

UNIVERSITÉ DU MAINE
UFR SCIENCES ET TECHNIQUES
MASTER ACOUSTIQUE 2^{ÈME} ANNÉE

RAPPORT DE STAGE

Imagerie ultrasonore par inversion de formes d'onde

Alice DINSENMEYER

encadrée par :

Romain BROSSIER et Ludovic MOREAU
Maîtres de conférence, ISTerre

Année universitaire 2015-2016



Table des matières

1	Application de la FWI à des données simulées	2
1.1	Génération des données observées	2
1.2	Étude de résolution spatiale	2
1.2.1	Influence de la fréquence d'excitation	3
1.2.2	Influence des surfaces libres	4
1.3	Gestion des non-linéarités	5
1.4	Équations de propagation pour le problème direct	5
1.4.1	Propagation acoustique	5
1.5	Inversions en matériau acoustique	6
1.5.1	Isotrope	6
1.5.2	VTI	8
1.6	Inversions en matériau élastique isotrope	9
1.6.1	anisotrope	9

Chapitre 1

Application de la FWI à des données simulées

p91 potel bruneau en francais : données "d'aspect limité" : il n'est pas possible de tourner autour de l'obstacle. On compense la perte d'info en réalisant les mesures sur plusieurs freq et possibilité de déplacer capteur.

1.1 Génération des données observées

Les données de référence sont générées par la résolution d'un problème direct. Le signal d'excitation choisi est une fonction de Ricker qui correspond à la dérivée seconde d'une Gaussienne et qui est définie de la manière suivante :

$$s(t) = (1 - (t - t_0)f\pi)^2 e^{-((t-t_0)\pi f)^2}. \quad (1.1)$$

Deux barrettes de 64 éléments sont utilisées en réception et en transmission. La fréquence centrale d'excitation est 2 MHz, ce qui équivaut à une longueur d'onde de 3 mm pour les ondes longitudinales en considérant que leur vitesse dans l'acier est de 6000 m/s.

1.2 Étude de résolution spatiale

Afin de déterminer le pouvoir de résolution du gradient, [Sirgue and Pratt \(2004\)](#) réalise une analyse en onde plane comme suit. Considérons une onde plane incidente se propageant vers un point diffractant (suivant \mathbf{s}), donnant naissance en ce point à une autre onde plane se propageant suivant \mathbf{r} (cf figure ??).

pourquoi pas vers le récep ? i e Sirgue 2004 p.3 : pourquoi tous ces conjugués ?

$$k = \frac{\omega}{c} 2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.2)$$

La résolution est donc maximale quand $\theta = 0$ et elle est alors de $\lambda/2$. La résolution s'améliore en hautes fréquences et pour des petits angles de diffraction. La géométrie du système d'acquisition a donc un impact direct sur la résolution spatiale (figure ??). Les surfaces libres simulent la présence de sources images, d'autant plus nombreuses que le nombre de réflexions dans le guide est important.

Une illustration du lien entre la couverture en nombres d'onde du milieu et l'acquisition ainsi que les sources miroirs est réalisée ci-après. Pour différentes configurations, des transformées de

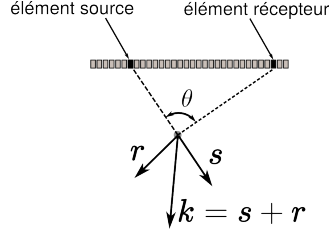


FIGURE 1.1 – Illustration de l'impact de l'angle de diffraction sur la résolution spatiale du gradient.

Fourier spatiales du gradient sont réalisées au niveau de 18 points diffractant, le paramètre du modèle étant la vitesse verticale (cf figure 1.2).

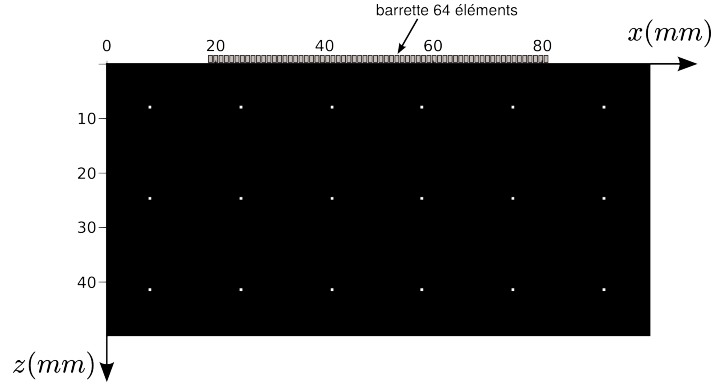


FIGURE 1.2 – Configuration pour l'étude de résolution. La vitesse dans les inclusions est de 3000 m/s et de 6000 m/s ailleurs.

1.2.1 Influence de la fréquence d'excitation

Dans un premier temps, le milieu est entouré de conditions absorbantes. Les figures 1.3a et 1.3b montrent la couverture en nombre d'onde obtenue dans une configuration avec une barrette excitatrice et pour deux gammes de fréquence différentes.

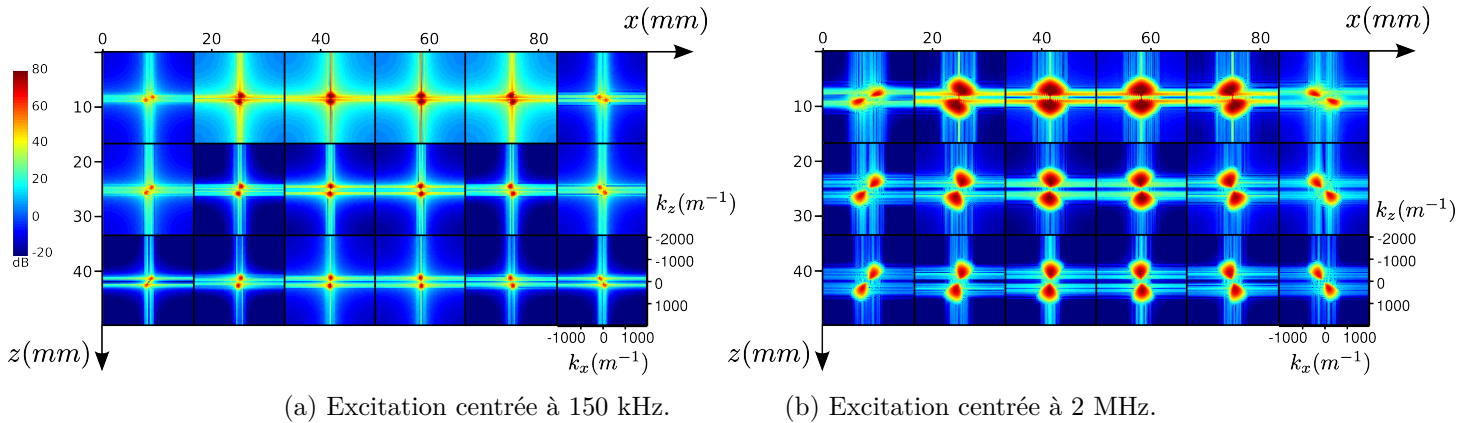


FIGURE 1.3 – Transformées de Fourier spatiales locales pour 2 gammes de fréquence d'excitation.

Comme l'indique l'expression de k 1.2, pour une excitation basse fréquence, le gradient est pauvre en hauts nombres d'onde. Inversement, l'excitation haute fréquence ne permet pas de reconstruire les bas nombres d'onde.

La couverture en nombre d'onde est également très liée à l'acquisition. Elle est meilleure aux abords et en direction de la barrette. Les nombres d'onde verticaux seront globalement mieux reconstruits avec cette acquisition qui favorise les petits angles de diffraction, tandis que la couverture en nombres d'ondes horizontaux est très faible.

1.2.2 Influence des surfaces libres

Deux surfaces libres sont maintenant ajoutées à la soudure de référence et au modèle initial. L'objectif est d'illustrer l'influence de la longueur du signal d'acquisition, soit le nombre de réflexions dans la plaque prises en compte dans les données. Les figures 1.4a et 1.4b montrent la couverture en nombres d'onde obtenue pour 1 et 6 réflexions dans la plaque, pour une excitation à 2 MHz.

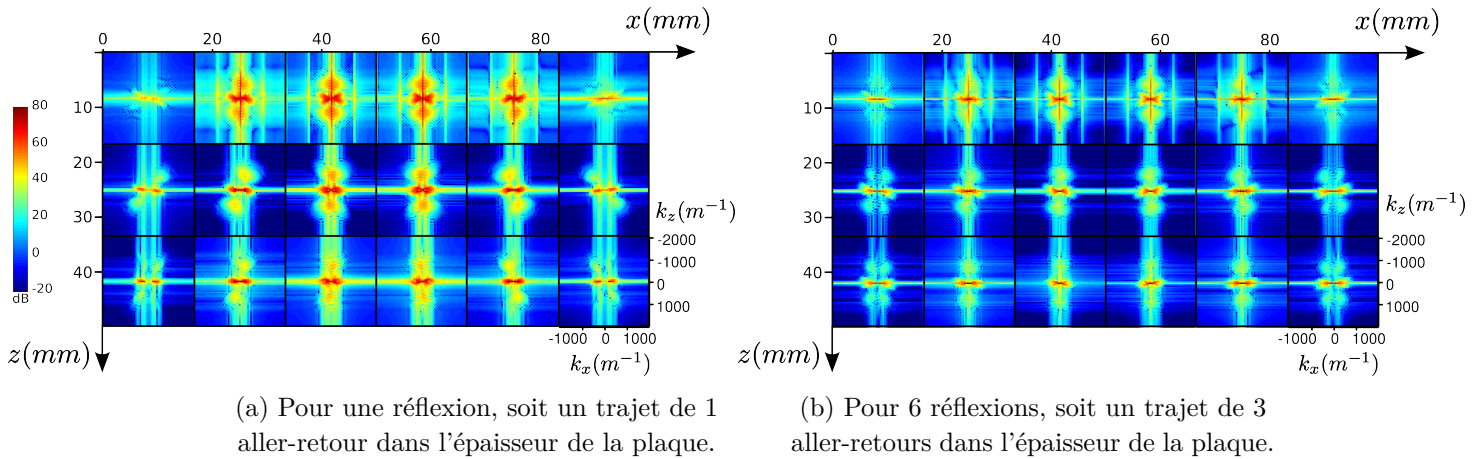


FIGURE 1.4 – Transformées de Fourier spatiales locales pour 2 longueurs d'acquisition. La fréquence d'excitation est 2 MHz.

Les surfaces libres sont assimilables à l'ajout de sources images qui favorisent une propagation verticale et de grands angles de diffraction (figure 1.5). Ainsi, les nombres d'onde horizontaux sont beaucoup mieux couverts avec, en contrepartie, une perte sur les nombres d'onde verticaux. Lorsque 6 réflexions sont prises en compte, l'ensemble des nombres d'ondes purement horizontaux est reconstruit, mais la résolution verticale est presque nulle.

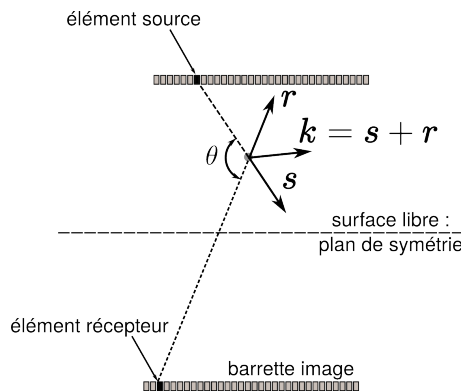


FIGURE 1.5 – Illustration de l'impact d'une surface libre sur la résolution spatiale du gradient.

Finalement, la prise en compte d'une réflexion dans les données d'acquisition permet d'améliorer la reconstruction des nombres d'onde horizontaux et donc la résolution latérale des défauts, tout en assurant une bonne couverture en nombres d'onde verticaux.

1.3 Gestion des non-linéarités

Une stratégie pour limiter la non-linéarité de l'inversion consiste à réaliser l'inversion en plusieurs temps, en injectant progressivement le contenu haute fréquence dans les données. L'inversion à basse fréquence permet ainsi de reconstruire la structure grossière avant d'ajouter les détails grâce à la résolution qu'offre le gradient en haute fréquence.

Afin que les nombres imagés soient correctement échantillonnés, il faut que le plus grand nombre d'onde imagé à une fréquence soit le même que le plus petit à la fréquence suivante (Sirgue and Pratt, 2004). En considérant que le plus nombre d'onde est obtenu pour un angle de diffraction de $\pi/2$, le rapport de fréquences suivant doit donc être respecté :

$$\begin{aligned} k_{max}(f_n) &= k_{min}(f_{n+1}) \\ \Leftrightarrow f_n &= f_{n+1} \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ \Leftrightarrow \frac{f_{n+1}}{f_n} &\approx 1,5. \end{aligned}$$

Les inversions présentées ci-après sont donc réalisées en plusieurs itérations. Entre chaque itérations, les données observées et l'ondelette d'excitation sont filtrées par un filtre passe-bas de fréquence centrale f_n et dont la fréquence de coupure haute est de $2,5 \times f_n$.

1.4 Équations de propagation pour le problème direct

La propagation des ondes élastiques est décrite par les équations linéarisées en déplacements \mathbf{u} et contraintes \bar{T} suivantes (Bruneau, 2006) :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.3)$$

$$T_{ij} = C_{ijkl} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.4)$$

avec C_{ijkl} le tenseur des constantes élastiques.

1.4.1 Propagation acoustique

Les équations de la propagation acoustique peuvent être déduite de 1.4 en considérant un module de cisaillement nul. on a alors $T_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

Isotrope

Dans un milieu isotrope, les constantes élastiques sont égales dans toutes les directions. En milieu acoustique isotrope, les propriétés élastiques sont donc réduites à une seule constante et les équations 1.4 deviennent :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -\nabla p \quad (1.5)$$

$$p = -\kappa \sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad (1.6)$$

avec κ le module de rigidité et p la pression.

Transverse isotrope

Il est possible de formuler à partir de 1.4 des équations d'ondes acoustiques en milieu anisotrope. Bien que ce soit physiquement impossible, cette formulation permet de se rapprocher cinématiquement des équations d'ondes élastiques, de manière simplifiée (Alkhalifah, 2000).

Notons que cette formulation [Pose quelques problèmes (Duveneck 2008) notamment génération d'onde S (sur données "vrai simulée" et sur problème direct, mais pas la même car différente grille, PML, ... donc on la mute sur le résidu) qui n'a pas de sens physique. Proposer les solutions (taper Epsilon, en sismo on est dans l'eau donc c'est fait naturellement -> placer les sources dans un milieu isotrope).]

La paramétrisation du milieu est faite à l'aide des constantes de Thomsen (Thomsen, 1986) surtout utilisées dans le domaine des Sciences de la Terre définies comme suit :

$$\epsilon = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} = \frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_x - \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_z}{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_z} \quad (1.7)$$

$$\delta = \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})}. \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

+theta

Le paramètre ϵ est donc lié à la différence entre la composante verticale et la composante horizontale de la vitesse des ondes de pression et δ décrit davantage la propagation des ondes quasi-longitudinales.

1.5 Inversions en matériau acoustique

Dans un premier temps, la méthode d'imagerie est appliquée à des milieux acoustiques, ce qui simplifie le problème et réduit les coûts de calcul. Les études proposées dans cette section sont menées en approximation 2D : on suppose que le problème ne dépend pas du tout de la dimension donnée par \mathbf{e}_y .

Le code utilisé est *TOYxDacTIME* développé dans le cadre du projet *Seiscope*¹. Le problème direct y est résolu par différences finies d'ordre 2.

1.5.1 Isotrope

Les données observées sont calculées à partir du milieu dont la densité et la vitesse verticale sont présentées en figure ???. On considère une configuration d'acquisition favorable à un bon éclairage de la soudure : deux barrettes de 64 éléments (en émission et réception) sont situées de part et d'autre de la soudure. Cette configuration ne correspond pas à celle d'une inspection de soudure conventionnelle, puisque en pratique, le relief de la soudure ne permet pas de placer les barrettes directement dessus.

Inversions monoparamètres

Une première inversion est réalisée, en gardant ρ à sa valeur initiale et en ne mettant à jour que le modèle de vitesse, pour 9 bandes de fréquences allant de 100 kHz à 3,4 MHz. Le modèle initial de vitesse pour cette inversion est pris uniforme avec $v_p = 6000$ m/s.

1. <http://seiscope2.osug.fr>

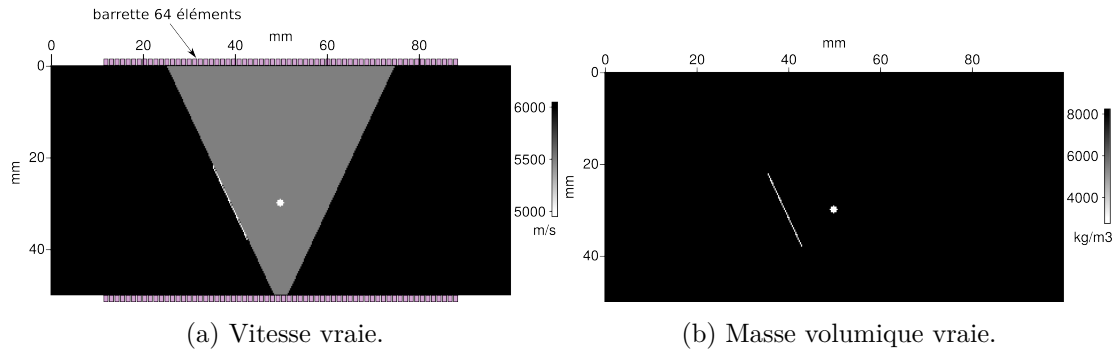


FIGURE 1.6 – Milieux en vitesse et masse volumique pour la génération des données observées.

Une seconde inversion monoparamètre est proposée pour une reconstruction de la masse volumique. Cependant, il est très difficile d'assurer une convergence en prenant des modèles initiaux de vitesse et de densité uniformes, car la seule mise à jour du modèle de densité ne peut expliquer la majeure partie des données en terme de cinématique. En effet, la figure 1.7 montre que la différence de densité au niveau des défauts n'impacte pas les temps de vol mais l'amplitude des diffractions sur les défauts. Il est donc nécessaire de disposer d'un modèle de vitesse suffisamment précis pour expliquer les différentes arrivées, puis la densité sera reconstruite par correction des amplitudes. La vitesse initiale utilisée pour cette inversion est issue d'une première inversion de la vitesse avec une régularisation forçant fortement le lissage de la reconstruction.

Les modèles initiaux de vitesse et le résultats de ces inversions se trouvent figure 1.8.

commenter résultat

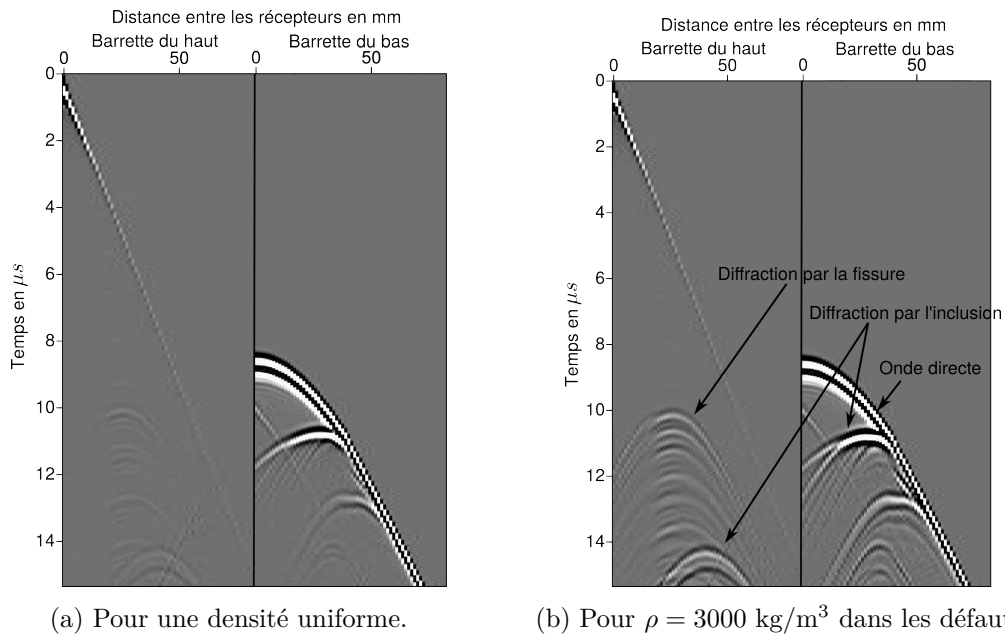


FIGURE 1.7 – Effet du contraste de densité sur les données observées (même échelle d'amplitude).

multiparamètre

multi paramètre : c'est dur de savoir ce qui doit être interprété en vitesse et ce qui doit l'être en densité. Le risque est donc qu'une part de l'information soit attribuée à un paramètre alors

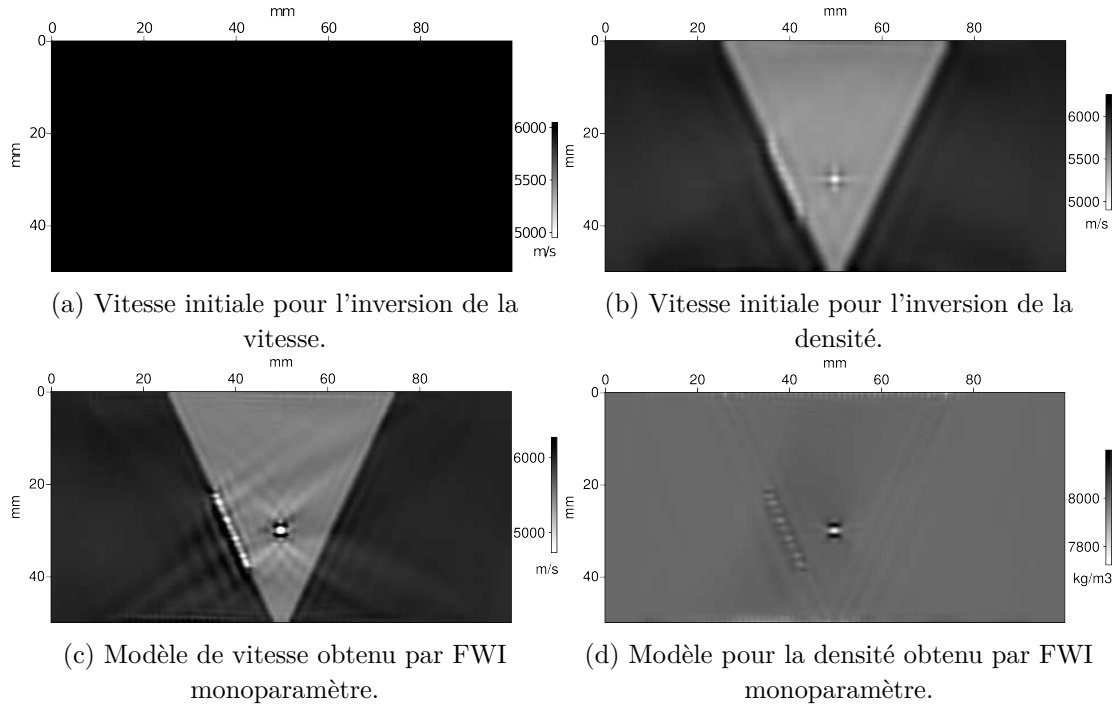


FIGURE 1.8 – Modèle initiaux et résultat d'inversion monoparamètre de la vitesse et de la densité.

qu'elle est induite par un autre paramètre. Il vaut donc mieux inverser la paramètre dominant dans les données : ici c'est v_p , par son influence sur la cinématique et parce que ρ ne change pas beaucoup dans la soudure et est plutôt HF (que au niveau des défauts). La stratégie est donc d'inverser la vitesse seule dans un premier temps pour construire un bon modèle de vitesse qui explique les arrivées puis inverser $v_p + \rho$ (ou que ρ ?) (au moment où on voit le défaut arriver ?) stratégie : inverser v_p avec fort smoothing pour n'expliquer que la cinématique en premier. le but : voir si on améliore v_p et info complémentaire pour la caractérisation donnée par ρ ?

1.5.2 VTI

Afin d'introduire une anisotropie simplifiée dans la soudure, une étude dans un milieu acoustique VTI est menée.

On considère une plaque isotrope dans laquelle se trouve une soudure anisotrope VTI sans défaut. On cherche à évaluer l'influence de l'anisotropie en vue d'inverser le paramètre ϵ . La valeur de ϵ dans la soudure est fixée à 20%, ce qui est environ deux fois plus élevé que les valeurs que l'on peut trouver dans la littérature ([Chassignole, 1999](#)). Les deux barrettes excitatrices/réceptrices sont placées de manière éloignée, afin d'accentuer la propagation des ondes suivant e_x et de s'assurer que les temps de vol soient perturbés par l'anisotropie (figure ??). Les autres paramètres ($v_{p,\rho}$ et δ) sont supposés constants et uniformes.

Une comparaison des données observées en milieu isotrope ($\epsilon = 0$) et avec la soudure anisotrope est proposée en figure ?. Il apparaît que la présence d'une anisotropie VTI a peu d'impact sur les données, car le dispositif d'acquisition favorise la mesure des ondes dont le trajet est majoritairement vertical et donc peu perturbé. L'inversion du paramètre ϵ est alors difficile : une modification grossière de la vitesse horizontale suffit à corriger les retards résiduels (cf figure ?).

figures : configurations ; traces isotrope, epsilon=20 ; inversion + données calculées

Un modèle de soudure anisotrope VTI est donc trop simple pour représenter l'anisotropie d'une soudure réelle, dont on sait qu'elle impacte beaucoup le faisceau ultrasonore. Pour tester la capacité de la FWI à reconstruire ces paramètres d'anisotropie, il est donc nécessaire d'utiliser un modèle plus pertinent qui se rapprocherait davantage de celui proposé par [Ogilvy \(1986\)](#) par exemple.

Le modèle proposé par [Ogilvy \(1986\)](#) est de la forme :

$$\theta(x, z) = \tan^{-1} \left(\frac{D/2 + z \tan \alpha}{x} \right), \quad (1.10)$$

avec D la largeur de la racine de la soudure et α l'angle du bord de soudure.

Conclusion : inversion de $\epsilon \rightarrow$ dur et par pertinent passer en tilted (façon ogilvy ?) ou modèle plus précis en élastique.

1.6 Inversions en matériau élastique isotrope

notes :

1.6.1 anisotrope

anisotrope est plus problématique que isotrope car : -modélisation plus complexe, -problème moins bien posé

Gholami 2011 : la vitesse a beaucoup plus d'influence sur les données que les paramètres delta et epsilon (delta étant le plus faible). D'après ses schémas, on va donc avoir une maj de la vitesse mais pas des autres paramètres

modèle initial de soudure : citer mina ?

Romain : passer en TTI (code en freq)

Bibliographie

- T Alkhalifah. An acoustic wave equation for anisotropic media. *Geophysics*, 65(4) : p. 1239–1250, 2000.
- C. (sous la direction de) Bruneau, M. and Potel. *Matériaux et acoustique*. Hermès-Lavoisier, 2006. ISBN 2-7462-1450-4.
- B. Chassignole. *Influence de la structure métallurgique des soudures en acier inoxydable austénitique sur le contrôle non-destructif par ultrasons*. PhD thesis, INSA Lyon, 1999.
- J. A. Ogilvy. Ultrasonic beam profiles and beam propagation in an austenitic weld using a theoretical ray tracing model. *Ultrasonics*, 24 : p. 337–347, 1986.
- L. Sirgue and R. G. Pratt. Efficient waveform inversion and imaging : A strategy for selecting temporal frequencies. *Geophysics*, 69(1) : p. 231–248, 2004.
- L Thomsen. Weak elastic anisotropy. *GEOPHYSICS*, 51(10) : p. 1954–1966, 1986.