

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE.....	3
1.1 Introduction aux ultrasons et aux ondes guidées	3
1.1.1 Les ondes ultrasonores conventionnelles.....	3
1.1.1.1 L'équation de propagation	3
1.1.1.2 L'atténuation	6
1.1.2 Les ondes guidées	7
1.1.2.1 Les ondes de cisaillement horizontale	7
1.1.2.2 Les ondes de Lamb	11
1.2 La génération d'onde ultrasonore	13
1.2.1 Les transducteurs piézoélectriques	14
1.2.2 Les transducteurs acoustiques électromagnétiques.....	14
1.3 La mesure d'onde ultrasonore par interférométrie.....	16
1.4 Retour au projet et protocole de mesure	17
CHAPITRE 2 EMAT Design For Minimum Remnant Thickness Inspection With High Order Shear Horizontal Modes	19
2.1 Abstract.....	19
2.2 Introduction.....	19
2.3 Theoretical background	21
2.3.1 Wave propagation.....	21
2.3.2 Transduction	24
2.4 Finite Element Simulation	28
2.5 Experimental Validation	36
2.6 Conclusions.....	39
CONCLUSION.....	41
BIBLIOGRAPHIE.....	42

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1	Cutoff frequencies of SH ₁ to SH ₄ in a 10 mm aluminum plate ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$) with a 50% thickness loss (thickness = 5 mm).26
Tableau 2	Geometry and magnetization direction of the of magnets. The length corresponds to the y dimension, the width to the z and the thickness to the x.....27
Tableau 3	Near-field and divergence angle values of the ultrasonic beam for different magnet lengths.....31
Tableau 4	Amplitude of the modes affected by a 5 mm thickness loss as a function of the width of the minimum thickness region.33

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Déformations d'un milieu homogène et isotrope sous l'effet de la propagation d'une onde : (a) longitudinale (L), (b) de cisaillement verticale (SV) et de cisaillement horizontale (SH).	4
Figure 1.2	Propagation d'une onde guidée SH grâce aux réflexions successives des ondes de volume SH sur les parois de la plaque	7
Figure 1.3	Courbes de dispersion des ondes guidées SH en vitesse de phase (a) et en vitesse de groupe (b) en fonction du produit fréquence-épaisseur pour un aluminium ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$)	10
Figure 1.4	Propagation d'une onde guidée de Lamb grâce aux réflexions successives des ondes de volume L (vert) et SV (rouge) sur les parois de la plaque	11
Figure 1.5	Courbes de dispersion des ondes guidées de Lamb en vitesse de phase (a) et en vitesse de groupe (b) en fonction du produit fréquence-épaisseur pour un aluminium ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$)	13
Figure 1.6	Schéma de principe d'une sonde piézoélectrique	14
Figure 1.7	Schéma de principe d'une sonde acoustique électromagnétique	15
Figure 2.1	(a) Lamb waves phase velocity dispersion curves and (b) SH phase velocity dispersion curves in aluminum ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$)	22
Figure 2.2	Schematic of the EMAT used to propagate a directional SH waves using permanent magnets and a racetrack coil.	24
Figure 2.3	(a) Amplitude of excitation as a function of the wavenumber with a pitch of 3.175 mm and 20 magnets along the x-axis, (b) Amplitude of excitation as a function of the frequency for a 500 kHz, 3 cycle Hann windowed toneburst, (c) Phase velocity curve in a 10 mm aluminum plate; with the excited region at the intersection of the dash lines.	25
Figure 2.4	Schematic of the simulations and the experiments	29
Figure 2.5	Schematic of the model used to compute Lorentz Forces using COMSOL	30

Figure 2.6 Diffraction pattern of an EMAT composed of 2 by 20 array magnets of length 25.4 mm31

Figure 2.7 2D Fourier transform of signals extracted from simulations shown on a phase velocity frequency map. (a) EMAT composed of 2x10 magnets (b) 2x20 magnets (c) 2x40 magnets. The diagonal grey dotted line corresponds to the pitch of the magnet $1/8''=3.175$ mm.32

Figure 2.8 Phase Velocity diagram computed from simulation data. The EMAT used comprised 2x20 magnets and the width of the minimum thickness region was 20 mm. The diagonal grey dotted line corresponds to the pitch of the magnet.....33

Figure 2.9 Scan of the defect on a 10 mm aluminum plate, values correspond to the thickness reduction in mm34

Figure 2.10 2D Fourier transform of signals extracted from simulations shown on a phase velocity and frequency map. (a) No defect (b) 70 mm by 30 mm defect (c) 130 mm by 80 mm defect. The wavenumber 0.19 mm^{-1} and 0.09 mm^{-1} are represented by the top and bottom diagonal grey dotted line. The center one corresponds to the pitch of the magnet $1/8''=3.175$ mm.35

Figure 2.11 EMAT with 2x20 magnets in top (a) and bottom view (b).....36

Figure 2.12 2D Fourier transform of signals extracted from experimental measurements shown a phase velocity and frequency map. (a) No defect (b) 70 mm by 30 mm defect (c) 130 mm by 80 mm defect. The wavenumber 0.19 mm^{-1} and 0.09 mm^{-1} are represented by the top and bottom diagonal grey dotted line. The center one corresponds to the pitch of the magnet $1/8''=3.175$ mm.38

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CND	Contrôle Non Destructif
EMAT	Transducteurs électromagnétiques-acoustiques
FE	Éléments finis
FFT	Transformée de Fourier rapide (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FFT-2D	Transformée de Fourier rapide spatiotemporelle
SH	Onde de cisaillement horizontale (<i>Shear Horizontal wave</i>)
SV	Onde de cisaillement verticale (<i>Shear Vertical wave</i>)
2D	Deux dimensions

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

E	Module de Young
ν	Coefficient de Poisson
ρ	Masse volumique
λ	Premier coefficient de Lamé
μ	Second coefficient de Lamé
f	Fréquence
ω	Fréquence angulaire
k	Nombre d'onde
ϕ	Potentiel scalaire
Φ	Potentiel vectoriel
c_L	Vitesse de l'onde longitudinale
c_S	Vitesse de l'onde en cisaillement
f	Force
J	Courant induit
B	Densité du flux magnétique
H	Champ magnétique
M	Magnétisation
μ_0	Perméabilité
N	Longueur du champ proche
θ	Angle de divergence du faisceau ultrasonore
c_p	Vitesse de phase
c_g	Vitesse de groupe
m	Mètre

XX

s Seconde

g Gramme

Hz Hertz

Pa Pascal

INTRODUCTION

La corrosion correspond à l'altération, la dégradation d'un matériau ou d'une structure du fait d'une réaction chimique d'oxydation avec son environnement. Les résultats de ce mécanisme peuvent se présenter sous diverses formes. Tout d'abord cela affaiblit les structures par enlèvement de matière et provoque une réduction d'épaisseur et des modifications des propriétés du matériau. Les dégâts peuvent également être beaucoup plus localisés, on parle alors de piqûres de corrosion. Ceci ajoute dans une pièce des concentrateurs de contrainte pouvant aboutir à l'amorce d'une fissure. Il existe des solutions pour prévenir cette dégradation comme l'utilisation de matériaux peu réactifs tels les aciers inoxydables, les aluminiums et des traitements de surface comme la galvanisation pour renforcer la pièce contre la corrosion. Mais selon les propriétés de l'environnement et des charges imposées sur la pièce une dégradation peut avoir lieu. Ceci montre la nécessité de contrôler l'évolution de la sévérité de l'oxydation afin d'éviter une rupture d'une structure.

Le contrôle non destructif (CND) regroupe un ensemble de techniques utilisant divers principes physiques mais ayant toutes le même objectif : contrôler les capacités d'un matériau ou d'une structure à remplir sa fonction sans la détériorer. Les techniques sont nombreuses et vont de la simple inspection visuelle à des procédés d'inspection plus complexes utilisant les courants de Foucault, la radiographie ou bien des ondes ultrasonores. Chacune de ces techniques, du fait des principes physiques utilisés, possède des avantages et des inconvénients dépendamment du cas rencontré : défaut en surface, en profondeur, orientation et taille du défaut, temps d'inspection maximal admis ou bien l'accessibilité de la zone à contrôler. L'intérêt pour le CND n'a cessé de croître depuis la fin du siècle dernier jusqu'à devenir aujourd'hui une partie essentielle d'industries de pointe, comme l'automobile, l'aérospatiale, l'énergie qu'elle soit nucléaire ou fossile, ou bien dans le domaine de la santé. Les gains de la prévention de rupture sur des structures à forte valeur ajoutée ou pouvant causer d'importants dégâts sur l'environnement proche permet une économie majeure dans ces industries en réduisant notamment les coûts de maintenance.

Une région corrodée peut être assimilée à une réduction locale d'épaisseur. Dans le cas d'une surface standard des mesures ponctuelles de type pulse-écho peuvent permettre de rapidement obtenir l'épaisseur de la région d'inspection. Cependant dans le cas d'un tuyau par exemple de nombreuses régions ne sont pas accessibles à cause d'un enterrement ou d'un support : il est donc compliqué voire impossible de réaliser ce type de mesure. La tomographie ultrasonore peut permettre de cartographier l'épaisseur de ces zones mais elle nécessite une grande précision dans le positionnement des transducteurs. C'est également un procédé qui demande un traitement de données lourd pour reconstruire les images.

La méthode alternative qui a été développée dans ce projet est d'utiliser des ondes guidées de cisaillement horizontal (SH). En fonction de l'épaisseur du guide d'onde et de la fréquence utilisée, plusieurs modes peuvent être générés. A l'exception du mode fondamental tous ont comme caractéristique commune l'existence d'un produit fréquence-épaisseur en dessous duquel ils ne peuvent plus se propager. Des études avec des sondes multiéléments piézoélectriques ont démontré que ce phénomène peut être utilisé afin de déterminer l'épaisseur minimale entre deux points. La principale difficulté dans cette technique est la mise en pratique de cette théorie : choix de la méthode de transduction et bande fréquentielle utilisée. L'objectif de ce projet sera d'évaluer les capacités de sondes acoustiques électromagnétiques (EMAT) à générer une onde SH multimodale qui se propagera sur une surface d'épaisseur variable. Les modes qui auront pu se propager à travers le défaut seront détectés et l'épaisseur minimale de celui-ci en sera déduite.

Le premier chapitre présentera les connaissances requises en ondes guidées ainsi qu'en mécanismes de transduction permettant de comprendre la technique développée. Le second chapitre est un article soumis dans le journal Ultrasonics qui présente notamment les simulations réalisées afin de choisir les différents paramètres de l'EMAT (taille et nombre des aimants), de prévoir les capacités de détection de la méthode ainsi que les expériences réalisées.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Introduction aux ultrasons et aux ondes guidées

Afin d'être capable de déterminer l'épaisseur minimale d'une structure corrodée à l'aide d'ondes guidées il est d'abord nécessaire de comprendre les différents phénomènes impliqués dans une inspection ultrasonore. Par définition une onde ultrasonore est une onde mécanique se propageant à une fréquence supérieure à 20 kHz soit la limite audible. Ces ondes et leurs utilisations dans le milieu du contrôle non destructif ont été étudiées de nombreuses fois dans les décennies passées (Cheeke, 2012; Gazanhes & Jessel, 1976; Shull, 2016).

1.1.1 Les ondes ultrasonores conventionnelles

1.1.1.1 L'équation de propagation

Les ondes ultrasonores de volumes ou conventionnelles sont le résultat d'une perturbation se propageant dans un milieu infini ou semi-infini. Il est possible, en fonction du mouvement des particules du solide et de la direction de propagation, de différencier trois types d'ondes de volumes (Figure 1.1). Les ondes longitudinales, ou ondes de pression (P), sont caractérisées par un déplacement selon le même axe que la direction de propagation. Les ondes de cisaillement ont un déplacement perpendiculaire à la direction de propagation. Il existe donc deux sous-catégories d'ondes de cisaillement : les ondes de cisaillement verticales (SV) et les ondes de cisaillement horizontales (SH).

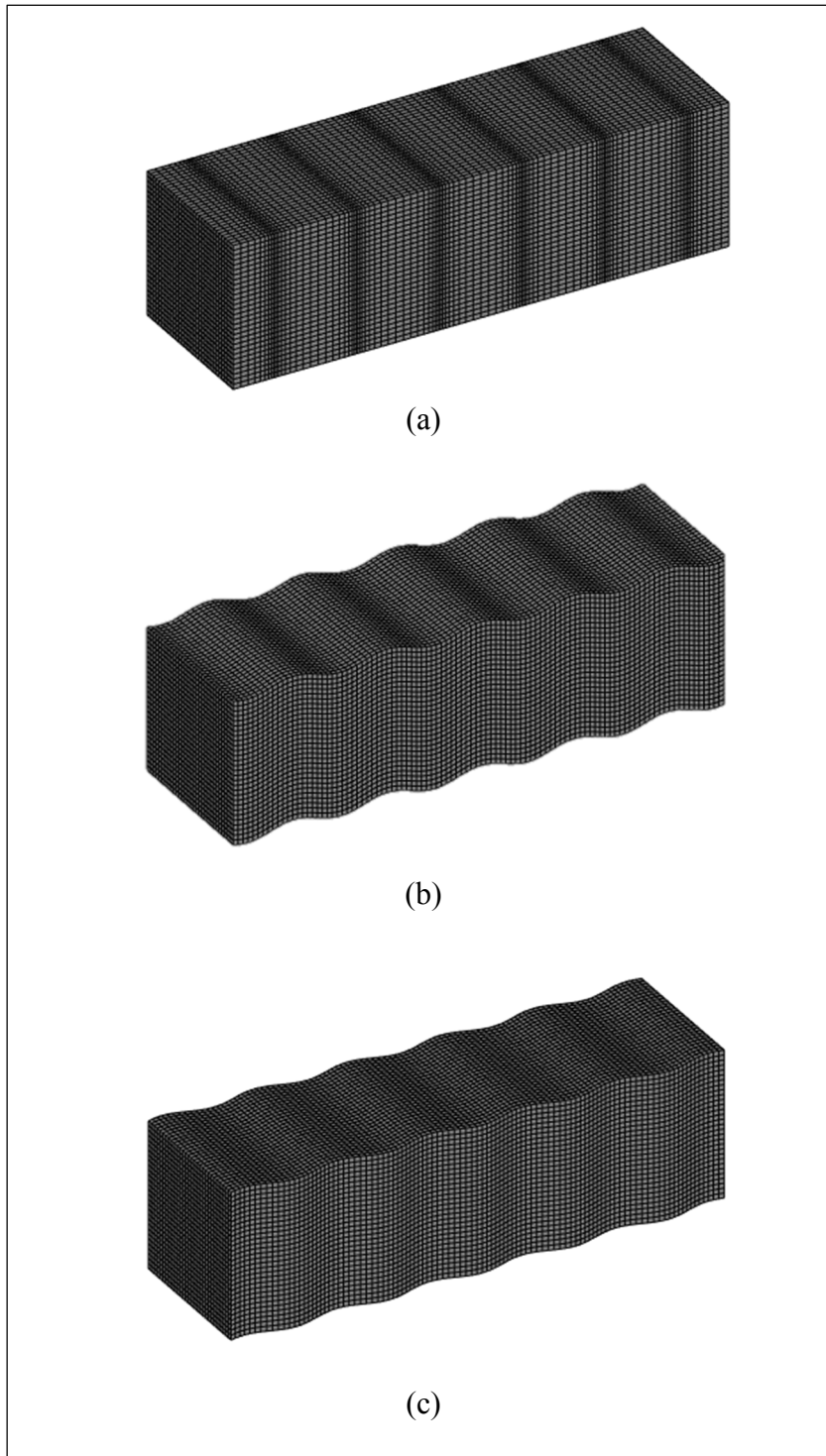


Figure 1.1 Déformations d'un milieu homogène et isotrope sous l'effet de la propagation d'une onde : (a) longitudinale (L), (b) de cisaillement verticale (SV) et de cisaillement horizontale (SH)

La mise en équation de la propagation d'une onde s'est faite au cours de la deuxième moitié du 18ème siècle, en premier par d'Alembert avec une formulation à une dimension :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.1)$$

Où u est le déplacement, c est la vitesse du son dans le milieu considéré, x est la position et t est le temps. Les solutions de cette équation peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$u(x, t) = A * f(x - c \cdot t) \quad (1.2)$$

Où A est l'amplitude initiale de l'onde et f une fonction dépendant de la position et du temps.

En trois dimensions l'équation du mouvement dans un milieu homogène et isotrope peut être exprimé à l'aide de l'équation de Navier sans force de volume :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (1.3)$$

Où ρ est la densité du matériau, λ et μ sont les coefficients de Lamé correspondant. Si l'on considère la décomposition de Helmholtz \vec{u} peut alors être exprimé comme la somme du gradient d'un champ scalaire ϕ et du rotationnel d'un champ vectoriel, Φ .

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla} \times \Phi = \vec{u}_L + \vec{u}_T \quad (1.4)$$

Où \vec{u}_L est un champ de déplacement avec un rotationnel nul et \vec{u}_T est un champ de déplacement avec un divergence nulle. En injectant (1.4) dans (1.3) On peut alors mettre en évidence l'existence d'une partie purement longitudinale :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c_L^2 \nabla^2 \phi \quad (1.5)$$

Et d'une partie représentant un mouvement de cisaillement :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c_s^2 \nabla^2 \Phi \quad (1.6)$$

Avec c_L la vitesse de l'onde longitudinale et c_s la vitesse en cisaillement.

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (1.7)$$

$$c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.8)$$

Ceci prouve que seul deux types d'ondes peuvent se propager, de manière indépendante, dans un milieu infini, homogène et isotrope. Dans le cas d'une excitation harmonique on peut en déduire que les solutions seront de la forme

$$\phi, \Phi = A \cdot e^{i(k_{l,s} \cdot x - \omega t)} \quad (1.9)$$

$$k_{l,s} = \frac{\omega}{c_{l,s}} \quad (1.10)$$

Où A est une constante, t est le temps, ω est la fréquence angulaire, x est la direction de propagation de l'onde et $k_{l,s}$ est le nombre d'onde de l'onde longitudinale ou de cisaillement.

1.1.1.2 L'atténuation

L'atténuation d'une onde désigne la perte d'énergie en fonction de la distance de propagation. Des ouvrages de références (Cheeke, 2012) ont montré qu'elle peut être exprimée de la manière suivante :

$$I = I_0 e^{-2\alpha x} \quad (1.11)$$

Avec I l'intensité de l'onde à une distance x de sa source, I_0 son intensité initiale et α le coefficient d'atténuation. Ce dernier dépend de nombreux paramètres tels que la diffraction, la

diffusion et l'absorption. Tous ces facteurs dépendent du matériau considéré mais aussi de l'excitation et notamment de la fréquence. Lors d'une inspection, une haute fréquence ainsi qu'un défaut trop important comme une forte réduction d'épaisseur peuvent entraîner une atténuation pouvant réduire considérablement la distance d'inspection.

1.1.2 Les ondes guidées

Les équations précédentes ont démontré l'existence de trois modes (P, SV et SH) dans le cas d'une propagation dans un milieu homogène, isotrope et infini. Pour le cas de géométrie réelle le modèle de plaque est souvent préféré. Pour cette partie on ne considèrera que les ondes guidées SH et celles de Lamb.

1.1.2.1 Les ondes de cisaillement horizontale

Les ondes guidées de cisaillement horizontales résultent des réflexions des ondes de volume SH sur les parois de la plaque. En faisant l'hypothèse d'une onde SH se propageant comme sur la Figure 1.2 dans une plaque infinie d'épaisseur b dans la direction \vec{x} , et donc avec une perturbation selon la direction \vec{z} , on peut grâce aux travaux de (Cheeke, 2012) simplement obtenir les équations de propagation d'une onde guidée SH.

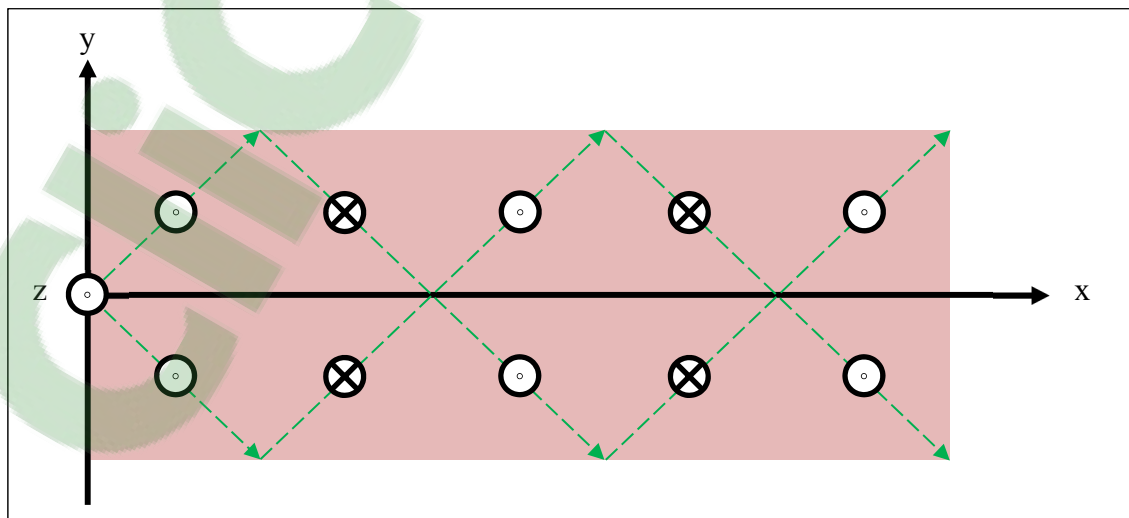


Figure 1.2 Propagation d'une onde guidée SH grâce aux réflexions successives des ondes de volume SH sur les parois de la plaque

La première étape consiste à décomposer l'onde comme la somme de trois nombres d'ondes selon le système de coordonnées $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ considéré, on obtient alors :

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} \quad (1.12)$$

Aucune onde ne se propage selon la direction \vec{z} on en déduit donc que k_z est nul. Le nombre d'onde suivant \vec{y} , k_y représente la portion de l'onde qui se propage dans l'épaisseur de la plaque. En considérant les conditions aux frontières du guide d'onde on peut montrer que k_y doit être un multiple de $\frac{\pi}{b}$.

$$k_y = \frac{n\pi}{b}, n \in \mathbb{N} \quad (1.13)$$

Le nombre d'onde du mode SH d'ordre n est donc égal à :

$$k_{SH,n}^2 = k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c_s}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2, n \in \mathbb{N} \quad (1.14)$$

De plus par définition d'un nombre d'onde on a :

$$k_{SH,n} = \frac{\omega}{c_p}, n \in \mathbb{N} \quad (1.15)$$

En combinant les deux dernières équations on peut donc exprimer la vitesse de phase du mode SH d'ordre n de la manière suivante :

$$c_p = c_s \left(\frac{2fb}{\sqrt{4(fb)^2 - n^2 c_s^2}} \right), n \in \mathbb{N} \quad (1.16)$$

Avec f la fréquence. La seconde vitesse caractéristique d'une onde guidée est la vitesse de groupe. Cette vitesse correspond la vélocité à laquelle l'énergie se propage, visuellement cela correspond à la vitesse d'avance de l'enveloppe de la forme d'onde. Elle se définit comme cela :

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (1.17)$$

On obtient en utilisant l'équation (1.14) :

$$c_g = c_S \sqrt{1 - \frac{(n/2)^2}{(fb/c_S)^2}}, n \in \mathbb{N} \quad (1.18)$$

Les équations (1.16) et (1.18) permettent de mettre en évidence une des particularités des ondes SH. En effet pour l'ordre fondamentale en SH ($n = 0$) les vitesses de phases et de groupes sont égales à la vitesse de l'onde de volume SH. C'est pour cela que le mode SH₀ est le seul mode non dispersif se propageant dans des structures de types plaques. Dans le cas de modes d'ordres élevés ces vitesses sont différentes. Concrètement ceci entraîne une distorsion de la forme d'onde lors de sa propagation. Cette déformation est accompagnée d'une perte d'amplitude. C'est une des principales raisons qui explique le fait que lors des inspections ultrasonores sur de longues distances on se limite en générale au mode fondamentale. De plus on peut mettre en avant l'existence d'un produit fréquence-épaisseur remarquable :

$$fb = \frac{nc_S}{2}, n \in \mathbb{N} \quad (1.19)$$

Lorsque cette égalité est atteinte on a alors une vitesse de phase qui tend vers l'infini et une vitesse de groupe qui tend vers 0. Le mode en question ne peut donc plus se propager. Ce produit est qualifié de produit de coupure. La figure suivante a été réalisé à l'aide du logiciel DISPERSE (Pavlakovic, Lowe, Alleyne, & Cawley, 1997) et présente les courbes de dispersion en vitesse de phase et vitesse de groupe des modes SH en fonction du produit fréquence-épaisseur pour une plaque d'aluminium ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$).

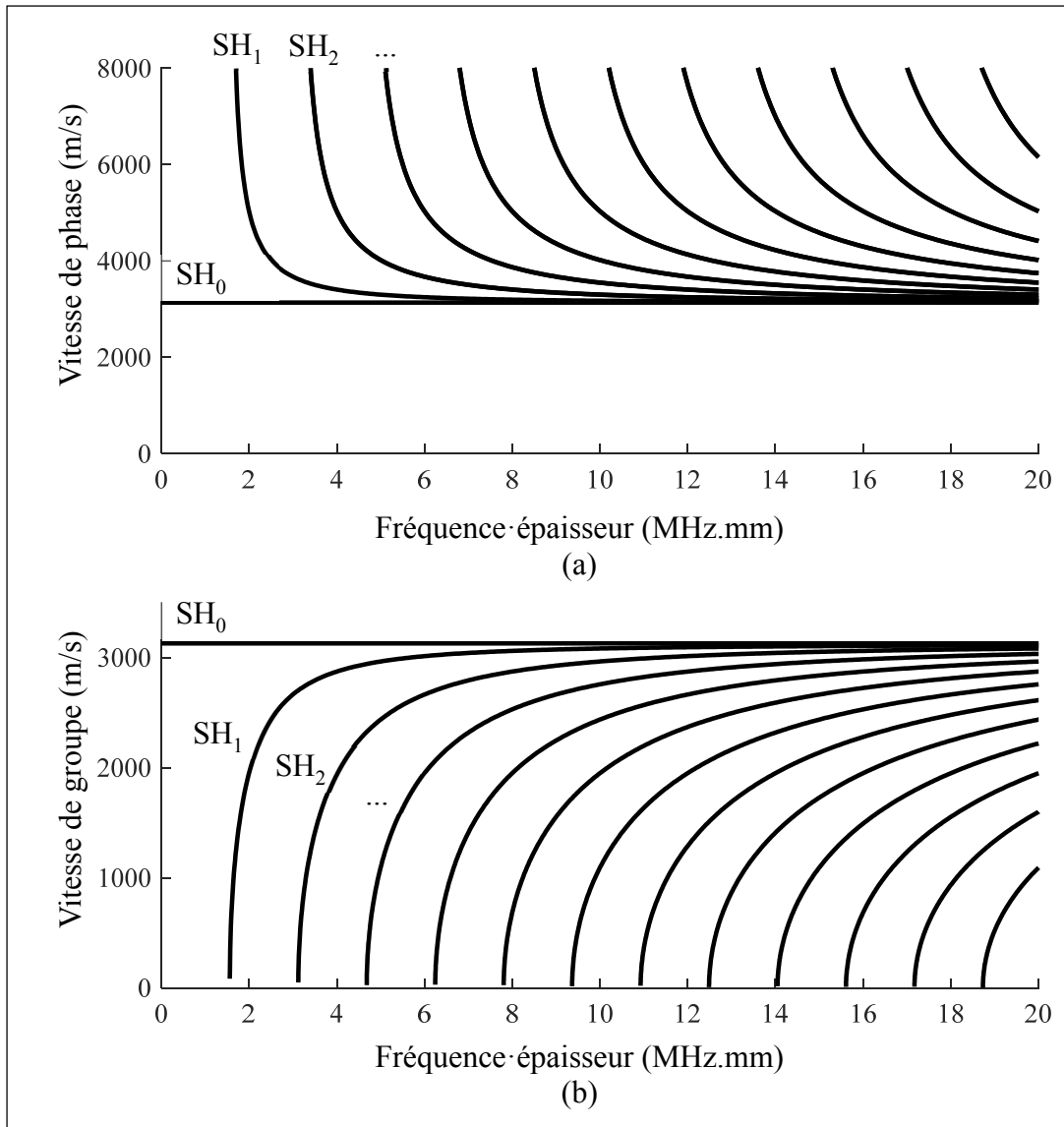


Figure 1.3 Courbes de dispersion des ondes guidées SH en vitesse de phase (a) et en vitesse de groupe (b) en fonction du produit fréquence·épaisseur pour un aluminium ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$)

1.1.2.2 Les ondes de Lamb

Les ondes de Lamb sont dues aux réflexions successives des ondes P et SV. Dans le cas de la propagation dans une plaque infinie d'épaisseur b dans la direction \vec{x} .

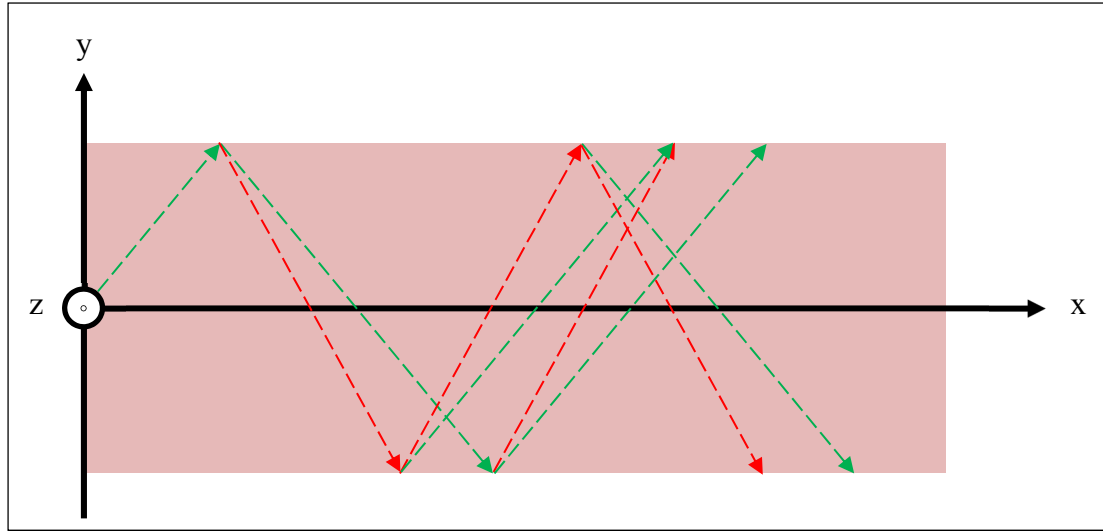


Figure 1.4 Propagation d'une onde guidée de Lamb grâce aux réflexions successives des ondes de volume L (vert) et SV (rouge) sur les parois de la plaque

Les ondes SV et P sont couplées, la solution de l'équation de propagation est donc plus compliquée à obtenir que pour une onde guidée SH. Lors de la décomposition des nombres d'onde il faut donc considérer les composantes longitudinales et de cisaillements de l'onde :

$$k_s^2 = k_{sx}^2 + k_{sy}^2 + k_{sz}^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} \quad (1.20)$$

Et

$$k_l^2 = k_{lx}^2 + k_{ly}^2 + k_{lz}^2 = \frac{\omega^2}{c_l^2} \quad (1.21)$$

L'onde de Lamb ne se propage pas dans la direction \vec{z} on a donc $k_{lz}^2 = k_{sz}^2 = 0$. De plus d'après les premières réflexions illustrées sur la Figure 1.4 on en déduit que $k_{lx} = k_{sx} = k_x$. On obtient alors :

$$k_{sy}^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} - k_x^2 \quad (1.22)$$

Et

$$k_{ly}^2 = \frac{\omega^2}{c_l^2} - k_x^2 \quad (1.23)$$

Les équations qui gouvernent les ondes de Lamb sont les équations de Rayleigh-Lamb (Lamb, 1917) :

$$\frac{\tan\left(k_{sy} \frac{b}{2}\right)}{\tan\left(k_{ly} \frac{b}{2}\right)} = - \frac{4k_x^2 k_{ly} k_{sy}}{(k_{sy}^2 - k_x^2)^2} \quad (1.24)$$

Et

$$\frac{\tan\left(k_{sy} \frac{b}{2}\right)}{\tan\left(k_{ly} \frac{b}{2}\right)} = - \frac{(k_{sy}^2 - k_x^2)^2}{4k_x^2 k_{ly} k_{sy}} \quad (1.25)$$

Celles-ci sont obtenues en utilisant les relations de conservation aux frontières en considérant la direction normale à la plaque et des relations géométriques. Les relations de dispersion des ondes de Lamb sont obtenues en combinant les équations (1.24) et (1.22) et les équations (1.23) et (1.25). Les fonctions obtenues ne sont pas transcendantes, c'est-à-dire qu'elles ne sont la solution d'aucune équation polynomiale. Elles doivent donc être résolues de manière numérique ce que DISPERSE (Pavlakovic et al., 1997) permet de faire. La figure suivante montre les courbes de dispersions des ondes de Lamb en vitesse de phase et vitesse de groupe en fonction du produit fréquence-épaisseur pour une plaque d'aluminium ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$).

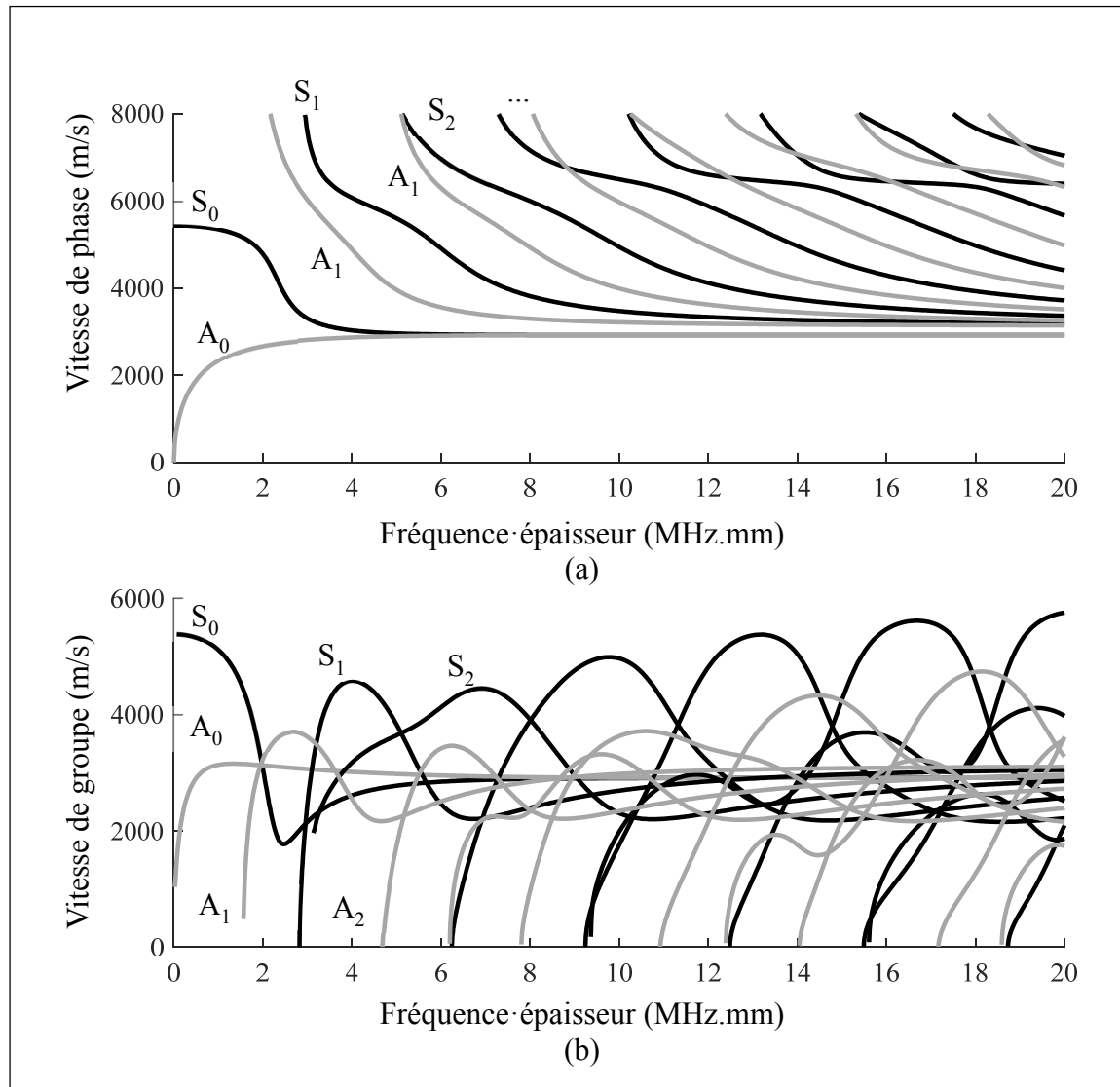


Figure 1.5 Courbes de dispersion des ondes guidées de Lamb en vitesse de phase (a) et en vitesse de groupe (b) en fonction du produit fréquence · épaisseur pour un aluminium ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$)

1.2 La génération d'onde ultrasonore

La génération d'une onde ultrasonore dans un matériau peut se faire de plusieurs manières : génération par transducteurs piézoélectriques, génération par transducteurs électromagnétique-acoustiques et génération par laser pulsé. Chaque méthode a ses avantages et ses inconvénients. Cette section présentera les deux premières méthodes citées.

1.2.1 Les transducteurs piézoélectriques

La piézoélectricité désigne la propriété de certains éléments à générer une différence de potentiel sous l'effet d'une contrainte mécanique et inversement. Cette propriété est due à la structure cristalline du matériau, celle-ci lorsqu'elle est non symétrique entraîne la création d'un dipôle électrique. Lorsque ce corps est soumis à une contrainte mécanique ce dipôle se déforme ce qui entraîne un déplacement de charge, inversement lorsqu'un champ électrique le parcourt un mouvement est généré. Les céramiques piézoélectriques sont les matériaux les plus utilisés pour la réalisation de sonde. Ils sont polarisés à l'aide d'un champ électrique puissant. Leur principale limitation est leur température maximale d'utilisation. En effet ils sont caractérisés par une température spécifique appelé température de Curie au-dessus de laquelle ils se dépolarisent. En influençant la direction de polarisation il est possible de contrôler la nature de l'onde excitée : longitudinale ou cisaillement. L'efficacité de ce type de sonde dépend énormément de la qualité du contact avec la pièce c'est pourquoi des couplants liquides ou visqueux sont souvent utilisés en complément. La figure suivante est un schéma de principe simplifié d'une sonde piézoélectrique.

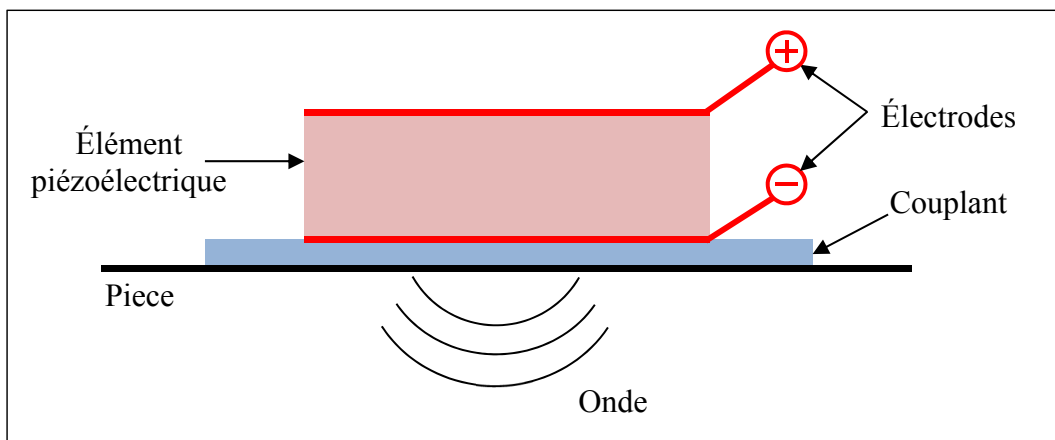


Figure 1.6 Schéma de principe d'une sonde piézoélectrique

1.2.2 Les transducteurs acoustiques électromagnétiques

Les EMAT sont des sondes utilisant deux forces : les forces de Lorentz et les forces magnétostrictives. Les forces générées peuvent être modélisées de la manière suivante :

$$f = f_L + f_M \quad (1.26)$$

$$f_L = J \times B \quad (1.27)$$

$$f_M = \mu_0 \nabla H \cdot M \quad (1.28)$$

Avec f_L les forces de Lorentz, f_M les forces magnétostrictives, J les courants de Foucault induits dans la surface de l'échantillon à inspecter, B la densité du flux magnétique, H le champ magnétique, M la magnétisation et μ_0 la perméabilité du matériau.

Une sonde de ce type est composée, dans son état le plus simple, de deux éléments : une bobine et un aimant. La bobine peut être faite à la main ou bien imprimée sur PCB rigide ou flexible. Les aimants au néodyme (alliage de néodyme et de fer) sont les plus utilisés dans la réalisation d'EMAT du fait de leur puissance. Comme pour les éléments piézoélectriques chaque aimant possède une température de Curie au-dessus de laquelle il est démagnétisé. Pour le néodyme celle-ci se situe entre 300 et 400 °C. Au vu des forces utilisées, ces sondes nécessitent des matériaux fortement conducteurs ou ferromagnétiques. Elles sont souvent considérées comme des sondes sans contact car elles ne dépendent pas de l'état de surface de la pièce à inspecter. La figure suivante présente un schéma de principe simplifié d'un EMAT :

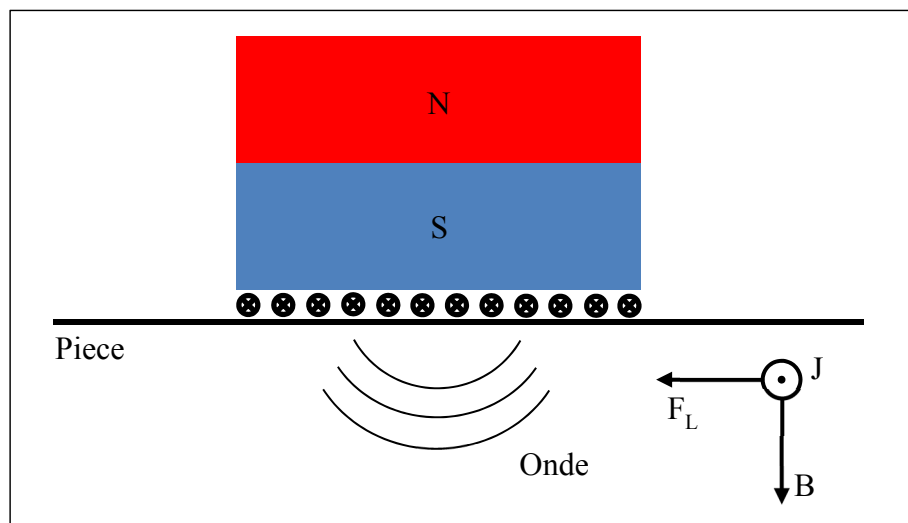


Figure 1.7 Schéma de principe d'une sonde acoustique électromagnétique

1.3 La mesure d'onde ultrasonore par interférométrie

La section précédente a présenté deux méthodes de génération d'ondes ultrasonores. Les phénomènes impliqués dans ces technologies étant réversibles il est possible de mesurer avec ces transducteurs les mêmes ondes qu'ils auraient généré. Une autre technique est intéressante dans le cadre de ce projet, la mesure laser par interférométrie à l'aide de vibromètre. Cette technologie utilise deux principes physiques : l'effet Doppler et l'interférométrie.

L'effet Doppler est expérimenté dans la vie de tous les jours. L'effet le plus connu est le changement de tonalité d'un véhicule en mouvement. Le déplacement entraîne un décalage dans le domaine fréquentiel de l'onde ultrasonore émise, ceci est appelé le décalage Doppler il est directement lié à la vitesse du mouvement :

$$f_D = \frac{2c}{\lambda} \quad (1.29)$$

Avec f_D le décalage Doppler, c la vitesse de l'objet et λ la longueur d'onde émise.

Un vibromètre laser utilise en plus de l'effet Doppler le principe d'interférence optique. Dans le cas où une onde est composée de deux faisceaux cohérents d'intensité lumineuse I_1 et I_2 l'intensité lumineuse totale I n'est pas égale à la somme des deux intensités mais elle est modulée et peut être obtenue de la manière suivante :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi(d_1 - d_2)}{\lambda}\right) \quad (1.30)$$

Avec d_1 la distance parcouru par le faisceau 1 et d_2 la distance parcouru par le faisceau 2.

À l'aide de l'interférométrie il est donc possible de déterminer le décalage Doppler dû à la vibration de la surface et ainsi on peut remonter au déplacement de la surface.

1.4 Retour au projet et protocole de mesure

Ce premier chapitre a donc présenté les informations nécessaires à la compréhension du projet réalisé. Pour rappel, l'objectif est de concevoir une sonde EMAT capable de générer une onde SH, contenant des modes d'ordre élevé, se propageant à travers une zone corrodée. Les modes détectés après le défaut permettront à l'aide de l'équation (1.19) de déterminer l'épaisseur minimale entre l'émission et la réception.

L'utilisation d'un EMAT a été préférée à une sonde piézoélectrique pour sa facilité de réalisation et de mise en place du fait des éléments nécessaires (aimants et bobine) et parce qu'il ne nécessite pas un contact parfait entre la sonde et la surface. Ce dernier point est important dans le cas des structures de type pipeline. En effet ceux-ci sont soumis à des conditions environnementales pouvant notamment engendrer des dégradations de la surface. Dans le cas où l'on envisage l'utilisation de sonde piézoélectrique des étapes supplémentaires sont à prévoir : nettoyage et ajout de couplant.

Si l'on procède à une mesure d'une onde multimodale en un seul point, la courbe obtenue correspondra à la sommation des formes d'ondes des différents modes présents. Une des conséquences est qu'en fonction de la distance entre l'émetteur et le point de mesure et des vitesses des différents modes celles-ci peuvent se superposer et donc rendre complexe voire impossible la séparation des modes. La solution qui a été mise en place est de prendre une série de points dans la direction de propagation et d'appliquer une transformée de Fourier en 2D des signaux. Le résultat sur l'axe temporel permettra une séparation de l'amplitude en fonction de la fréquence, celui sur l'axe spatial donnera l'amplitude des modes en fonction du nombre d'onde. La combinaison de ces deux informations permettra alors de cartographier l'énergie qui se propage dans l'onde suivant ces deux grandeurs physiques. A l'aide de l'équation (1.15), il sera alors possible d'obtenir la courbe de dispersion en vitesse de phase. Une mesure en plusieurs points peut facilement être réalisée en balayant la ligne de mesure à l'aide d'un vibromètre.

CHAPITRE 2

EMAT Design For Minimum Remnant Thickness Gauging Using High Order Shear Horizontal Modes

Aurélien Thon, Pierre Bélanger

Département de Génie Mécanique, École de technologie supérieure,
1100, rue Notre-Dame Ouest, Montréal, Québec, Canada, H3C 1K3

Article soumis dans Ultrasonics, 15 Novembre 2018

2.1 Abstract

Detection and sizing of corrosion are critical issues across many industries such as for the oil and gas industry or the petrochemical industry. Inspections may become difficult and time-consuming when the structures under inspection are only partially accessible such as for pipes under insulation or at pipe supports. It has been demonstrated in the literature that the cutoff frequency-thickness product of high order ultrasonic guided wave modes can be used in medium to long-range thickness gauging. As the thickness varies along an inspection line, the thickness variation acts as a low-pass filter for the high order ultrasonic guided wave modes. As the thickness drops below the cutoff frequency-thickness product of a given mode, this mode is filtered out of the propagating wave packet. The effectiveness of this technique depends on the number of excited modes and the width of the ultrasonic beam along the inspection line. Both of these parameters can easily be controlled using electromagnetic acoustic transducers (EMAT) for the excitation. Analytical and multiphysics finite element simulations were performed to optimize an EMAT that can excite enough modes to allow the measurement of the remnant thickness based on the number of modes propagating through a corroded area. The results were validated experimentally, and a thickness resolution of 2 mm was achieved in a 10 mm aluminum plate.

2.2 Introduction

Corrosion is a major problem across many industries which can lead to catastrophic failures and the ensuing impact on the environment. The gold standard for the quantitative evaluation of the remaining wall thickness remains point-by-point ultrasonic testing (Krautkrämer & Krautkrämer, 1990). This method is very time-consuming and may become impossible to perform when a structure is only partially accessible such as in the case of pipes under insulation or the evaluation of corrosion at pipe supports. Low-frequency ultrasonic guided waves are nowadays routinely used to screen pipes for corrosion or other defects (D. N. Alleyne, Lowe, & Cawley, 1998; D. N. Alleyne, Pavlakovic, Lowe, & Cawley, 2001; MUDEG, 2001). However, as these techniques essentially use the reflection of non-dispersive fundamental ultrasonic guided wave modes, they can only provide a rough estimate of the remaining wall thickness. Ultrasonic guided waves can be combined with tomographic imaging by using slightly dispersive modes. Ultrasonic guided wave tomography can provide very detailed thickness maps at the expense of using a dense transducer array (P. Belanger, Cawley, & Simonetti, 2010; Huthwaite & Simonetti, 2013; Rao, Ratassepp, & Fan, 2016). Moreover, in ultrasonic guided wave tomography, the location of the transducers needs to be controlled with high accuracy so as to obtain accurate thickness maps. Ultrasonic guided wave tomography is also associated with heavy data processing to reconstruct the images.

The alternative that will be developed in this paper is the use of high order shear horizontal guided wave modes (SH waves). High order ultrasonic guided wave modes have the interesting property of only propagating above a certain frequency-thickness product. Previous studies showed that this property could be used to determine the minimum remnant thickness between two points (Pierre Belanger, 2014; Rose & Barshinger, 1998). The difficulty identified in the previous studies was the experimental implementation of the technique associated with the choice of the transduction mechanism and the frequency range. Periodic permanent magnet (PPM) electromagnetic acoustic transducers (EMAT) are particularly adapted to the excitation of SH waves (Hirao & Ogi, 2003) and will be investigated in this paper.

The purpose of this paper is to evaluate the capabilities of an EMAT to generate a large number of SH modes that will propagate through an area of varying thickness. The SH modes will then be detected and identified on the other side of the varying thickness area, and the minimum remnant thickness will be inferred.

This paper first presents the required theoretical background on SH waves and EMAT optimization for an easy excitation of high order SH modes. The second section presents a finite element study that was carried out for the optimization of the transducer with the help of Comsol Multiphysics and Pogo (Huthwaite, 2014). Finally, the simulation results are validated against experiments in the third section. The results are discussed as they are presented.

2.3 Theoretical background

2.3.1 Wave propagation

Ultrasonic guided waves are mechanical stress waves that can propagate between the boundaries of waveguides such as plate-like structures. It is possible to separate these mechanical perturbations into two main categories Lamb waves (symmetrical and antisymmetrical) and SH waves. Within each category, there are fundamental modes and high order modes. Fundamental modes (A_0 , S_0 , and SH_0) can propagate at all frequency-thickness products whereas the high order modes ($A_{1,2,3,\dots}$, $S_{1,2,3,\dots}$, $SH_{1,2,3,\dots}$) can only propagate from a specific frequency-thickness product known as the cutoff frequency-thickness product. Below the cutoff frequency-thickness product, high order modes are considered as vanishing, their energy is reflected or converted into lower order modes (Nakamura, Ogi, & Hirao, 2013; Nurmalia, Nakamura, Ogi, Hirao, & Nakahata, 2012). When the frequency-thickness product approaches the cutoff frequency-thickness product of high order modes, the phase velocity tends to infinity and the group velocity tends to zero. Figure 2.1 presents the phase velocity dispersion curves of Lamb waves and SH waves in an aluminum plate computed using Disperse (Pavlakovic et al., 1997).

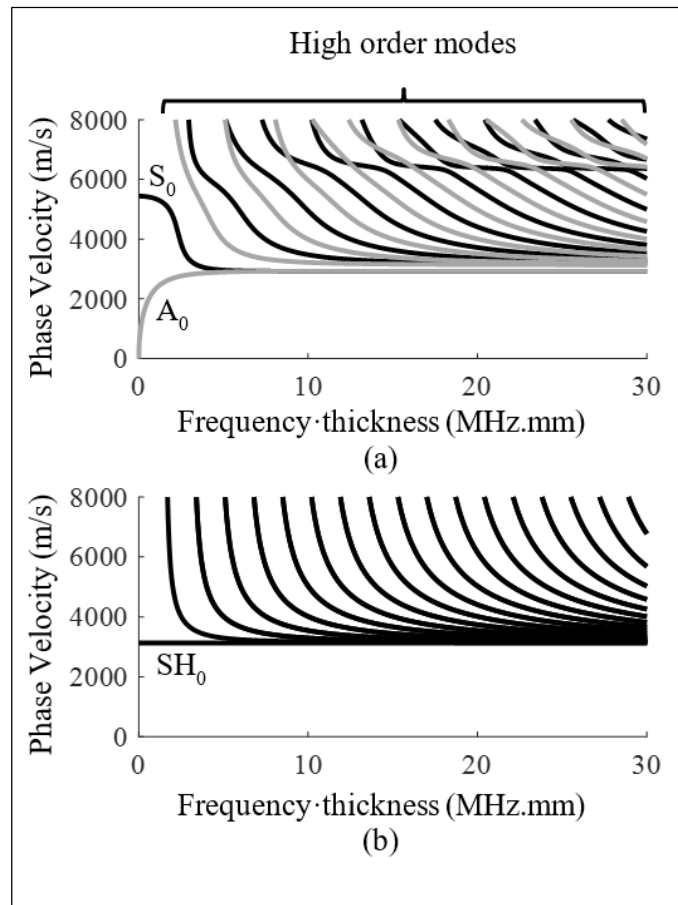


Figure 2.1 (a) Lamb waves phase velocity dispersion curves and (b) SH phase velocity dispersion curves in aluminum ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$)

Structures damaged by corrosion are generally characterized by a loss of the wall thickness. The consequence for the propagation of a given high order ultrasonic guided wave mode is that a thickness loss may shift the frequency-thickness product below its cutoff frequency-thickness product. Therefore, by identifying the modes that propagate through the thickness loss it becomes possible to estimate the minimum remnant thickness along the propagation path. The thickness resolution of this method depends on the number of excited modes and therefore on the frequency of excitation. A greater number of modes will lead to a better thickness resolution. As shown in Figure 2.1 (b), all high order SH modes are evenly distributed along the frequency-thickness axis. This interesting property allows the estimation

of the minimum remnant thickness on a regular grid. For a given plate thickness b , the cutoff frequency ($f_{cutoff,n}$) of SH mode n can be calculated as follows:

$$f_{cutoff,n} = \frac{nC_s}{2b}, n \in \mathbb{N} \quad (2.1)$$

where C_s is the bulk shear wave velocity. One other advantage of high order SH modes is that their excitability is constant for a given phase velocity (Pierre Belanger, 2014). Moreover, SH waves will not convert to Lamb modes when impinging a defect or a feature parallel to the direction of polarization (Petcher, Burrows, & Dixon, 2014). For those reasons, the rest of the paper will focus solely on high order SH waves.

From equation (2.1) it appears that the highest possible frequency should be used to improve the thickness resolution. However, other aspects must be taken into accounts, such as the uncorroded thickness of the structure and the inspection distance. Indeed Cheeke (Cheeke, 2012) showed that the attenuation of a wave can be approximated by :

$$I = I_0 e^{-2\alpha x} \quad (2.2)$$

where I is the intensity of the wave at a distance x from its source, I_0 is the original intensity and α is a coefficient depending on the material properties and the frequency. High frequencies lead to strong attenuation of the wave and a significant reduction of the inspection distance. Thickness variation also leads to significant scattering therefore further increasing the attenuation. A compromise must therefore be made between the thickness resolution and the inspection distance according to the specifications of the inspection. For the purpose of this study, the inspection distance was arbitrarily set to 0.5 m. This distance is important in the design of the transducers as will be shown in the next subsection.

2.3.2 Transduction

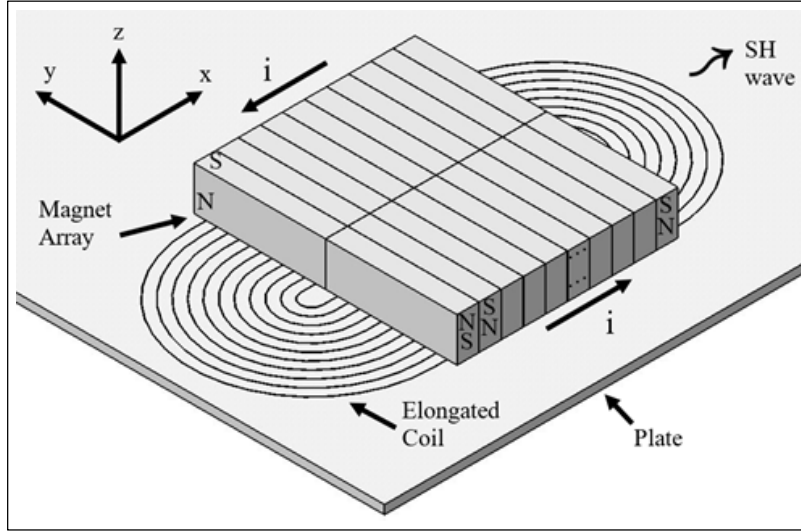


Figure 2.2 Schematic of the EMAT used to propagate a directional SH waves using permanent magnets and a racetrack coil

EMAT refers to a transducer technology using either Lorentz forces or magnetostrictive forces. They consist, in the simplest state, of two components: an array of magnets and a coil (Figure 2.2). The forces f generated by an EMAT can be modelled as follows:

$$f = f_L + f_M \quad (2.3)$$

$$f_L = J \times B \quad (2.4)$$

$$f_M = \mu_0 \nabla H \cdot M \quad (2.5)$$

where f_L are the Lorentz forces, f_M are the magnetostrictive forces, J is the eddy current induced at the surface of the sample to be inspected, B is the magnetic flux density, H is the magnetic field, M is the magnetization and μ_0 is the magnetic permeability. In this paper, an aluminum plate will be used for both simulations and experiments and thus only Lorentz forces will be considered since aluminum is not a ferromagnetic material. In a SH wave PPM EMAT, the magnetic field is provided by a set of permanent magnets and the current is induced by a flat and elongated racetrack coil (Hirao & Ogi, 2003; Nurmalia et al., 2012). With this concept, the

polarity alternation of the magnets allows the generation of SH waves whose wavelength is twice the size of the magnets in the x-direction.

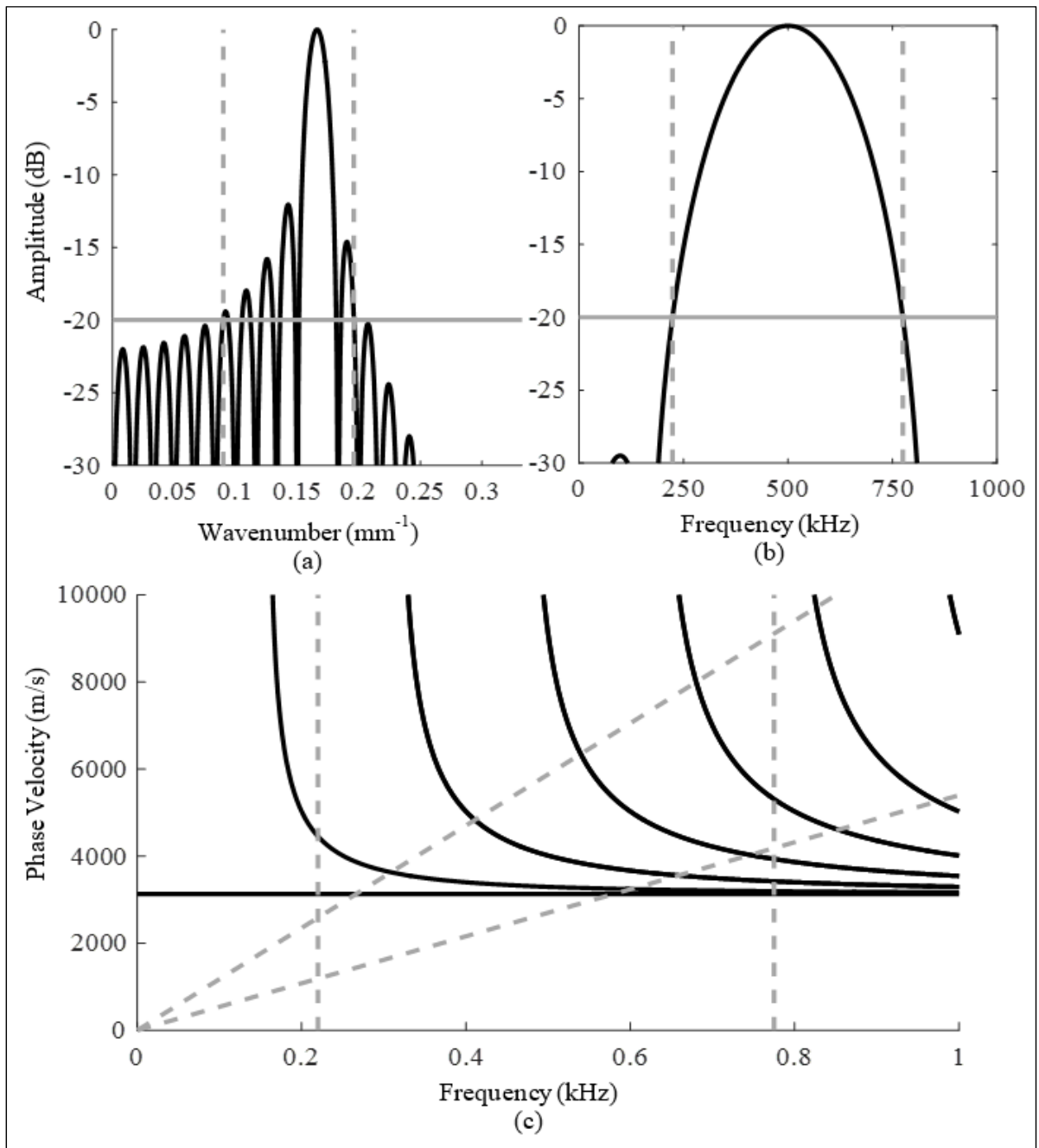


Figure 2.3 (a) Amplitude of excitation as a function of the wavenumber with a pitch of 3.175 mm and 20 magnets along the x-axis, (b) Amplitude of excitation as a function of the frequency for a 500 kHz, 3 cycle Hann windowed toneburst, (c) Phase velocity curve in a 10 mm aluminum plate; with the excited region at the intersection of the dash lines

All experiments and simulations were carried out with a 10 mm aluminum plate. The properties of aluminum are considered equal to those used in Figure 2.1 ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$) which corresponds to a shear wave velocity of 3130 m/s. An arbitrary thickness loss of 50% was first chosen leading to a 5 mm minimum remnant thickness. The cutoff frequencies of first high order SH modes are summarized in table 1 for thicknesses of 5 and 10 mm.

Tableau 1 Cutoff frequencies of SH₁ to SH₄ in a 10 mm aluminum plate ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0.33$) with a 50% thickness loss (thickness = 5 mm)

Thickness	SH ₁	SH ₂	SH ₃	SH ₄
5 mm	313 kHz	626 kHz	939 kHz	1252 kHz
10 mm	156 kHz	313 kHz	469 kHz	626 kHz

At a frequency of 500 kHz, only SH₀ and SH₁ would propagate through a 50% wall thinning area in a 10 mm plate. In this paper, the threshold below which a mode is considered completely reflected or converted was arbitrarily set to -20 dB below the mode with the highest amplitude. Considering an excitation signal made from a 3 cycle Hann windowed toneburst centred at 500 kHz the -20 dB frequencies are 225 and 775 kHz (Figure 2.3 (b)). All modes except SH₀, SH₁ and SH₂ should therefore be completely reflected or converted to lower order modes.

In a PPM EMAT, the number and size of the magnets determine the wavelength selectivity of the transducer. When considering a PPM EMAT as in Figure 2.2, it is possible to calculate the excited wavenumber and thus the wavelengths by taking the spatial Fourier transform of the polarization pattern, which is a square function of a period equal to twice the magnet width. Figure 2.3 (a) shows, as an example, the wavelength selectivity for 20 magnets with dimensions summarized in Table 2.

Tableau 2 Geometry and magnetization direction of the of magnets. The length corresponds to the y dimension, the width to the z and the thickness to the x.

Length (y)	Width (z)	Thickness (x)	Magnetisation
25.4 mm	6.4 mm	3.2 mm	Thru Width (z)

It is then possible to combine the wavelength selectivity of the transducer with the frequency bandwidth of the input signal to visualize the modes that will be excited as shown in Figure 2.3 (c).

The combination of these magnets and the input signal transmitted to the coil should, therefore, be able to excite at least the modes SH₀ to SH₃. As SH₄ is on the edge of the frequency bandwidth, its amplitude is expected to be much lower than the other modes. The PPM EMAT described above is therefore compatible with the generation of enough SH modes to detect and size a 50% thickness loss.

Two additional important features to consider in assessing the capabilities of a PPM EMAT to generate SH waves are: (1) the near-field length and (2) the divergence angle of the beam. If the defect is too close to the probe or too small relative to the width of the ultrasonic beam, it may not be detected. These two parameters can be calculated as follows (Olympus, 2004):

$$N = \frac{D^2}{4\lambda} \quad (2.6)$$

$$\sin \theta = 0.44 \frac{\lambda}{D} \quad (2.7)$$

Where N is the length of the near field, D the dimension of the transducer, λ is the wavelength and θ is the divergence angle from the centerline to the -6 dB line.

As the received signals comprise up to 4 SH modes, the 2D FFT (D. Alleyne & Cawley, 1991) will be used to separate the modes based on their wavenumber and frequency. To perform the 2D FFT a large number of points must be used in reception. In simulations, reception on a large number of points is not a problem. In experiments, a 2D scanning laser Doppler vibrometer was used to acquire the displacement fields in the direction of polarization of SH waves. The wavenumber-frequency map obtained with the 2D FFT can be converted to the more familiar phased velocity vs frequency graph by using:

$$C_p = \frac{2\pi f}{k} \quad (2.8)$$

where C_p is the phase velocity, f the frequency and k the wavenumber.

2.4 Finite Element Simulation

By definition, a finite element (FE) simulation corresponds to a discretization of a volume. This discretization implies an error in the calculated values. This error is a decreasing function of the size of the elements. A study by Drozdz et al. (M. Drozdz, Moreau, Castaings, Lowe, & Cawley, 2006) showed that a discretization of 10 to 15 elements per wavelength is suitable to simulate the propagation of ultrasonic guided waves using an explicit time stepping simulation scheme. Moreover, the size of the time step must be set such that propagating waves cannot, within one time increment, skip an element (Cook, Malkus, Plesha, & Witt, 2007).

These two criteria have the effect of increasing the computational burden at high frequencies both regarding the required computing resources as well as the computing time. FE codes using central processing units (CPU) are rapidly limited by the size of the models when the frequency is increasing. Therefore, the use of graphics processing units (GPU) accelerated solvers such as Pogo (Huthwaite, 2014) enables the simulation of very large models with reasonable simulation time and for a relatively low cost of the computing infrastructure when compared with CPU-based FE codes.

Several phenomena are taken into account in the transmission and propagation of ultrasonic waves using EMAT (Ribichini, n.d.) such as (1) the induction of eddy currents due to the coil and to the conductive plate, (2) Lorentz forces due to the presence of variable induced currents and the constant magnetic field due to magnets or (3) the mechanics of continuous media that characterizes the propagation of ultrasonic guided waves. This type of multiphysics simulations can be handled by certain commercial simulation codes, but they usually do not allow to carry out very heavy simulations such as in the case of the simulation of ultrasonic wave propagation. The solution, used in this paper, was to decouple the model. The Lorentz forces were computed in Comsol Multiphysics 5.3a according to the input current, the magnets and the material of the plate. The forces were then imported into a Pogo model to simulate the wave propagation.

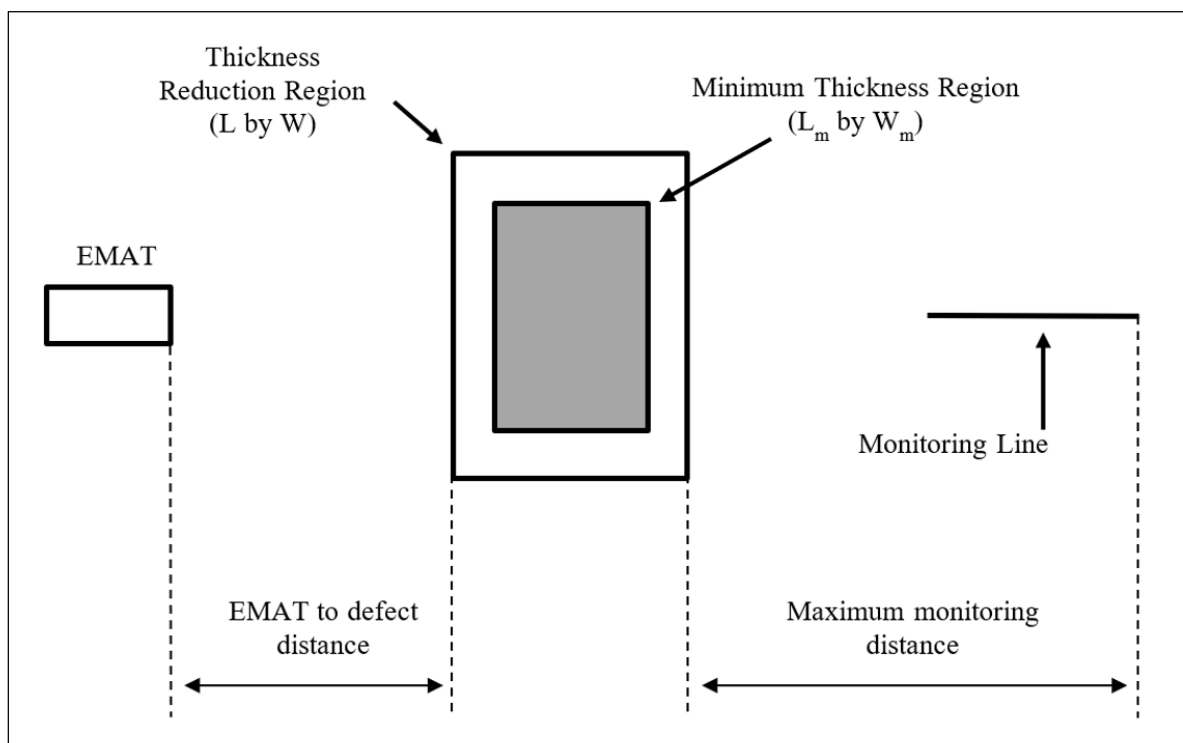


Figure 2.4 Schematic of the simulations and the experiments

A schematic of the transducer and displacement field configuration used for simulations and experiments is shown in Figure 2.4. The area of reduced thickness is separated into two sub-regions. Firstly, a region of variable thickness of length L and width W , inside which another region of length L_m and width W_m , where the thickness is constant and corresponds to the

minimum remnant thickness. In the case of simulations, L was equal to L_m . The EMAT was located at a distance from the defect which was at least greater than its near-field length. The measurement points were located downstream of the defect, and the last point was at a distance called the maximum monitoring distance.

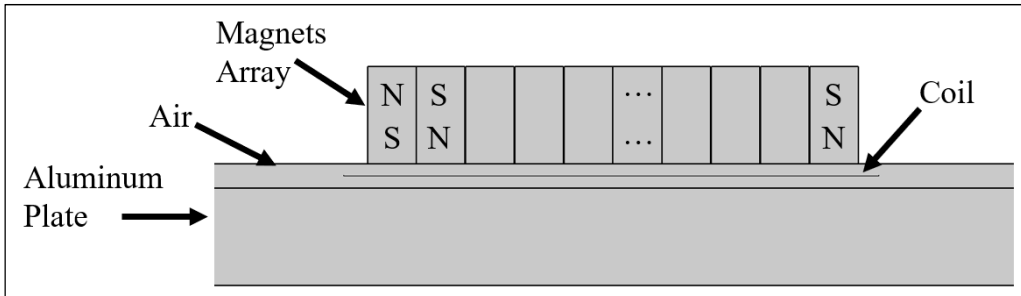


Figure 2.5 Schematic of the model used to compute Lorentz Forces using COMSOL

The Comsol Multiphysics model comprised three parts: (1) N42 magnets, (2) the aluminum plate and (3) the surrounding air (Figure 2.5). The aluminum plate was greatly reduced in size for this modelling step as the Lorentz forces are concentrated under the magnets. The air was located between the magnets and the plate and was surrounding the coil. Its role was mainly to ensure the continuity of the mesh between the magnets and the plate. The input data was therefore the direction of magnetization of the magnets, the current supplied to the coil and the material of the plate. The magnetic field imposed by the magnets and the induced eddy currents in the plate were calculated at every node. Lorentz forces can then be obtained using Eq. 2.4.

Using these forces, it was also possible to obtain the diffraction pattern of the probe (Figure 2.6) and to assess the near-field length N_{fe} and divergence angle Θ_{fe} and to compare them with the analytical values obtained using Eq. 2.6 and 2.7 respectively N_{an} and Θ_{an} . Simulations were carried out for different values of the length of the magnets to select the best compromise. The objective was to obtain a directive probe to be sensitive to small defects but also with a relatively short near field in order to maximize the inspection length and facilitate manipulation of the probe in the laboratory. In view of the values obtained and summarized in Table 3, the magnets with a length of 25.4 mm were chosen.

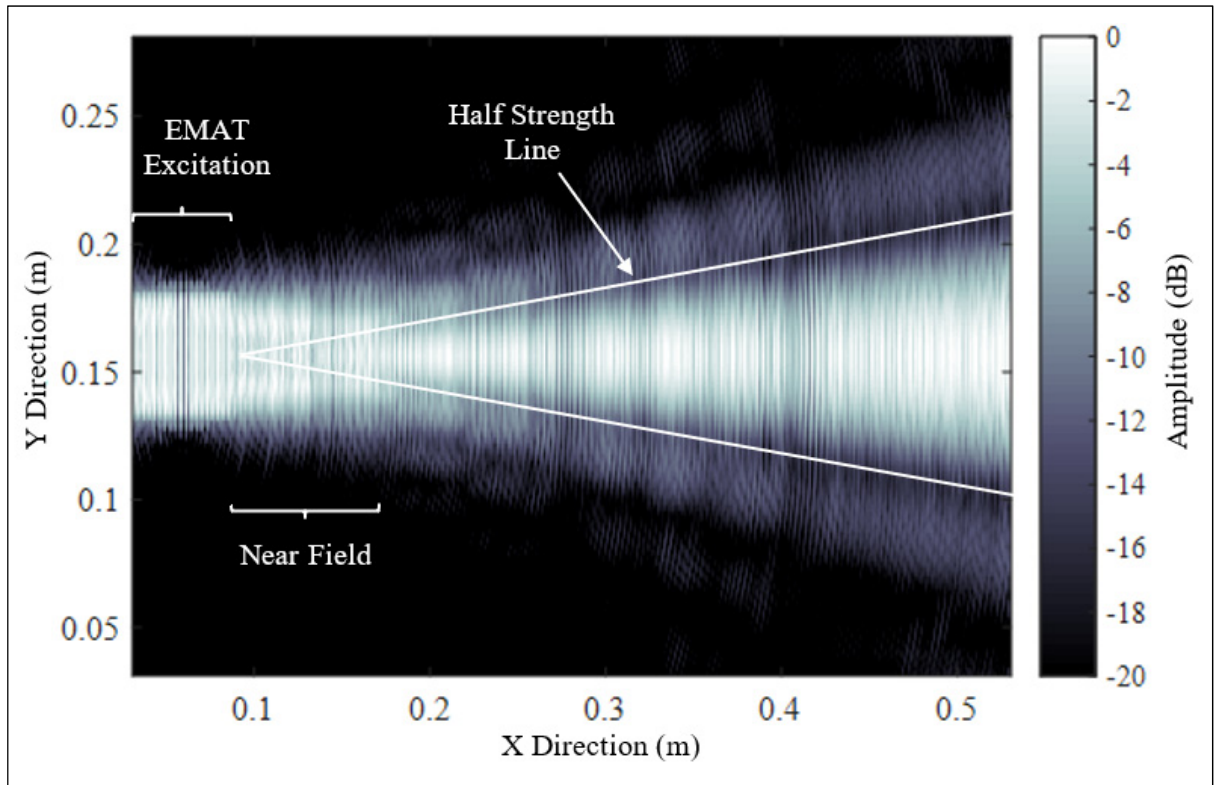


Figure 2.6 Diffraction pattern of an EMAT composed of 2 by 20 array magnets of length 25.4 mm

Tableau 3 Near-field and divergence angle values of the ultrasonic beam for different magnet lengths

Length	N_{an}	N_{fe}	θ_{an}	θ_{fe}
12.7 mm	26 mm	27 mm	6.3°	8.6°
25.4 mm	100 mm	104 mm	3.1°	4.1°
50.8 mm	415 mm	434 mm	1.5°	1.9°

The analytical equations were therefore in good agreement with simulations. Using these values, it was then possible to ensure that the position of the defect was in the far field of the transducer.

The other parameter of interest for the design of the EMAT is the number of magnets. Three different number of magnets were simulated (2x10, 2x20 and 2x40) on a defect-free aluminum plate to verify the number of excited modes. Results are shown in Figure 2.7. As predicted in

the previous section, an increase in the number of magnets resulted in a reduction of the wavenumber bandwidth. On the phase diagrams, this had the effect of concentrating the energy of the modes around the line corresponding to the central wavenumber of the excitation. This allows an easier separation and identification of the modes when a wall thinning is present in the inspection area. For a 3-cycle Hann windowed toneburst centred at 500 kHz and the dimensions of the chosen magnets, it is worth noting that the difference between the 20 magnets and 40 magnets cases was not significant enough to justify the use of a probe which would be twice as long. For the rest of the paper, a PPM EMAT comprising of 2x20 N42 magnets with the dimensions presented in Table 2 will be used.

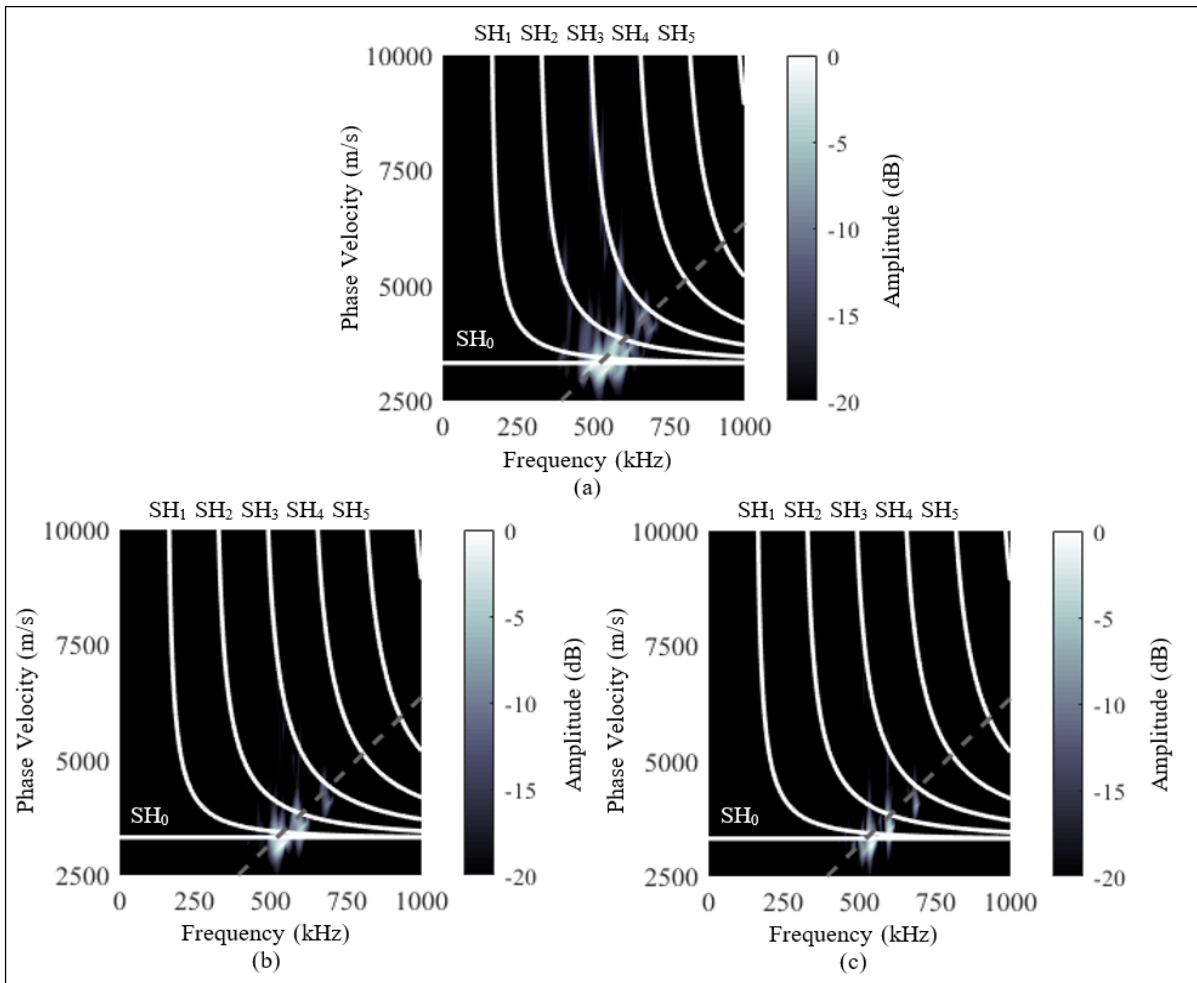


Figure 2.7 2D Fourier transform of signals extracted from simulations shown on a phase velocity frequency map. (a) EMAT composed of 2x10 magnets (b) 2x20 magnets (c) 2x40 magnets. The diagonal grey dotted line corresponds to the pitch of the magnet $1/8''=3.175$ mm

Using EMAT design described above, the model was used to verify that the length of the wall thinning region along the propagation direction did not affect the SH mode filtering. For this purpose, a model corresponding to Figure 2.4 was produced with a minimum thickness of 5 mm and, by varying the dimension W_m , the amplitudes of the modes affected by the thickness reduction were compared. The results are shown in Figure 2.8 and Table 4. It is worth noting that the amplitudes of the modes do not change significantly, in fact the amplitude variation for SH₂ or SH₃ did not exceed 1 dB and showed no trend of divergence.

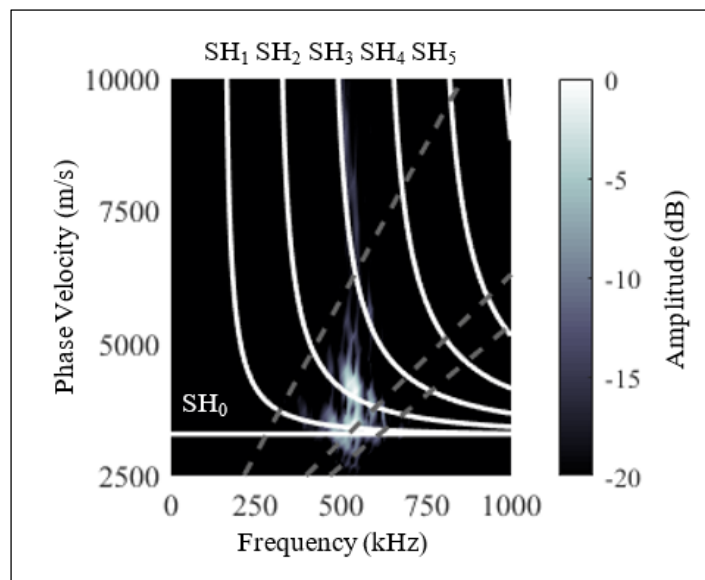


Figure 2.8 Phase Velocity diagram computed from simulation data. The EMAT used comprised 2x20 magnets and the width of the minimum thickness region was 20 mm. The diagonal grey dotted line corresponds to the pitch of the magnet

Tableau 4 Amplitude of the modes affected by a 5 mm thickness loss as a function of the width of the minimum thickness region.

W_m	20 mm	40 mm	60 mm	80 mm
SH ₂	-10.8 dB	-10.9 dB	-10.5 dB	-10.2 dB
SH ₃	-24 dB	-24.5 dB	-24.9 dB	-24.3 dB

An aluminum plate was used for the experimental work. Its dimensions were 914 mm by 914 mm and 9.9 mm thick. Two regions were attacked by accelerated corrosion and scanned to obtain the thickness map (Figure 2.9). The minimum thickness of both corroded areas was 4.9 mm. In the simulations, the dimensions of the plate were reduced to 500 mm in the direction of propagation and 250 mm in the direction perpendicular to the wave propagation. The profiles of the defects were modelled as accurately as possible. To facilitate the comparison with the experimental measurements, a distance of 100 mm between the EMAT and the thickness reduction was fixed. In order to perform the 2D FFT and separate the different modes, a series of 35 measurement points spaced by 1.5 mm was used to detect a maximum wavenumber of 0.67 mm^{-1} and to have a wavenumber detection step of 0.02 mm^{-1} . The perimeter of the plate was surrounded by absorbing boundaries designed with the Absorbing Layer with Increasing Damping (ALID) method to reduce the amplitude of the waves reflected by the boundaries and simulate an infinite plate (M. B. Drozd, 2008; Rajagopal, Drozd, Skelton, Lowe, & Craster, 2012).

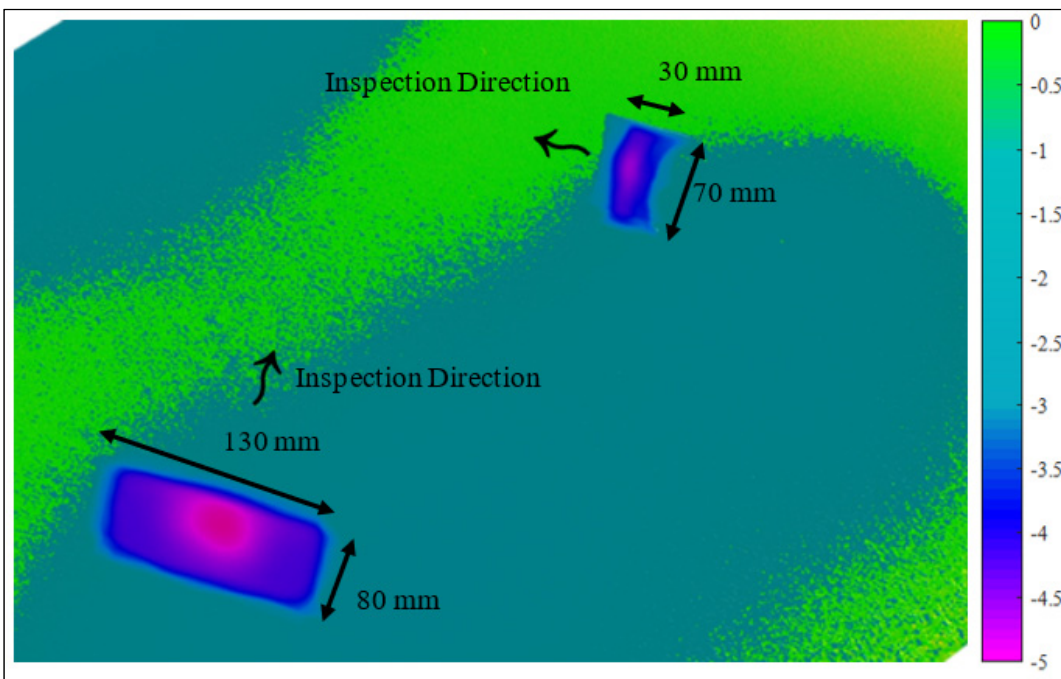


Figure 2.9 Scan of the defect on a 10 mm aluminum plate, values correspond to the thickness reduction in mm

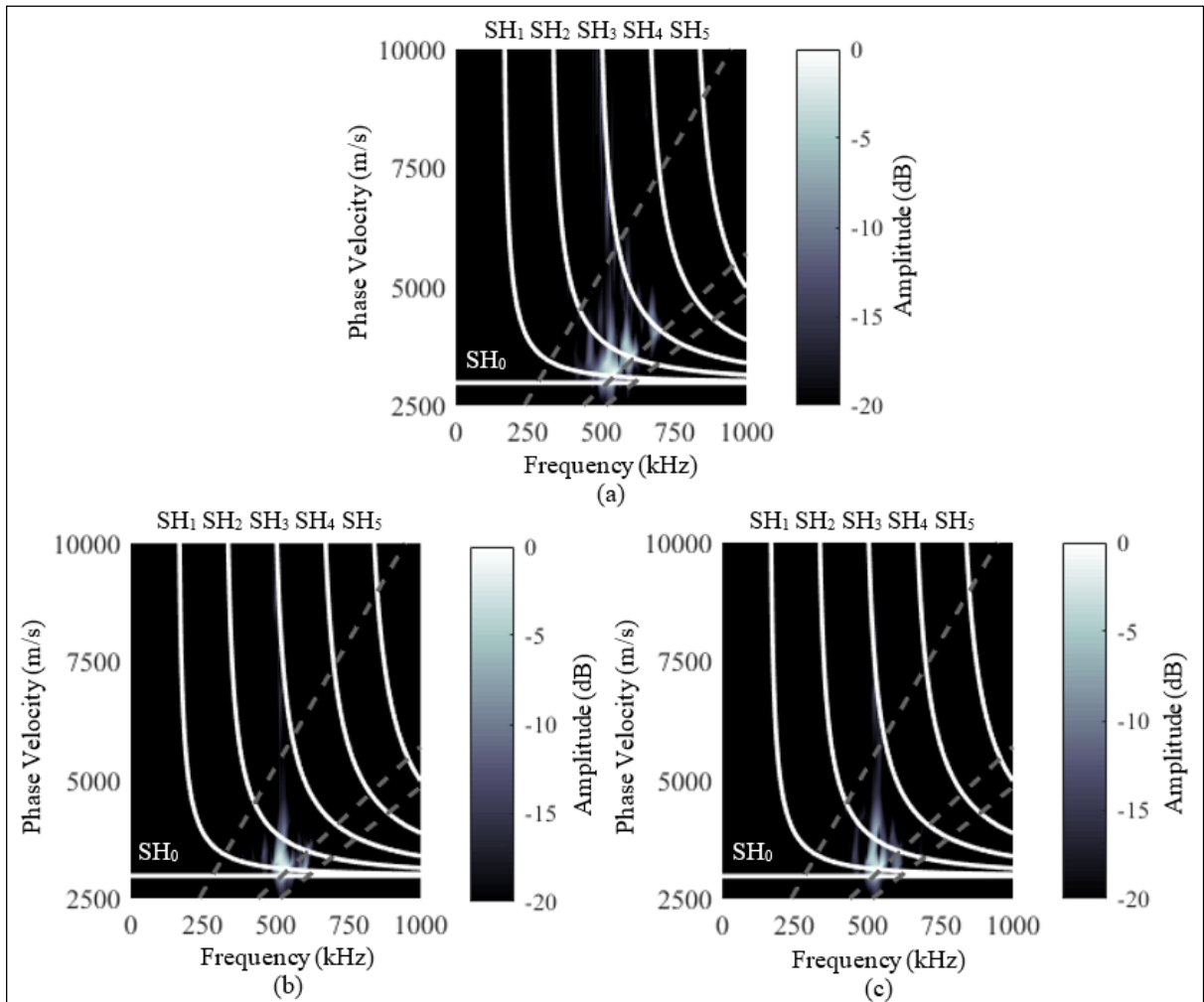


Figure 2.10 2D Fourier transform of signals extracted from simulations shown on a phase velocity and frequency map. (a) No defect (b) 70 mm by 30 mm defect (c) 130 mm by 80 mm defect. The wavenumber 0.19 mm^{-1} and 0.09 mm^{-1} are represented by the top and bottom diagonal grey dotted line. The center one corresponds to the pitch of the magnet $1/8''=3.175 \text{ mm}$

As previously shown in Figure 2.10, the excited modes in the defect-free case were SH₀ to SH₃. SH₄ amplitude was too low to be detected. The majority of the energy lied well between the limits provided between 225 and 775 kHz in frequency and between 0.09 mm^{-1} and 0.19 mm^{-1} for wavenumbers. The results in the case of the presence of the thickness reduction were similar for both thickness reductions. By using the threshold of -20 dB, as predicted, SH₃ was filtered out by the thickness reductions. The amplitude of SH₂ was reduced by 10 dB in both cases. The SH₃ mode was excited at a frequency of 710 kHz which, together with the properties

of the aluminum used and the fact that it was filtered out, enabled the estimation of the minimum remnant thickness to be less than 6.6 mm (Eq 2.1). SH_2 was excited at a frequency of 610 kHz and was not filtered out which implied that the minimum remnant thickness of the plate was larger than 5.1 mm. Moreover, the sharp decrease of amplitude of SH_2 indicates that the cutoff frequency-thickness product was almost reached which suggests a minimum remnant thickness between the probe and the measurement points close to 5.1 mm. The drop in amplitude of the SH_2 mode was likely due to the group velocity approaching zero and as the time traces were not infinite, SH_2 could not be fully captured.

2.5 Experimental Validation

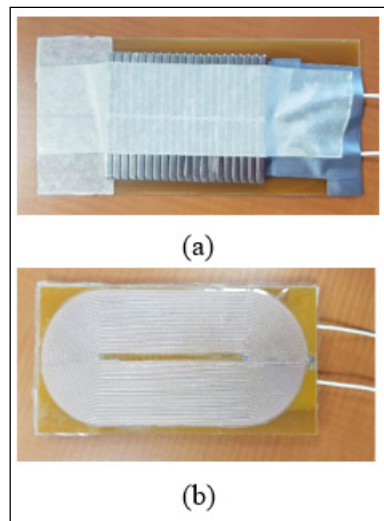


Figure 2.11 EMAT with 2x20 magnets in top (a) and bottom view (b)

The prototype EMAT comprised 2x20 neodymium magnets (Table 2) of grade N42. The racetrack coil was manufactured on a printed circuit board (PCB) (Figure 2.11). Advantages of such a coil compared to a standard hand-winded coil are a better control of the orientation of the turns, better repeatability in the manufacturing process of the coil but also a greater precision in the orientation of the magnets. On this PCB coil, the number of turns was taken so as to cover the entire part of the PCB under the magnets and the spacings on the inner turn made it easier to weld the PCB to the cables without the risk of damaging the other copper

tracks. However, the PCB coil manufactured in this project had a substrate thickness of 1.6 mm, therefore, leading to a significant lift-off of the magnets. This thickness could be reduced with other types PCB.

The signal acquisition setup comprised two blocks: (1) the emission and (2) the reception. For the emission, a high-definition 4-channel oscilloscope DSO9024H was used to control an Agilent 33500B signal generator that supplied the desired signal to a Ritec RPR-4000 High Power Pulser Receiver. For the reception, the measurement was performed using a dual-laser Doppler vibrometer system (two Polytec OFV-505, two Polytec controllers OFV-2570) and the DSO9024H oscilloscope. One of the vibrometers measured the normal displacement component at one point and the second was inclined, at a known angle, measuring a superposition of the normal and in-plane displacement components. The inclined laser vibrometer was oriented to measure the displacement component parallel to the surface of the plate in the direction of polarization of SH waves. The in-plane displacement was extracted using trigonometric laws. Reflective tape was used to ensure a good signal-to-noise ratio of both laser heads. The experimental sample was mounted on a motorized XY table to allow the scanning of the region of interest on the plate.

To assess the effects of both plate thickness reductions on the mode cutoff the signal acquisition and processing used was the same as for the simulations. The two areas of reduced thickness had the same minimum remnant thickness but significantly different size. The largest one was 130 mm wide and 80 mm, in the direction of propagation and the smallest one was 70 mm wide and only 30 mm in the direction of propagation. The EMAT was placed so that the defect was outside the near field at a minimum distance of 100 mm. After the defect, the in-plane displacement field was measured on a series of 35 points spaced by 1.5 mm in the direction of propagation starting at a distance of 50 mm from the reduced thickness area.

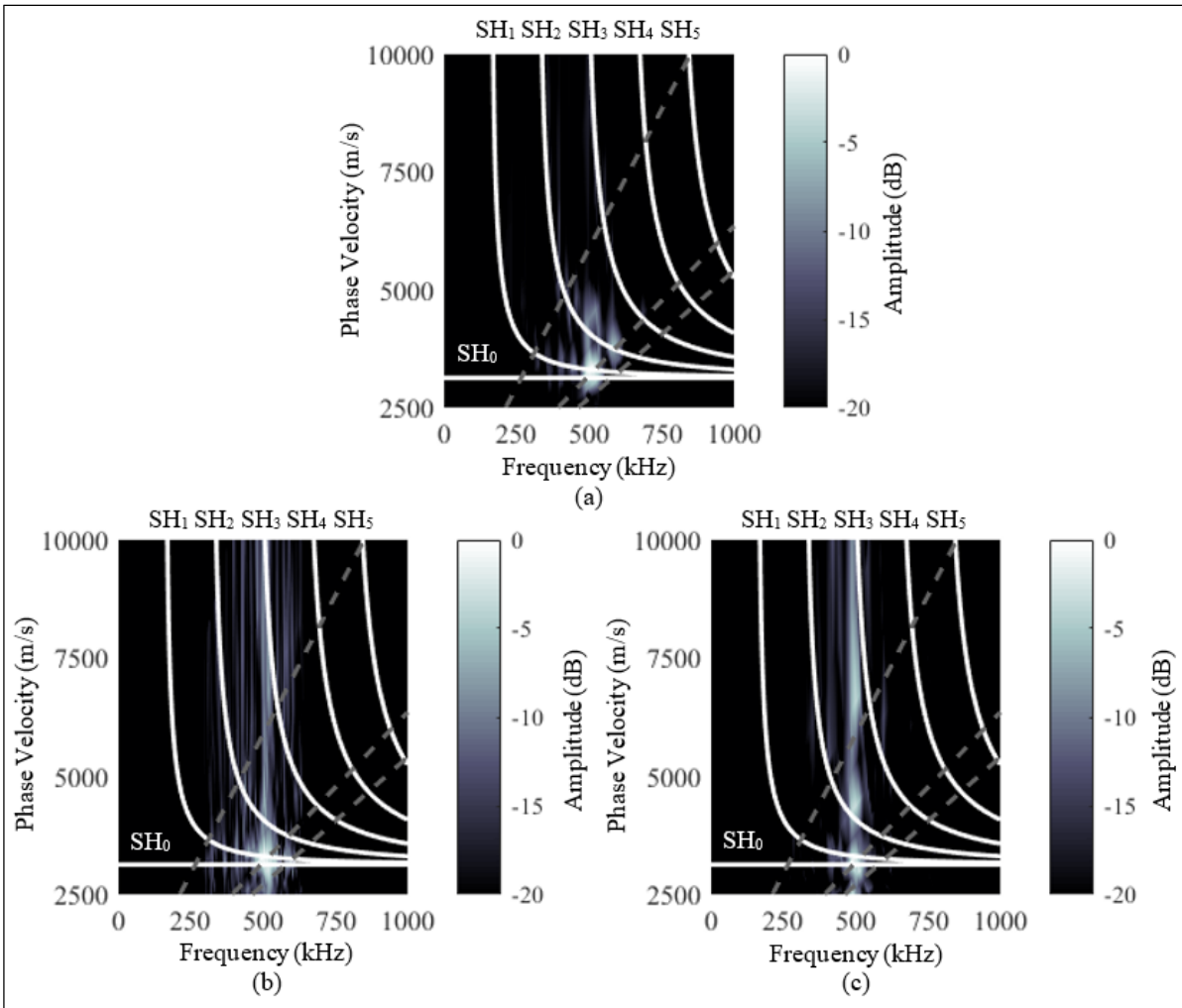


Figure 2.12 2D Fourier transform of signals extracted from experimental measurements shown a phase velocity and frequency map. (a) No defect (b) 70 mm by 30 mm defect (c) 130 mm by 80 mm defect. The wavenumber 0.19 mm^{-1} and 0.09 mm^{-1} are represented by the top and bottom diagonal grey dotted line. The center one corresponds to the pitch of the magnet $1/8''=3.175 \text{ mm}$

In the defect-free case (Figure 2.12 (a)), modes SH₀ to SH₃ were detected with energy evenly distributed among the excited modes. Energy lied well between the limits provided between 225 and 775 kHz in frequency and between 0.09 mm^{-1} and 0.19 mm^{-1} for wavenumbers. In both cases with the presence of a thickness reduction (Figure 2.12 (b-c)), the complete cutoff of SH₂ and SH₃ modes was observed. With the same reasoning as for the simulations, it can be deduced that the absence of the SH₂ mode implied a minimum remnant thickness of less than

5.1 mm. The propagation of the SH₁ mode through the defect leads to a minimum remnant thickness of more than 3 mm. In simulations, SH₂ was not completely filtered out but a significant drop in its amplitude was observed. This is likely due to the slightly different material properties in the simulation and the experiments leading to a small shift in the dispersion curves. The size of the thickness reduction did not appear to have a significant effect on the results when the minimum remnant thickness remains the same (see Figure 2.12 (b-c)) as was observed in the simulations. This result is very encouraging as the method was sensitive to the minimum remnant thickness even for a relatively small thickness reduction (70 mm by 30 mm). Moreover, for the small reduced thickness patch, the minimum remnant thickness was concentrated on an area of only 35 mm wide and 12 mm in the direction of propagation.

2.6 Conclusions

The ability of an EMAT to generate high order SH modes compatible with the structural filtering process was theoretically demonstrated using FE simulations and confirmed experimentally. The simulations were used to design a prototype EMAT for the experimental implementation of the method. In simulations, the minimum remnant thickness between the probe and the measurement points was estimated to be between 5.1 mm to 6.6 mm. However, as the amplitude SH₂ was significantly reduced, suggesting that the mode got very close to its cutoff, a minimum remnant thickness close to 5.1 mm was estimated. In experiments, two thickness reduction areas were tested: a relatively large patch 130 mm wide by 80 mm in the direction of propagation and a smaller patch 70 mm wide by 30 mm in the direction propagation. Both reduced thickness patches had the same minimum remnant thickness of 4.9 mm. The interpretation of the experimental dispersion curves showed a minimum remnant thickness for both patches in the range between 3 mm and 5.1 mm. The experimental thickness resolution, in this case, is relatively low but the correct range of minimum remnant thickness was identified.

CONCLUSION

Le principal succès de ce projet est d'avoir réussi à mettre en œuvre expérimentalement la solution en utilisant des EMAT alors que précédemment seules des sondes piézoélectriques étaient utilisées. L'EMAT conçu pour ce projet a permis d'estimer dans une plage de 2.1 mm (entre 3 et 5.1 mm) l'épaisseur de deux régions d'une plaque d'aluminium de 9.9 mm attaquée par corrosion accélérée jusqu'à atteindre une épaisseur minimale de 4.9 mm. Les prédictions sur les capacités de cette technique obtenues par simulations éléments finis se sont montrées cohérentes avec les valeurs analytiques et avec les expériences réalisées. De plus les composants utilisés dans la construction de cet EMAT ont permis d'aboutir à une sonde à faible coût.

La principale limitation de ce procédé est le rapport signal sur bruit dans les mesures réalisées. Ceci est en partie dû à la technologie de sonde utilisée : en effet un transducteur électromagnétique, bien qu'il soit plus facile à réaliser et à utiliser, transmet moins d'énergie dans le milieu excité qu'un transducteur piézoélectrique. La seconde source de ce faible rapport est le caractère dispersif des modes SH d'ordre élevé. Ceci a pour effet d'amplifier l'atténuation de l'onde et donc de diminuer la distance maximale d'inspection. Cette limitation a également pour effet de compliquer l'augmentation de la fréquence et donc de la résolution.

Plusieurs axes d'améliorations peuvent être identifiés pour la suite du projet comme une optimisation du transfert d'énergie entre le bloc générateur-amplificateur et l'EMAT. Les paramètres de l'EMAT qui ont été étudiés, dans ce projet, sont principalement les dimensions et le nombre d'aimants à utiliser, la bobine a été réalisée de manière à recouvrir la surface inférieure des aimants et non pas de manière à optimiser l'induction des courants de Foucault dans la pièce et donc le déplacement généré.

BIBLIOGRAPHIE

- Alleyne, D., & Cawley, P. (1991). A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(3), 1159–1168. <https://doi.org/10.1121/1.400530>
- Alleyne, D. N., Lowe, M. J. S., & Cawley, P. (1998). The Reflection of Guided Waves From Circumferential Notches in Pipes. *Journal of Applied Mechanics*, 65(3), 635–641. <https://doi.org/10.1115/1.2789105>
- Alleyne, D. N., Pavlakovic, B., Lowe, M. J. S., & Cawley, P. (2001). Rapid, long range inspection of chemical plant pipework using guided waves. *AIP Conference Proceedings*, 557(1), 180–187. <https://doi.org/10.1063/1.1373757>
- Belanger, P., Cawley, P., & Simonetti, F. (2010). Guided wave diffraction tomography within the born approximation. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 57(6), 1405–1418. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2010.1559>
- Belanger, Pierre. (2014). High order shear horizontal modes for minimum remnant thickness. *Ultrasonics*, 54(4), 1078–1087. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2013.12.013>
- Cheeke, J. D. N. (2012). *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves*. CRC Press. <https://doi.org/10.1201/b12260>
- Cook, R. D., Malkus, D. S., Plesha, M. E., & Witt, R. J. (2007). *Concepts and Applications of Finite Element Analysis*. USA: John Wiley & Sons, Inc.
- Drozd, M. B. (2008). *Efficient finite element modelling of ultrasound waves in elastic media* (Ph.D.). Imperial College London.
- Drozd, M., Moreau, L., Castaings, M., Lowe, M. J. S., & Cawley, P. (2006). Efficient Numerical Modelling of Absorbing Regions for Boundaries Of Guided Waves Problems. *AIP Conference Proceedings*, 820(1), 126–133. <https://doi.org/10.1063/1.2184520>
- Gazanhes, C., & Jessel, M. (1976, June 10). Ultrasons
- Hirao, M., & Ogi, H. (2003). *EMATs for Science and Industry: Noncontacting Ultrasonic Measurements*. Springer US.

- Huthwaite, P. (2014). Accelerated finite element elastodynamic simulations using the GPU. *Journal of Computational Physics*, 257, 687–707. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2013.10.017>
- Huthwaite, P., & Simonetti, F. (2013). High-resolution guided wave tomography. *Wave Motion*, 50(5), 979–993. <https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2013.04.004>
- Krautkrämer, J., & Krautkrämer, H. (1990). *Ultrasonic Testing of Materials*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- Lamb, H. (1917). On waves in an elastic plate. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 93(648), 114–128. <https://doi.org/10.1098/rspa.1917.0008>
- MUDEG, P. J. (2001). Field application of the Teletest; Long-range ultrasonic testing technique. *Insight*, 43(2), 74–77.
- Nakamura, N., Ogi, H., & Hirao, M. (2013). Mode Conversion and Total Reflection of Torsional Waves for Pipe Inspection. *Japanese Journal of Applied Physics*, 52(7S), 07HC14. <https://doi.org/10.7567/JJAP.52.07HC14>
- Nurmalia, Nakamura, N., Ogi, H., Hirao, M., & Nakahata, K. (2012). Mode conversion behavior of SH guided wave in a tapered plate. *NDT & E International*, 45(1), 156–161. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2011.10.004>
- Olympus. (2004). Introduction to Phased Array Ultrasonic Technology Applications.
- Pavlakovic, B., Lowe, M., Alleyne, D., & Cawley, P. (1997). Disperse: A General Purpose Program for Creating Dispersion Curves. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* (pp. 185–192). Springer, Boston, MA. https://doi.org/10.1007/978-1-4615-5947-4_24
- Petcher, P. A., Burrows, S. E., & Dixon, S. (2014). Shear horizontal (SH) ultrasound wave propagation around smooth corners. *Ultrasonics*, 54(4), 997–1004. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2013.11.011>
- Rajagopal, P., Drozd, M., Skelton, E. A., Lowe, M. J. S., & Craster, R. V. (2012). On the use of absorbing layers to simulate the propagation of elastic waves in unbounded isotropic media using commercially available Finite Element packages. *NDT & E International*, 51, 30–40. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2012.04.001>

- Rao, J., Ratassepp, M., & Fan, Z. (2016). Guided Wave Tomography Based on Full Waveform Inversion. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63(5), 737–745. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2016.2536144>
- Ribichini, R. (n.d.). Modelling of Electromagnetic Acoustic Transducers, 154.
- Rose, J. L., & Barshinger, J. (1998). Using ultrasonic guided wave mode cutoff for corrosion detection and classification. In *1998 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings (Cat. No. 98CH36102)* (Vol. 1, pp. 851–854 vol.1). <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1998.762277>
- Shull, P. J. (2016). *Nondestructive Evaluation: Theory, Techniques, and Applications*. CRC Press.