilisation d'une perturbation gaussienne au lieu d'une de Dirac permet de lisser les oscillations des lobes secondaires pour les noyaux de sensibilité pour l'amplitude et pour le temps (fig. 4.2.4).

Réseau à réseau avec une perturbation gaussienne

De même que l'algorithme de D-FV est utilisé sur les noyaux de volume, il est possible de l'appliquer pour les noyaux de surface (éq. 2.7.4). La taille de la sous-antenne utilisée

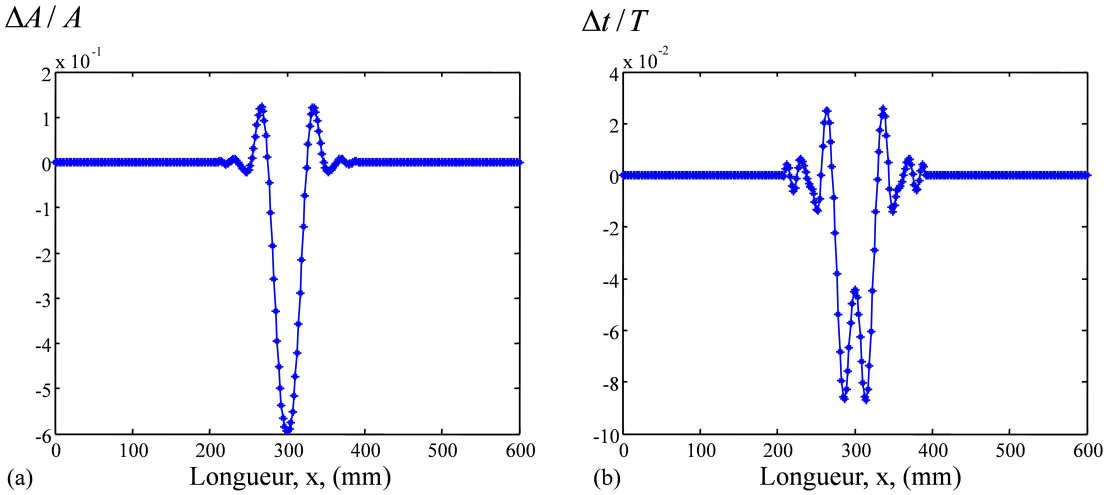


FIGURE 4.2.4: NSA (a) et NSTP (b) point à point pour une perturbation gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de 7 mm. L'angle d'incidence du rayon est de 15° et sa réflexion se situe à la position 300 mm. Une perturbation plus lisse permet de diminuer l'importance des lobes secondaires. $\Delta V = 100$ mm^3.

pour l'algorithme de D-FV est de 16 mm. Nous utilisons l'algorithme de D-FV combinée avec une perturbation gaussienne : (fig. 4.2.5).

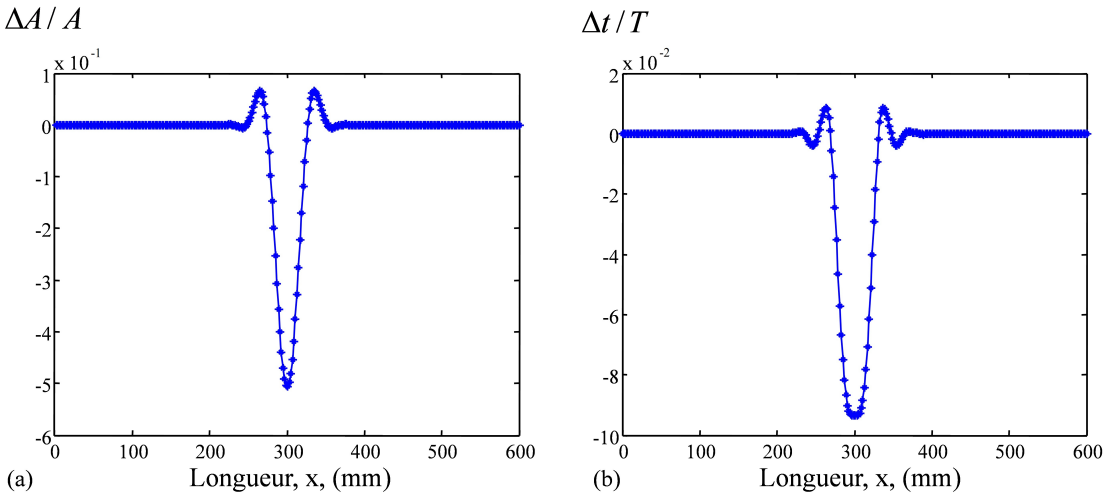


FIGURE 4.2.5: NSA (a) et NSTP (b) pour une perturbation gaussienne. L'angle d'incidence du rayon est de 15° et sa réflexion se situe à la position 300 mm. La D-FV est utilisée avec une sous-antenne de 16 mm. $\Delta V = 100$ mm^3.

Le fait d'utiliser de manière simultanée une perturbation gaussienne et la D-FV permet de lisser l'intégralité des lobes secondaires.

Les valeurs des NSA et NSTP restent importantes (-50 % et - 10 %) mais ce sont, environ, ces valeurs que l'on obtient expérimentalement.

4.3 Validation expérimentale

4.3.1 Description de l'expérience

Nous réalisons la mesure expérimentale du noyau de sensibilité de surface en laboratoire. Une perturbation locale à la surface du guide d'onde est positionnée entre les deux réseaux émetteur/récepteur. Elle est créée par une bille de diamètre 7 mm positionnée à la surface du guide d'onde dont une partie passe sous la surface de l'eau. Sa présence influence le champ acoustique en temps et en amplitude.

La perturbation est déplacée par pas de 1 mm le long des 600 mm du guide d'onde, en suivant la flèche rouge du schéma expérimental (fig. 4.3.1). La longueur du guide d'onde, 600 mm, correspond à la course du moteur dans la direction du guide d'onde (x). On visualise ainsi l'effet d'une perturbation proche des réseaux. La hauteur du guide d'onde non perturbée correspond quant à elle à la hauteur des réseaux, soit 52 mm avec 64 transducteurs pour chaque réseau. Pour chacune des 600 positions de la bille, on enregistre deux fois la matrice de transfert, $p(t, z_r, z_s)$. Une acquisition s'effectue avec la bille immergée de quelques millimètres à travers la surface et immédiatement ensuite une seconde acquisition, de référence, avec la bille en dehors du guide d'onde. L'expérience durant environ 12 heures, il est commode d'avoir des références fréquemment.

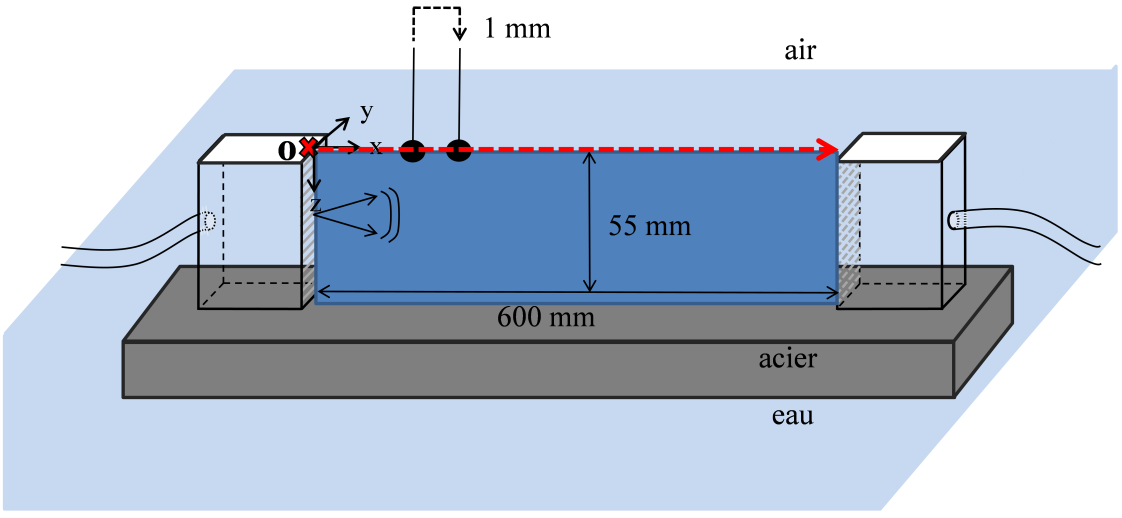


FIGURE 4.3.1: Schéma expérimental pour mesurer la sensibilité d'un rayon acoustique due à une perturbation locale de la hauteur du guide d'onde. La bille parcourt la surface du guide d'onde par pas de un mm. La fréquence centrale du signal est : $F_c = 3.2$ MHz, soit $\lambda = 0.4$ mm. L'axe x représente la longueur, y la dimension latérale et z la profondeur.

Lors de l'introduction d'une bille à l'interface eau/air, la tension surfacique de l'eau modifie, en plus de la bille elle-même, la surface du guide d'onde (fig. 4.3.2).

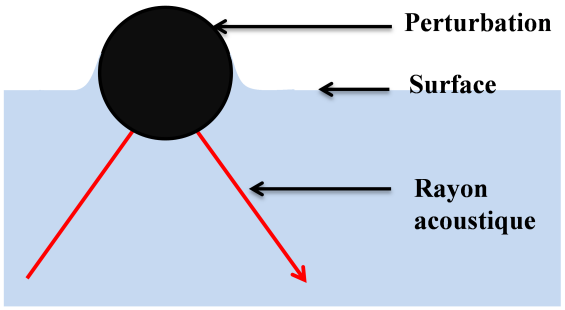


FIGURE 4.3.2: La cible perturbe la propagation d'un rayon acoustique en diminuant la hauteur du guide d'onde et en augmentant la hauteur sur les côtés de la bille en fonction de la tension surfacique de l'eau.

Elle implique une déformation locale de la surface du guide d'onde sur le bord de la cible. La surface du guide d'onde est donc modifiée localement de manière positive avec le phénomène de capillarité et également de manière négative avec la pénétration de la bille. Une modélisation exacte de la pénétration d'une bille de plomb et la physique de diffraction qui en résulte nous est pour l'instant hors de notre portée. Nous considérons donc uniquement une modification effective de la surface du guide d'onde.

4.3.2 Influence de la perturbation

Durant l'expérience, pour chaque acquisition avec la perturbation du guide d'onde, une seconde acquisition est immédiatement effectuée. Cette seconde acquisition servira de référence pour chaque position de la perturbation. Pour un couple émetteur/récepteur donné, nous faisons la soustraction des champs acoustiques point à point (avec et sans perturbation). Cette soustraction des champs acoustiques permet d'obtenir une idée de l'influence de perturbation de surface sur le champ acoustique (fig. 4.3.3).

La figure 4.3.3 permet de mesurer la zone de sensibilité attribuée à chaque rayon acoustique. Dans le cas d'un rayon rasant la surface, (fig. 4.3.3, flèche orange), la zone de sensibilité est très étendue, plus de 400 mm. En fonction de l'augmentation de l'angle d'incidence, la zone de sensibilité se réduit jusqu'à un minimum de 20 mm.

La figure 4.3.3 est presque une mesure expérimentale du noyau de sensibilité pour l'amplitude. En effet, le noyau de sensibilité pour l'amplitude n'est pas quantifié de cette manière mais nécessite une normalisation avec l'amplitude de référence.

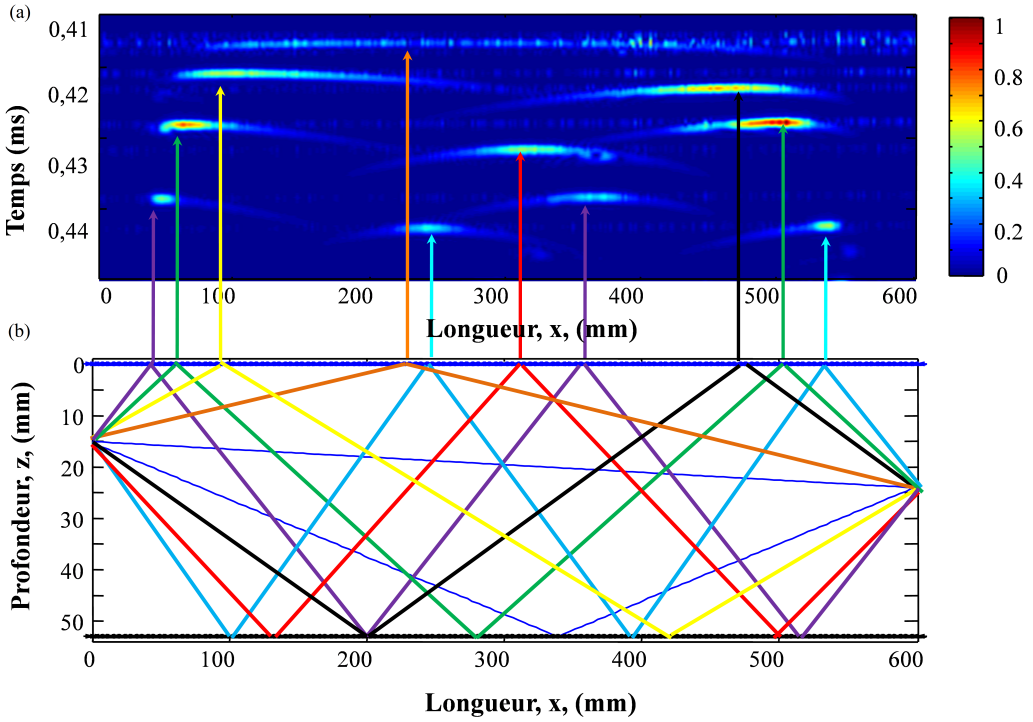


FIGURE 4.3.3: (a) Evolution de la différence des champs acoustiques point à point entre une acquisistion de référence et une seconde perturbée pour un couple émetteur/récepteur en fonction de la position de la perturbation. (b) Les trajets acoustique pour le couple émetteur/récepteur considéré. A la position de chaque réflexion d'un rayon, l'amplitude du champ est modifiée. Nous remarquons que plus l'angle d'incidence est élevé, plus la zone de sensibilité du rayon diminue.

Après la soustraction des champs acoustiques point à point, l'utilisation de la D-FV nous permet la soustraction des champs acoustiques réseau à réseau. L'algorithme de D-FV est utilisée avec une taille d'antenne de 16 mm pour extraire deux rayons de la figure 4.3.3. Avec les signaux extraits pour deux trajets acoustiques après la D-FV, une figure identique à celle précédente est réalisée. La différence des signaux, après D-FV, entre l'acquisition avec et sans perturbation est présentée en fonction de la position de la perturbation dans le guide d'onde (fig. 4.3.4).

La figure 4.3.4 nous montre la capacité de la D-FV à extraire l'information d'un seul rayon acoustique. Pour un rayon ayant deux réflexions en surface, chaque contribution est présente. De la même manière que la D-FV diminue la zone de sensibilité pour les noyaux de volume, l'effet est identique pour les noyaux de surface.

En utilisant seulement la soustraction des champs non perturbé et perturbé, l'effet de la perturbation est visible par une différence d'amplitude sur chaque rayon rasant ou

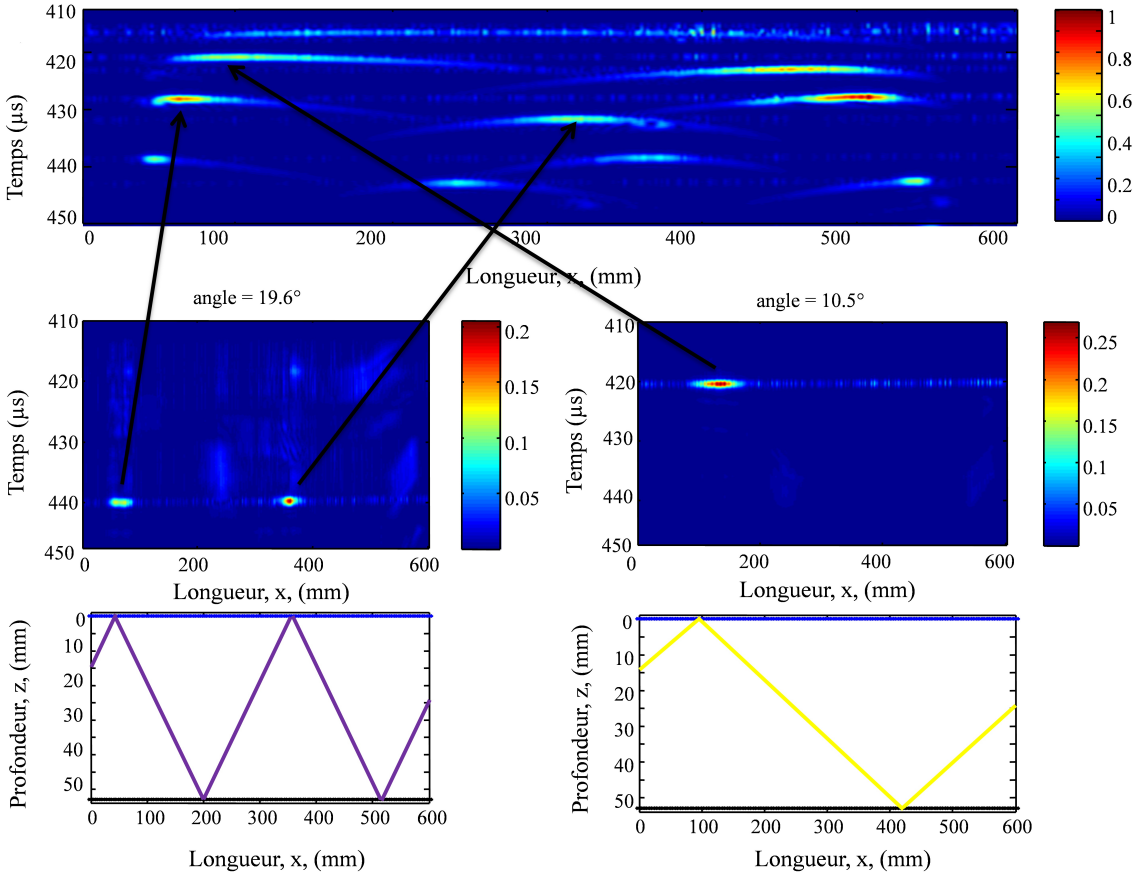


FIGURE 4.3.4: Evolution de la différence des champs acoustiques entre une acquisistion de référence et une seconde perturbée pour un couple émetteur/récepteur, en fonction de la position de la perturbation, (a) champ point à point, (b), resp. (d) réseau à réseau qui isole le rayon représenté en (c), resp. (e). Nous voyons que la D-FV diminue la zone de sensibilité du rayon.

touchant la surface. Cette approche nous donne un premier aperçu des NSA avec leur amplitude et leur extension spatiale. L'effet de l'augmentation de l'angle d'incidence est mis en évidence par la diminution de la zone de sensibilité en fonction de son augmentation. La D-FV, en plus de diminuer la zone de sensibilité, va nous permettre de mesurer indépendamment l'amplitude et le temps de propagation pour chaque rayon acoustique. En effet, réaliser une simple soustraction des champs acoustiques, même après D-FV, ne donne pas des mesures robustes car le champ acoustique fluctue rapidement en fonction du temps. De plus, le rapport signal sur bruit est d'amplitude moindre lorsque l'on cherche à mesurer une quantité issue de la différence de deux champs par rapport celui obtenu en soustrayant les observables, temps et amplitude, mesurés directement sur le champ acoustique. C'est pour cela que nous utilisons maintenant la D-FV.

4.3.3 Mesure des observables d'amplitude et de temps

L'amplitude et le temps de propagation de chaque rayon acoustique sont mesurés pour chaque position de la perturbation et chaque acquisition de référence. Les observables sont la variation relative d'amplitude ($\Delta A/A$) et la différence des temps de propagation ($\Delta t/T$). Les angles d'émission/réception n'ont pas été mesurés avec suffisamment de précision pour servir d'observable. Durant le traitement des données, l'utilisation de la D-FV s'effectuera avec une sous-antenne de longueur 16 mm.

La figure 4.3.5 présente un signal affecté et un non affecté par la perturbation de surface après D-FV. Cette figure permet de comprendre la mesure des observables, $^{\Delta A}/_{A}$ et $^{\Delta t}/_{T}$.

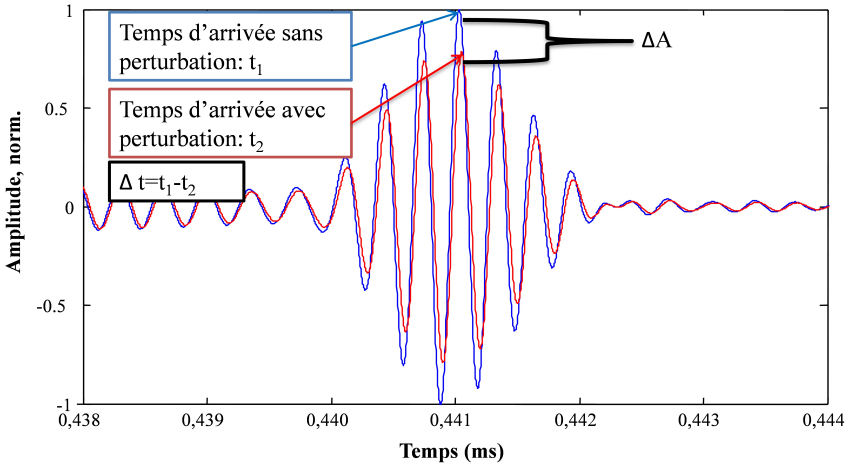


FIGURE 4.3.5: Signaux après D-FV ; en bleu le rayon sans la perturbation présente, en rouge avec. La perturbation modifie le signal en diminuant son amplitude et en produisant un retard temporel.

Le signal affecté par la perturbation est modifié en subissant une perte d'amplitude et un retard du temps de propagation.

Amplitude :

L'amplitude est mesurée dans l'espace des angles, correspondant au maximum d'amplitude d'un rayon acoustique et ce pour tous les rayons se propageant dans le guide d'onde. Il est intéressant de présenter la variation relative d'amplitude, soit le NSA de surface, pour un rayon donné en fonction de la position de la perturbation le long du guide d'onde (fig. 4.3.6).

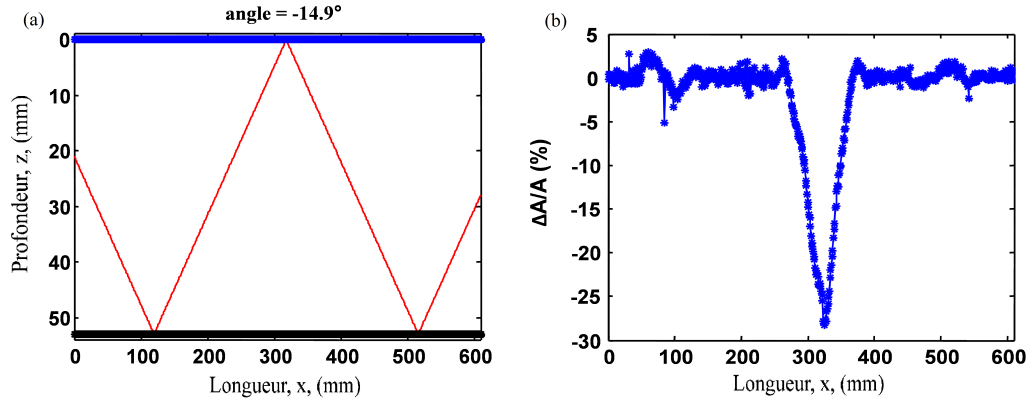


FIGURE 4.3.6: A gauche, le rayon acoustique considéré, à droite la variation relative d'amplitude en fonction de la position de la perturbation. La perte d'amplitude est de 30 % au moment où le rayon acoustique se réfléchit à la surface. La profondeur 0 correspond à la surface du guide d'onde.

La figure 4.3.6 nous montre que pour un rayon ayant un angle d'émission d'environ 15° et qui se réfléchit à la position 300 mm du guide d'onde, la perte d'amplitude relative est de 30 %. La zone de sensibilité quant à elle mesure environ 100 mm, soit environ un ordre de grandeur supérieur à la dimension de la perturbation.

Temps de propagation :

Le temps de propagation est mesuré au niveau du maximum du signal. La différence des temps de propagation est mesurée pour toutes les positions de la perturbation le long du guide d'onde. Elle est mesurée pour le même rayon utilisé pour la figure 4.3.6. Après normalisation par la période du signal, il s'agit du NSTP de surface.

Pour le rayon considéré, la différence des temps de propagation normalisée par la période du signal est de -12 %. La zone de sensibilité mesure environ 60 mm, de dimension inférieure à celle de la variation d'amplitude (fig. 4.3.6).

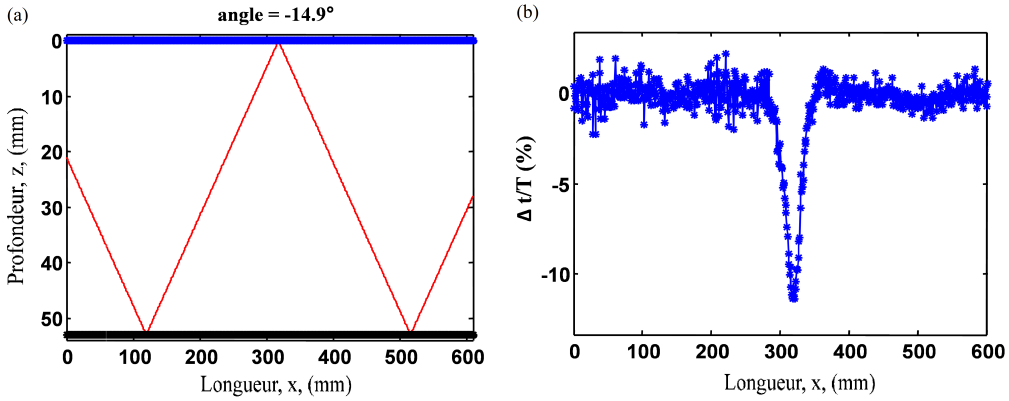


FIGURE 4.3.7: A gauche, le rayon acoustique considéré, à droite la différence de temps de propagation normalisée en fonction de la position de la perturbation. La perte de temps de propagation est de 12 % au moment où le rayon acoustique se réfléchit à la surface.

4.3.4 Ajustement du modèle :

Afin de valider expérimentalement le modèle de noyau de surface utilisé, la mesure expérimentale de la variable d'amplitude et de temps est comparée avec le modèle théorique. Deux trajets sont utilisés pour illustrer l'accord entre le modèle et l'expérience. La principale différence entre ces deux rayons est l'angle d'émission qui est respectivement de 5.1° et 20.3° (éq. 4.2.1).

Variable d'amplitude :

La variation d'amplitude relative est mesurée pour deux trajets acoustiques en fonction de la position de la perturbation le long du guide d'onde. Le modèle théorique est calculé en fonction de l'angle d'incidence du rayon acoustique et de la position de la réflexion du rayon acoustique (fig. 4.3.8).

Comme le montre la figure 4.3.8, la distribution spatiale des noyaux expérimentaux est bien approchée par le modèle théorique. De plus, notons que la sensibilité maximale est de -8 % pour le trajet avec le plus faible angle d'émission. La largeur de sensibilité est d'environ 250 mm. Pour le rayon ayant un fort angle d'incidence, la sensibilité maximale est de -30 % avec une largeur de sensibilité de 50 mm. Plus l'angle d'émission est élevé, plus la sensibilité augmente et la zone de sensibilité diminue.

Précisons que le trajet subissant deux réflexions en surface (fig. 4.3.8 b et d) n'est affecté qu'une seule fois par la perturbation. Il n'y a pas simultanément deux perturbations à la

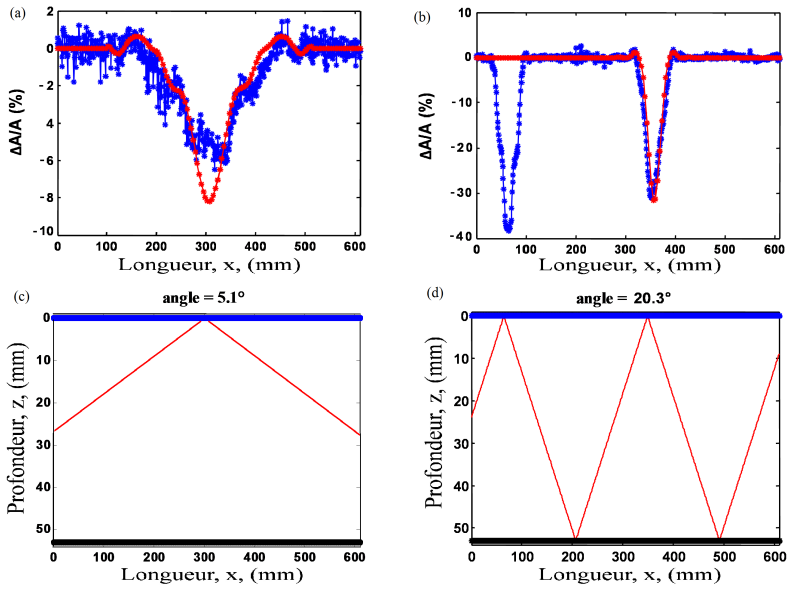


FIGURE 4.3.8: (a) et (b), en bleu la variation d'amplitude relative mesurée, en rouge le modèle théorique. (c) et (d), la représentation du trajet dans le guide d'onde. Il y a un bon accord théorique/expérimental. $\Delta V = 100$ mm^3

surface du guide d'onde durant l'expérience. L'influence de la perturbation lorsqu'elle est proche des réseaux n'est pas modélisée.

Variable de temps :

De la même manière, la différence des temps de propagation est mesurée pour deux trajets acoustiques en fonction de la position de la perturbation le long du guide d'onde. Les trajets utilisés sont identiques à ceux utilisés précédemment lors de l'étude de la variation d'amplitude, les noyaux de sensibilité théoriques également.

L'accord théorique est également vérifié pour la variable de temps.

Notons que le volume de la perturbation, $dV = dh \times dS$, est identique pour les deux rayons et pour les deux variables de temps et d'amplitude. Comme pour les noyaux relatifs à la variable d'amplitude, l'augmentation de l'angle d'incidence diminue la longueur de la zone de sensibilité et augmente la sensibilité.

Valeur du volume de la perturbation :

Les noyaux théoriques sont ajustés aux noyaux expérimentaux en les multipliant par le volume de la perturbation en surface, $dV = dh \times dS$. Pour un ensemble de 300 rayons

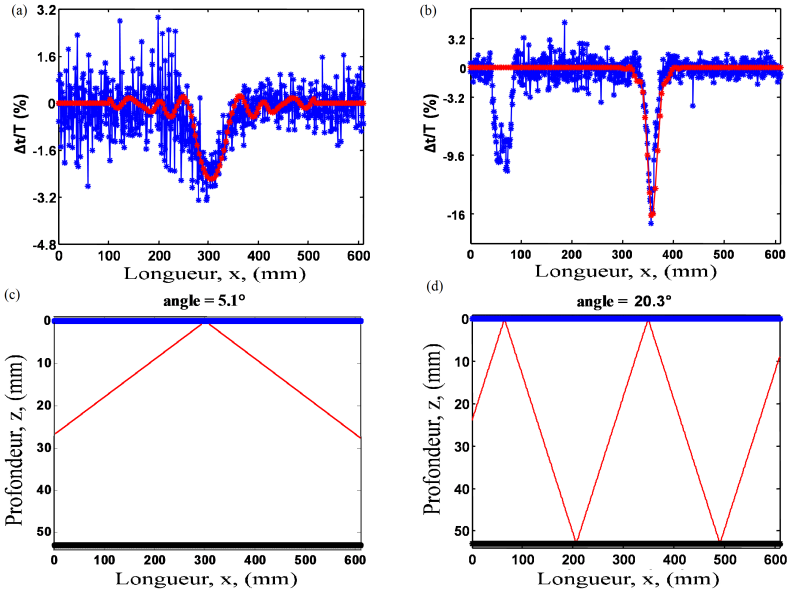


FIGURE 4.3.9: (a) et (b), en bleu la différence des temps de propagation normalisée par la période du signal est mesurée, en rouge le modèle théorique. (c) et (d), la représentation du trajet dans le guide d'onde. Il y a un accord théorique/expérimental satisfaisant. $\Delta V = 100$ mm^3

acoustiques, le volume utilisé pour ajuster le modèle, pour l'amplitude et le temps, est représenté en fonction de la position de la perturbation le long du guide d'onde (fig. 4.3.10).

La figure 4.3.10 nous montre tout d'abord que le volume de la perturbation utilisée pour les noyaux théoriques de temps et d'amplitude est d'environ 100 mm^3. De plus, ce volume est stable quand la perturbation est éloignée de plus de 100 mm des réseaux émetteur et récepteur. Ensuite, il diminue quand la perturbation se rapproche des réseaux. Cela fixe les limites spatiales (x) d'utilisation du modèle.

Le volume de 100 mm^3 est réaliste pour estimer le volume de la perturbation, compte tenu de la complexité de la perturbation de surface (bille de plomb et tension surfacique). Il n'est pas nécessaire de développer des modèles supplémentaires plus complexes comme dans le cas des noyaux de volume avec un modèle sphère liquide et sphère solide. Deux raisons à cela : tout d'abord, bien qu'un volume de 100 mm^3 soit réaliste, nous ne l'avons pas mesuré. Des expériences sont en cours pour le mesurer afin de mieux contraindre le modèle en utilisant une vague se propageant. Ensuite, il n'y a pas d'introduction d'un nouveau matériau dans le guide d'onde mais seulement une déformation du guide d'onde. Le modèle est peut-être plus apte à prendre en compte cette déformation.

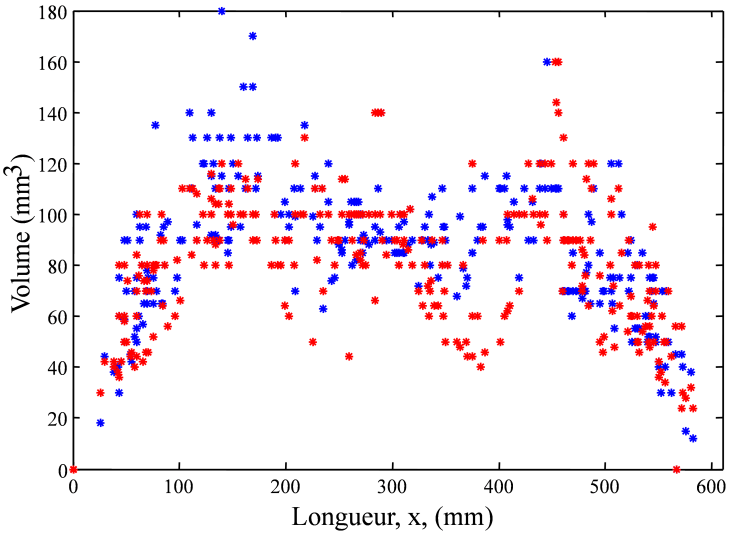


FIGURE 4.3.10: Evolution du volume de la perturbation utilisé pour que les noyaux théoriques et expérimentaux correspondent, en bleu pour l'amplitude, en rouge pour le temps de propagation. On remarque que le volume utilisé est approximativement le même pour le noyau de l'amplitude et celui du temps de propagation. Il reste globalement constant, à 100 mm^3, pour des positions de la perturbations comprises entre 100 mm et 500 mm.

4.4 Méthode d'inversion proposée

L'accord entre le modèle théorique et l'expérience, pour les variables d'amplitude et de temps, nous satisfait. Nous l'utilisons donc afin d'évaluer l'amplitude et la position de la perturbation de surface. Le formalisme reste identique à celui de l'inversion dans le volume.

Le problème inverse que nous souhaitons résoudre consiste à estimer la position et l'amplitude de la perturbation à partir des observables de temps et d'amplitude via l'utilisation d'un modèle. La carte des paramètres à estimer est une représentation discrétisée de la surface (milieu 1D), constituée de P pixels. Avant de résoudre le problème inverse, modélisons le problème direct.

Un modèle linéaire permet de relier les observables aux paramètres à estimer. Le lien entre les deux correspond à l'information donnée par les noyaux de sensibilité associé à chaque trajet. Ce modèle linéaire est écrit de manière matricielle :

$$\mathbf{d} = F\mathbf{m} + \mathbf{b} \tag{4.4.1}$$

où $\mathbf{d}$ est le vecteur des observables de taille $N \times 1$, $\mathbf{m}$ le vecteur des paramètres à estimer de taille $P \times 1$. F, de dimension $N \times P$ dépend du noyau choisi et $\mathbf{b}$ le bruit d'observation. L'objectif est de retrouver les paramètres à estimer, $\mathbf{m}$.

Nous choisissons la méthode de décomposition en valeurs singulières du fait de la qualité des résultats obtenus lors de l'inversion dans le volume.

Afin de décrire le problème direct, détaillons les quantités mises en jeu. Le vecteur des observables $\mathbf{d_A}$ correspond à la variation d'amplitude relative mesurée pour les N rayons identifiés et $\mathbf{d_t}$ à la différence de temps normalisée par la période du signal.

$$\mathbf{d_A} = \left[\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_1 \cdots \left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i \cdots \left(\frac{\Delta A}{A}\right)_N \right]^T \tag{4.4.2}$$

$$\mathbf{d_t} = \left[\left(\frac{\Delta t}{T}\right)_1 \cdots \left(\frac{\Delta t}{T}\right)_i \cdots \left(\frac{\Delta t}{T}\right)_N \right]^T \tag{4.4.3}$$

où i représente le numéro du rayon considéré.

La matrice F et le vecteur $\mathbf{m}$ des paramètres à estimer dépendent eux du noyau choisi, temps ou amplitude.

Utilisation de la variable d'amplitude :

En utilisant les équations 2.4.17, 2.4.18 et 4.2.1, une relation est établie entre la variation d'amplitude relative et le volume de la perturbation pour un couple émetteur/récepteur fixé :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \int\int\int_V Ka_i(\mathbf{r}) dV(\mathbf{r}) \tag{4.4.4}$$

avec Ka_i le NSSA pour le trajet i. Cette équation (éq. 4.4.4) est ensuite discrétisée suivant le nombre P de cellules à la surface du guide d'onde :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \sum_{p=1}^{P} Ka_{i,p} \Delta V \tag{4.4.5}$$

où $Ka_{i,p}$ est la valeur moyenne du NSA correspondant au trajet i, dans le segment élémentaire p et V correspond au volume élémentaire de la cellule. Son expression complète pour un rayon i et la perturbation située dans la cellule p est :

$$Ka_{i,p} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -G^{S-FV}(\omega;\theta_{s_i},p)G^{S-FV}(\omega;p,\theta_{\mathbf{r_i}})2\frac{\omega^2}{c^2}sin(\varphi_s)sin(\varphi_r)P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G^{D-FV}(\omega;\theta_{s_i},\theta_{r_i})P_s(\omega)e^{j\omega t_i}d\omega} \quad (4.4.6)$$

Cette expression peut alors s'écrire sous la forme vectorielle :

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i = \mathbf{f_{A}}_i\mathbf{m} \quad (4.4.7)$$

avec $\mathbf{f_A}_i = [Ka_{i,1}\cdots Ka_{i,p}\cdots Ka_{i,P}]$ et $\mathbf{m} = [\Delta V\cdots\Delta V\cdots\Delta V]^T$

en écrivant cela pour N rayons, la forme matricielle est obtenue :

$$\mathbf{d_A} = F_A\mathbf{m} + \mathbf{b} \quad (4.4.8)$$

avec $\mathbf{d_A}$ défini par l'équation 4.4.2 et la matrice F_A par :

$$F_A = \left[\mathbf{f_{a_1}}^T\cdots\mathbf{f_{a_i}}^T\cdots\mathbf{f_{a_N}}^T\right] = \begin{bmatrix} Ka_{1,1} & \cdots & Ka_{1,pp} & \cdots & Ka_{1,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Ka_{i,1} & \cdots & Ka_{i,p} & \cdots & Ka_{i,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Ka_{N,11} & \cdots & Ka_{N,p} & \cdots & Ka_{N,P} \end{bmatrix} \quad (4.4.9)$$

Utilisation de la variable de temps :

La méthode est la même que celle concernant la variable d'amplitude. En utilisant les équations 2.4.17, 2.4.21 et 4.2.1, une relation est établie entre la variation des temps d'arrivée et le volume de la perturbation pour un couple émetteur/récepteur fixé :

$$\left(\frac{\Delta t}{T}\right)_i = \int\int\int_V Kt_i(\mathbf{r})dV(\mathbf{r}) \quad (4.4.10)$$

avec Kt_i le NSTP pour le trajet i. L'écriture détaillée est $Kt_{i,p}$, l'écriture discrétisée de Kt_i est :

$$Kt_{i,p} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} -j\omega G^{S-FV}(\omega;\theta_{s_i},p) G^{S-FV}(\omega;p,\theta_{\mathrm{r_i}}) \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')} sin(\varphi_s) sin(\varphi_r) P_s(\omega) e^{j\omega t_i} d\omega}{2\pi T\ddot{p}(t_i;\theta_{s_i},\theta_{r_i})} \tag{4.4.11}$$

De la même manière que l'on obtient l'expression de la matrice de Green pour l'amplitude, F_A (éq. 4.4.9), on déduit celle pour le temps, F_t :

$$F_t = \begin{bmatrix} Kt_{1,1} & \cdots & Kt_{1,pp} & \cdots & Kt_{1,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Kt_{i,1} & \cdots & Kt_{i,p} & \cdots & Kt_{i,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Kt_{N,11} & \cdots & Kt_{N,p} & \cdots & Kt_{N,P} \end{bmatrix} \tag{4.4.12}$$

Utilisation conjointe des variables amplitude et temps :

Il est possible d'utiliser conjointement les variables d'amplitude et de temps lors de l'inversion. Pour cela, les vecteurs d'observables d'amplitude $\mathbf{d_A}$ (éq. 4.4.2) et de temps $\mathbf{d_t}$ (éq. 4.4.3) sont assemblés pour former un unique vecteur $\mathbf{d_{tot}}$ dont l'expression est :

$$\mathbf{d_{tot}} = \left[\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_1 \cdots \left(\frac{\Delta A}{A}\right)_i \cdots \left(\frac{\Delta A}{A}\right)_N \left(\frac{\Delta t}{T}\right)_1 \cdots \left(\frac{\Delta t}{T}\right)_i \cdots \left(\frac{\Delta t}{T}\right)_N \right]^T \tag{4.4.13}$$

La matrice liant vecteur $\mathbf{d_{tot}}$ (éq. 4.4.13) et le vecteur des paramètres est F_{tot}, soit la réunion des matrices F_A et F_t :

$$F_{tot} = \begin{bmatrix} Ka_{1,1} & \cdots & Ka_{1,pp} & \cdots & Ka_{1,P} & Kt_{1,1} & \cdots & Kt_{1,pp} & \cdots & Kt_{1,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Ka_{i,1} & \cdots & Ka_{i,p} & \cdots & Ka_{i,P} & Kt_{i,1} & \cdots & Kt_{i,p} & \cdots & Kt_{i,P} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Ka_{N,11} & \cdots & Ka_{N,p} & \cdots & Ka_{N,P} & Kt_{N,11} & \cdots & Kt_{N,p} & \cdots & Kt_{N,P} \end{bmatrix} \tag{4.4.14}$$

Notons que pour réaliser l'inversion en utilisant simultanément les variables de temps et d'amplitude, les valeurs de Ka et de K_t doivent être du même ordre de grandeur afin que la SVD ne privilégie aucun des deux noyaux. Si ce n'est pas le cas, un facteur correctif doit être appliqué à Ka (ou K_t) et au vecteur d'observables $\mathbf{d_A}$ (ou $\mathbf{d_t}$) afin que leurs valeurs soit similaires.

4.5 Estimation de la perturbation de surface

On utilise la méthode de décomposition en valeurs singulières, SVD. La méthode est la même que celle utilisée pour l'inversion dans le milieu du chapitre précédent. Les résultats d'inversion seront présentés en fonction de l'utilisation de chaque observable (temps et amplitude) et des deux simultanément.

Notons que les dimensions du guide d'onde sont optimisées (section 7.1) avant de calculer l'élévation de surface.

Le résultat de l'inversion pour chaque élément du milieu est la valeur (V/l_0) avec l_0 la longueur de chaque segment utilisé lors de la discrétisation du milieu. Pour obtenir la valeur de l'élévation de surface, le résultat de l'inversion, (V/l_0), doit être divisé par la dimension latérale de la perturbation, dans la direction perpendiculaire au plan émetteur/récepteur. La dimension latérale de la perturbation a été évaluée à environ 1 cm.

L'amplitude et la localisation de la perturbation est estimée pour deux positions à la surface du guide d'onde, x=250 et x=400 mm. La figure 4.5.1 présente les résultats en fonction de l'utilisation de la variable d'amplitude, (fig. 4.5.1-a), de la variable de temps, (fig. 4.5.1-b) et de leur utilisation simultanée (fig. 4.5.1-c).

La figure 4.5.1 est le résultat de l'inversion pour deux positions de la perturbation. Quelque soit les variable utilisées un maximum est présent à la position de la perturbation.

Dans le cas de l'utilisation de la variable d'amplitude, la valeur estimée de l'amplitude de la perturbation est de 0.1 mm pour les deux positions de la pertubation sur une longueur d'environ 5 cm. Autour de la position de la perturbation, le résultat de l'inversion donne une valeur nulle, ce qui correspond à notre expérience.

Si l'on considère l'utilisation de la variable de temps, la valeur estimée de l'amplitude de la perturbation est de 0.3 mm pour les deux positions sur une longueur de 2 cm. La valeur de l'élévation est donc plus importante que celle mesurée avec l'utilisation des observables d'amplitude (fig. 4.5.1-a). En dehors de la position de la perturbation, la représentation de la surface est plus fluctuante que lors de l'utilisation des observables d'amplitude. Cela provient de l'incertitude sur la mesure des temps de propagation qui est plus importante que celle de la mesure de l'amplitude (fig. 4.3.8 et 4.3.9).

Comme pour l'utilisation séparée des différentes observables, le processus d'inversion utilisant simultanément les deux variables de temps et d'amplitude localise avec précision la

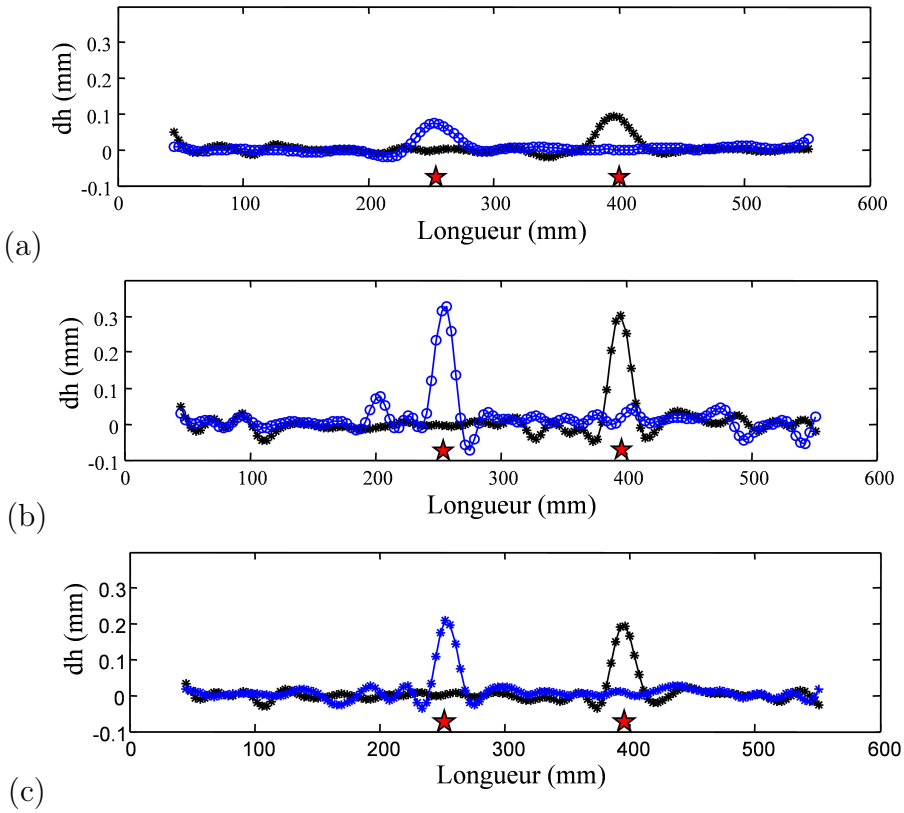


FIGURE 4.5.1: Résultat de l'inversion en utilisant les observables d'amplitude (a), de temps (b), les deux simultanément (c), pour deux positions de la perturbation (étoiles rouges), en bleu et noir. La variance reconstruite est respectivement de 96.5 %, 93 % et 96 % (à 250 mm) est de 95.8 %, 94,3 % et 95.6 % (à 400 mm).

position de la perturbation. La figure 4.5.1-c présente une moyenne des caractéristiques des figures 4.5.1-a et 4.5.1-b. L'amplitude de la perturbation calculée est de 0.2 mm sur une largeur d'environ 3 cm. Les fluctuations de la surface sont d'un niveau intermédiaire entre celui plus faible provenant de l'utilisation des observables d'amplitude et celui plus fort de l'utilisation des observables de temps.

Les trois utilisations différentes des observables permettent de localiser la perturbation de surface et d'estimer la hauteur de la perturbation. Les trois méthodes donnent des résultats équivalents avec une excellente variance reconstruite (> 93 %).

4.6 Conclusion

Ce chapitre a tout d'abord présenté un modèle théorique de noyau de sensibilité pour une perturbation localisée à la surface du guide d'onde à l'interface eau/air. L'angle d'incidence est particulièrement important dans ce modèle. Une expérience est menée en laboratoire afin de valider ce modèle. L'amplitude et le temps de propagation sont mesurés avec une perturbation de surface à l'interface eau/air. Les allures de chaque noyau théorique s'ajustent bien à celle des noyaux expérimentaux.

L'accord entre le modèle théorique et les mesures expérimentales est suffisant pour que l'on puisse déterminer l'amplitude de la perturbation en utilisant le modèle théorique. Ce calcul est équivalent à un processus d'inversion. La méthode utilisée pour résoudre le problème inverse est celle de la décomposition en valeurs singulières.

Dans ce problème inverse, deux observables sont utilisées : la variation d'amplitude relative et la différence de temps de propagation normalisée par la période du signal. Les deux types d'observables peuvent être utilisés indépendamment. Si l'on utilise l'observable amplitude, l'amplitude de la perturbation est petite et la perturbation étalée. Au contraire, si l'on utilise le temps de propagation, l'amplitude de la perturbation augmente et devient plus étroite. L'utilisation des deux types d'observables fournit un résultat intermédiaire.

Notons que l'utilisation conjointe des deux types d'observables se rapproche d'une méthode d'inversion par forme d'onde complète (*full waveform*)

La hauteur de la perturbation estimée est d'environ 0.2 mm. Nous n'avons pas de mesure physique pour contrôler ce résultat. Cette expérience était la première destinée à étudier les perturbations de surface à l'aide des noyaux de sensibilité, les futures permettront de contrôler nos résultats.

Chapitre 5

Effet Larsen

Ce chapitre présente l'effet Larsen qui se manifeste par l'apparition d'une fréquence de résonance entre un couple émetteur/récepteur. C'est un effet non linéaire, d'une grande sensibilité aux variations du milieu. Dans un guide d'onde acoustique, l'évolution de la fréquence de résonance, permet de mesurer l'évolution des paramètres du milieu telles que la hauteur d'eau et la vitesse du son. Dans le cadre de la barrière acoustique, l'effet Larsen permet également de détecter une cible, et ce en présence ou non de vagues en surface. C'est dans ce cadre d'utilisation que nous établissons le lien entre les noyaux de sensibilité de volume pour l'amplitude et l'effet Larsen.

5.1 Introduction

Considérons une source et un récepteur couplés acoustiquement à travers un milieu de propagation et électroniquement via un amplificateur. Si le signal est suffisamment amplifié électroniquement, une fréquence de résonance apparaît. Elle dépend de la fonction de transfert du milieu de propagation et de celle du système électronique. Quand le milieu de propagation évolue, sa fonction de transfert évolue également et modifie la fréquence de résonance. A travers l'évolution de la fréquence de résonance, l'évolution des paramètres du guide d'onde est évaluée.

Furduev (Furduev, 2001) a utilisé pour la première fois l'effet Larsen dans un guide d'onde océanique. A l'aide d'un fréquence-mètre, la valeur de la fréquence de résonance a été enregistrée en fonction du temps. Il a alors déduit les variations de température à l'intérieur

du guide d'onde. L'expérience de Furduev est tout d'abord reproduite à petite échelle. Elle permet de valider la sensibilité de l'effet Larsen aux variations de température et sa robustesse d'utilisation sur de longues périodes. L'effet Larsen sera ensuite utilisé pour suivre des changements rapides et localisés de température dans le guide d'onde. Puis nous étudierons l'évolution de la fréquence de résonance en fonction du changement de profondeur du guide d'onde.

Dans le cadre de la détection de cible, en transmission et en environnement peu profond, la fréquence de résonance n'est plus l'observable utilisée. La présence de la cible se traduira par l'apparition on non de l'effet Larsen. L'effet Larsen dépend de l'amplitude du signal acoustique qui se propage dans le guide d'onde. La présence d'une cible qui diffracte le champ acoustique va influencer l'effet de déclenchement de l'effet Larsen. Nous verrons alors le lien entre le NSA et l'effet Larsen de manière expérimentale.

On utilisera soit une, soit deux boucles Larsen simultanément pour détecter une cible dans le guide d'onde.

En revanche, notre technologie nous limite actuellement à deux couples émetteur/récepteur avec l'effet Larsen dans le guide d'onde. On ne pourra donc pas réaliser l'étape de l'identification des rayons et donc de la localisation de la cible.

5.2 Description théorique de l'effet Larsen

L'effet Larsen est un effet de bouclage rétroactif positif entre une source et un émetteur. On peut citer l'exemple d'une personne qui parle dans un micro ; l'enceinte amplifie le son suffisamment fort pour que le micro enregistre et retransmette le nouveau son à l'enceinte, qui l'amplifiera encore. Le bouclage positif implique que le son va augmenter jusqu'à saturation d'un composant du matériel.

Deux conditions sont nécessaires à l'obtention de l'effet Larsen :

1. Accord de phase entre la source et le récepteur. La distance émetteur/récepteur doit être un nombre entier de période (voir annexe, sec. 7.2).
2. Le gain électronique compense exactement la perte d'amplitude liée à la propagation acoustique dans le guide d'onde.

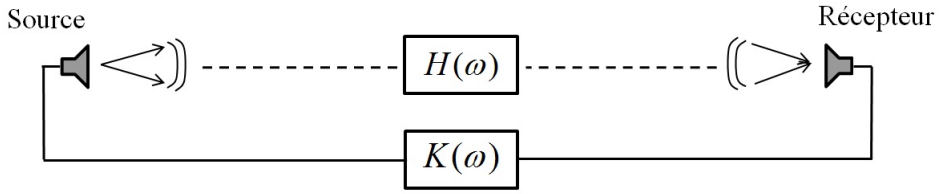


FIGURE 5.2.1: Schéma expérimental de l'effet Larsen. Une source et un récepteur fonctionnent en continu. $H(\omega)$ est la fonction de transfert du milieu de propagation et $K(\omega)$ la fonction de transfert de l'électronique. En fonction des valeurs de $H(\omega)$ et $K(\omega)$, l'effet Larsen peut exister.

Le schéma simplifié d'un dispositif pour produire l'effet Larsen est présenté sur la figure 5.2.1.

La fonction de tranfert de l'ensemble du système est $M(\omega) = K(\omega)H(\omega)$ avec $H(\omega)$ la fonction de transfert acoustique du milieu de propagation et $K(\omega)$ celle de l'électronique comprenant notamment les caractéristiques acousto-électriques des transducteurs et l'électronique d'amplification. L'approche utilisée dans la littérature (Furduev, 2001) et (Weaver *et al.*, 2007) nous indique que quand $|M(\omega)| \leq 1$, le gain total de l'ensemble du système est :

$$G(\omega) = \left| \frac{M(\omega)}{1 - M(\omega)} \right| \tag{5.2.1}$$

Ce gain présente des pics de résonance quand la phase de $M(\omega)$ est nulle et lorsque $|M(\omega)| \sim 1$. Quand $|M(\omega)|$ atteint la valeur de 1, le phénomène de résonance apparaît et l'amplitude du signal croît exponentiellement. L'effet Larsen est effet non linéaire (éq. 5.2.1) qui se caractérise par l'apparition d'une unique fréquence de résonance. La transition entre $|M(\omega)| < 1$ et $|M(\omega)| \geq 1$ n'est pas intuitive avec l'équation 5.2.1.

Afin de comprendre cette transition, nous préférons utiliser pour décrire l'effet Larsen une approche itérative (Roux *et al.*, 2002). Sa simplicité nous conduit à l'exposer ici. Il faut considérer l'effet Larsen comme la somme de signaux au fur et à mesure du nombre de boucles effectuées par le signal. Afin de commencer la première boucle, un signal sinusoïdal, d'amplitude normalisée par souci de simplicité, est émis depuis la source. En régime permanent, une boucle comprend cinq étapes :

1. propagation de l'onde sinusoïdale dans le milieu de propagation, gain $H(\omega)$
2. réception du signal au niveau du récepteur,
3. amplification électronique du signal reçu, gain $K(\omega)$

4. sommation, du signal reçu, avec le signal initialement envoyé,
5. émission du nouveau signal sommé depuis la source.

Si on itére P fois l'opération, le gain de l'ensemble du système, $G(\omega)$, est décrit par une somme géométrique :

$$G(\omega) = \left| \sum_{p=1}^{P} (K(\omega)H(\omega))^p \right| = \left| K(\omega)H(\omega) \frac{1-(K(\omega)H(\omega))^P}{1-K(\omega)H(\omega)} \right| = \left| \frac{M(\omega)}{1-M(\omega)} (1-M(\omega)^P) \right| \tag{5.2.2}$$

L'approche itérative de l'effet Larsen montre que le gain dépend du nombre de boucles que réalise le système d'émission/réception. L'équation 5.2.2 explique également la transition entre le régime linéaire, $\mid M(\omega) \mid < 1$, et le régime non-linéaire à la valeur critique $\mid M(\omega) \mid = 1$. Dans le cas $\mid M(\omega) \mid < 1$, le terme $(1 - M(\omega)^p)$ tend vers 1 rapidement et on retrouve l'équation 5.2.1. Lorsque $\mid M(\omega) \mid \geq 1$, le terme $(1 - M(\omega)^p)$ détermine le gain de l'ensemble du système. Si la fréquence utilisée répond au critère d'accord de phase, elle devient la fréquence de résonance F_c du système. Dans ce cas, le gain $G(\omega)$ augmente exponentiellement après quelques itérations.

Expérimentalement, comme Furduev (Furduev, 2001) et Weaver (Weaver and Lobkis, 2006; Weaver *et al.*, 2007), nous n'émettons pas un signal mono-fréquentiel pour obtenir l'effet Larsen. C'est le bruit ambiant qui est enregistré, amplifié et émis. La fréquence de résonance du guide d'onde apparaîtra naturellement au fur et à mesure des itérations. Ce sera la fréquence la moins atténuée dans le milieu de propagation et électroniquement entre le couple émetteur/récepteur. Un accord de phase avec ce même couple émetteur/récepteur est nécessaire.

5.3 Effet Larsen expérimental dans un guide d'onde acoustique ultrasonore

L'étude expérimentale de l'effet Larsen est réalisée dans un guide d'onde ultrasonore afin de vérifier certaines propriétés de l'effet Larsen. Expérimentalement, la longueur du guide d'onde ultrasonore est tout d'abord de 300 mm, puis la distance évolue jusqu'à 1100 mm (configuration du guide utilisée précédemment pour la détection/localisation de cible). La

hauteur du guide d'onde varie entre 25 et 52 mm afin de toujours conserver un rapport longueur sur largeur supérieur à 15. Le fond du guide d'onde est la barre d'acier utilisée dans les expériences précédentes.

Une source et un récepteur de fréquence centrale $F_c = 1.2$ MHz sont placés aux extrémités du guide d'onde (fig. 5.3.1). Ils sont connectés électroniquement à travers un filtre passe-bande et un amplificateur. Le filtre et le gain sont modifiables en temps réel par l'intermédiaire de l'ordinateur qui pilote l'expérience. Le filtre permet de contraindre la fréquence de résonance à l'intérieur de la bande passante désirée. Le gain lui permet de contrôler précisément le déclenchement de l'effet Larsen. Pour plus de précision au niveau des différents composants, on se réfèrera à l'annexe (sec. 7.3) .

Rappelons qu'expérimentalement, il n'y aura aucune émission initiale d'un signal, seul le bruit ambiant sera amplifié.

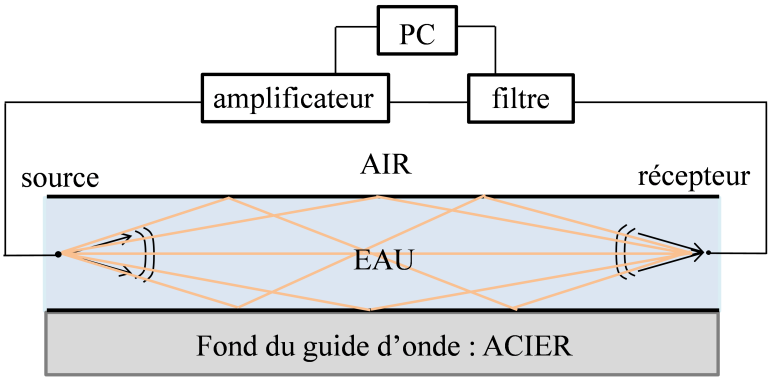


FIGURE 5.3.1: Schéma expérimental pour réaliser l'effet Larsen dans un guide d'onde acoustique. Les principaux trajets sont représentés en ocre.

Notre démarche expérimentale consiste tout d'abord à s'approprier les résultats publiés dans la littérature et à les appliquer à notre guide d'onde à petite échelle.

Nous vérifions les deux cas de figures possibles. Dans le cas avec $|M(\omega)| \geq 1$, le spectre du signal présente une seule fréquence de résonance. Dans le cas avec $|M(\omega)| < 1$, le spectre du signal est un peigne en fréquence d'espacement c/L avec c la vitesse du milieu de propagation et L la distance émetteur/récepteur. Afin d'obtenir la résolution nécessaire pour mesurer correctement l'espacement entre les différentes fréquences de résonance possibles tout en étant dans le guide d'onde, la distance émetteur/récepteur est de 300 mm et la hauteur d'eau de 25 mm.

Une carte d'acquisition nous permet d'extraire 16 000 points du signal reçu par le récepteur, et cela sans interférer avec l'expérience. A partir du signal extrait, nous mesurons son

amplitude et obtenons son spectre. Pour mesurer précisément la valeur de la fréquence de résonance, une fonction d'ajustement par moindre carré est utilisée. Elle permet, en proposant un modèle comportant les caractéristiques d'un signal monochromatique, d'ajuster une courbe théorique à celle expérimentale. Cette méthode permet d'obtenir une précision de quelques Hz (une dizaine maximum) ; à comparer avec la fréquence de résonance d'environ 1 MHz. L'ensemble du dispositif a donc un facteur de qualité $Q = 10^5$.

Les deux régimes caractéristiques de l'effet Larsen $|M(\omega)| < 1$ et $|M(\omega)| \geq 1$ sont donc étudiés expérimentalement.

Cas 1 : $|M(\omega)| < 1$.

La figure 5.3.3 présente comment à partir de la fonction de transfert $|M(\omega)|$ (fig. 5.3.3-a) et la condition d'accord de phase (fig. 5.3.3-b), on obtient un peigne en fréquence (fig. 5.3.3-c). Seules les fréquences ayant un accord de phase sont conservée lors d'un bouclage Larsen.

Expérimentalement, nous fixons la valeur de M à 0.95 pour la fréquence la moins atténuée. Dans ce cas, on obtient le peigne en fréquence prévu, avec l'espacement de $\Delta f = c/L$ (fig. 5.3.3-a). Nous présentons également le signal correspondant (fig. 5.3.3-b).

On obtient un peigne en fréquence. L'espacement entre chaque fréquence est égal à $\Delta f = c/L = 1500/0.3 = 5$ kHz. L'amplitude du spectre de la figure 5.3.3 est normalisée par rapport au spectre de la figure 5.3.5. S'il n'y a pas l'effet Larsen, seulement un bouclage larsen, l'amplitude des signaux est beaucoup plus faible qu'en sa présence.

Précisons que l'espacement de c/L, a été défini en milieu libre. Dans le cas du guide d'onde, la longueur caractéristique à utiliser est une moyenne des combinaisons des longueurs de tous les trajets pondérée par l'amplitude de chaque trajet acoustique. On est alors dominé par le trajet direct. De plus, la longueur maximale parmi les trajets possibles dans le guide d'onde varie de 3 % au maximum par rapport au parcours direct. Pour ces deux raisons, l'espacement reste très proche de la valeur de c/L avec L la distance émetteur/récepteur.

Cas 2 : $|M(\omega)| \geq 1$. Dans ce cas, pour au moins une fréquence ayant un accord de phase entre l'émetteur et le récepteur, la valeur de $|M(\omega)|$ est supérieure à 1 (fig. 5.3.4-a). La figure 5.3.4-b représente les fréquences qui présentent un accord de phase. Comme nous sommes dans le régime non linéaire de l'effet Larsen, une fréquence de résonance apparaît (5.3.4-c).

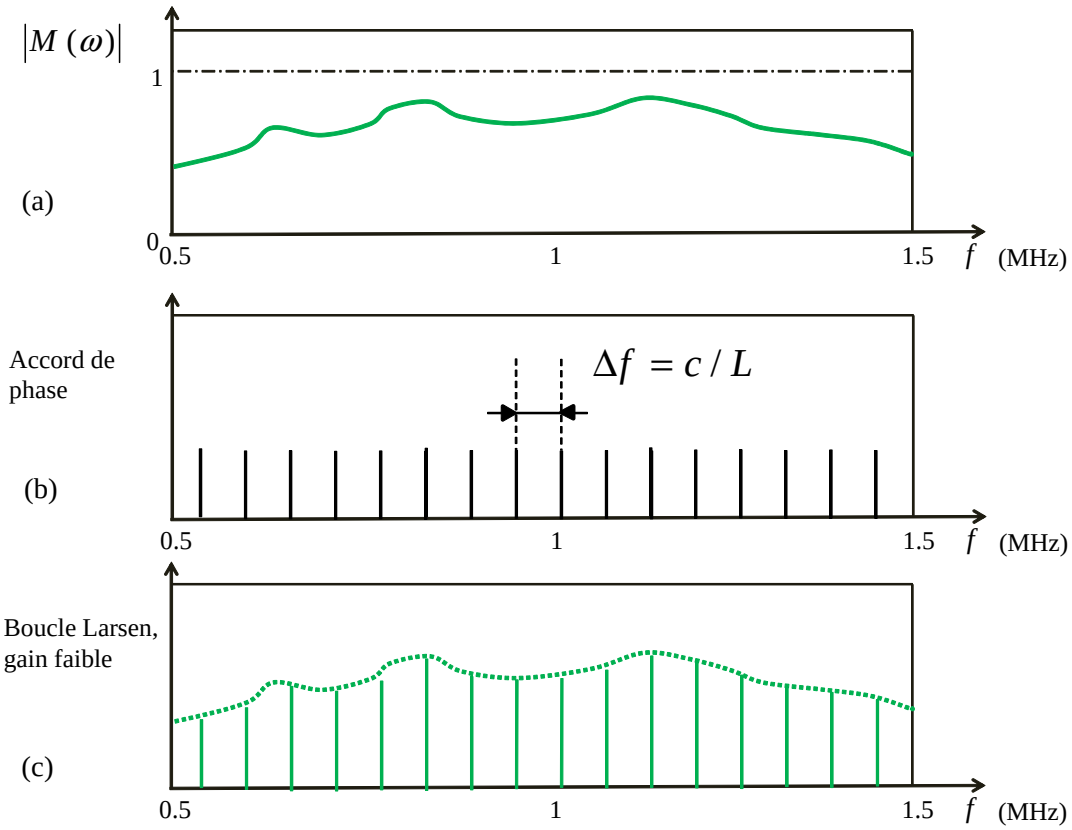


FIGURE 5.3.2: (a), $|M(\omega)|$, toujours inférieure à 1, (b) les fréquences ayant un accord de phase entre l'émetteur et le récepteur et (c) peigne en fréquence résultant de la boucle Larsen, d'amplitude faible.

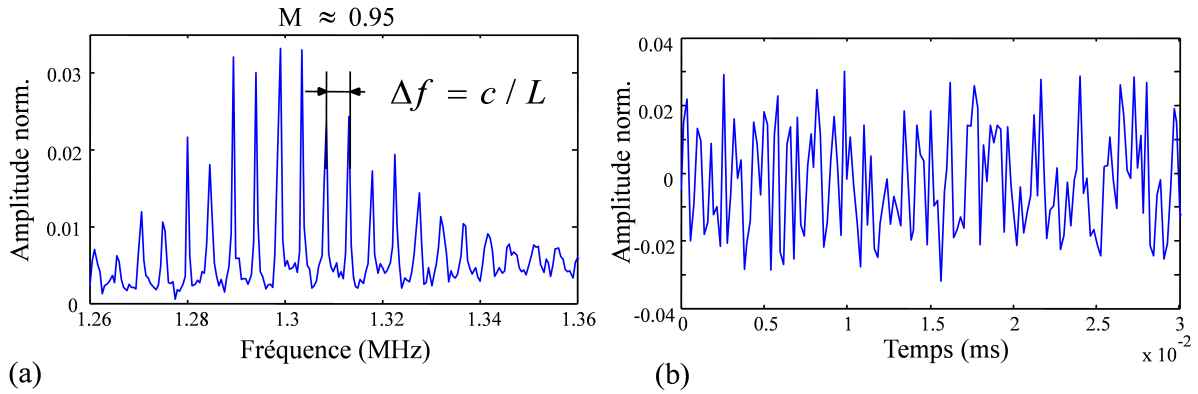


FIGURE 5.3.3: (a) Spectre dans le cas $|M(\omega)| < 1$, sont présentes toutes les fréquences ayant un accord de phase entre l'émetteur et le récepteur. (b) le signal enregistré correspondant.

Expérimentalement, la valeur de la fonction de transfert est juste supérieure à 1. Le résultats que l'on obtient (fig. 5.3.5-a) montre une seule fréquence de résonance dans le

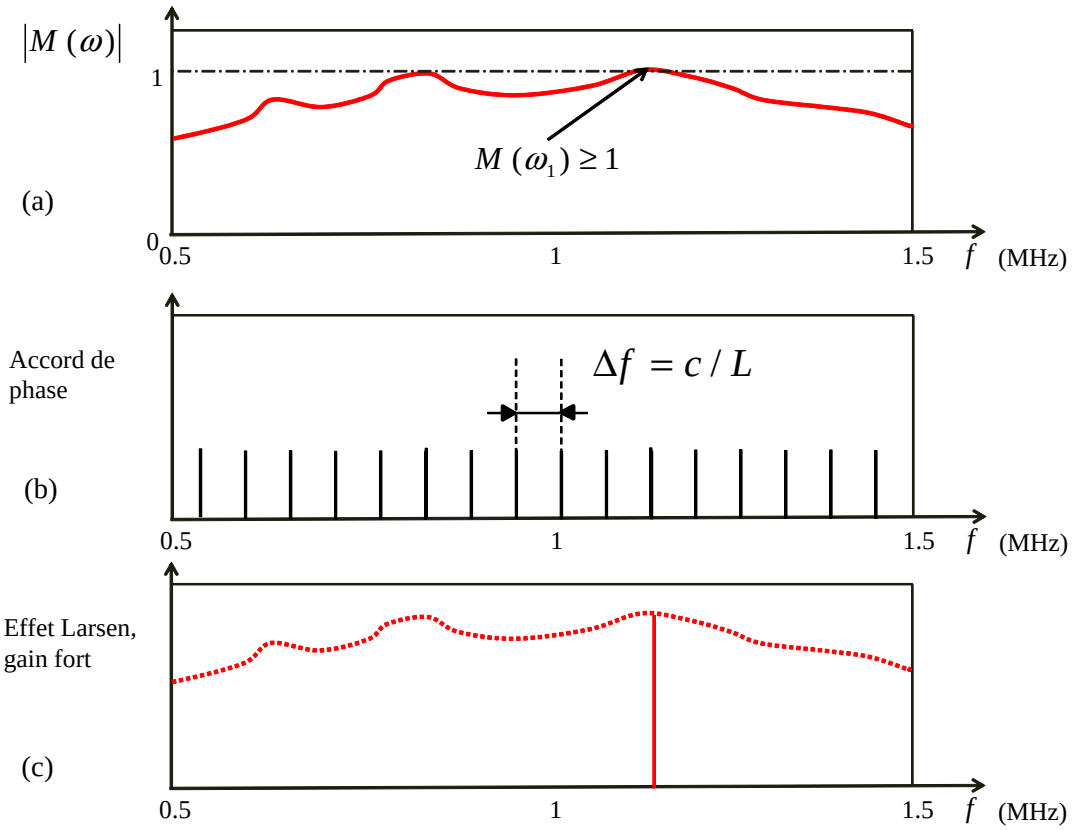


FIGURE 5.3.4: (a), $|M(\omega)|$, supérieure à 1 pour une plage de fréquences contenant au moins une fréquence ayant un accord de phase entre l'émetteur et le récepteur, (b) les fréquences ayant un accord de phase et (c) la fréquence de résonance résultant de l'effet Larsen d'amplitude forte.

spectre normalisé, ce qui correspond à la théorie. Le spectre est obtenu à partir du signal extrait (fig. 5.3.5-b)

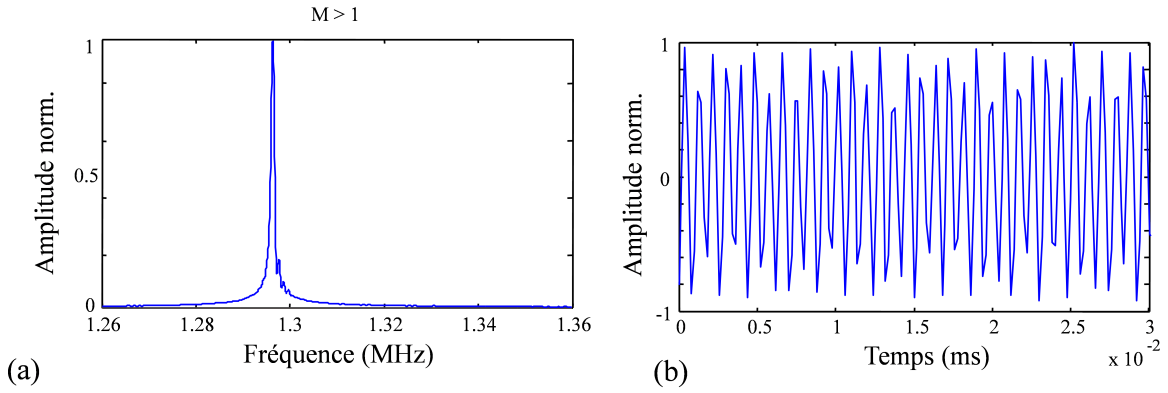


FIGURE 5.3.5: (a) Spectre dans le cas $|M(\omega)| \geq 1$, une seule fréquence de résonance apparaît. (b) le signal enregistré correspondant.

Ces deux expériences montrent les différents régimes lors d'un bouclage du même signal à travers le guide d'onde. Si le signal reçu est suffisamment amplifié avant d'être réémis, il y a une seule fréquence de résonance. Dans le cas contraire, plusieurs fréquences se propagent dans le guide d'onde mais d'amplitude moindre.

5.4 Contrôle expérimental des paramètres physique du guide d'onde via l'effet Larsen

Dans cette section, les variations de température et de hauteur du guide d'onde sont mesurées en utilisant les variations de la fréquence de résonance de l'effet Larsen.

La première expérience consiste à mesurer un changement global et lent de la température. L'hypothèse est que l'intégralité du guide d'onde est à la même température et qu'elle évolue de manière homogène au cours du temps en fonction de la température extérieure (variation jour/nuit). Par la suite, nous étudions des variations de température localisées spatialement et temporellement dans le guide d'onde. Une troisième expérience montrera la capacité de contrôler la hauteur du guide d'onde à partir des variations de la fréquence de résonance, propre à l'effet Larsen.

Pour enregistrer les variations de fréquences, les deux régimes du système, $|M(\omega)| < 1$ et $|M(\omega)| \geq 1$, peuvent être utilisés. Nous sommes cependant nettement plus précis avec le régime de résonance, l'effet Larsen à proprement parlé, du fait d'un excellent rapport signal sur bruit.

La relation entre les variations de la hauteur du guide d'onde et celles de la vitesse de propagation dans le milieu provient de la théorie des invariants du guide d'onde.

5.4.1 Invariants du guide d'onde

Dans un guide d'onde, le champ résultant de l'émission d'une source ponctuelle peut être décrit comme une somme discrète de modes. A une fréquence donnée, l'intensité du champ acoustique reçu va présenter naturellement un phénomène d'interférence. En fonction des caractéristiques du guide d'onde, des zones d'interférences destructives et construtives

apparaissent. Le champ enregistré sur un récepteur mobile présentera, dans le domaine distance-fréquence, des franges d'interférences communément appellées striations. La distance représente le déplacement du récepteur. La figure 5.4.1 représente la figure de striations obtenue avec une source large bande située à 40 km, dans un environnement grand fond de type Méditerranée (Bonnel, 2010, p. 215).

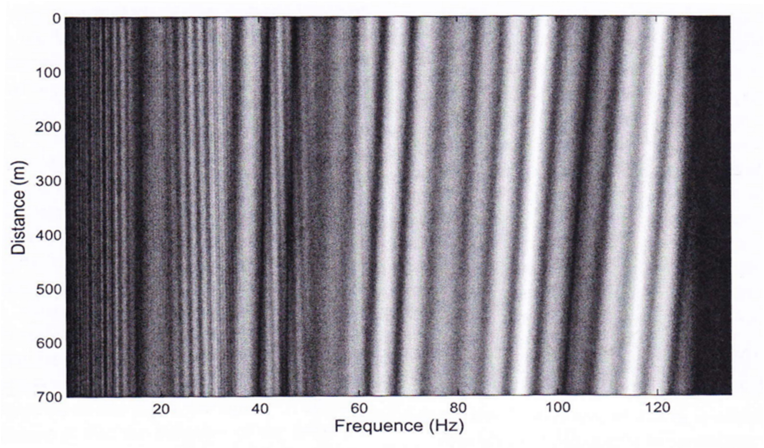


FIGURE 5.4.1: Intensité acoustique pour une source UBF large bande située à 40 km, dans un environnement grand fond de type Méditerranée.

La distribution spatiale des striations porte la signature de certaines caractéristiques du guide d'onde comme le profil de vitesse et les propriétés géoacoustiques du fond. Elle met aussi en évidence le fait qu'il existe des invariants du guide d'onde. Pour les déterminer, les zones d'intensité constantes sont étudiées. Pour cela, la différentielle de l'intensité du champ acoustique en fonction de la distance et de la fréquence est utilisée ; on obtient alors :

$$I(r,\omega) = C^{te} \Rightarrow \frac{\Delta\omega}{\Delta r} = -\frac{\partial I}{\partial r}/\frac{\partial I}{\partial \omega} \tag{5.4.1}$$

La quantité $^{\Delta\omega}/_{\Delta r}$ est directement mesurable sur les figures de striations. Le calcul de l'invariant du guide d'onde provient du développement analytique $\frac{\partial I}{\partial r}/\frac{\partial I}{\partial \omega}$.

D'autres invariants du guide d'onde existent en fonction de variables comme la hauteur du guide d'onde et la vitesse du son. L'idée est toujours de rechercher les lignes d'intensité constantes dans le domaine fréquence-observable étudiée. Les calculs théoriques ont été développés par (Grachev and Wood, 1993) ;(Chuprov, 1982) ;(D Spain and Kuperman, 1999) et (Kim *et al.*, 2003). Ils aboutissent, en considérant un guide d'onde parfait, à l'équation des invariants du guide d'onde :

$$\frac{\Delta r}{r} - \frac{1}{\beta}\frac{\Delta \omega}{\omega} + \frac{\gamma}{\beta}\frac{\Delta h}{h} - \frac{\Delta c}{c} = 0 \tag{5.4.2}$$

où c correspond à la vitesse de propagation dans le guide d'onde, h sa hauteur, r la distance émetteur/récepteur et ω la pulsation du signal. Les coefficients β et γ dépendent du type du guide d'onde. S'il est dominé par la réflexion nous avons, $\beta = 1$ et $\gamma = -2$. Dans le cas d'un guide dominé par la réfraction, $\beta = -3$ et $\gamma = 0$ car on ne définit pas de hauteur pour ce type de guide d'onde. Des cas intermédiaires avec de la réfraction en surface et de la réflexion au fond du guide imposent un calcul numérique complexe pour obtenir les valeurs des invariants du guide d'onde.

L'équation 5.4.2 utilise les zones d'intensité constante ou iso-intensité. Avoir une intensité constante équivaut à avoir des signaux ayant la même phase. Avec l'utilisation de l'effet Larsen, le fait d'avoir une seule fréquence remplit la condition d'iso-fréquence et donc d'iso-intensité. Nous pouvons donc utiliser l'équation 5.4.2 avec l'effet Larsen.

Dans le cadre des expériences décrites dans ce chapitre, le guide d'onde est idéal et dominé par la réfléxion. Si l'on considère de plus que la position de la source et du récepteur est fixe, l'égalité suivante est obtenue à partir de l'éq. 5.4.2 :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta c}{c} - 2\frac{\Delta h}{h} \tag{5.4.3}$$

En utilisant l'éq. 5.4.3, l'évolution de la fréquence de résonance due à l'effet Larsen permettra de déterminer l'évolution de la vitesse en fixant la hauteur du guide d'onde. De la même manière, avec un guide d'onde dont la température est constante, l'évolution de la fréquence de résonance permettra de mesurer l'évolution de la hauteur du guide d'onde. Durant les expériences à petite échelle avec l'effet Larsen, une seule fréquence de résonance permettra d'effectuer ces mesures.

Nous étudierons successivement l'effet d'un changement lent et global de la température, donc de la vitesse de propagation, du guide d'onde. Ensuite, nous nous intéresserons à un changement de vitesse rapide et localisé. Finalement, la relation entre la variation de hauteur du guide d'onde et celle de la fréquence de résonance sera verifiée.

5.4.2 Changement lent et global de la températude du guide d'onde

Pour cette expérience, les dimensions du guide d'onde sont de 1100 mm pour la longueur et 52 mm pour la profondeur. Un thermo-couple enregistre la température toutes les minutes durant les 31 heures de l'expérience. En parallèle, l'effet Larsen est déclenché en continu. La carte d'acquisition nous permet de mesurer la fréquence de résonance toutes les minutes. Durant l'expérience, seule la température de la pièce évolue, ce qui change globalement la température de la cuve. La figure 5.4.2 présente le dispositif expérimental.

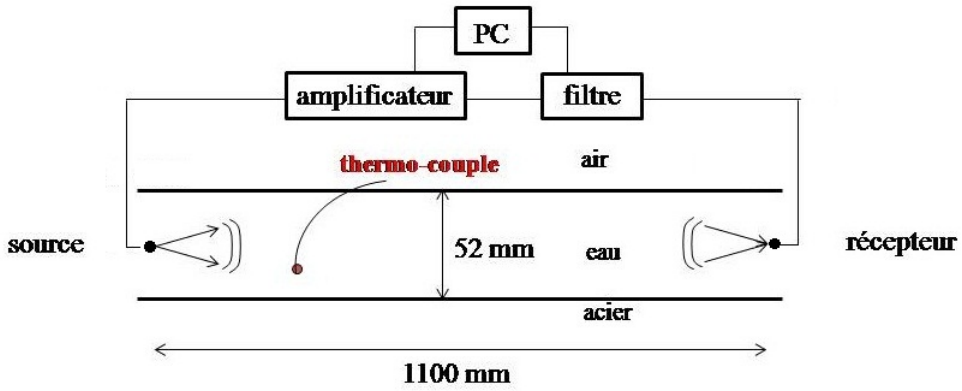


FIGURE 5.4.2: Schéma expérimental de l'expérience pour mesurer un changement global de température. Un thermo-couple, en rouge, enregistre la température. Un couple émetteur/récepteur permet d'obtenir l'effet Larsen dans le guide d'onde.

Les variations de température sont obtenues à partir des variations de fréquence Δf en utilisant l'équation 5.4.3 et la loi empirique (Wilson, 1959) :

$$\Delta c = 4.6\Delta T \tag{5.4.4}$$

La figure 5.4.3 représente les résultats isssus du thermo-couple et de la fréquence de résonance. Un excellent accord est obtenu entre les deux mesures de température. L'utilisation de l'effet Larsen ne permet cependant pas une mesure absolue de la température, seulement de sa variation. La valeur moyenne de température mesurée par le thermo-couple a été ajoutée aux variations de températures mesurées avec l'effet Larsen. Par ailleurs, on a, durant cette expérience négligé les effets de l'évaporation de l'eau, phénomène qui modifie également la fonction de tansfert du milieu et influe sur la fréquence de résonance. Les résultats indiquent que l'on pouvait en effet faire l'hypothèse que la hauteur du guide est restée constante durant l'expérience.

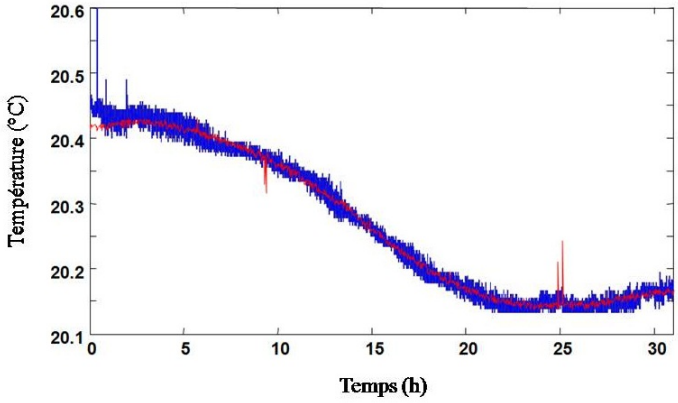


FIGURE 5.4.3: Variation de température du guide d'onde ultrasonore durant les 31 heures de l'expérience. En bleu la température mesurée par le thermo-couple, en rouge les variations de température mesurées à l'aide de l'effet Larsen.

La courbe rouge tracée en utilisant l'effet Larsen de la figure 5.4.3 présente quelques accidents. Il arrive que la fréquence ne soit pas correctement déterminée, comme par exemple à la 25$^{\text{ème}}$ heure. Cela provient de la méthode de mesure de la fréquence. Notre modèle est prévu pour mesurer une seule fréquence. Expérimentalement, il arrive que deux fréquences soient en concurence car elles ont un gain total $G(\omega)$ quasiment équivalent. Dans ce cas, la mesure d'une fréquence est difficile, d'où la présence d'accidents dans la courbe de variations de température

Deux conclusions importantes résultent de cette expérience. Premièrement, on est capable d'entretenir l'effet Larsen sur de longues périodes. C'est important dans le cadre de la barrière acoustique d'avoir un système opérationnel en permanence. Deuxièmement, la mesure de la fréquence via l'effet Larsen est très précis pour mesurer les variations de température. La précision est de l'ordre du pourcent de Kelvin.

5.4.3 Changement rapide et localisé de la températude dans le guide d'onde

Après avoir vu que l'effet Larsen est sensible à un changement lent et global de la température, on cherche cette fois à mesurer des effets de température locaux (quelques centimètres au lieu de 110 cm) et rapides (quelques minutes au lieu de plusieurs heures) dans le guide d'onde. Une résistance chauffante est encastrée dans la barre d'acier (au fond du guide d'onde). Le dispositif expérimental (fig. 5.4.4) comprend un couple émetteur/récepteur à

la fréquence centrale $F_c = 1.2$ MHz. Une résistance chauffante est placée à 225 mm de l'émetteur. Elle est pilotée électroniquement, de manière à pouvoir choisir la valeur du voltage à ses bornes et la durée de la chauffe. Un termo-couple est situé au-dessus de la résistance chauffante, légèrement désaxé de l'axe émetteur/récepteur du guide d'onde.

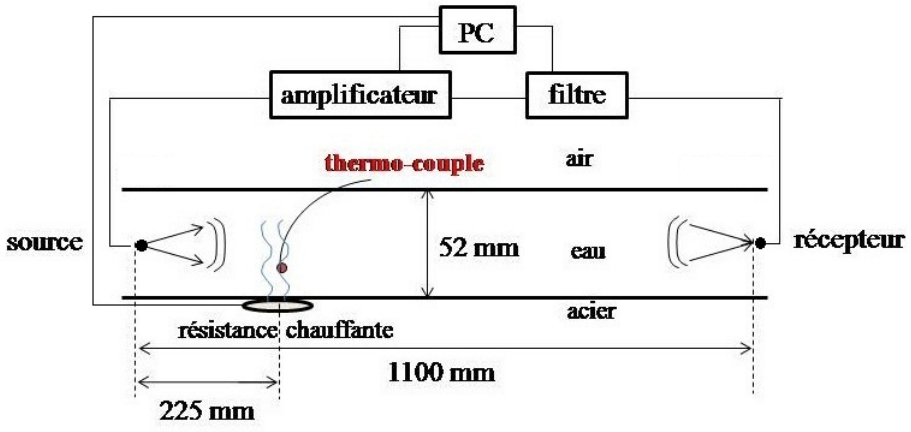


FIGURE 5.4.4: Schéma expérimental de l'expérience pour mesurer un changement local de température. Le thermo-couple se trouve à la verticale de la source de chaleur. La résistance est contrôlée numériquement.

La résistance crée des zones convectives dont la température est plus importante que celle du guide d'onde. Le chauffage dure huit minutes pour chaque période de chauffe. Les changements de température sont mesurés avec le thermo-couple et les variations de fréquence via l'effet Larsen. Comme précédemment, les variations de fréquence sont converties en variations de température via l'équation 5.4.3. Les résultats ne sont pas quantitatifs puisque l'on ne connaît pas le volume du guide d'onde chauffé par la résistance, l'effet Larsen prenant en compte la vitesse de propagation entre le couple émetteur/récepteur. Nous n'aurons donc pas la même correspondance que dans l'expérience précédente avec le changement de température global.

Les deux courbes de température et de vitesse de propagation mettent en avant une bonne correspondance temporelle. L'effet Larsen met quelques secondes en plus à se montrer réactif au changement local de température par rapport au thermo-couple situé proche de la résistance.

Cette expérience montre la sensibilité de la fréquence de résonance à des effets locaux dans le guide d'onde et la réaction rapide à une perturbation.

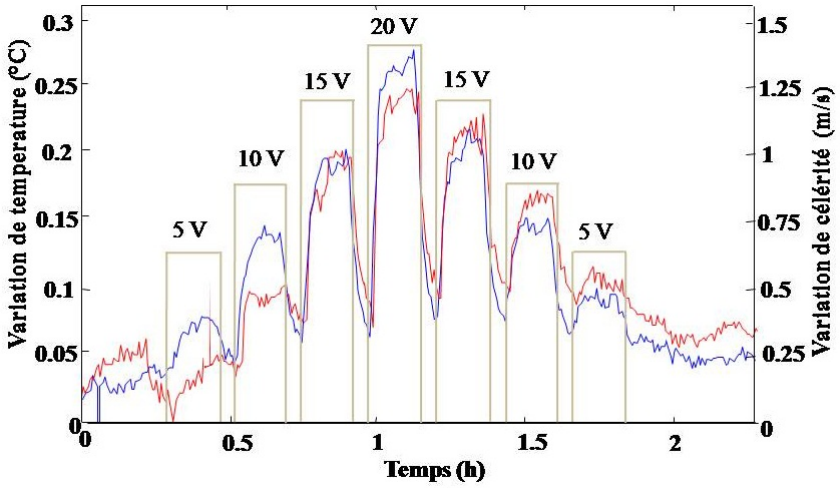


FIGURE 5.4.5: Comparaison en fonction du temps entre la mesure de température issue du thermo-couple (en bleu) et les variations de vitesse via l'effet Larsen (en rouge) pour un chauffage local et rapide dans le guide d'onde. Le voltage aux bornes de la résistance est représenté par la courbe grise avec le voltage correspondant. L'effet Larsen répond presque aussi rapidement à l'élévation de température que le themo-couple. La dynamique est correctement suivie.

5.4.4 Contrôle de la variation de la hauteur d'eau d'un guide d'onde

L'objectif de cette expérience est de vérifier, via l'effet Larsen, le lien entre le changement relatif de fréquence et le changement relatif de hauteur du guide (éq. 5.4.3). Pour cela, nous disposons du même dispositif expérimental que précédemment. La hauteur du guide d'onde est fixée à 25 mm pour pouvoir observer des changements relatifs de hauteur importants. Un système de goutte à goutte augmente régulièrement la hauteur du guide d'onde sans créer de vagues en surface. Un transducteur est ajouté sur le côté du guide d'onde, orienté vers la surface. Il travaille en transmission/réception. En fonction du temps que met l'onde émise par ce transducteur pour parcourir deux fois la hauteur du guide d'onde, nous obtenons la mesure de sa hauteur. La figure 5.4.6 indique les différents éléments utilisés pour l'expérience. Les effets dus au changement de température sur la fréquence de résonance sont négligés. Il y a peu de changement durant les 12 heures que dure l'expérience (0.1 K si l'on se réfère à la figure 5.4.3) et l'ajout en continu de l'eau à la même température permet aussi de diminuer les fluctuations de température. De plus, si la surface s'élève de quelques millimètres ($\lambda = 1.2$ mm), l'effet de la hauteur d'eau sera prépondérant par rapport à celui de la température.

La figure 5.4.7 représente l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de l'élévation

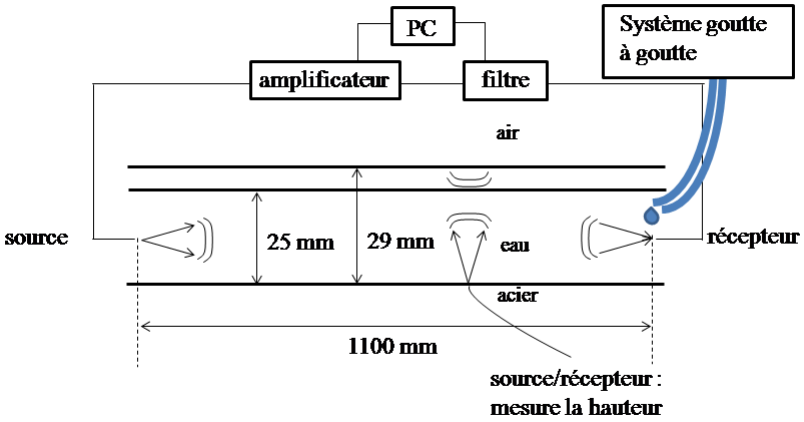


FIGURE 5.4.6: Schéma expérimental de l'expérience pour étudier le changement relatif de hauteur. Durant les 12 heures de l'expérience, la hauteur varie linéairement de 25 mm à 29 mm et est mesurée chaque minute.

de la hauteur d'eau du guide d'onde.

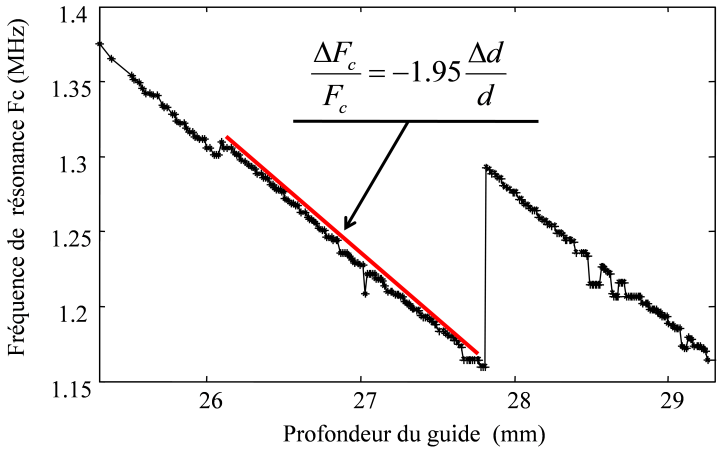


FIGURE 5.4.7: Fréquence de résonance en fonction de la hauteur d'eau du guide d'onde. En rouge est représenté le segment qui permet d'ajuster une droite aux données expérimentales, avec une bonne correspondance à la théorie.

Les résultats expérimentaux (fig. 5.4.7) nous permettent de retrouver le coefficient -2 de l'équation 5.4.3. L'écart entre les valeurs -1.95 et -2 provient majoritairement de la difficulté de mesurer la hauteur du guide d'onde. La difficulté, expérimentale, est de positionner le transducteur au niveau du fond du guide d'onde avec une précision de quelques dixièmes de mm.

La figure 5.4.7 permet également d'étudier le comportement de l'évolution de la fréquence

de résonance. Lorsque la fréquence arrive sur un bord de la bande passante du filtre, par exemple à la profondeur 27.8 mm, il y a un saut important de fréquence, facteur de c/L, vers le centre de la bande passante du filtre.

Il est intéressant de vérifier la dépendance entre la fréquence de propagation et le changement de hauteur du guide d'onde. Cette relation fortement non intuitive par rapport à celle qui relie fréquence et vitesse méritait d'être étudiée.

5.5 Détection de cible via l'effet Larsen avec un couple émetteur/récepteur

Toutes les expériences concernant la température et le changement de hauteur du guide d'onde ultrasonore ont permis de bien maîtriser l'effet Larsen dans le guide d'onde. Nous passons maintenant à l'étape de détection de cible. Comme précédemment, un seul couple émetteur/récepteur est utilisé.

Lors des précédentes expériences concernant les invariants du guide d'onde (éq. 5.4.3), l'observable était la valeur de la fréquence de résonance. Pour la détection de cible, l'observable est différente. En effet, la valeur de la fréquence de résonance évolue très rapidement en fonction des caractéristiques physique du milieu (vitesse, hauteur du guide d'onde, ...). Donc bien que la présence de la cible modifie la fréquence de résonance de l'effet Larsen, les changements de fréquence seront difficilement attribuables à la seule présence de la cible. L'évolution de la fréquence de résonance n'est donc pas une observable pertinente pour la détection d'une cible.

On a vu lors de l'étude des noyaux de sensibilité de volume (NSA) l'effet de la présence d'une cible sur l'amplitude du signal se propageant entre un couple émetteur/récepteur. Cet effet de perte d'amplitude de quelques pourcents est toujours présent avec un signal monofréquentiel. La cible est de nouveau une bille de plomb de rayon de l'ordre de la longueur d'onde. Lorsque qu'elle pénètre dans le guide d'onde, elle modifie l'aspect et l'amplitude de la fonction de transfert du système $M(\omega)$, par l'intermédiaire de $H(\omega)$, la fonction de transfert acoustique du guide d'onde. Les figures 5.3.2 et 5.3.4 montrent schématiquement, deux fonctions $M(\omega)$ avec la cible (en vert) et sans la cible (en rouge). Avec la cible, la valeur maximale de $|M(\omega)|$ est inférieure à 1, l'effet Larsen n'est alors

pas enclenché. Sans la cible, une valeur de $|M(\omega)|$ est supérieure à 1, il y a l'effet Larsen. Ce changement en fonction de la présence de la cible va nous permettre de la détecter.

Le but sera de régler le gain électronique pour que l'effet Larsen soit à la limite de stabilité, par exemple $|M(\omega)| = 1.01$. L'introduction de la bille diminuera cette valeur de quelques pourcents, l'effet Larsen ne sera alors plus enclenché. Un changement même minime du milieu de propagation produit une conséquence très marquée si l'effet Larsen est juste au gain nécessaire de déclenchement.

5.5.1 Détection d'une cible passant à travers le guide d'onde

Soit un guide d'onde de longueur 1100 mm et de hauteur 52 mm. La fréquence utilisée est d'environ $F_c = 1.2$ MHz, la longueur d'onde correspondante est $\lambda = 1.3$ mm. La bille est suspendue à un fil de pêche très fin de diamètre 0.06 mm, afin qu'il n'influence pas l'expérience. Elle est déplacée, à l'aide des moteurs pas à pas, par pas de 1 mm à travers le plan défini par la source et le récepteur (en bleu sur la figure 5.5.1). Le déplacement commence à -45 mm du plan défini par le couple émetteur/récepteur et continue 45 mm plus loin (axe y). La détection s'effectue en étudiant l'amplitude du signal reçu en fonction du gain M. Nous faisons évoluer le gain numérique, une composante de M. Quand l'effet Larsen est enclenché, le signal est saturé. Sinon, le signal reçu dépasse difficilement le niveau de bruit. Il y a donc deux comportements bien distincts, aisés à identifier par la simple lecture du signal reçu. Ils dépendent de la présence de la cible et du gain M. Si la présence de la cible stoppe la résonance, il faudra alors augmenter le gain numérique, c'est à dire la fonction de transfert de l'électronique $K(\omega)$, afin de compenser la diminution de $H(\omega)$ due à la cible.

Pour chaque position de la cible (de -45 mm à 45 mm par pas de 1 mm où 0 mm correspond au plan émetteur/récepteur), l'amplitude du signal reçu est mesurée en fonction du gain M, modifié à l'aide de l'amplificateur électronique. En fonction de la position de la bille et de M, on a ou non la présence de l'effet Larsen. C'est ce que décrit la figure 5.5.2. Le bleu correspond à une absence d'effet Larsen, contrairement au rouge où l'effet Larsen est présent.

Pour la partie (a) de la figure 5.5.2, il n'y a pas de cible. La même expérience est réalisée cent fois. Elle consite à mesurer l'amplitude du signal en fonction du gain M. C'est une expérience de référence pour vérifier si l'effet Larsen se déclenche régulièrement quand le gain M atteint la valeur critique de 1.

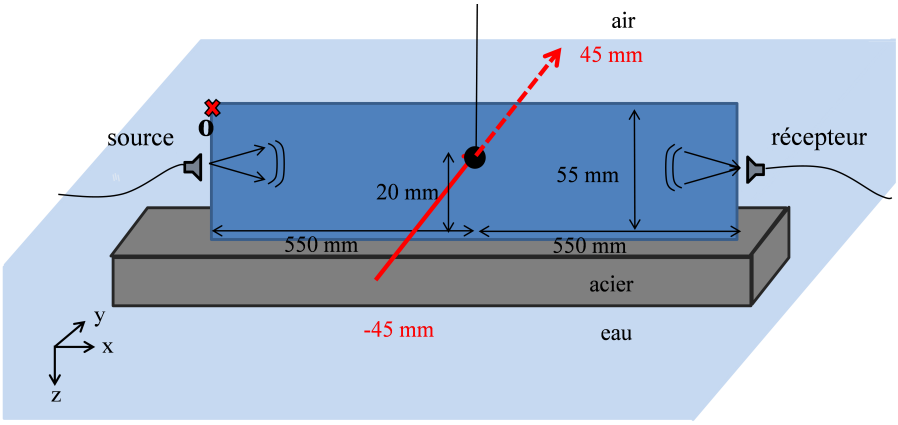


FIGURE 5.5.1: Schéma expérimental pour la détection de cible avec l'effet Larsen. La cible traverse le guide d'onde de part en part de -45 mm à 45 mm en suivant la flèche rouge (axe y), de manière normale au plan émetteur/récepteur (bleu foncé). $\lambda = 1.3$ mm, $F_c = 1.2$ MHz.

Pour les parties (b) et (c), l'expérience consiste, pour une valeur de M donnée, à déplacer la bille à travers le guide d'onde et à mesurer l'amplitude du signal pour chaque millimètre parcouru. Pour la partie (b), respectivement (c), le diamètre de la bille est de 2.2 mm, respectivement 3.2 mm.

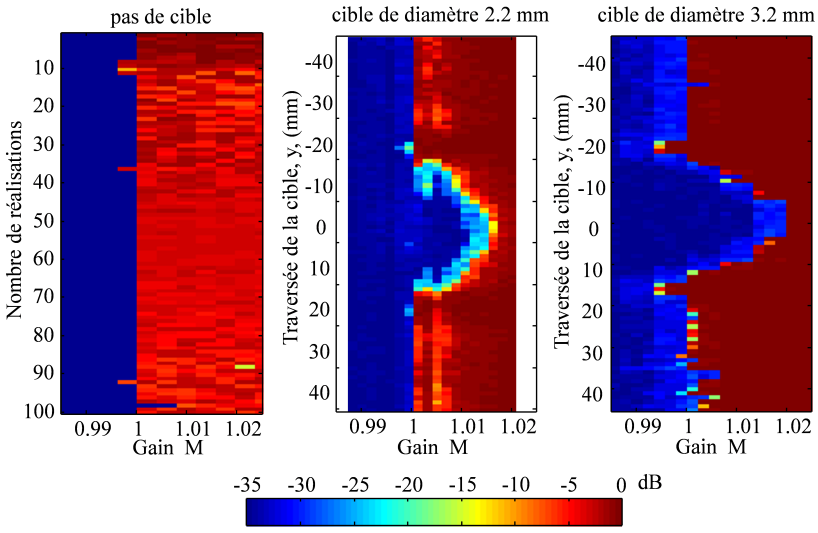


FIGURE 5.5.2: En bleu, pas d'effet Larsen, en rouge effet Larsen. (a) Présence de l'effet Larsen en fonction du gain numérique pour 100 réalisations successives sans présence de cible. (b) et (c), présence de l'effet Larsen en fonction du gain M et du déplacement à travers le guide d'onde de la bille de diamètre 2.2 mm, respectivement 3.2 mm. La détection s'effectue quand l'effet Larsen est coupé alors que sans la présence de la cible, il serait actif.

La figure (5.5.2-a) nous montre que l'effet Larsen se déclenche au gain attendu et de

manière régulière. Pour les figures 5.5.2 (b) et (c), le gain nécessaire supplémentaire, nommé M_d, pour obtenir le phénomène de résonance dépend de la taille et de la position de la cible. Le gain additionnel M_d est au maximum de 1.4 % pour la cible de diamètre 2.2 mm (fig. 5.5.2-b) et de 2.0 % pour la cible de diamètre 3.2 mm (fig. 5.5.2-c). Au dessus du gain M_d, on perd toute possibilité de détection.

Pour détecter une cible, le gain M est fixé par exemple à la valeur 1.01. Dans ce cas l'effet Larsen est présent sans la cible. Lorsque la cible va passer à travers le guide d'onde, l'effet d'ombre (interférence destructive) va stopper l'effet Larsen. Puis l'effet Larsen se réenclenche lorsque la cible s'éloigne de la zone de sensibilité des rayons acoustiques. Le désenclenchement de l'effet Larsen implique la détection de la cible.

Par le biais d'interférences constructives, la présence de la bille peut déclencher l'effet Larsen (fig. 5.5.2 c, position de la cible y=-20 mm et 20 mm). Un système de détection pourrait être basé sur ce phénomène.

La détection est possible sur une largeur d'environ 30 mm suivant l'axe y, de -15 mm à 15 mm (fig. 5.5.2 b et c). Cette largeur est équivalente pour les deux tailles de cible. C'est l'effet de l'extension latérale (axe y) du noyau de sensibilité dont la taille dépend principalement de la fréquence utilisée (sec. 2.9). Cette distance correspond au diamètre de la zone de Fresnel. Elle est classiquement définie, en radiométrie, par sa formulation en espace libre $\sqrt{\lambda L} = 35$ mm, en correspondance avec les valeurs expérimentales. Cette largeur de sensibilité est à mettre en rapport avec la vitesse de déplacement de la cible à travers le plan émetteur/récepteur. La barrière acoustique n'est pas infiniment fine, il existe donc un certain laps de temps pour détecter une cible lors de sa traversée.

5.5.2 Influence de vagues en surface

L'influence des vagues en surface est maintenant étudiée. Ce sont des vagues gravito-capillaires dont la longueur d'onde spatiale est de l'ordre de quelques centimètres. Avec un facteur d'échelle de 1000, on retrouve les vagues de gravité que l'on peut trouver en mer. Elles sont générées dans la cuve par une pompe qui ne change pas le volume d'eau de la cuve. Du fait des nombreuses réverbérations des vagues sur les parois de la cuve, les vagues n'ont pas de direction privilégiée et sont relativement homogènes sur l'ensemble du guide d'onde. Elles sont caractérisées par leur hauteur, mesurée par un transducteur. Le principe de mesure est identique à celui de la mesure de la hauteur d'eau dans l'expérience de contrôle de l'évolution de la hauteur du guide d'onde (fig. 5.4.6). Le

dispositif expérimental est identique à celui de la figure 5.5.1 avec en plus un transducteur permettant la caractérisation de l'état de surface. La moyenne quadratique de la hauteur des vagues est $\sqrt{\langle \Delta d^2 \rangle} \simeq \lambda/16$.

Pour la partie (a) de la figure 5.5.3, il n'y a pas de cible. La même expérience est réalisée cent fois. Elle consite à mesurer l'amplitude du signal en fonction du gain M. C'est une expérience dont le but est de mesurer quand l'effet Larsen se déclenche en fonction du gain M. L'idée est de tester la stabilité du déclenchement de l'effet Larsen en présence de vague à la surface. Le gain est reglé sans présence de vagues en surface (valeur critique de déclenchement).

Pour la partie (b), l'expérience consiste, pour une valeur de M donnée, à déplacer la bille à travers le guide d'onde et à mesurer l'amplitude du signal pour chaque mm parcouru par la cible. Le diamètre de la bille est de 3.2 mm.

Pour la partie (c), l'expérience consiste, pour une valeur de M donnée, à déplacer la bille à travers le guide d'onde et à mesurer l'amplitude du signal pour chaque pas de 0.2 mm parcouru par la cible. On acquiert ainsi cinq fois plus de données que dans l'expérience précédente (b). Le diamètre de la bille est identique pour les deux figures 5.5.3 b et c..

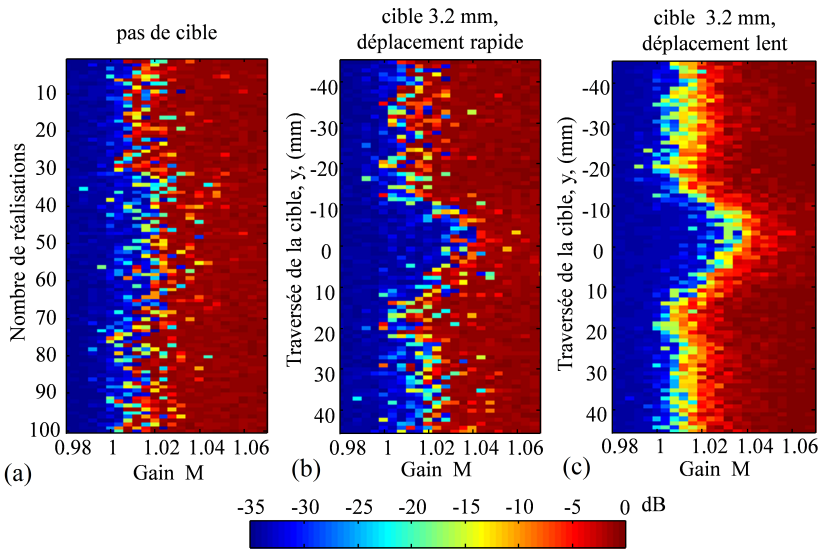


FIGURE 5.5.3: En bleu, pas d'effet Larsen, en rouge effet Larsen. (a) amplitude du signal en fonction du gain numérique pour 100 réalisations successives sans présence de cible. (b) et (c) présence de l'effet Larsen en fonction du gain M et du déplacement à travers le guide d'onde de bille de diamètre 3.2 mm par pas de 1 mm (b) et par pas de 0.2 mm (c).

Si on compare les figures 5.5.2-a et 5.5.3-a, on constate que le gain critique de déclenchement Larsen passe de la valeur 1 sans vague à environ 1.01 en présence de vague. Les vagues

en surface diffractent environ 1 % du champ acoustique par rapport au champ acoustique sans vague. Notons que dans le cadre de l'approximation de Kirchhoff (Williams *et al.*, 2004), l'atténuation cohérente dépend de la fréquence, de la moyenne quadratique de la hauteur des vagues de surface et de l'angle d'incidence du champ de pression à l'interface eau/air. Donc dans le cas de vagues en surface, il nécessaire d'augmenter le gain électronique d'une certaine valeur à déterminer en fonction de l'état de surface afin de déclencher l'effet Larsen.

La figure 5.5.3-b permet de détecter la cible mais de façon moins évidente par rapport à la figure 5.5.2-c. Afin d'augmenter notre potentiel de détection, on ralentit le passage de la cible d'un facteur 5, soit 5 acquisitions au millimètre. La figure 5.5.3-c est alors obtenue. La valeur de déclenchement pour le gain numérique est de 1.01 sans présence de la cible. Au maximum de détection, le gain numérique pour déclencher l'effet Larsen est de 1.03. On conserve donc le gain additionel de détection M_d de 2 %. L'effet des vagues et de la cible est cumulatif, puisque tous les deux diffractent le champ acoustique.

Remarquons que l'on étudie la propagation du champ acoustique dans son ensemble. On ne réalise pas une étude rayon par rayon comme le permet la D-FV. Ce qui implique que certains rayons ne touchent pas la surface, d'autres plusieurs fois. Ils sont donc affectés différemment par les vagues en surface. Quand on pourra étudier l'effet Larsen rayon par rayon, il sera intéressant de mesurer l'effet des vagues sur chaque rayon en fonction du nombre de réflexions en surface, de l'état de surface et comme on l'a vu dans le chapitre de noyaux de sensibilité de surface, de leur angle d'émission/réception.

5.6 Noyau de sensibilité associé à l'effet Larsen

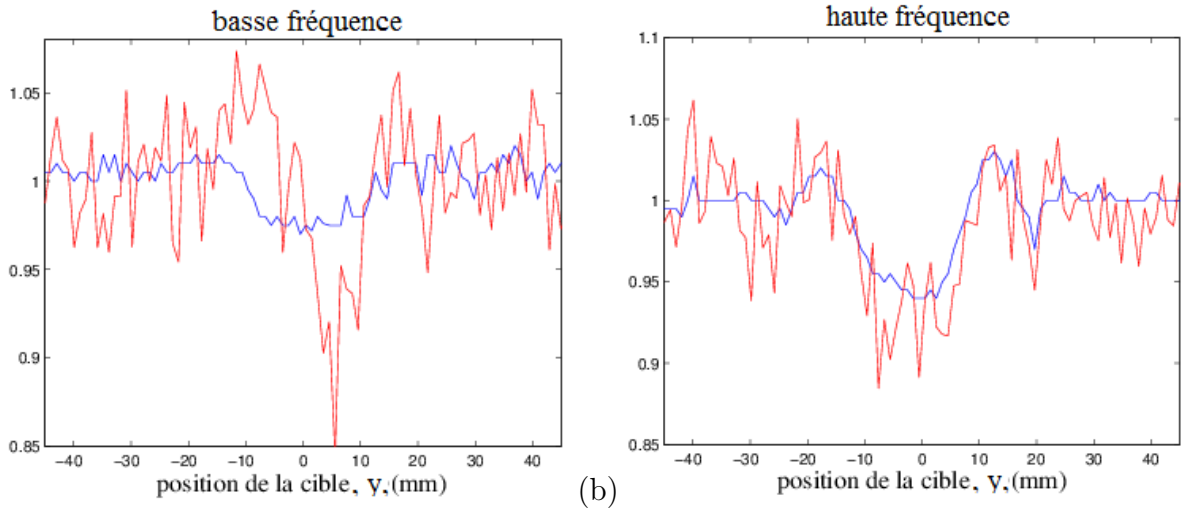
Les figures de détection 5.5.2-(b et c) et 5.5.3-c permettent de détecter la cible sans ambiguïté. Ces figures ressemblent beaucoup aux histogrammes de détection (fig. 3.4.2). La valeur M_d est de l'ordre de quelques pourcents, comme la perte relative d'amplitude $\Delta A/A$. Sachant que la cible diffracte une partie du champ acoustique, une hypothèse possible est que les figures 5.5.2 (b-c) et 5.5.3 (c) représentent les noyaux de sensibilité pour l'amplitude impliquant tous les trajets acoustiques qui passent par la position de la cible.

Afin de tester notre hypothèse, on effectue l'expérience de détection de la cible, sans vague. Tout d'abord, on utilise l'effet Larsen pour obtenir un résultat identique à la figure

5.5.2 (b) ou (c). La valeur qui nous intéresse est M_d, le gain supplémentaire de détection Larsen, en fonction de la position de la cible. L'expérience est faite avec deux fréquences de résonance différentes, $F_{c_1} = 0.8$ MHz et $F_{c_2} = 1.4$ MHz.

Ensuite, le même couple émetteur/récepteur est utilisé avec la baie d'acquisition. Un pulse est envoyé pour chaque position de la bille à travers le guide d'onde. Le pulse émis a une bande passante qui comprend les deux fréquences F_{c_1} et F_{c_2}. L'expérience est identique à la détermination expérimentale des noyaux de sensibilité (chapitre 2). Seule l'amplitude nous intéresse et non le temps de propagation. En effet, le temps de propagation n'a pas d'intérêt avec l'effet Larsen puisque le signal est monofréquentiel (fréquence de résonance).

Pour obtenir la variation relative d'amplitude $\Delta A/A$ à une fréquence donnée, on utilise les variations d'amplitude du spectre aux fréquences voulues, soit F_{c_1} et F_{c_2}. La figure 5.6.1 permet de comparer les deux approches.



(a) (b)

FIGURE 5.6.1: En bleu est représentée la valeur $1 - M_d$, en rouge $1 - \Delta A/A$ en fonction de la position de la cible à travers le guide d'onde. Résultats pour l'expérience basse fréquence F_{c_1} (a) et haute fréquence F_{c_2} (b).

On voit sur la figure 5.6.1 une certaine correspondance entre les deux quantités M_d et $\Delta A/A$, notamment pour la haute fréquence F_{c_2}. Cependant le rapport signal sur bruit n'est pas très bon dans le cas de l'émission d'un pulse comparé à l'expérience utilisant l'effet Larsen.

Lors de l'expérience correspondant à l'acquisition de la matrice de transfert, deux autres transducteurs à l'émission et à la réception ont été utilisés, en rouge sur la figure 5.6.2. Ce sont les transducteurs voisins, espacés de 0.75 mm, de ceux utilisés pour l'effet Larsen.

Nous disposons ainsi de 9 couples émetteur/récepteur. La courbe de $\Delta A/A$ est ensuite obtenue pour ces 9 couples.

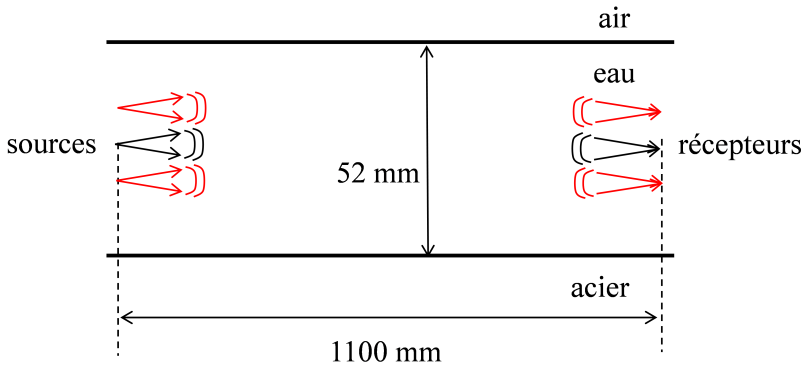
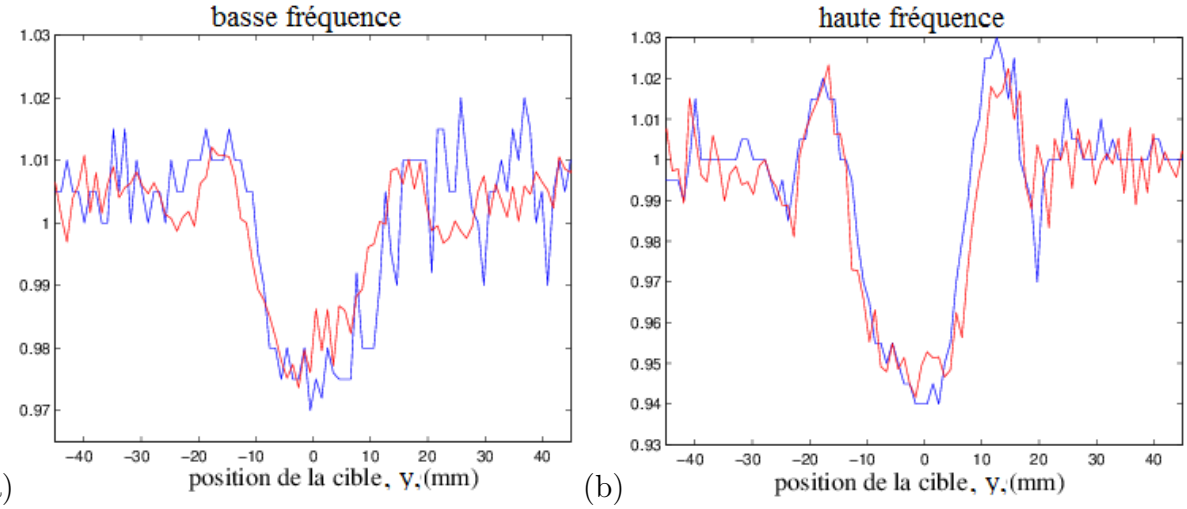


FIGURE 5.6.2: Positions des transducteurs supplémentaires. En rouge ceux ajoutés pour améliorer le rapport signal sur bruit dans le cadre de l'expérience nécessitant l'émission d'un pulse.

Les 9 courbes représentant $1-\Delta A/A$ en fonction de la position de la bille sont moyennées et comparées aux courbes représentant $1-M_d$ sur la figure 5.6.3.



(a) (b)

FIGURE 5.6.3: En bleu est représentée la valeur $1-M_d$, en rouge $1-\Delta A/A$ en fonction de la position de la cible. Les courbes rouges en (a) et (b) sont moyennées par rapport à neuf couples de transducteurs. Les deux approches, effet Larsen et émission d'un pulse, dans les cas basse fréquence (a) et haute fréquence (b) donnent un résultat identique.

La figure 5.6.3 montre que les quantités M_d et $\Delta A/A$, mis à part les effets du bruit, sont équivalentes.

Il est intéressant de savoir que les deux quantités M_d et $\Delta A/A$ représentent la même observable, au niveau de bruit près. Les noyaux de sensibilité pour l'amplitude sont connus (chapitre 2). On saura donc comment régler le gain M pour détecter une cible passant à travers la barrière acoustique fonctionnant avec l'effet Larsen, ce qui est particulièrement intéressant.

5.7 Effet Larsen doubles avec deux couples émetteur/récepteur

Deux ondes de fréquences différentes n'interfèrent pas entre elles dans un système linéaire. On souhaite voir si deux fréquences de résonance peuvent "cohabiter" en même temps dans le guide d'onde tout en étant indépendantes l'une de l'autre. Cette vérification est fondamentale pour pouvoir utiliser l'effet Larsen dans le cadre d'une barrière acoustique. Nous expérimentons l'effet Larsen dans le guide d'onde ultrasonore avec deux couples émetteur/récepteur simultanément et avec des fréquences de résonance différentes.

5.7.1 Couplage entre les fréquences

Durant cette expérience, nous étudions si deux fréquences de résonance peuvent ne pas interférer. Pour cela, nous choisissons, grâce aux filtres indépendants pour chaque couple, des fréquences de résonance situées aux extrémités de la bande passante des transducteurs, soit 0.8 MHz et 1.4 MHz. Le gain numérique est aussi indépendant pour les deux couples émetteur/récepteur. La distance entre les deux sources et les deux récepteurs est de 3 mm, comme on le voit sur la figure 5.7.1.

L'idée est de mesurer l'amplitude du signal pour un couple émetteur/récepteur en fonction du gain de l'autre. Le gain d'un couple est fixé et le gain de l'autre évolue sur une gamme de gains allant de 0 à 1.5. Si l'effet Larsen se déclenche au moment $M = 1$, et ce quel que soit le gain de l'autre couple, il n'y aura effectivement pas d'interférence.

La figure 5.7.2 montre qu'il n'y a effectivement pas de couplage entre les deux couples émetteur/récepteur. Quelle que soit la valeur des gains, l'effet Larsen se déclenche toujours vers la valeur 1.

Il n'y a donc pas d'interférence entre les deux couples émetteur/récepteur. Il faut souligner que les fréquences sont nettements séparées. Pour des fréquences proches, il faut des filtres

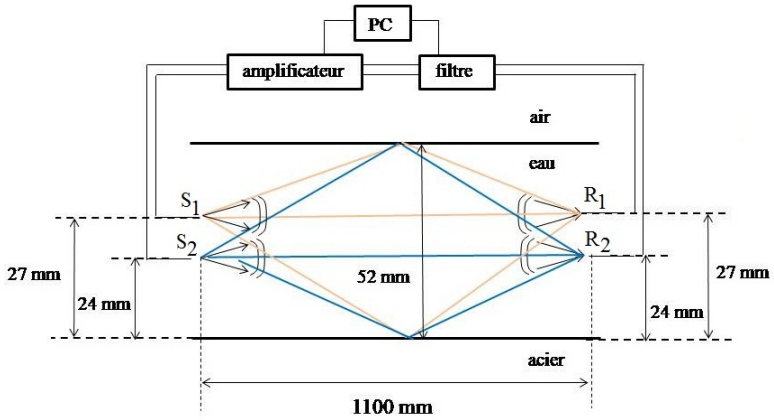


FIGURE 5.7.1: Schéma expérimental pour l'utilisation de l'effet Larsen avec deux couples émetteur/récepteur. Le couple $(S_1; R_1)$ est à basse fréquence : 0.8 MHz et $(S_2; R_2)$ à haute fréquence : 1.4 MHz.

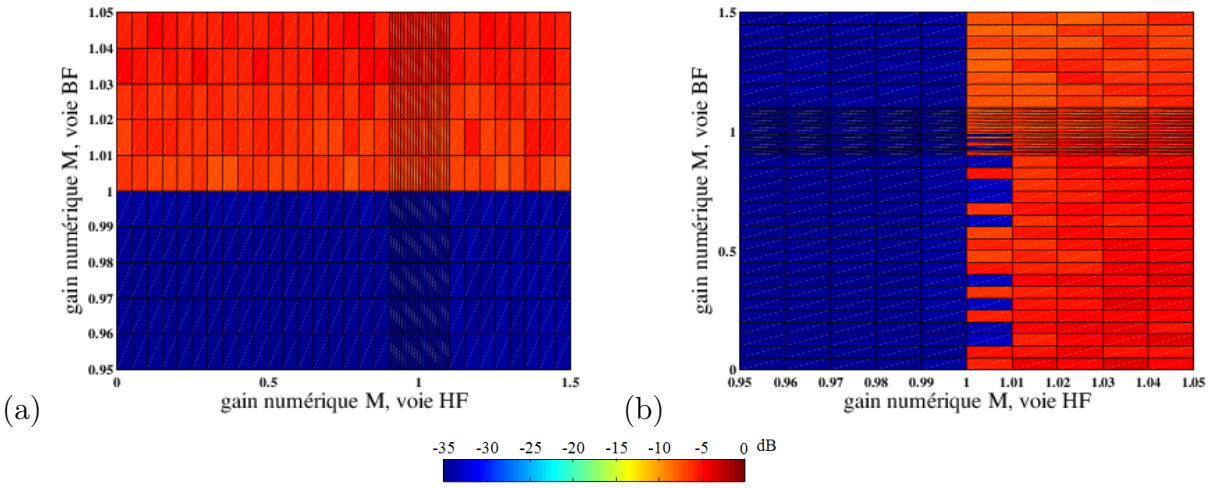


FIGURE 5.7.2: En bleu, pas d'effet Larsen, en rouge effet Larsen. (a) : amplitude du signal reçu avec le couple basse fréquence (BF) en fonction du gain des deux couples. (b) : amplitude du signal reçu haute fréquence (HF) en fonction du gain des deux couples. Le déclenchement de l'effet Larsen est conforme à nos attentes dans le cadre de non-interférence.

suffisamment étroits en fréquence pour que le spectre des deux fréquences ne se superpose pas. La largeur du spectre d'une fréquence de résonance dépend du rapport signal sur bruit des signaux (Weaver and Lobkis, 2006). Rappelons que l'effet Larsen est un phénomène de saturation. Le signal avant l'émission est donc écrêté. Cela génère d'autres fréquences dans le signal émis : les harmoniques. Or une harmonique d'un couple peut très bien être identique à la fréquence de résonance de l'autre couple, surtout si l'on multiplie le nombre de couples dans le milieu de propagation. Une solution consite à utiliser des filtres anti-harmoniques juste avant l'émission du signal.

La configuration spatiale des transducteurs est également à prendre en compte (Weaver *et al.*, 2007). Cependant il est difficile d'étudier tous les paramètres (interférence en fonction des positions spatiales des transducteurs, filtre à utiliser, fréquence utilisée) de manière expérimentale. Pour étudier l'impact de ceux-ci, une modélisation est à envisager.

Cette expérience montre que deux fréquences Larsen peuvent cohabiter sans interférer.

5.7.2 Détection d'une cible passant à travers le guide d'onde

Les deux couples émetteur/récepteur étant indépendants l'un de l'autre, on réalise l'expérience de détection en les utilisant simultanément. Le guide d'onde mesure 1100 mm de longueur et 52 mm de hauteur. Les deux filtres imposent des fréquences de résonance proches de 0.8 et 1.4 MHz. La cible est une bille de plomb de diamètre 3.2 mm. Elle traverse le guide d'onde sur 90 mm.

Chaque couple émetteur/récepteur ne couvre pas l'ensemble du guide d'onde. Pour que la cible les affecte simultanément, il faut que sa position intercepte deux rayons acoustiques issus de chacun des deux couples. On a vu au chapitre 2 que la zone de sensibilité des rayons à 1 MHz est d'environ 50 mm, soit la hauteur du guide d'onde. Il est donc tout de même aisé de trouver une position de la cible pour avoir une interaction avec les deux couples.

La figure de détection 5.7.3 représente l'amplitude du signal pour chaque couple (a : basse fréquence et b : haute fréquence) en fonction de la position de la cible. Précisons que le plan émetteur/récepteur servant de référence au déplacement de la bille a été estimé avec une erreur de 4 mm par rapport à ce qui était prévu. Cela ne perturbe en rien les conclusions de cette expérience.

On voit donc clairement sur la figure 5.7.3 la détection avec les deux couples simultanément. Une caractéristique des noyaux de sensibilité est retrouvée. La largeur de détection est de 35 mm avec le couple basse fréquence (5.7.3-a) et de 15 mm pour le couple haute fréquence (5.7.3-b). Cette expérience procure l'information du NSA pour l'ensemble des trajets acoustiques, couple par couple, pour la cible, sa position et la configuration du guide d'onde.

Cette expérience montre que la détection Larsen avec deux couples émetteur/récepteur fonctionne. Elle ne permet cependant pas la localisation. Notre

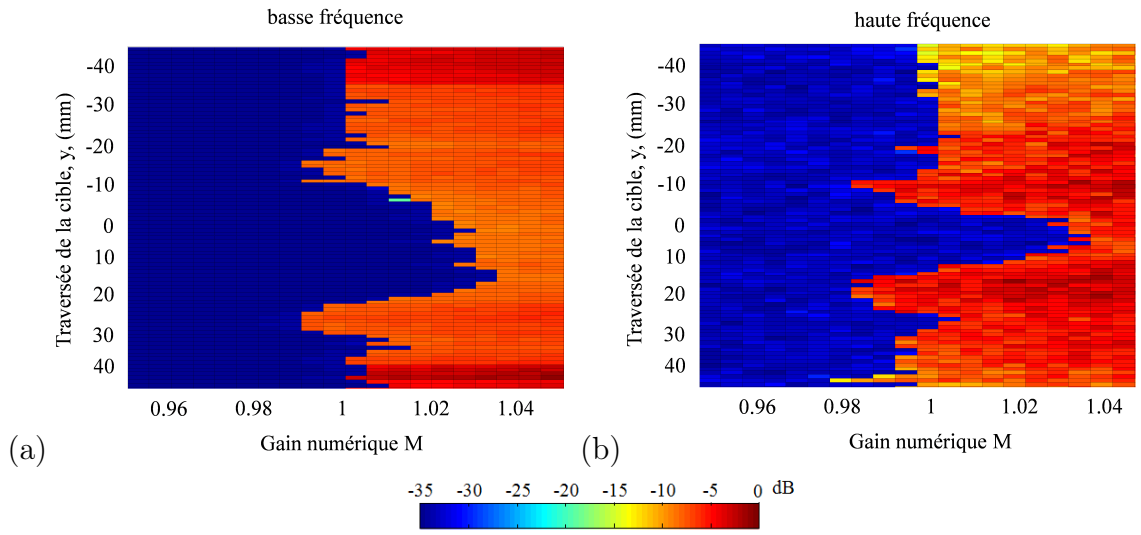


FIGURE 5.7.3: Détection de la cible de diamètre 3.2 mm avec l'amplitude du signal reçu en l'absence de vague en surface. En bleu, pas d'effet Larsen, en rouge effet Larsen. (a), respectivement (b), détection de la cible pour le couple basse fréqence (a), respectivement haute fréquence (b).

méthode de localisation passe par la séparation et l'identification d'un certain nombre de rayons acoustiques à travers le guide d'onde via la double formation de voies.

5.8 Différences de détection suivant l'utilisation de l'effet Larsen et l'émission impulsionnelle

5.8.1 Temps de détection

Lors d'expériences de détection de cible par effet Larsen, on voit en continu le signal reçu sur un oscilloscope. Dès l'introduction d'une cible dans le guide d'onde, l'effet Larsen s'arrête. La présence de la cible est détectée de manière très rapide ; le système fonctionne en temps réel.

Lors des expériences de localisation par l'acquisition de la matrice de transfert, une étape de traitement du signal est nécessaire avant de savoir s'il y a ou non une cible dans le guide d'onde. En cuve, la détection demande environ une minute. Les programmes n'ayant pas été optimisés au maximum dans l'optique de rapidité de temps de calcul, le temps de détection peut être diminué.

Bien que nous n'ayons pas effectué de localisation avec l'effet Larsen, nous pouvons assurer que l'étape de localisation, identique que l'on utilise l'effet Larsen ou l'acquisition de la matrice de transfert, est quasi instantanée.

5.8.2 Physique différente

L'effet Larsen est un bouclage mono-fréquentiel en continu sur un trajet acoustique, ou une multitude de trajets dans les précédentes expériences. Les figures 5.6.1 et 5.6.3 montrent que si l'on utilise une fréquence, l'effet Larsen présente un résultat ayant un meilleur rapport signal sur bruit que celui obtenu avec l'émission d'un pulse et ensuite choix d'une fréquence (fig. 5.6.1). Le fait d'avoir une fréquence de résonance permet d'obtenir un rapport signal sur bruit meilleur par rapport à une fréquence qui parcourt une seule fois le milieu.

D'un autre côté, lors de l'émission d'un pulse, il existe une gamme plus ou moins large de fréquences. Comme on peut le voir sur les figures de NSA exprimentales (fig. 2.8.4), cela permet d'améliorer le rapport signal sur bruit d'une qualité égale à celle obtenue avec l'effet Larsen. Il s'agit là d'une moyenne fréquentielle.

Notons que l'effet Larsen est un phénomène à deux niveaux : il existe ou non. Il n'y a pas d'intermédiaire. Si le gain M est de 1.02 et que l'effet Larsen est coupé, la seule conclusion est que la cible produit une diffraction du champ acoustique supérieure à 2 %. Quand on traite le signal après l'émission d'un pulse, on a précisément le pourcentage de perte d'amplitude caractéristique de la cible, donc une information précise. De plus, l'effet Larsen pour être utilisé nécessite la connaissance du gain critique en permanence. Il faut donc s'adapter à l'environnement.

Pour toutes les expériences petite échelle, on peut réduire les dimensions et la longueur d'onde par le facteur voulu. Par contre, la vitesse de propagation reste inchangée. La durée d'une boucle sera d'une ms à échelle réduite et d'une seconde en milieu océanique. Cela implique un temps de réponse de l'effet Larsen plus lent dans ce type de milieu.

5.9 Conclusion

L'effet Larsen, du fait d'un bouclage rétroactif dans le milieu, présente une grande sensibilité aux variations des paramètres du guide d'onde. En utilisant l'équation des invariants

du guide d'onde, l'évolution de la fréquence de résonance permet de mesurer des variations de la température, localisée ou non, et de la hauteur du guide d'onde. La précision est suffisante pour déterminer des variations de température au centième de Kelvin. Le bouclage sur un même trajet, ou multi-trajet, acoustique permet cette précision.

Il permet aussi la détection de cible, qui implique principalement une variation de densité par rapport aux paramètre du milieu de propagation. Pour la détection, l'observable est l'établissement ou non de l'effet Larsen. La cible diffractant une partie du champ acoustique, le gain nécessaire qui permetrait l'effet Larsen sans la présence de la cible n'est plus suffisant avec la présence de la cible. Le gain initial doit être judicieusement reglé pour que l'effet de la cible soit suffisamment important pour désenclencher l'effet Larsen.

Il est intéressant de voir que l'effet Larsen est sensible à la diffraction du champ acoustique par la cible. Le gain nécessaire au déclenchement de l'effet Larsen permet de détecter la présence de la cible. Nous avons vu expérimentalement le lien entre l'augmentation du gain à fournir pour compenser l'effet d'ombre de la cible et les NSA. Nous pouvons à l'aide de nos connaissances sur les NSA, prévoir la perte d'amplitude supposée pour une cible donnée et ainsi ajuster le gain du dispositif Larsen.

Afin d'utiliser l'effet Larsen pour la localisation et pas seulement la détection de cible, plusieurs rayons acoustiques doivent se propager en ayant différentes fréquences de résonance. Nous avons montré expérimentalement que deux fréquences de résonance évoluent sans s'influencer. Dans le cadre de la multiplication du nombre de trajets ayant des fréquences différentes, l'utilisation de filtres à l'émission sera nécessaire.

Finalement, nous avons vu la possibilité de détecter la cible en temps réel à l'aide de l'effet Larsen du fait d'un temps réponse extrêmement rapide à une perturbation dans le guide d'onde.

Chapitre 6

Perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit indiquent toutes les étapes nécessaires à la création d'une barrière acoustique en transmission, en environnement petit fond. Tout d'abord nous avons vu la manière dont une cible modifie le champ acoustique en espace libre, soit l'étude des noyaux de sensibilité. Ensuite, nous avons présenté le dispositif expérimental dans le guide d'onde avec un réseau émetteur et récepteur. Cette configuration, via l'utilisation de l'algorithme de D-FV, permet d'identifier et de mesurer les caractéristiques des rayons acoustiques se propageant dans le guide. La différence d'amplitude de chaque rayon acoustique étant de quelques pourcents entre une propagation sans et avec cible, elle nous permet de détecter la cible. L'étape de localisation est réalisée par la projection géométrique des rayons et/ou la résolution d'un problème inverse en utilisant la méthode de décomposition en valeurs singulières de la matrice de propagation. Cette dernière donne d'excellents résultats. La détection/localisation de cible a également été réalisée en présence de vagues à la surface du guide d'onde. Nous avons vu qu'il fallait se limiter à un angle d'incidence pour pouvoir localiser la cible. L'utilisation de l'effet Larsen pour la détection de cible a également été considéré comme une technique alternative dans le cas ou peu de sources et récepteurs sont à notre disposition. Voyons maintenant la suite logique de ces travaux.

1) Détecter et localiser en milieu océanique :

Il faut tout d'abord valider ces outils pour des données en milieu océanique. Nous ne possédons cependant pas de données en mer avec des passages de cibles. Il existe cependant deux jeux de données, FAF03 et FAF05 (réalisées en 2003 et 2005), issus d'expériences

avec deux réseaux émetteurs et récepteurs. Ces expériences ont été effectuées dans le but d'analyser la stabilité et les propriétés de la focalisation par retournement temporel. Les deux expériences présentent deux différences significatives : pour FAF03 (Roux *et al.*, 2004), le profil de célérité était quasiment constant sur toute la profondeur du guide d'onde et celui-ci avait comme dimension 9 km de long et 115 mètres de profondeur. Pour la campagne FAF05, le guide d'onde présente quant à lui une forte thermocline (Roux *et al.*, 2008), donc un gradient de vitesse non constant. Les dimensions du guide d'onde sont de 4 km de longueur avec une profondeur de 115 mètres. Ces deux jeux de données peuvent être traités avec l'objectif d'analyser l'évolution de l'amplitude des rayons acoustiques en fonction du temps en utilisant la D-FV. Il serait intéressant de revisiter ces expériences dans l'optique de barrière acoustique. L'idéal serait cependant un jeu de données en milieu portuaire avec plusieurs passages de cibles.

2) Optimiser les algorithmes de localisation :

Afin d'améliorer la qualité des résultats de localisation, une autre stratégie que la décomposition en valeurs singulières peut être utilisée. Il s'agit de la *full waveform inversion*, autrement dit inversion par la forme d'onde complète. Cette méthode n'utilise pas l'extraction d'observables mais plutôt directement le champ acoustique enregistré. Elle profite alors de l'ensemble des informations disponibles du signal et peut être couplée à la D-FV. Son utilisation avec des données pétrolières donne des résultats de bonne qualité. Par ailleurs, le temps de calcul est pour l'instant rédhibitoire pour une utilisation en temps réel et les caractéristiques physique du guide doivent être bien connues afin de pouvoir utiliser cette méthode d'inversion. Des travaux sont en cours afin de comparer les différentes méthodes d'inversion dans le cadre de la barrière acoustique.

3) Etudier précisément les limitations des vagues à la surface :

L'influence des vagues doit aussi être étudiée dans le détail. Les premières étapes consisteront à déterminer les paramètres physiques qui minimisent l'impact des vagues. Diminuer la fréquence du signal est par exemple un premier test à effectuer. Les expériences petite échelle permettent de réaliser différentes expériences afin de caractériser expérimentalement l'influence des vagues sur les observables mesurées. Selon l'influence des vagues, les effets sur l'amplitude des rayons acoustiques devront être filtrés. L'idée est de profiter de la rapidité de l'acquisition de la matrice de transfert pour enregistrer des variations haute

fréquence de l'influence des vagues sur la variation d'amplitude relative. Le passage de la cible produira lui un $\Delta A/A$ de plus basse fréquence que les vagues. On pourra ainsi tenter de séparer les deux contributions de $\Delta A/A$ basse fréquence (cible) et haute fréquence (vagues).

4) Augmenter le nombre de rayon identifiés :

Dans le cadre du traitement d'antenne (D-FV), certaines arrivées ne sont pas identifiables du fait de la taille de l'écho dans l'espace des angles. Ces rayons non identifiés sont principalement les trajets directs ou ayant une unique réflexion sur les interfaces du guide d'onde. Ils sont intéressants lors de processus de tomographie océanique. Des méthodes hautes résolutions (CAPON et MUSIC) permettent de les identifier. Cependant, ces méthodes sont plus lentes en termes de temps de calcul que celle de la D-FV et l'information de l'amplitude du rayon acoustique n'est plus disponible. De plus, les noyaux de sensibilité évoluent avec l'utilisation de la D-FV, il faudra donc écrire un nouveau modèle pour étudier l'évolution des noyaux de sensibilité avec les méthodes hautes résolution. Les méthodes de haute résolution ne s'adaptent pas de manière aussi évidente que la D-FV aux noyaux de sensibilité.

5) Utiliser la D-FV et l'effet Larsen :

Les premières expériences de détection avec l'effet Larsen dans un guide d'onde dans l'optique de la détection de cible ont été réalisées. La prochaine étape est de multiplier le nombre de couples disponibles dans le guide d'onde. Prochainement, un dispositif 16 émetteurs et 16 récepteurs sera disponible à l'échelle du laboratoire. Plusieurs étapes devront être validées avant de passer à une utilisation en milieu océanique. Tout d'abord il faudra utiliser la D-FV durant l'expérience dynamique et non durant le traitement des données. De plus, les interférences possibles entre les différentes couples devront être neutralisées par l'utilisation de filtre à l'émission. Ensuite, il faudra régler les paramètres de l'effet Larsen afin d'être capable de s'adapter à l'environnement. Tous les traitements pour obtenir la détection de la cible que l'on effectuait après l'expérience dans le cadre de la détection via l'émission de pulses acoustiques doivent être réalisés en temps réel si l'on utilise l'effet Larsen.

L'avantage est alors la grande sensibilité et l'aspect temps réel propre à l'effet Larsen.

Chapitre 7

Annexes

7.1 Optimisation du milieu

7.1.1 Correction du tilt

Au cours de l'expérience en cuve, les deux réseaux d'acquisition ne sont pas parfaitement posés à plat sur le fond du guide d'onde. L'effet exagéré est représenté sur la figure 7.1.1.

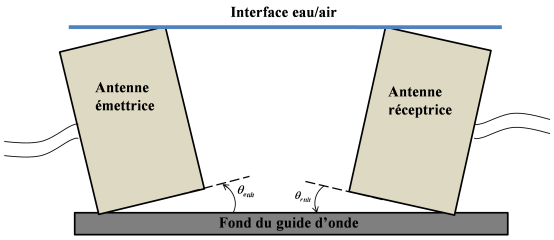


FIGURE 7.1.1: Schéma représentant le tilt des barrettes à l'émission comme à la réception.

Les angles des rayons identifiés avec la D-FV sont alors mesurés avec un angle supplémentaire, appelé tilt, à l'émission comme à la réception. Afin de le mesurer pour ensuite le corriger, une méthode est proposée. L'angle d'émission et de réception que l'on mesure correspond à :

$$\begin{cases} \theta_{e_{mesure}} = & \theta_{e_{exact}} + \theta_{e_{tilt}} \\ \theta_{r_{mesuré}} = & \theta_{r_{exact}} + \theta_{r_{tilt}} \end{cases} \tag{7.1.1}$$

En ajoutant d'une part et en soustrayant d'autre part les deux équations du système 7.1.1, nous obtenons :

$$\begin{cases} \theta_{e_{mesuré}} + \theta_{r_{mesuré}} = & \theta_{e_{exact}} + \theta_{e_{tilt}} + \theta_{r_{exact}} + \theta_{r_{tilt}} \\ \theta_{e_{mesuré}} - \theta_{r_{mesuré}} = & \theta_{e_{exact}} + \theta_{e_{tilt}} - \theta_{r_{exact}} - \theta_{r_{tilt}} \end{cases} \tag{7.1.2}$$

Dans un guide d'onde avec un gradient de vitesse uniforme et des interfaces planes, les angles d'émissions et de réceptions sont soit égaux, soit opposés. Les deux ensembles de rayons sont respectivement indicés i et j. On a donc les égalités : $\theta_{ei_{exact}} + \theta_{ri_{exact}} = 0$ et $\theta_{ej_{exact}} - \theta_{rj_{exact}} = 0$. L'intégration de ces deux équations au système 7.1.2 nous conduit à :

$$\begin{cases} \theta_{ei_{mesure}} + \theta_{ri_{mesuré}} = & \theta_{e_{tilt}} + \theta_{r_{tilt}} \\ \theta_{ej_{mesure}} - \theta_{rj_{mesuré}} = & \theta_{e_{tilt}} - \theta_{r_{tilt}} \end{cases} \tag{7.1.3}$$

Finalement,

$$\begin{cases} \theta_{e_{tilt}} = & \frac{1}{2}(\theta_{ei_{mesure}} + \theta_{ri_{mesuré}} + \theta_{ej_{mesure}} - \theta_{rj_{mesuré}}) \\ \theta_{r_{tilt}} = & \frac{1}{2}(\theta_{ei_{mesure}} + \theta_{ri_{mesuré}} - \theta_{ej_{mesure}} + \theta_{rj_{mesuré}}) \end{cases} \tag{7.1.4}$$

La correction du tilt des barrettes permet de projeter les rayons acoustiques avec plus de précision dans le guide d'onde.

La figure 7.1.2 montre sous la forme d'histogramme les valeurs de $\theta_{e_{tilt}}$ et $\theta_{r_{tilt}}$ obtenues pour une expérience de détection/localisation réalisée dans le guide d'onde utlrasonore. Les valeurs retenues sont $\theta_{e_{tilt}} = 0.3°$ et $\theta_{r_{tilt}} = 0.4°$.

7.1.2 Optimisation des caractéristiques du guide d'onde.

Plusieurs caractéristiques du guide d'onde doivent être optimisées. Cela est nécessaire pour calculer précisément les NSA dans le guide d'onde et ainsi permettre une meilleure localisation de la cible.

Les caractéristiques sont regroupées par paire. L'optimisation concerne tout d'abord, la profondeur du guide d'onde au niveau du réseau émetteur et du réseau récepteur. Ensuite,

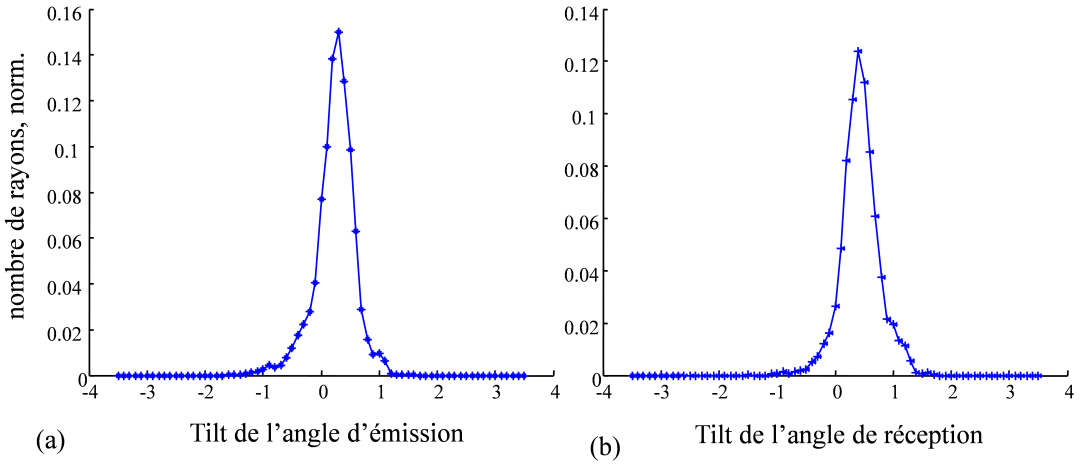


FIGURE 7.1.2: Histogrammes de $\theta_{e_{tilt}}$ (a) et $\theta_{r_{tilt}}$ (b).

la profondeur du premier émetteur et du premier récepteur est également optimisée (les profondeurs des transducteurs suivants sont définies à partir du premier en considérant un espacement constant entre chaque transducteur). Pour finir, la longueur du guide d'onde est optimisée.

Le principe du programme est d'utiliser les rayons identifiés lors d'une expérience avec la D-FV. Pour chaque rayon acoustique identifié, les informations concernant son trajet dans le guide d'onde sont connues. Il s'agit de la profondeur d'émission et de réception, de l'angle d'émission, et de réception et du temps de trajet. En utilisant l'équation eikonal, le trajet du rayon acoustique est calculé dans le guide d'onde. L'ensemble du processus est décrit sur la figure 7.1.3.

Le processus d'optimisation est un processus itératif. Chaque itération comprend trois étapes. Chaque étape permet d'optimiser une ou deux dimensions du guide d'onde.

L'étape 1 permet d'optimiser la profondeur de chaque côté du guide d'onde. Un ensemble de couples (profondeur du guide à l'émission ; profondeur du guide à la réception) est utilisé. Pour chaque couple, l'ensemble de rayons expérimentaux choisi est tracé dans le guide d'onde en fonction de l'angle d'émission et la profondeur d'émission. Dans le cas où le rayon n'arrive pas à la profondeur expérimentale attendue, l'angle d'émission évolue afin que le rayon arrive à la profondeur voulue. L'opération est répétée pour l'ensemble des rayons choisis. Pour tous les couples (profondeur du guide à l'émission ; profondeur du guide à la réception), une fonction coût est calculée :

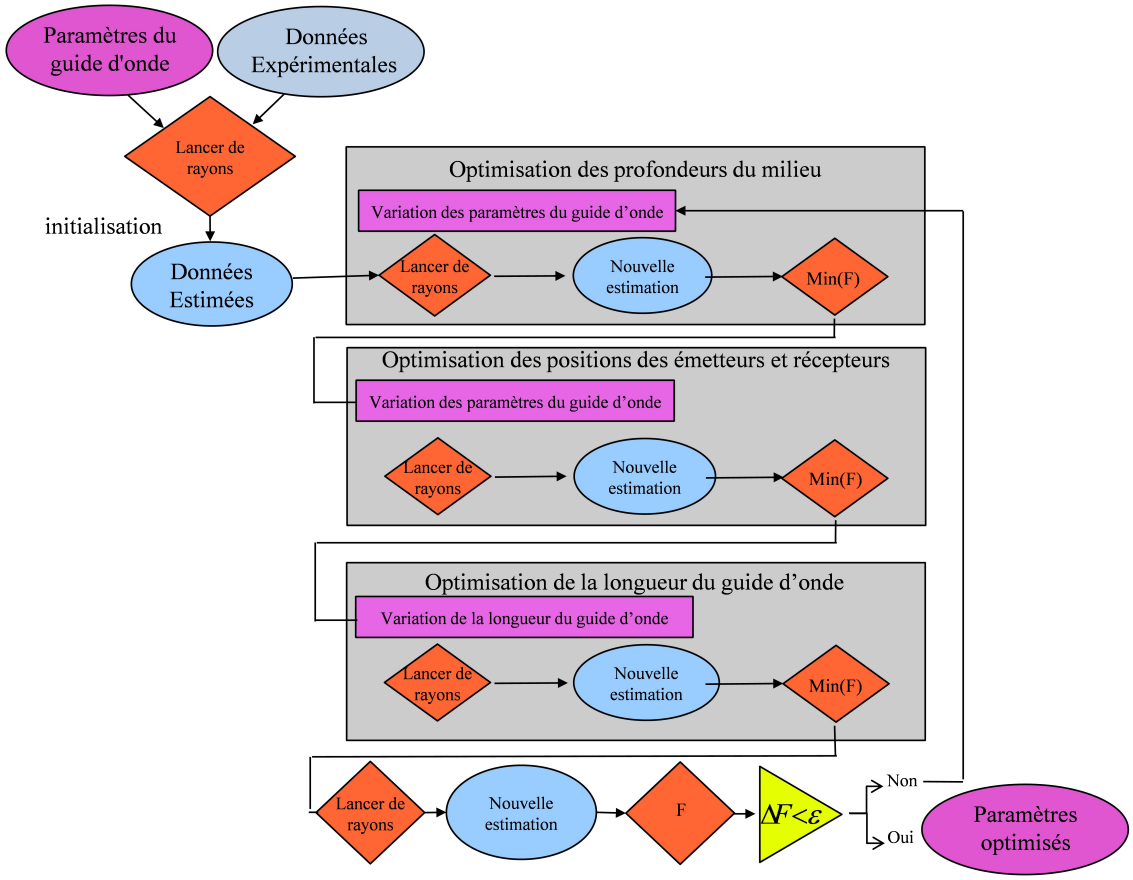


FIGURE 7.1.3: Organigramme du processus d'optimisation du guide d'onde.

$$F = \sum_{n=1}^{N_{rayons}} \left(\frac{\theta_{r-exp} - \theta_{r-opti}}{\Delta\theta} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{e-exp} - \theta_{e-opti}}{\Delta\theta} \right)^2 + \left(\frac{t_{exp} - t_{opti}}{T} \right)^2 \qquad (7.1.5)$$

avec θ_{r-exp} et θ_{e-exp} les angles d'émission et de réception mesurés expérimentalement et θ_{r-opti} et θ_{e-opti} les angles d'émission et de réception issus de l'optimisation. La quantité $\Delta\theta$ correspond à la largeur de la tache focale dans l'espace des angles après D-FV. Le terme $\frac{t_{exp}-t_{opti}}{T}$ correspond quant à lui à la différence des temps d'arrivées entre le rayon expérimental et celui théorique, divisé par la période du signal. En fonction du minimum de F, un couple (profondeur du guide à l'émission ; profondeur du guide à la réception) est choisi.

L'étape 2 utilise le couple (profondeur du guide à l'émission ; profondeur du guide à la réception) optimisé à l'étape précédente. Ensuite, différents couples (profondeur du premier émetteur ; profondeur du premier récepteur) sont testés. La méthode est identique à celle de l'étape 1 avec le tracé des rayons expérimentaux et suivie du calcul de la fonction

coût F (éq. 7.1.5). La position des autres émetteurs et récepteurs est définie en fonction de la position du premier émetteur et récepteur.

L'étape 3 utilise les paramètres optimisés des deux premières étapes. Différentes longueurs du guide d'onde sont testées et celle qui minimise la fonction coût F est choisie.

La $(n+1)^{\text{ème}}$ itération prend en compte les paramamètres optimisés de la $n^{\text{ème}}$ et reproduit le même mécanisme décrit précédemment. Une fois que la fonction coût n'évolue plus ou très peu, l'optimisation est terminée. Notons qu'il est préférable de réaliser correctement les mesures lors de l'expérience afin que la fonction coût converge plus rapidement.

7.2 Condition d'accord de phase avec l'effet Larsen

Les fréquences de résonances possibles impliquent un accord de phase entre l'émetteur et le récepteur. Toutes les fréquences de résonances possibles sont espacées de la valeur c/L, avec c la vitesse du milieu et L la longueur du milieu de propagation. L'accord de phase entre l'émetteur et le récepteur existe pour un nombre entier n de longueur d'onde λ entre les deux (éq. 7.2.1) :

$$n\lambda = L \tag{7.2.1}$$

avec $\lambda = c/f$, on obtient l'équation suivante :

$$n\frac{c}{f} = L \tag{7.2.2}$$

En considérant une longueur d'onde supplémentaire dans le milieu de propagation à celle de l'équation 7.2.2, soit une augmentation de fréquence Δf, on écrit :

$$(n+1)\frac{c}{f+\Delta f} = L \tag{7.2.3}$$

En utilisant les deux équations 7.2.2 et 7.2.3, on montre immédiatement que :

$$\Delta f = \frac{c}{L} \tag{7.2.4}$$

Considérons le cas où l'émetteur et le récepteur sont espacés de $L = 1100$ mm dans un milieu avec la vitesse $c = 1490$ m/s. La figure 7.2.1 présente les trois premières fréquences de propagation de fréquences $\frac{c}{L}$, $2\frac{c}{L}$ et $3\frac{c}{L}$, dont les valeurs est de l'ordre du kHz.

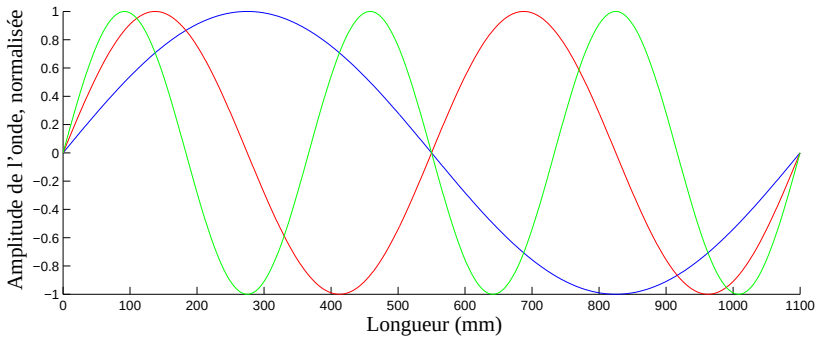


FIGURE 7.2.1: Les trois premières fréquences présentant un accord de phase entre un couple émetteur/récepteur situé à 1100 mm de distance en milieu libre.

7.3 Dispositif expérimental de l'effet Larsen

Voici précisément le dispositif expérimental concernant l'effet Larsen au niveau électronique du signal.

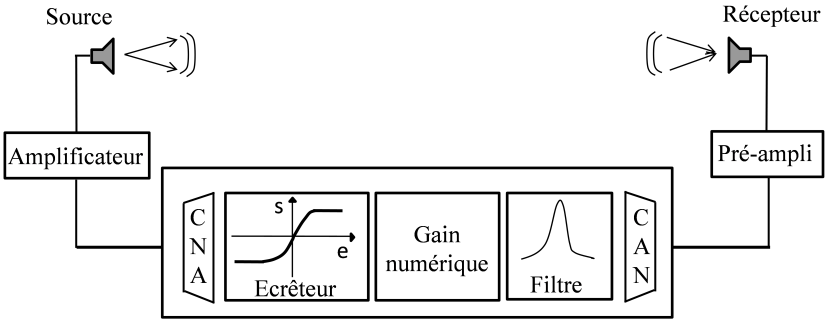


FIGURE 7.3.1: Schéma représentant les différentes étapes de traitement du signal entre sa réception et sa ré-émission.

Le traitement du signal s'effectue en différentes étapes :

1. Réception au niveau du récepteur. La tension du signal reçu est de quelques mV.
2. Pré-amplification du signal. Il est préférable d'utiliser l'amplificateur dans un régime où il est linéaire. Le gain par lequel est multiplié le signal est d'environ 50.

3. Numérisation du signal avec le convertisseur analogique/numérique. La carte en entrée sature à 1 V. On numérise sur 15 bits. Il est préférable que le signal soit proche de l'amplitude de saturation. Il est ainsi échantillonné en utilisant au maximum les possibilités du matériel. Dans le cas où l'on a plusieurs couples, il faut répartir un certain nombre de bits pour chacun.
4. Filtrage du signal. Différents filtres sont disponibles en fonction de leur fréquence centrale, largeur de bande passante et amplitude des lobes secondaires.
5. Gain. C'est le gain variable qui est précisément maîtrisé. Sa valeur dépend de tous les autres gains du système, notamment de celui du guide d'onde. La précision du gain dépend de la plage de valeur que l'on veut utiliser. Il faut répartir le nombre de bits disponibles entre les entiers et les décimaux.
6. Un écrêteur numérique permet d'avoir un signal non saturé mais écrêté, ce qui implique la création d'harmoniques indésirables dans notre cas.
7. Conversion du signal numérique en analogique. Le signal de sortie est aussi limité à 1 V.
8. Nouvel amplificateur. Il est différent du premier (étape 2) car sa tension maximale de sortie est de 15 V. Il permet d'alimenter correctement les transducteurs.
9. Propagation dans le guide d'onde. Son gain dépend assez fortement de l'alignement des réseaux échographiques durant nos expériences.

La carte d'acquisition nous permet d'extraire régulièrement jusqu'à 16000 points pour enregistrer un signal sans interférer avec le déroulement de l'expérience.

Les expériences avec l'effet Larsen sont assez délicates car chaque élément de l'ensemble du système a son importance. Il est nécessaire de connaître chaque étape de la boucle afin de pouvoir utiliser correctement l'ensemble du dispositif.

Bibliographie

Athanassoulis G and Skarsoulis E (1995). Arrival-time perturbations of broadband tomographic signals due to sound-speed disturbances. A wave-theoretic approach, *The Journal of the Acoustical Society of America* **97**, 3575.

Bass F, Freulicher V and Fuks I (1974). Propagation in statistically irregular waveguides– Part I : Average field, *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* **22**(2), 278–288.

Bonnel J (2010), Analyse de la dispersion acoustique UBF (0-150 Hz) pour la surveillance et la caractérisation du milieu marin, Master's thesis.

Born M, Wolf E and Bhatia A (1970). *Principles of optics*, Pergamon Pr.

Capon J (1969). High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proceedings of the IEEE* **57**(8), 1408–1418.

Chu D and Ye Z (1999). A phase-compensated distorted wave born approximation representation of the bistatic scattering by weakly scattering objects : Application to zooplankton, *The Journal of the Acoustical Society of America* **106**, 1732.

Chuprov S (1982). Interference structure of a sound field in a layered ocean, *Ocean Acoustics, Current State* pp. 71–91.

Collin R and Zucker F (1969). Antenna theory.

D Spain G and Kuperman W (1999). Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth, *The Journal of the Acoustical Society of America* **106**, 2454.

Dahl P and Kapodistrias G (2003). Scattering from a single bubble near a roughened air–water interface : Laboratory measurements and modeling, *The Journal of the Acoustical Society of America* **113**, 94.

Demer D, Conti S, De Rosny J and Roux P (2003). Absolute measurements of total target strength from reverberation in a cavity, *The Journal of the Acoustical Society of America* **113**, 1387.

Dzieciuch M, Worcester P and Munk W (2001). Turning point filters : Analysis of sound propagation on a gyre-scale, *The Journal of the Acoustical Society of America* **110**, 135.

Faran Jr J (1951). Sound scattering by solid cylinders and spheres, *The Journal of the Acoustical Society of America* **23**, 405.

Folegot T, Clorennec D, Minonzio J, de Rosny J, Prada C, Fink M, Hibral S and Berniere L (2005). A high frequency time reversal array deployment in a very shallow water environment, *The Journal of the Acoustical Society of America* **117**(4), 2462–2462.

Folegot T, Martinelli G, Guerrini P and Stevenson J (2008). An active acoustic tripwire for simultaneous detection and localization of multiple underwater intruders, *The Journal of the Acoustical Society of America* **124**, 2852.

Furduev A (2001). Acoustic Monitoring of the Sea Medium Variability : Experimental Testing of New Methods, *Acoustical Physics* **47**, 361–368.

Gaunaurd G C and Uberall H (1983). RST analysis of monostatic and bistatic acoustic echoes from an elastic sphere, *The Journal of the Acoustical Society of America* **73**(1), 1–12.

Grachev G and Wood J (1993). Theory of acoustic field invariants in layered waveguides, *Acoustical physics* **39**(1), 33–35.

Hickling R (1962). An Analysis of Echoes from a Solid Elastic Sphere in Water, Technical report, DTIC Document.

Hickling R (1964). Analysis of echoes from a hollow metallic sphere in water, *The Journal of the Acoustical Society of America* **36**, 1124.

Iturbe I (2010). *Tomographie acoustique haute résolution dans un guide d'onde océanique*.

Iturbe I, Roux P, Nicolas B, Virieux J and Mars J (2009). Shallow-Water Acoustic Tomography Performed From a Double-Beamforming Algorithm : Simulation Results, *Oceanic Engineering, IEEE Journal of* **34**, 140.

Iturbe I, Roux P, Virieux J and Nicolas B (2009). Travel-time sensitivity kernels versus diffraction patterns obtained through double beam-forming in shallow water, *The Journal of the Acoustical Society of America* **126**, 713.

Jensen F, Kuperman W, Porter M and Schmidt H (2011). *Computational ocean acoustics*, Springer London, Limited.

Kim S, Kuperman W, Hodgkiss W, Song H, Edelmann G and Akal T (2003). Robust time reversal focusing in the ocean, *The Journal of the Acoustical Society of America* **114**, 145.

Kuperman, W. A. A T H W S K S E G and Song H (2000). Forward scatter barrier with a time-reversal mirror, *The Journal of the Acoustical Society of America* **108**, 2607.

Kuperman W, Hodgkiss W, Song H, Akal T, Ferla C and Jackson D (1998). Phase conjugation in the ocean : Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror, *The journal of the Acoustical Society of America* **103**, 25.

Kuperman W and Ingenito F (1977). Attenuation of the coherent component of sound propagating in shallow water with rough boundaries, *The Journal of the Acoustical Society of America* **61**, 1178.

Kuperman W and Schmidt H (1989). Self-consistent perturbation approach to rough surface scattering in stratified elastic media, *The Journal of the Acoustical Society of America* **86**, 1511.

Lo Y and Lee S (1995). *Antenna handbook*, Chapman and Hall.

Marandet C, Roux P, La Rizza P and Nicolas B (2010). Detection of a target in shallow water using the feedback phenomenon : A small-scale experimental demonstration., *The Journal of the Acoustical Society of America* **128**, 2460.

Mesla J and D.L. C (1978). *Decision and estimation theory*, McGraw-Hill, New York, NY.

Morse P and Ingard K (1968). *Theoretical acoustics*, Princeton Univ Pr.

Munk W, Worcester P and Wunsch C (1995). *Ocean acoustic tomography*, Cambridge Univ Pr.

Ogilvy J (1987). Wave scattering from rough surfaces, *Reports on Progress in Physics* **50**, 1553.

Prada C, de Rosny J, Clorennec D, Minonzio J, Aubry A, Fink M, Berniere L, Billand P, Hibral S and Folegot T (2007). Experimental detection and focusing in shallow water by decomposition of the time reversal operator, *The Journal of the Acoustical Society of America* **122**, 761.

Roux P, Cornuelle B, Kuperman W and Hodgkiss W (2008). The structure of raylike arrivals in a shallow-water waveguide, *The Journal of the Acoustical Society of America* **124**, 3430.

Roux P and Fink M (2000). Time reversal in a waveguide : Study of the temporal and spatial focusing, *The Journal of the Acoustical Society of America* **107**, 2418.

Roux P, Jordan J and Kuperman W (2002). The feedback phenomenon applied to underwater acoustics, *The Journal of the Acoustical Society of America* **112**, 2392.

Roux P, Kuperman W, Hodgkiss W, Song H, Akal T and Stevenson M (2004). A nonreciprocal implementation of time reversal in the ocean, *The Journal of the Acoustical Society of America* **116**, 1009.

Schmidt R (1986). Multiple emitter location and signal parameter estimation, *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* **34**(3), 276–280.

Skarsoulis E, Athanassoulis G and Send U (1996). Ocean acoustic tomography based on peak arrivals, *The Journal of the Acoustical Society of America* **100**, 797.

Skarsoulis E and Cornuelle B (2004). Travel-time sensitivity kernels in ocean acoustic tomography, *The Journal of the Acoustical Society of America* **116**, 227.

Song H, Kuperman W, Hodgkiss W, Akal T and Guerrini P (2003). Demonstration of a high-frequency acoustic barrier with a time-reversal mirror, *Oceanic Engineering, IEEE Journal of* **28**(2), 246–249.

Stevenson M, Tesei A, Guerrini P, Folegot T, Sabra K, Roux P, Song H, Kuperman W, Hodgkiss W and Akal T (2007). An acoustic tripwire based on forward scattering in a time-reversal mirror, *US Navy J. Underwater Acoustic.* **61**, 52–60.

Sukhovich A, Roux P and Wathelet M (2010). Geoacoustic inversion with two source-receiver arrays in shallow water, *The Journal of the Acoustical Society of America* **128**, 702.

Tarantola A (1987). *Inverse problem theory : Methods for data fitting and model parameter estimation*, Elsevier Science Pub. Co. Inc., New York, NY.

Tas (1984), Localisation de sources corrélées par traitement d'antenne en utilisant le lissage spatial, Master's thesis.

Thorne P, Manley C and Brimelow J (1993). Measurements of the form function and total scattering cross section for a suspension of spheres, *The Journal of the Acoustical Society of America* **93**, 243.

Thorsos E (1988). The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum, *The Journal of the Acoustical Society of America* **83**, 78.

Thorsos E and Jackson D (1989). The validity of the perturbation approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum, *The Journal of the Acoustical Society of America* **86**, 261.

Twersky V (1950). On the Non-Specular Reflection of Plane Waves of Sound, *The Journal of the Acoustical Society of America* **22**, 539.

Weaver R and Lobkis O (2006). On the linewidth of the ultrasonic Larsen effect in a reverberant body, *The Journal of the Acoustical Society of America* **120**, 102.

Weaver R, Lobkis O and Yamilov A (2007). Entrainment and stimulated emission of ultrasonic piezoelectric auto-oscillators, *The Journal of the Acoustical Society of America* **122**, 3409.

Williams K, Thorsos E and Elam W (2004). Examination of coherent surface reflection coefficient (CSRC) approximations in shallow water propagation, *The Journal of the Acoustical Society of America* **116**, 1975.

Wilson W (1959). Speed of sound in distilled water as a function of temperature and pressure, *The Journal of the Acoustical Society of America* **31**, 1067.

Woodward M (1992). Wave equation tomography,, *Geophysics* **57**, 12–26.

Yang T C and Hayward T J (1991). Surface and bottom backscattering strengths measured from midrange reverberation in the CEAREX 89 arctic experiment., *The Journal of the Acoustical Society of America* **90**(4), 2257–2257.

Résumé

Cette thèse démontre expérimentalement à l'échelle du laboratoire la détection et la localisation, en transmission, d'une cible de taille de la longueur d'onde. La configuration expérimentale correspond à un guide d'ondes ultrasonique limité par deux réseaux émetteur-récepteur.

Deux réseaux coplanaires enregistrent dans le domaine temporel la matrice de transfert du guide d'ondes entre chaque couple émetteur-récepteur. En invoquant le principe de réciprocité, un algorithme de Double Formation de Voies est simultanément exécuté sur les réseaux émetteur et récepteur. Ce traitement d'antennes permet de projeter les échos acoustiques plusieurs fois réverbérés en un ensemble de rayons acoustiques, qui sont définis par angles leurs angles d'émission et de réception.

La comparaison réalisée entre l'amplitude de chaque rayons acoustique avec et sans cible dans le guide d'onde permet, par effet d'ombre, de détecter de la cible. La localisation est réalisée à travers la résolution d'un problème inverse en utilisant les rayons acoustiques extraits de la double formation de voies. L'utilisation de noyau de sensibilité utilisant le phénomène de diffraction pour chaque rayon acoustique fournit la localisation et une signature de la cible. Des résultats expérimentaux sont présentés en présence de vagues en surface.

L'utilisation de l'effet Larsen dans la cadre de la barrière acoustique est également envisagée pour son extrême sensibilité aux variations du milieu.

Abstract

This thesis demonstrates experimentally at the laboratory scale the detection and localization, in transmission, of a wavelength-sized target in a shallow ultrasonic waveguide between two source-receiver arrays in the framework of the acoustic barrier problem.

Two coplanar arrays record in the time-domain the transfer matrix of the waveguide between each pair of source-receiver transducers. Invoking the reciprocity principle, a time-domain double-beam-forming algorithm is simultaneously performed on the source and receiver arrays. This array processing projects the multireverberated acoustic echoes into an equivalent set of eigenray, which are defined by their launch and arrival angles.

Comparison is made between the amplitude of each eigenray without and with a target for detection in the waveguide. Localization is performed though inversion problem using all of the eigenrays extracted from double beamforming. The use of the diffraction-based sensitivity kernel for each eigenray provides both the localization and the signature of the target. Experimental results are shown in the presence of surface waves.

The use of the acoustical feedback in frame of the acoustic barrier problem is also considered, for its extreme sensibility to medium variation.

Mots-clés : Tomographie, Guide d'ondes, Détection, Localisation, Traitement d'antenne, Double Formation de Voies, Noyaux de sensibilité, Expériences petites échelles, Effet Larsen

Institut ISTerre Domaine Universitaire, BP 53, 38041 Grenoble, France