Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

Spécialité : Électronique

Présentée et soutenue par Frédéric FAËSE.

Le 10/12/2013, à Valenciennes

École doctorale :
Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Équipe de recherche, Laboratoire :
Institut d'Electronique, de Micro-Electronique et de Nanotechnologie/
Département d'Opto-Acousto-Electronique (IEMN/DOAE)

Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers - Applications à la caractérisation sans contact de défauts

JURY

Président du jury
JIA, Xiaoping. Professeur à l'Institut Langevin - ESPCI ParisTech.

Rapporteurs
- GLORIEUX, Christ. Professeur à l'Université Catholique de Louvain.
- LE CLÉZIO, Emmanuel. Professeur à l'Université de Montpellier 2.

Examinateurs
- CHAMBARD, Jean-Pierre. Directeur d'Holo3 à Saint-Louis.
- JIA, Xiaoping. Professeur à l'Institut Langevin - ESPCI ParisTech.

Directeur de thèse
OUAFTOUH, Mohammadi. Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Co-encadrant
JENOT, Frédéric. Maître de Conférences à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Remerciements

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à M. Jamal Assaad pour m'avoir accueilli au Département Opto-Acoustique-Electronique de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie.

Je remercie vivement M. Frédéric Jenot pour m'avoir fait confiance dans l'attribution de cette tâche qui allie un travail de thèse et une contribution au projet ANR ECOCND.

J'exprime toute ma gratitude à M. Mohammadi Ouaftouh qui m'a fait l'honneur de diriger mes travaux de thèse ainsi qu'à M. Frédéric Jenot qui les a co-encadrés. L'alliance de leur rigueur et de leur sympathie ont grandement participé à rendre mon passage au DOAE aussi formateur qu'agréable. Je n'oublierai jamais leur contribution scientifique à ces travaux, mais aussi les discussions variées et tout aussi enrichissantes que nous avons échangées.

Je suis très reconnaissant envers MM. Les Professeurs Christ Glorieux et Emmanuel Le Clézio d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail de thèse, ainsi qu'à M. Jean-Pierre Chambard et M. Le Professeur Xiaoping Jia pour leur participation au jury.

Tous mes remerciements vont à l'ensemble des Ingénieurs, Techniciens et Administratifs du laboratoire pour leur soutien à ces travaux de thèse et leur contribution à la bonne humeur qui règne au laboratoire. Sur ce dernier point et pour leur aide sans faille, j'adresse une mention spéciale à l'équipe administrative : Virginie, Anne, Edith et Cathy ainsi qu'à M. Frédéric Rivart. Je suis également particulièrement reconnaissant envers M. Liévin Camus pour les nombreux échanges que nous avons eus dans le cadre du projet ECOCND et envers Mme Lucie Benmeddour pour la préparation des échantillons.

Je pense également à mes collègues doctorants pour les très bonnes relations que nous avons entretenues au sein du DOAE voire ailleurs. Je mentionnerai d'abord mes collègues directes du bureau 007 : Jinying, Nadine et Amina. A toutes les trois, un grand merci pour tout. La liste n'étant pas exhaustive, je remercie également les autres doctorants pour les bons moments partagés : Thomas, Julien, Fabien, Quentin, Anthony, Vianney, Lynda, Basma, Kassim, Hossep, Yamen …

J’adresse plus particulièrement mes remerciements à Mlle Sabrina Fourez qui fut non seulement ma collègue doctorante lasériste mais aussi une grande aide pour mes débuts d’enseignant.

Il est maintenant opportun que j’exprime ma gratitude à Mme Claudine Follet qui a accepté ma charge d’enseignement à l’Institut des Sciences et Techniques de Valenciennes.

Le temps passé dans le TER Lille-Valenciennes n’aurait pas été aussi agréable sans les échanges fructueux que j’ai pu avoir avec Timothée et Abdelmajid du DOAE ou encore M. Warret, Juliette, Bertrand, Vesna, Gilles et Katia de l’Université de Valenciennes.

Hadrien, tu fus d’abord un compagnon de train puis un co-voituré et un co-voitureur. Je te suis reconnaissant de tout ce que nous avons partagé.

Pour m’avoir accompagné et soutenu malgré la distance qui souvent nous séparait et pour tous les bons moments partagés, j’adresse un merci particulier à Sandrine.

Enfin, je remercie toutes les personnes du laboratoire, de l’Université ou de mon entourage que j’ai croisées et que je n’ai pas citées explicitement mais qui ont contribué à ce que ces travaux s’effectuent dans de bonnes conditions.

A ma mère, qui aurait tant aimé savoir que je serais Docteur,

A mon père.

Sommaire

Introduction générale 1

I Les méthodes non destructives de contrôle et de caractérisation de structures 5
Introduction 5
I.1 Méthodes avec contact 5
I.1.1 Le ressuage 5
I.1.2 La magnétoscopie 7
I.1.3 Le contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique 9
I.2 Méthodes sans contact 11
I.2.1 L'examen visuel 11
I.2.2 La radiographie 12
I.2.3 La thermographie infrarouge 15
I.2.4 Les courants de Foucault 16
I.2.5 Le contrôle ultrasonore par EMAT 18
I.2.6 Les Ultrasons Laser 20
I.2.6.1 La génération d'ultrasons par laser 20
I.2.6.2 La détection de déplacements de surface par laser 28
a. Mesure de l'effet d'une ondulation de la surface due au passage d'une onde . 28
a.1 Déflexion du faisceau 29
a.2 Diffraction du faisceau 30
b. Les méthodes interférométriques 31
b.1 La détection holographique 31
b.2 L'interférométrie différentielle dans le temps 32
b.3 L'interféromètre de Michelson stabilisé 33
b.4 La sonde interférométrique hétérodyne SH-140 34
c. Avantages et inconvénients des ultrasons laser 37
Conclusion du chapitre 1 37
Références du chapitre 1 38

II Génération d'ondes de surface par laser et modélisation de l'interaction onde-défaut 41
Introduction 41
II.1 Modèles analytiques de propagation en l'absence de défaut 41
II.1.1 Expression générale du déplacement dû à l'onde de Rayleigh 41
II.1.2 Simulation du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en champ proche 45
II.1.3 Simulation du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh dans le cas d'une source ligne infiniment fine 48
II.1.4 Modèle complémentaire du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh 51
II.1.4.1 Comparaison du modèle avec les modèles précédents 51
II.1.4.2 Etude dans le domaine spectral 52
II.2 Directivité de l'onde de Rayleigh....55
II.3 Modélisation par la méthode des éléments finis....58
II.3.1 Paramètres de modélisation 58
II.3.2 Modélisation d'une propagation en l'absence de défaut 60
II.3.3 Modélisation de l'interaction onde-défaut 61
II.3.3.1 Mise en évidence des phénomènes de conversion de mode 61
II.3.3.2 Etude sur l'onde H-R....63
II.3.3.3 Méthode de caractérisation rapide d'une rainure 67
Conclusion du chapitre 2....69
Références du chapitre 2 70

III Caractérisation expérimentale de défauts 73
Introduction 73
III.1 Dispositif expérimental 73
III.1.1 Banc de mesure 73
III.1.2 Echantillons étudiés 74
III.2 Mesure de la directivité des ondes de surface générées par la source ligne thermoélastique 77
III.3 Etude de la conversion de mode par une rainure 80
III.3.1 Propagation en l'absence de défaut 80
III.3.2 Mise en évidence expérimentale de la conversion de mode 81
III.3.3 Etude expérimentale de l'onde H-R 81
III.3.4 Méthode de caractérisation rapide d'une rainure 83
III.4 Effet de l'inclinaison du défaut sur l'onde de Rayleigh 85
III.4.1 Configurations envisagées 85
III.4.2 Résultats expérimentaux et discussions 86
III.4.2.1 Mesures en transmission 86
III.4.2.2 Mesures en réflexion 87
III.5 Caractérisation de fentes de longueur finie 89
III.5.1 Configurations expérimentales 89
III.5.2 Direction de propagation des ondes ultrasonores parallèle à la fente 89
III.5.3 Direction de propagation des ondes ultrasonores perpendiculaire à la fente 91
III.6 Caractérisation de défauts de forme cylindrique 96
III.6.1 Mesures en transmission 96
III.6.2 Mesures en réflexion 100
Conclusion du chapitre 3 102
Références du chapitre 3 104

IV Optimisation de la source laser pour la caractérisation de défauts 107
Introduction 107
IV.1 Etude d'une source circulaire 107
IV.1.1 Dispositif expérimental 107
IV.1.2 Etude de l'onde H-R 108
IV.1.3 Caractérisation des défauts de forme cylindrique 110
IV.1.3.1 Configuration en transmission 110
IV.1.3.2 Configuration en réflexion 113
IV.2 Étude d'un réseau de sources lignes 116
IV.2.1 Le pas du réseau étant constant 116
IV.2.1.1 Dispositif expérimental 116
IV.2.1.2 Influence des paramètres du montage sur la figure d'interférence 117
IV.2.1.3 Mesure du déplacement normal de surface 119
IV.2.1.4 Influence de la rainure à profondeur variable sur les ondes de surface 120
IV.2.2 Le pas du réseau étant variable 121
IV.2.2.1 Dispositif expérimental 122
IV.2.2.2 Allure de la figure d'interférence 124
IV.2.2.3 Etude du déplacement de surface engendré 125
IV.3 Etude d'une source annulaire 127
IV.3.1 La source ayant un seul anneau 127
IV.3.1.1 Dispositif expérimental 127
IV.3.1.2 Calcul du déplacement de surface 128
IV.3.1.3 Comparaison entre les calculs et les résultats expérimentaux 130
IV.3.1.4 Influence d'un défaut cylindrique 131
IV.3.1.5 Effet d'une rainure sur les ondes de surface 132
IV.3.2 La source étant composée d'un réseau d'anneaux concentriques à pas variable 134
IV.3.2.1 Dispositif expérimental 134
IV.3.2.2 Exploitation de la figure d'interférence 136
IV.3.2.3 Etude du déplacement normal de surface 137
Conclusion du chapitre 4 139
Références du chapitre 4 140

Conclusion générale et perspectives 142

Introduction générale

Les premières études liées aux ondes ultrasonores ont été réalisées par les géophysiciens dans le but de comprendre comment les ondes sismiques se propageaient dans et à la surface du globe terrestre. L'étude de la propagation dans le volume a mis en évidence l'existence des ondes longitudinales et des ondes transversales, plus lentes. Lord Rayleigh a démontré quant à lui à la fin du XIX° siècle l'existence d'ondes de surface dont la vitesse de propagation est inférieure à celle des ondes transversales. D'autres géophysiciens ont laissé leur nom dans le domaine de l'acoustique en étudiant les ondes se propageant dans une couche mince ou « plaque » (Lamb), dans une couche sur substrat (Love) ou encore à l'interface entre deux solides (Stoneley).

Durant la première moitié du XX° siècle, le concept d'émission stimulée du rayonnement formulé par Albert Einstein (1917) et le procédé de pompage optique proposé par Alfred Kastler (1950) constituent les deux principes fondamentaux qui ont abouti à la création du laser. Quelques années plus tard, en 1958, J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes ont généré expérimentalement la première Amplification de Micro-ondes par Emission Stimulée du Rayonnement (le maser). Puis, en 1960, Théodore Maiman a conçu dans le domaine des longueurs d'onde visibles le premier maser optique qui porte aujourd'hui le nom de laser.

Suite à la découverte de l'effet photoacoustique par A. G. Bell en 1880, l'étude de la génération d'ondes acoustiques par rayonnement s'est d'abord basée sur l'absorption de sources incohérentes telles qu'un faisceau d'électrons, des impulsions micro-ondes ou encore la lumière produite par un arc électrique. Dès l'apparition du laser, celui-ci s'est avéré être une source de rayonnement particulièrement intéressante pour la génération d'ondes acoustiques, notamment grâce aux densités de puissance supérieures au MW/cm² qu'il est aisé d'obtenir en focalisant le faisceau d'un laser pulsé.

Les ultrasons laser qui constituent le sujet d'étude de ce mémoire présentent comme avantage principal d'être générés sans contact et à distance de l'échantillon, contrairement aux autres techniques avec contact comme les transducteurs piézoélectriques ou sans contact mais à courte distance tels que les transducteurs électro-magnéto-acoustiques (EMAT). Les applications des ultrasons laser sont très nombreuses. On peut par exemple citer la détermination de l'épaisseur d'une couche déposée sur un substrat, la caractérisation des paramètres élastiques de cette couche ou du substrat sur lequel elle se situe de manière indépendante, la détermination des contraintes résiduelles, la détection de défauts d'adhésion ou encore le contrôle et l'évaluation non destructifs de structures.

C'est en lien avec cette dernière thématique que s'est déroulée cette thèse dans le groupe Transduction, Propagation et Imagerie Acoustique (TPIA) du Département d'Opto-Acousto-Electronique (DOAE) de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis (UVHC). Ces travaux s'inscrivent également dans le cadre du programme production durable et technologies de l'environnement ECOTECH, et plus particulièrement du projet ANR ECOCND. L'objectif de ce projet est de développer une méthode de caractérisation non destructive de défauts alternative aux techniques industrielles les plus couramment utilisées que sont la magnétoscopie et le ressuage et qui présentent comme principal inconvénient d'avoir un impact négatif à la fois sur l'environnement et sur les opérateurs. La technologie alternative proposée par le projet ECOCND se base sur une génération d'ultrasons par laser, couplée à une réception par transducteur EMAT.

Lors de cette thèse, nous avons principalement analysé la propagation des ondes acoustiques de surface générées par sources lasers et l'interaction de ces ondes avec différentes structures pouvant présenter certains défauts. Les modèles analytiques de l'interaction onde-défaut étant limités à quelques cas particuliers, l'étude théorique a été menée en privilégiant une modélisation par éléments finis qui a permis d'accéder aux champs de déplacement des ondes engendrées. Les signaux expérimentaux ont ensuite été comparés aux signaux obtenus grâce aux modèles analytiques et à la méthode des éléments finis afin de valider la pertinence des modèles établis. Un troisième axe d'étude a quant à lui consisté à étudier les propriétés des ondes acoustiques de surface générées par différentes sources laser ainsi que leur interaction avec des défauts.

L'organisation de ce mémoire est la suivante.

Le premier chapitre sera consacré au recensement des principales méthodes non destructives de contrôle et de caractérisation de structures existant dans l'industrie ou en laboratoire de recherche. Chaque méthode sera décrite du point de vue de son principe de fonctionnement et ses principaux avantages et inconvénients seront mentionnés, en s'intéressant notamment à leur impact écologique. Nous nous intéresserons particulièrement à la technique ultrasons laser qui fera l'objet de la suite de ce mémoire. Nous mentionnerons notamment les phénomènes mis en jeu lors de la génération des ultrasons par laser ainsi que les différentes méthodes optiques de mesure des déplacements de surface avant de conclure par les principaux avantages et inconvénients de cette technique dans le cas particulier relatif à nos conditions expérimentales.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons dans un premier temps à l'expression théorique du déplacement associé à l'onde de Rayleigh en régime harmonique puis à trois modèles analytiques qui décrivent le déplacement normal de surface relatif à cette onde dans le cas d'une source ligne thermoélastique. Nous complèterons ensuite cette étude analytique par l'expression de la directivité de l'onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique avant de clore ce chapitre par la description des résultats obtenus par la méthode des éléments finis. Ces résultats seront comparés, dans le cas d'une propagation en l'absence de défaut, avec ceux obtenus précédemment grâce aux modèles analytiques. Nous analyserons ensuite la propagation des ondes acoustiques de surface lorsqu'un défaut se situe sur le chemin de propagation, et nous détaillerons en particulier une méthode originale de caractérisation de ce défaut.

Le troisième chapitre sera dédié à la caractérisation expérimentale de défauts lorsque les ondes acoustiques de surface sont générées par une source ligne thermoélastique. Après une description des éléments constituant le dispositif expérimental utilisé, nous mettrons en parallèle les résultats obtenus par la méthode des éléments finis avec les résultats expérimentaux issus de mesures effectuées dans les mêmes conditions. Nous verrons en particulier que la méthode originale de caractérisation de défaut évoquée dans le deuxième chapitre sera validée expérimentalement. Nous étudierons ensuite l'effet de l'inclinaison du défaut sur les ondes transmises et réfléchies puis nous décrirons la caractérisation de fentes de longueur finie. La fin de ce chapitre sera quant à elle consacrée à l'effet de défauts de forme cylindrique sur les ondes acoustiques de surface.

Le quatrième chapitre concernera la caractérisation expérimentale des propriétés de différentes sources laser, ainsi que leur potentiel d'applications dans le domaine du contrôle non destructif. Dans une première partie, nous ferons un parallèle entre les résultats obtenus dans le chapitre précédent avec une source ligne et ceux obtenus avec une source circulaire. Nous étudierons ensuite des sources thermoélastiques plus complexes en décrivant leur mise en œuvre, les propriétés des ondes acoustiques de surface générées et leur intérêt dans le domaine de la caractérisation de structures. Cette étude portera en particulier sur des réseaux de sources lignes, à pas constant et à pas variable, sur une source annulaire et sur un réseau de sources en anneaux concentriques à pas variable.

I Les méthodes non destructives de contrôle et de caractérisation de structures

Introduction

Le terme de contrôle non destructif (CND) regroupe l'ensemble des méthodes permettant d'évaluer la qualité de pièces ou de structures à partir de critères prédéfinis sans que la mesure n'ait d'influence notable sur l'utilisation ultérieure de celles-ci [1]. Ces méthodes se développent particulièrement dans les domaines du traitement des matériaux, du contrôle de structures en service ou en maintenance. C'est dans ce contexte de recherche de nouvelles technologies en contrôle des structures, et en particulier de technologies ayant un faible impact écologique, que s'est déroulée cette thèse.

Alors que les premiers procédés étaient basés sur des considérations empiriques, le contrôle non destructif est maintenant devenu une discipline englobant des techniques de mesure quantitatives, les outils statistiques afférents, le développement de modèles pour l'analyse numérique, la spécification des systèmes de mesure ou encore l'établissement de normes relatives à la détection et la caractérisation des défauts.

Parmi toutes les méthodes de contrôle et de caractérisation non destructifs de structures, nous nous proposons de nous intéresser aux principales d'entre elles. Nous verrons pour chacune de ces méthodes, et en particulier pour la technique ultrasons-laser qui a été privilégiée dans le cadre de ce travail, le principe de fonctionnement et les principaux avantages et inconvénients en s'intéressant notamment à l'impact écologique.

I.1 Méthodes avec contact

I.1.1 Le ressuage

Le ressuage fait partie des méthodes de contrôle non destructif les plus anciennes, les plus simples et les plus couramment employées dans l'industrie [2]. Il est particulièrement indiqué pour la détection de défauts débouchants dans les matériaux non-ferromagnétiques.

Avant toute opération de ressuage, il convient de s'assurer que la surface de la l'échantillon à examiner est parfaitement exempte de toute substance étrangère telle que graisse ou poussière.

Lors de la première étape du ressuage, un liquide pénétrant est appliqué sur la surface de l'échantillon et on le laisse s'imprégner dans les défauts de surface pendant une durée moyenne de quinze minutes. Ce liquide pénétrant a en outre la particularité d'être coloré dans le visible (généralement en rouge) ou d'émettre dans l'ultraviolet.

La deuxième étape consiste à enlever l'excès de pénétrant de la surface de l'échantillon. Cette étape est délicate car elle introduit un diagnostic erroné si trop peu de pénétrant a été enlevé (il en reste alors dans les rugosités de surface) ou si à l'inverse trop de pénétrant a été enlevé (il en reste alors trop peu imprégné dans les fissures).

Lors de la troisième étape, une poudre appelée révélateur est appliquée à la surface de l'échantillon. Après plusieurs minutes, le révélateur absorbe le pénétrant présent dans les fissures : c'est le phénomène de ressuage.

La quatrième étape comporte un examen visuel et met alors en évidence les fissures directement (dans le cas d'un pénétrant émettant un rayonnement visible) ou par fluorescence (dans le cas d'un pénétrant émettant dans l'ultraviolet). Du fait d'un meilleur contraste lors de l'examen, cette seconde observation est généralement plus précise que la première ; toutefois, les conditions de sécurité dues à l'emploi d'une source de lumière ultraviolette sont plus contraignantes.

Enfin, il convient comme en début d'examen de nettoyer entièrement l'échantillon afin de retirer tout excédent de matériau polluant.

Les quatre étapes mentionnées dans le paragraphe précédent sont illustrées sur la Figure I-1.

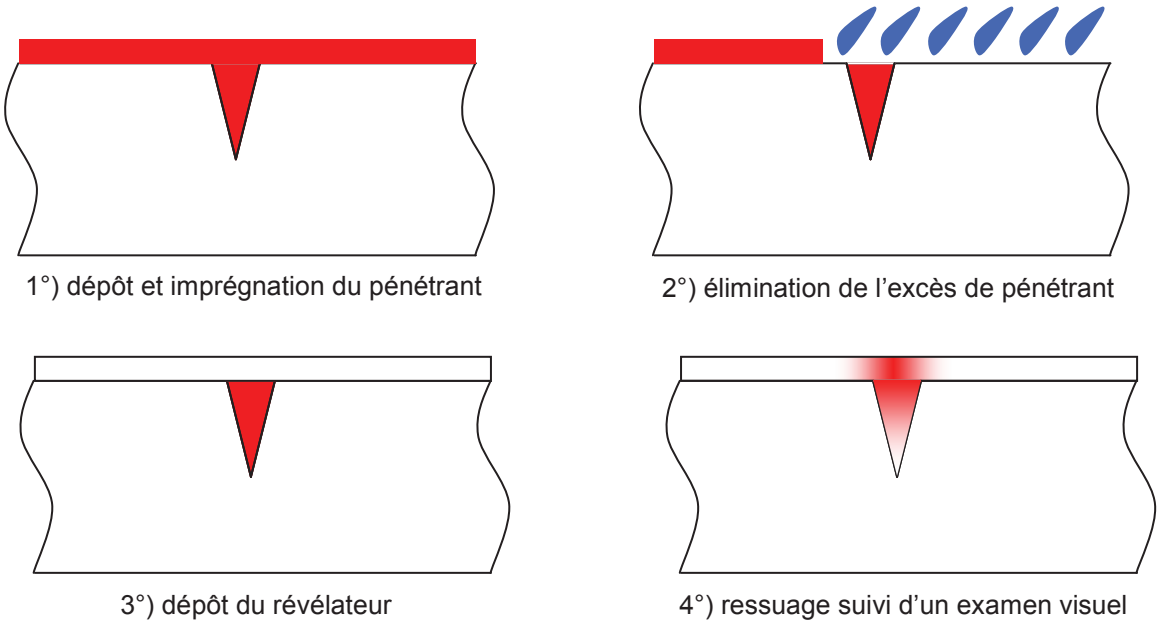


Figure I-1 : principe du procédé de ressuage

Les phénomènes mis en jeu lors d'un contrôle par ressuage sont assez complexes et font intervenir les notions de capillarité, de tension superficielle et de mouillabilité (lors de l'imprégnation et du ressuage) ainsi que de miscibilité (lors de l'élimination d'excès de pénétrant).

Les plus petits défauts observables sont de l'ordre de 80 µm de large et 200 µm de profondeur pour un ressuage coloré et approximativement 1 µm de large et 20 µm à 30 µm de profondeur pour un ressuage fluorescent [1].

Les principaux avantages et inconvénients du ressuage sont répertoriés dans le Tableau I-1.

avantages du ressuage	• la simplicité du procédé • la capacité à détecter des défauts de surface sur des matériaux non-ferromagnétiques • la possibilité d'automatiser le procédé (avec des réserves concernant l'examen visuel)
inconvénients du ressuage	• une détection limitée aux seuls défauts débouchants permettant l'imprégnation du pénétrant • l'impossibilité de déterminer à la fois la largeur et la profondeur des défauts • la durée totale du processus (jusqu'à 45 minutes) • l'utilisation d'une grande quantité de consommables qui sont en général nocifs pour les utilisateurs et l'environnement

Tableau I-1 : principaux avantages et inconvénients du ressuage

I.1.2 La magnétoscopie

Cette méthode est bien adaptée à la détection de défauts débouchants ou proches de la surface d'un matériau magnétique, en particulier les aciers ferritiques et les autres alliages ferreux [3].

La Figure I-2 illustre le principe de l'examen par magnétoscopie.

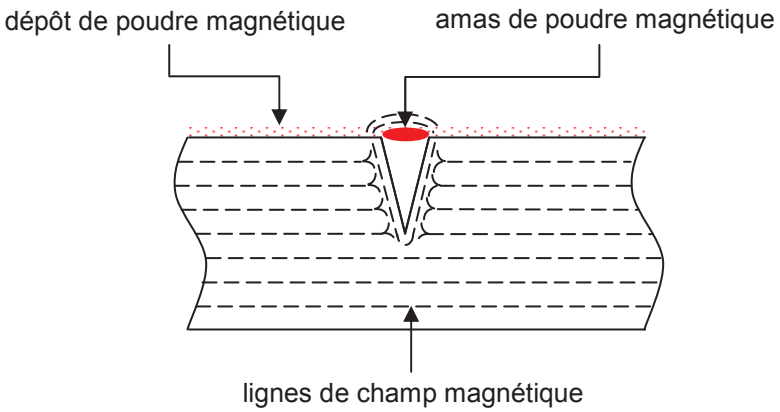


Figure I-2 : principe de l'examen par magnétoscopie

La magnétoscopie est basée sur la présence de lignes de champ magnétique en surface ou proche de la surface de l'échantillon à examiner, celles-ci devant être perpendiculaires au défaut recherché pour une détection optimale. A l'approche d'une discontinuité, les lignes de champ se déforment et engendrent un flux de fuite à forte différence de potentiel magnétique.

Simultanément à l'aimantation, une poudre magnétique telle que de la poudre de fer ou de magnétite est déposée sur la surface de l'échantillon. Les particules de cette poudre baignent en général dans un liquide, ce qui leur assure une meilleure mobilité à la surface de l'échantillon et leur permet ainsi de s'accumuler à l'endroit du défaut.

De la même manière que le pénétrant utilisé dans le procédé de ressuage, la poudre est colorée dans le visible (généralement en rouge ou en noir grâce à une oxydation) ou revêtue d'une substance fluorescente dans l'ultraviolet. Le choix de la coloration dépend de l'échantillon, l'objectif étant d'assurer le meilleur contraste possible entre la couleur de celui-ci et la couleur de la poudre magnétique. L'examen visuel permet de repérer les défauts soit directement (dans le cas de poudre colorée dans le visible) soit par fluorescence (dans le cas d'un revêtement émettant dans l'ultraviolet).

Afin d'optimiser le contrôle, la magnétoscopie nécessite également une préparation de l'échantillon (nettoyage voire démagnétisation préalable). De la même façon, le contrôle est suivi d'une phase de nettoyage et de démagnétisation pour éliminer l'aimantation résiduelle.

La principale difficulté de la magnétoscopie réside dans la génération du flux magnétique à l'intérieur de l'échantillon à tester.

La méthode la plus simple consiste à appliquer un aimant permanent à la surface de l'échantillon. Toutefois, le champ magnétique ainsi généré présente l'inconvénient de ne pouvoir être maîtrisé précisément du fait d'un positionnement non reproductible de l'aimant sur la surface et de la variation d'intensité du champ magnétique qui en résulte.

Afin de pouvoir maîtriser l'intensité du champ magnétique généré, celui-ci est donc généralement produit électriquement par le passage d'un courant électrique soit directement dans l'échantillon soit indirectement grâce à un électroaimant. Dans le cas d'un courant continu, donc d'un champ magnétique continu, ce dernier va être sensible à la fois aux défauts surfaciques et subsurfaciques. A l'inverse, l'utilisation d'un champ magnétique alternatif généré à partir d'un courant de même nature va induire un effet de peau et privilégier ainsi la détection de fissures débouchantes de petites dimensions.

Les principaux avantages et inconvénients de la magnétoscopie sont répertoriés dans le Tableau I-2.

avantages de la magnétoscopie	• la simplicité de mise en œuvre • la possibilité d'automatiser le procédé, à l'exception de l'examen visuel
inconvénients de la magnétoscopie	• la limitation aux matériaux ferromagnétiques • la sensibilité aux seuls défauts surfaciques ou subsurfaciques • l'insensibilité aux défauts colinéaires aux lignes de champ magnétique • l'utilisation de produits chimiques pouvant être nocifs

Tableau I-2 : principaux avantages et inconvénients de la magnétoscopie

I.1.3 Le contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique

Ce type de contrôle peut être utilisé pour la détection de défauts internes et surfaciques dans tous les matériaux élastiques.

La méthode la plus couramment employée est l'échographie ultrasonore et s'apparente à la technique du sonar [4].

Des ondes ultrasonores sont transmises dans l'échantillon à tester grâce à un transducteur reposant sur l'utilisation d'un cristal piézoélectrique. Une impulsion de tension électrique est appliquée sur les faces de ce dernier, ce qui excite un train d'onde ultrasonore dont la fréquence dépend de la fréquence de résonance mécanique du cristal, fonction notamment de son épaisseur. La longueur d'onde des ultrasons générés dans un matériau est égale à leur vitesse de propagation divisée par leur fréquence. Cette dernière sera donc choisie afin que la longueur d'onde soit du même ordre de grandeur que les défauts recherchés, ce qui favorisera l'interaction entre les ultrasons générés et les défauts. Par ailleurs, il conviendra de s'assurer que les ultrasons générés à la fréquence de travail sont suffisamment peu atténués par l'échantillon afin qu'ils puissent se propager sur la longueur souhaitée.

Si, sur le chemin de propagation, les ultrasons rencontrent une grande différence d'impédance telle qu'un défaut, un trou ou la face arrière de l'échantillon, ils seront presque entièrement réfléchis selon les lois de Snell-Descartes. Cette propriété, qui est à la base de la détection de défauts, justifie également l'emploi de couplant dont le rôle est de faciliter le transfert d'énergie entre le transducteur piézoélectrique et l'échantillon à tester.

A l'inverse de l'utilisation décrite dans le premier paragraphe, un cristal piézoélectrique a également la capacité de traduire une vibration mécanique en signal électrique. Ainsi, après la période d'émission des ondes ultrasonores, un transducteur piézoélectrique peut également être utilisé pour détecter les échos acoustiques et déterminer

ainsi la position des défauts par la mesure de temps de vol ainsi que leur géométrie puisque l'intensité de l'écho réfléchi par le défaut dépend de la surface de celui-ci.

Le principe de l'échographie ultrasonore est illustré sur la Figure I-3.

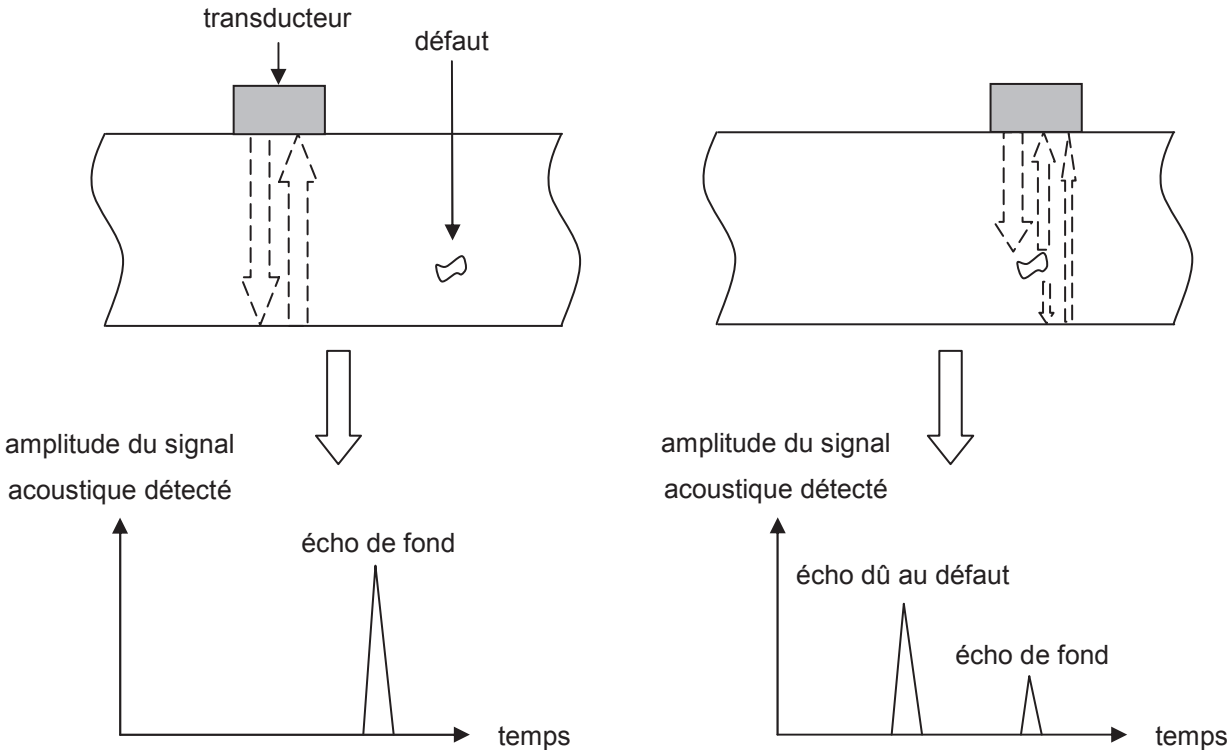


Figure I-3 : principe de l'échographie ultrasonore

La représentation de l'amplitude du signal en fonction du temps lorsque le transducteur est immobile est dite A-scan mais il existe également deux autres représentations plus complètes obtenues grâce au balayage du transducteur sur l'échantillon. La représentation B-scan est un ensemble de A-scans enregistrés le long d'un axe sur l'échantillon ; habituellement, l'amplitude du signal est représentée suivant des niveaux de gris ou une échelle de couleurs en fonction du temps et de l'espace. Enfin, la représentation C-scan (ou cartographie) représente le maximum temporel des A-scans obtenus en balayant la surface de l'échantillon.

Outre l'échographie ultrasonore, d'autres configurations expérimentales sont basées sur l'emploi de transducteurs piézoélectriques qui sont généralement au nombre de deux. Lorsque les deux transducteurs sont situés du même côté de l'échantillon, il s'agit de la configuration tandem ; lorsque les transducteurs se situent sur deux faces opposées, on parle de configuration en transmission.

Les principaux avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique sont répertoriés dans le Tableau I-3.

avantages du contrôle US par transducteur	• la possibilité de tester des échantillons dont l'épaisseur ou la longueur peuvent atteindre plusieurs mètres • une mesure porteuse d'informations sur la position, la taille et la géométrie du défaut • la capacité à tester quasiment tous les types de matériau • la rapidité d'obtention des résultats • la compacité de l'appareil de mesure • une grande sensibilité • la possibilité d'automatiser le processus de mesure • la nécessité de n'accéder qu'à une seule face de l'échantillon à tester • l'absence de consommables nocifs
inconvénients du contrôle US par transducteur	• le savoir-faire que l'opérateur doit acquérir avant de pouvoir discriminer les artefacts du signal utile • la difficulté de caractériser les échantillons de petite section • la nécessité d'utiliser un couplant

Tableau I-3 : principaux avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique

I.2 Méthodes sans contact

I.2.1 L'examen visuel

Du fait de la simplicité de sa mise en œuvre et de celle de l'appareillage nécessaire, l'examen visuel est le plus ancien procédé de contrôle non destructif et son principal avantage réside dans son faible coût en comparaison des autres techniques [5].

En revanche, l'examen visuel présente la principale limitation de n'être sensible qu'aux défauts de surface. Dans certains cas, des imperfections de structure légèrement subsurfaciques pourront être détectées par examen visuel, mais leur présence et leurs caractéristiques devront alors être validées par d'autres méthodes de contrôle non destructif.

Lorsque l'examen visuel est pratiqué une fois l'échantillon fabriqué, certains défauts tels que les défauts subsurfaciques peuvent ne pas être détectés. Il est donc préférable de programmer des examens visuels tout au long du processus de fabrication au lieu de se baser sur une détection ultérieure au moyen d'autres techniques de contrôle nécessitant plus de temps et de moyens financiers.

Concernant par exemple un défaut situé dans le cordon de soudure, celui-ci peut être aisément détecté puis rectifié juste après l'opération de soudure alors qu'une détection ultérieure par un autre procédé de contrôle non destructif sera plus coûteuse et la réparation de l'échantillon défectueux demandera davantage de temps.

Malgré l'absence d'appareillage spécifique et le faible coût résultant qui constituent le principal avantage de l'examen visuel, il peut être nécessaire d'améliorer la précision, la répétabilité, la fiabilité et l'efficacité de cette méthode au moyen d'équipements grossissants tels qu'une loupe, un verre grossissant, une loupe binoculaire, un microscope métallographique voire un microscope électronique à balayage.

Les résultats d'une inspection visuelle dépendant de critères subjectifs tels que l'acuité visuelle et l'expérience de l'opérateur, différentes méthodes garantissent néanmoins une plus grande objectivité des résultats. Ainsi, un rapport détaillé des défauts observés et une photographie de ceux-ci permettent de mieux déterminer si une intervention corrective est nécessaire et si c'est le cas, l'endroit de cette intervention.

Les principaux avantages et inconvénients du contrôle visuel sont répertoriés dans le Tableau I-4.

avantages du contrôle visuel	• la simplicité de sa mise en œuvre • la possibilité de l'intégrer à tous les stades de fabrication • son très faible coût
inconvénients du contrôle visuel	• une sensibilité quasiment limitée aux seuls défauts de surface • la nécessité d'une bonne acuité visuelle de l'opérateur • le besoin d'un éclairage optimisé • des critères de perception dépendant de l'opérateur tels que la fatigue ou l'expérience

Tableau I-4 : principaux avantages et inconvénients du contrôle visuel

I.2.2 La radiographie

Cette méthode est adaptée à la détection de tous types de défauts, qu'ils soient débouchants ou internes, sur tous types de matériaux, ferromagnétiques ou non [6].

La radiographie est basée sur l'absorption d'ondes électromagnétiques de type rayons X ou γ.

Les rayons X sont produits par bombardement d'une cible par des électrons accélérés. A l'arrivée sur la cible, les électrons sont brutalement freinés et produisent alors

un rayonnement continu de freinage appelé Bremsstrahlung. Les longueurs d'onde ainsi émises dépendent de la tension d'accélération des électrons et sont généralement comprises entre 10 pm et 1 000 pm (correspondant à une énergie de photon comprise entre 1 keV et 100 keV).

Le processus de génération des rayons γ est quant à lui issu de la désintégration d'un noyau atomique instable. Les longueurs d'onde des rayons γ sont comprises approximativement entre 0,01 pm et 10 pm (soit une énergie de photon comprise entre 100 keV et 10 MeV environ).

L'absorption de ces rayons dépend du matériau traversé et augmente en particulier avec l'épaisseur et la densité. L'échantillon à tester est placé entre la source de rayonnement et un film sensible contenant des microcristaux d'halogénure d'argent. Comme la lumière visible, les rayons X et γ ont la propriété de convertir ces microcristaux en atomes d'argent en fonction de l'intensité de rayonnement. Le film contient alors une image latente qu'il est possible d'exploiter après des étapes de révélation et de fixation identiques à celles utilisées en photographie conventionnelle. Les variations d'absorption du rayonnement sont révélées par une variation d'opacité de l'image obtenue, mettant ainsi en évidence les inhomogénéités de la structure étudiée.

La Figure I-4 illustre le principe de la radiographie.

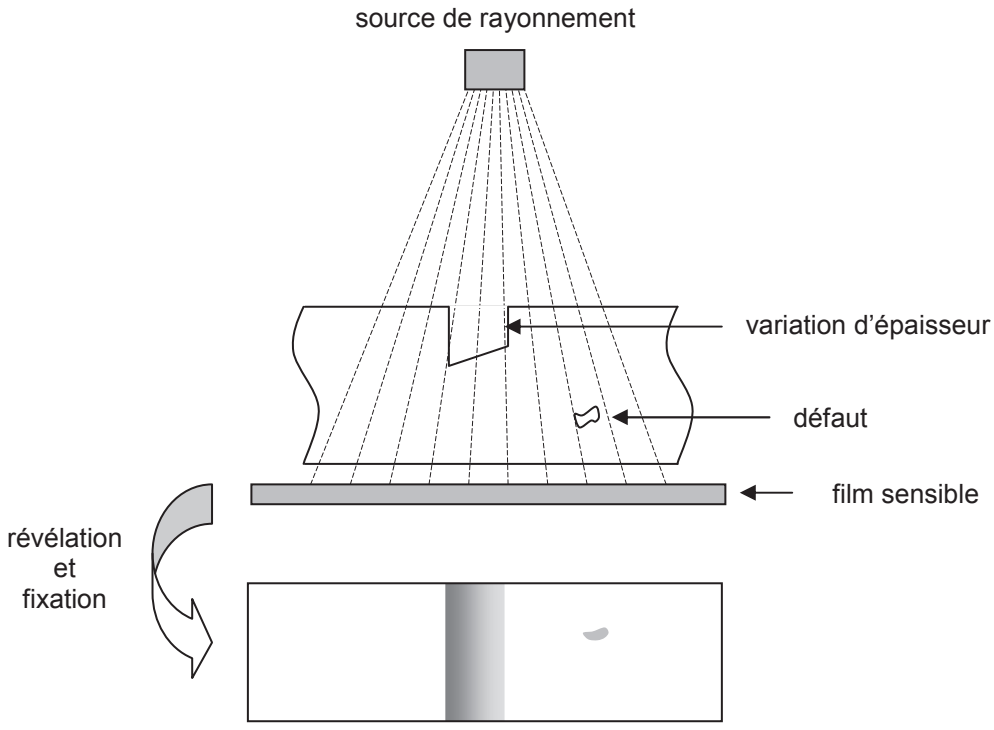


Figure I-4 : principe de la radiographie

Nous avons vu au deuxième paragraphe de cette partie que l'énergie des photons produits dépend de la tension d'accélération des électrons dans le tube à rayons X, ou de la nature de l'élément radioactif produisant les rayons γ. En fonction de l'énergie des rayons ainsi produits, on connait le pouvoir de pénétration qui leur est associé. Le critère de choix typique correspond alors à une absorption de la moitié du rayonnement pour un quart de longueur d'échantillon traversé.

Dans le cas des rayons X, la tension d'accélération des électrons doit valoir pour la plupart des matériaux environ 400 volts par centimètre d'échantillon traversé.

Dans le cas des rayons γ, l'isotope radioactif est à choisir en fonction de l'épaisseur de l'échantillon : par exemple, l'Iridium 137 dont le rayonnement a une énergie comprise entre 0,137 MeV et 0,615 MeV peut être utilisé pour des échantillons d'acier dont l'épaisseur varie d'environ 20 mm à 70 mm, tandis que le Cobalt 60 (dont l'énergie de rayonnement est comprise entre 1,13 MeV et 1,33 MeV) peut être utilisé pour des échantillons plus épais dont l'épaisseur varie de 40 mm à 120 mm.

Un second paramètre sur lequel on peut intervenir en radiologie est l'intensité du rayonnement, grandeur déterminante pour ajuster le temps d'exposition.

Dans le cas des rayons X, l'intensité du rayonnement est directement proportionnelle à l'intensité électrique parcourant la cathode d'émission des électrons.

Dans le cas des rayons γ, deux paramètres influent sur l'intensité du rayonnement généré par radioactivité : la nature de l'isotope et le temps total de désintégration. Ainsi, pour un isotope donné, on parle couramment de période ou demi-vie de l'isotope, correspondant à la durée au bout de laquelle la moitié des atomes radioactifs se sont désintégrés. L'Iridium 137 a ainsi l'inconvénient d'avoir une demi-vie courte (74 jours) en comparaison du Cobalt 60 (5,3 années). Dans le cas de la radiographie par rayons γ, en particulier lors de l'emploi d'isotopes à demi-vie courte, il est nécessaire de mesurer régulièrement l'activité de la source radioactive afin d'adapter le temps d'exposition.

Les principaux avantages et inconvénients de la radiographie sont répertoriés dans le Tableau I-5.

avantages de la radiographie	• la facilité d'interprétation des résultats • la possibilité de tester des matériaux de faible épaisseur • une large gamme de films sensibles • la capacité à tester tous les types de matériau

inconvénients de la radiographie	• la nocivité inhérente au rayonnement utilisé • le coût du dispositif de mesure • la difficulté à tester des échantillons épais • l'insensibilité aux défauts situés dans la direction de propagation des rayons • la faible sensibilité aux défauts de surface • l'absence d'information concernant la profondeur des défauts détectés

Tableau I-5 : principaux avantages et inconvénients de la radiographie

I.2.3 La thermographie infrarouge

La thermographie infrarouge est une méthode d'inspection couramment utilisée pour le diagnostic énergétique ou l'inspection d'armoires électriques. Elle consiste à acquérir au moyen d'une caméra thermique le flux de chaleur naturellement émis par la structure étudiée. On parle dans ce cas de thermographie infrarouge passive. L'image obtenue peut alors révéler une variation anormale du flux thermique et ainsi mettre en évidence un défaut.

Toutefois, concernant les applications de contrôle non destructif, les échantillons à inspecter n'émettent pas ou peu de chaleur spontanément. Il est alors nécessaire de produire un échauffement de l'échantillon avant d'analyser sa réponse thermique. On parle alors de thermographie infrarouge active. Lorsque l'échantillon étudié présente un défaut, l'analyse vidéo de l'émission thermique par la surface met en évidence des discontinuités dans le transfert de chaleur. Ces discontinuités sont révélatrices de la présence de défauts surfaciques ou en profondeur qu'il est alors possible de dimensionner.

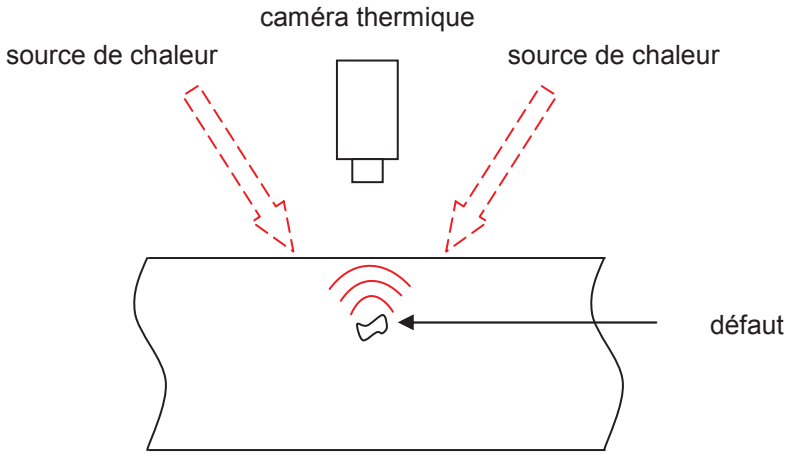


Figure I-5 : principe de la thermographie infrarouge active

Dans le cas de la thermographie infrarouge active, différentes sources de chaleur sont envisageables. Il peut s'agir d'une source lumineuse (lampe halogène ou à décharge, laser), d'une source par induction (bobine d'excitation) ou encore d'un transfert de chaleur par convection (air forcé) ou conduction (généralement par liquide). Il est à noter qu'une excitation mécanique peut induire une réponse thermique, comme par exemple la propagation d'ondes élastiques générées par un transducteur ultrasonore.

La thermographie infrarouge se développe actuellement dans le domaine du contrôle non destructif et trouve déjà des applications pour les matériaux composites (mise en évidence de défauts de collage ou de délaminage) et les matériaux métalliques (détection de fissures ou encore inspection des cordons de soudure) [7].

Les principaux avantages et inconvénients de la thermographie infrarouge sont répertoriés dans le Tableau I-6.

avantages de la thermographie infrarouge	• une analyse pouvant être étendue sur une large surface • la possibilité de contrôler des échantillons en mouvement en temps réel • la capacité à caractériser des échantillons ayant une géométrie complexe • l'absence de consommables
inconvénients de la thermographie infrarouge	• le coût d'une caméra infrarouge ayant une résolution satisfaisante • la sensibilité à des hétérogénéités de structure que l'on ne souhaite pas mesurer • la faible précision de mesure des caméras thermiques (de l'ordre de 2 %) • la limitation à une mesure directe de la surface de l'échantillon ou indirecte de son volume

Tableau I-6 : principaux avantages et inconvénients de la thermographie infrarouge

I.2.4 Les courants de Foucault

Les principales applications des courants de Foucault concernent la détection de défauts surfaciques ou subsurfaciques, la mesure de conductivité et la mesure d'épaisseur de dépôt [8].

Les courants de Foucault sont générés dans tous les types de matériau conducteur en réponse à un champ magnétique variable (de fréquence comprise typiquement entre 10 Hz et 10 MHz).

L'amplitude des courants de Foucault générés dans l'échantillon à tester dépend de sa conductivité, de sa perméabilité et de sa géométrie. Tout changement d'une de ces propriétés peut être détecté par la bobine d'excitation comme une variation d'impédance. La configuration élémentaire pour l'excitation magnétique comprend un noyau de ferrite entouré d'une bobine dans laquelle circule un champ électrique variable. Lorsqu'un défaut ou une variation des propriétés énumérées au début de ce paragraphe se situe dans la région où circulent les courants de Foucault, le trajet de ces derniers est perturbé, ce qui se traduit par une variation d'impédance de la bobine d'excitation.

La Figure I-6 illustre le principe de détection d'un défaut par courant de Foucault.

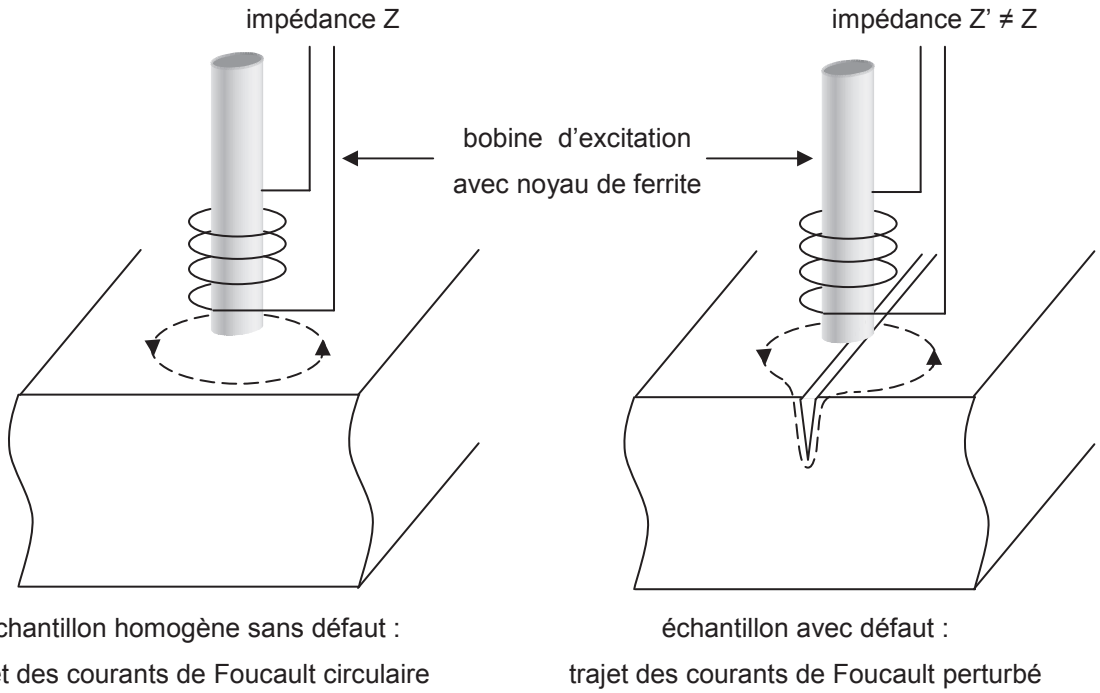


Figure I-6 : principe de la détection de défaut par courant de Foucault

La profondeur de pénétration des courants de Foucault dans un même matériau dépend de la fréquence *f* du champ magnétique d'excitation selon une variation inversement proportionnelle à $\sqrt{f}$. Ainsi, plus la fréquence *f* diminue, plus la profondeur de pénétration des courants de Foucault augmente mais, dans le même temps, plus la sensibilité aux défauts de petites dimensions diminue.

La configuration illustrée sur la Figure I-6 est utilisée principalement pour tester manuellement des échantillons de forme géométrique plus ou moins complexe. En supposant que l'échantillon est homogène et que l'écartement entre la sonde et l'échantillon

est constant, le balayage de la sonde au-dessus de la surface de l'échantillon permet de détecter la présence de défauts de type fissures.

Dans le cas d'une détection automatisée des défauts, on utilise préférentiellement une autre configuration expérimentale où deux bobines sont placées côte à côte en montage différentiel électrique. Dans ce cas, les variations d'écartement entre la sonde et l'échantillon affectent les deux bobines simultanément alors qu'un défaut va affecter l'une puis l'autre bobine.

Enfin, concernant le test de tubes, de barres ou de fils, la configuration optimale consiste à remplacer le noyau de ferrite représenté sur la Figure I-6 par l'échantillon à tester. Il est dans ce cas toujours possible d'utiliser une seule bobine, en s'assurant de la constance de l'écartement entre la sonde et l'échantillon, ou de placer côte à côte deux bobines en montage différentiel afin de s'affranchir de l'influence de ce paramètre.

Les principaux avantages et inconvénients des courants de Foucault sont répertoriés dans le Tableau I-7.

avantages des courants de Foucault	• la sensibilité à de nombreuses caractéristiques d'un matériau conducteur électrique : la présence de défauts, sa composition, sa dureté, sa conductivité, sa perméabilité, etc… • la compacité de l'appareil de mesure • l'absence de consommables • l'adaptabilité des paramètres de mesure (type de sonde et fréquence d'excitation) en fonction des conditions expérimentales • la possibilité d'automatiser complètement le procédé
inconvénients des courants de Foucault	• la limitation aux seuls matériaux conducteurs • la nécessité de s'assurer que seul le paramètre recherché a une influence sur la mesure • une sensibilité optimale limitée aux seuls paramètres de surface ou faiblement subsurfaciques • le savoir-faire que l'opérateur doit acquérir pour interpréter les résultats

Tableau I-7 : principaux avantages et inconvénients des courants de Foucault

I.2.5 Le contrôle ultrasonore par EMAT

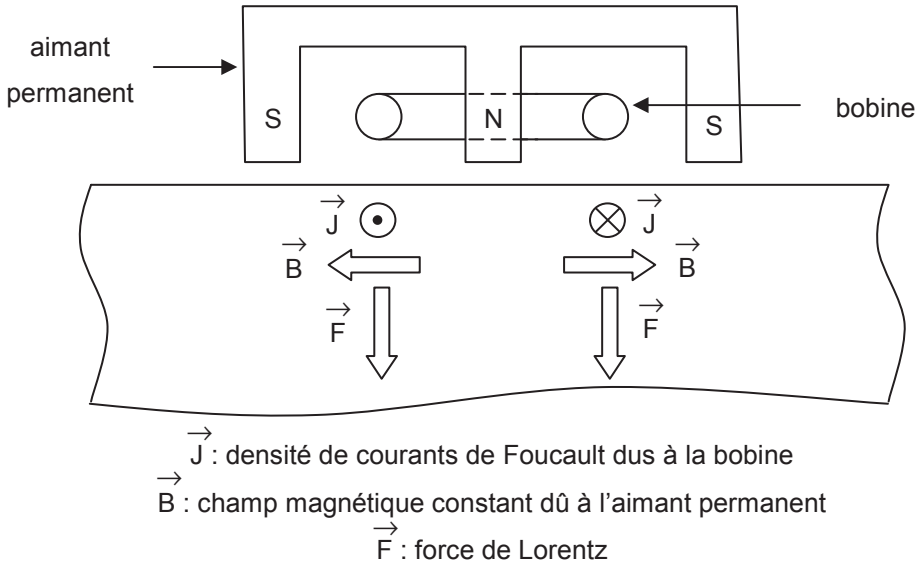
Cette méthode se base sur l'utilisation de transducteurs électro-magnéto-acoustiques (EMAT) pour générer et détecter des ultrasons dans l'échantillon à tester [9].

Les deux éléments principaux constituant un EMAT sont une bobine alimentée par des impulsions de courant à haute fréquence et un aimant permanent destiné à générer un champ

magnétique constant intense dans le matériau métallique ou ferromagnétique. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, une bobine alimentée par des impulsions de courant induit des courants de Foucault dans l'épaisseur de peau du matériau. Ces courants de Foucault sont ici en présence du champ magnétique constant dû à l'aimant permanent, ce qui génère localement des forces de Lorentz à l'origine de la propagation des ondes ultrasonores.

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, le phénomène de magnétostriction induit des déformations supplémentaires dans le matériau qui peuvent être mises à profit ou au contraire perturber la génération d'ultrasons provenant des forces de Lorentz.

Le principe de génération d'ultrasons par EMAT est illustré sur la Figure I-7.



$\vec{J}$: densité de courants de Foucault dus à la bobine

$\vec{B}$: champ magnétique constant dû à l'aimant permanent

$\vec{F}$: force de Lorentz

Figure I-7 : principe de la génération d'ultrasons par EMAT

Le phénomène de génération des ultrasons mentionné au premier paragraphe a la particularité d'être réversible. Le même transducteur peut donc être utilisé pour émettre et détecter des ultrasons selon le principe de l'échographie ultrasonore tel qu'il est décrit au paragraphe I.1.3. Les autres configurations utilisant deux transducteurs, telles que les configurations dites tandem et en transmission évoquées dans ce même paragraphe, sont envisageables. Toutefois, en comparaison des transducteurs piézoélectriques, les rendements de génération et de détection des ultrasons sont notablement plus faibles.

Un paramètre important influant sur la génération d'ultrasons par EMAT est l'épaisseur de la lame d'air *e* entre la bobine excitatrice et l'échantillon. La puissance transmise décroît en effet exponentiellement quand *e* augmente [10]. D'après les résultats mentionnés dans cette référence, lorsque *e* varie de ± 10 µm, la puissance ultrasonore transmise à l'échantillon varie de ± 1 %. Il est donc nécessaire de maîtriser précisément l'épaisseur de la lame d'air afin de garantir la reproductibilité des mesures.

Les principaux avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par EMAT sont répertoriés dans le Tableau I-8.

avantages du contrôle ultrasonore par EMAT	• l'absence de consommables • l'insensibilité à l'état de surface • une grande facilité de mise en œuvre • la facilité à générer des ondes SH transverses à polarisation horizontale
inconvénients du contrôle ultrasonore par EMAT	• un faible rendement de conversion énergie électrique / énergie ultrasonore • la limitation aux matériaux métalliques ou ferromagnétiques • la difficulté de miniaturiser les éléments constituant le transducteur, en particulier la bobine d'excitation traversée par un courant intense, limitant ainsi la résolution spatiale

Tableau I-8 : principaux avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par EMAT

I.2.6 Les Ultrasons Laser

L'expression « Ultrasons Laser » désigne souvent à la fois la génération et la détection d'ultrasons par laser et plus rarement la génération des ultrasons par laser et leur détection par un autre type de transducteur. Toutefois, la méthode dite « tout optique » présente l'avantage d'être sans contact et adaptée à des mesures sur des éléments pouvant présenter une géométrie complexe ou encore portés à haute température. En outre, la distance entre l'échantillon et les dispositifs de génération et de détection des ultrasons peut être supérieure au mètre [11].

I.2.6.1 La génération d'ultrasons par laser

La génération d'ultrasons par laser repose sur l'interaction d'impulsions lumineuses de courte durée avec le matériau. Lorsque cette durée d'impulsion est de l'ordre de la nanoseconde, la fréquence des ultrasons générés varie de quelques dixièmes à quelques dizaines de MHz (on parle alors d'acoustique microseconde) alors qu'une durée d'impulsion de l'ordre de la femtoseconde génère des ultrasons dont la fréquence est de l'ordre du THz (on parle alors d'acoustique picoseconde). Dans le but d'étudier l'interaction entre des défauts mesurant quelques centaines de microns avec des ondes ultrasonores dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur, nous nous intéresserons ici à l'acoustique microseconde dans les métaux.

La longueur d'onde optique est un paramètre important concernant les propriétés du laser de génération des ultrasons. Les principaux lasers utilisés en contrôle non destructif émettent un faisceau dont la longueur d'onde va de l'ultraviolet (248 nm) à l'infrarouge lointain (10,6 µm) [12]. Toutefois, depuis les années 1990, le laser Nd:YAG s'est imposé du fait des nombreux développements technologiques le concernant.

Un des avantages de ce laser est la possibilité de générer aisément des harmoniques du rayonnement fondamental à 1064 nm, en particulier un rayonnement doublé en fréquence à 532 nm. Il s'agit donc de déterminer laquelle de ces deux longueurs d'onde est la plus efficace pour générer les ondes de Rayleigh par laser.

Lorsque des impulsions laser éclairent la surface d'un échantillon, une partie de l'énergie est absorbée du fait de l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et les électrons qui se situent à la surface de l'échantillon. L'énergie restante est soit réfléchie, soit diffractée par la surface. Le rayonnement électromagnétique absorbé est converti en énergie thermique, ce qui induit une augmentation rapide de la température locale de l'échantillon. Etant donné que l'échantillon chauffé ne peut pas se dilater librement, l'augmentation locale de température donne naissance à des contraintes et déformations transitoires dans l'épaisseur de matériau où le rayonnement est absorbé. Ces contraintes et déformations sont à l'origine de la propagation des ultrasons dans le matériau.

L'épaisseur de matériau dans laquelle le rayonnement est absorbé est appelée l'épaisseur de peau δ et son expression est [13] :

$$\delta = \left(\frac{\lambda_0}{\pi \cdot \sigma \cdot c \cdot \mu} \right)^{1/2} \qquad \text{éq. I-1}$$

avec λ_0 la longueur d'onde du laser, σ la conductivité électrique du matériau, c la vitesse de la lumière dans le vide et μ la perméabilité magnétique du matériau. On note que l'épaisseur de peau augmente avec la longueur d'onde.

Le second paramètre fonction de la longueur d'onde est le coefficient d'absorption A, rapport entre les intensités optiques absorbée I_{abs} et incidente I_{inc}. Pour des fréquences optiques proches ou dans le domaine du visible, on a dans le cas de l'aluminium [13] :

$$A = \frac{I_{abs}}{I_{inc}} = 4 \cdot \left(\frac{\pi}{\sigma \cdot c \cdot \mu_0 \cdot \lambda_0} \right)^{1/2} \qquad \text{éq. I-2}$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide (on a considéré pour l'aluminium une perméabilité magnétique relative μ_r = 1) et les autres notations sont les mêmes que précédemment.

Nous obtenons les résultats numériques suivants :

Matériau : aluminium	λ_0 = 532 nm	λ_0 = 1064 nm
épaisseur de peau δ	3,4 nm	4,7 nm
coefficient d'absorption A	7,9 %	5,6 %

Tableau I-9 : valeurs de l'épaisseur de peau et du coefficient d'absorption de l'aluminium aux longueurs d'onde 532 nm et 1064 nm

Ainsi, pour une longueur d'onde de 532 nm par rapport au rayonnement fondamental à 1064 nm, les ultrasons sont générés sur une plus faible profondeur et avec un meilleur rendement.

On distingue deux modes de génération des ultrasons en fonction de la valeur relative de l'intensité absorbée par l'échantillon I_{abs} par rapport à une intensité limite I_{lim} dépendant des caractéristiques du laser et du matériau [14].

$$I_{lim} = \left(\frac{\pi \cdot K \cdot \rho \cdot C}{4 \cdot \Delta t} \right)^{1/2} \cdot (T_v - T_i) \qquad \text{éq. I-3}$$

avec K la conductivité thermique, ρ la masse volumique, C la capacité thermique massique, Δt la durée de l'impulsion laser, T_v et T_i respectivement les températures de vaporisation et initiale du matériau.

On a par exemple dans le cas de l'aluminium (K = *240 W.m^{-1}.K^{-1},* ρ *= 2 700 kg.m^{-3},* C *= 900 J.kg^{-1}.K^{-1},* T_v *= 2 600 K* et T_i *= 300 K*) et pour une durée Δt *= 10 ns :* $I_{lim} \approx$ *50 MW.cm^{-2}*.

Pour $I_{abs} < I_{lim}$, les ultrasons sont générés dans le mode thermoélastique. Dans ce mode, le rayonnement laser pénètre dans l'épaisseur de peau du matériau et il y est converti en chaleur par effet Joule dans une zone affectée thermiquement d'une épaisseur de quelques dizaines de microns. L'échauffement induit une dilatation locale du matériau et la génération de contraintes essentiellement tangentielles à la surface libre (voir Figure I-8-A). Etant donné que ce mode de génération des ultrasons ne modifie pas l'état de surface du matériau, il sera privilégié pour le contrôle non destructif.

Pour $I_{abs} > I_{lim}$, les ultrasons sont générés dans le mode ablation (dit aussi « mode piston »). Des particules du matériau sont alors vaporisées et éjectées de la surface, ce qui induit par transfert de quantité de mouvement des forces vers l'intérieur du matériau. Les contraintes ainsi générées sont essentiellement normales à la surface libre (voir Figure I-8-B).

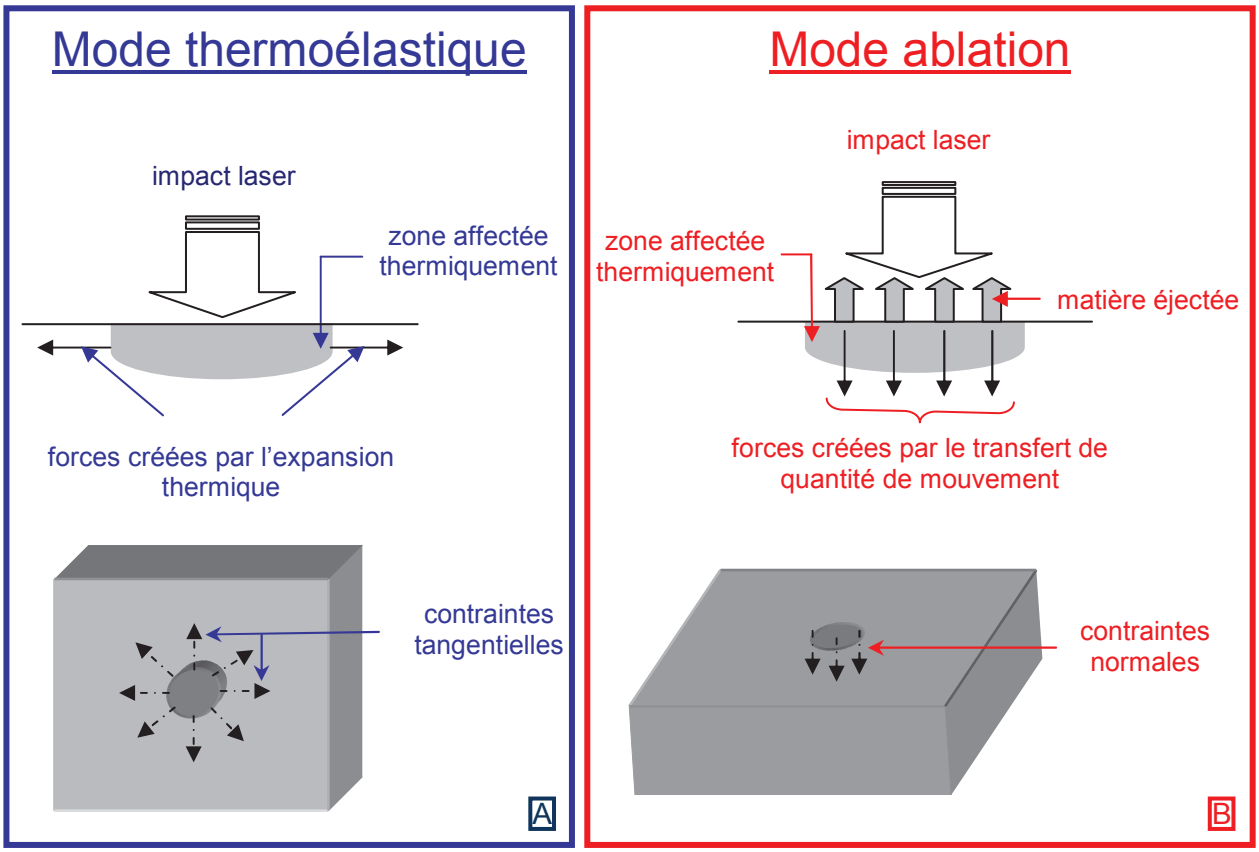


Figure I-8 : principe de la génération d'ultrasons par laser en mode thermoélastique (A) et en mode ablation (B)

Dans le cas du régime thermoélastique et en négligeant les transferts thermiques hors de l'échantillon, Ready [14] a montré que la variation de température à l'intérieur de ce dernier était de la forme suivante :

$$\Delta T(r,z,t) = \frac{Q}{\pi \cdot K}\left(\frac{\kappa}{\pi}\right)^{1/2} \cdot \int_0^t \frac{q(t-t')}{(t')^{1/2}(4\cdot\kappa\cdot t'+a^2)} \cdot e^{-\frac{z^2}{4\cdot\kappa\cdot t'}-\frac{r^2}{4\cdot\kappa\cdot t'+a^2}} \cdot dt' \qquad \text{éq. I-4}$$

avec r la distance au centre de l'impact, z la profondeur dans l'échantillon, t le temps, $q(t)$ l'évolution temporelle de la puissance lumineuse, Q l'énergie totale absorbée par l'échantillon, K et κ respectivement sa conductivité et sa diffusivité thermiques, et a le rayon du faisceau laser dont la répartition spatiale d'intensité est supposée gaussienne.

Dans la plupart des cas, le produit κt caractéristique de la diffusion thermique est négligeable devant le terme a^2. L'expression de la variation de température devient alors :

$$\Delta T(r,z,t) = \frac{Q}{\pi \cdot K \cdot a^2}\left(\frac{\kappa}{\pi}\right)^{1/2} e^{-\frac{r^2}{a^2}} \cdot \int_0^t \frac{q(t-t')}{(t')^{1/2}} \cdot e^{-\frac{z^2}{4\cdot\kappa\cdot t'}} \cdot dt' \qquad \text{éq. I-5}$$

Supposons une variation temporelle de la puissance lumineuse de la forme :

$$q(t) = \frac{t}{\tau^2} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \qquad \text{éq. I-6}$$

En considérant τ = *10 ns*, *Q* = *1 mJ* et *a* = *1 mm*, la variation de température due à l'impact laser en fonction de la profondeur dans un échantillon d'aluminium est la suivante :

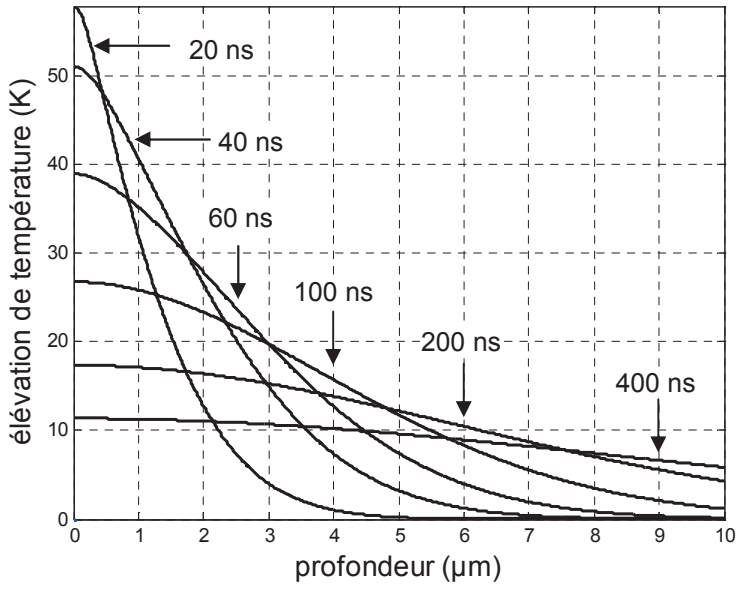


Figure I-9 : élévation de la température calculée en fonction de la profondeur dans un échantillon d'aluminium. Le calcul a été effectué au centre de l'impact laser pour différentes durées après le début de l'impact.

Vingt nanosecondes après le début de l'impact laser, l'échantillon a absorbé 60 % de l'énergie absorbée totale. L'élévation de température est alors non négligeable pour des valeurs de profondeur dans l'échantillon de quelques microns. Quarante nanosecondes après le début de l'impact laser, l'échantillon a absorbé 90 % de l'énergie absorbée totale. L'élévation de température en surface est alors moins importante mais elle est significative pour des valeurs de profondeur dans l'échantillon plus élevées du fait de la diffusion thermique. Toutefois, quelque soit la durée après l'impact laser, l'élévation de température devient négligeable lorsque la profondeur dans l'échantillon d'aluminium atteint une dizaine de microns. L'hypothèse formulée initialement consistant à négliger les effets de la diffusion thermique face à la dimension du faisceau laser est donc vérifiée.

De même, les caractéristiques de la source laser restant identiques, la variation de température due à l'impact laser en fonction du temps est représentée sur la Figure I-10.

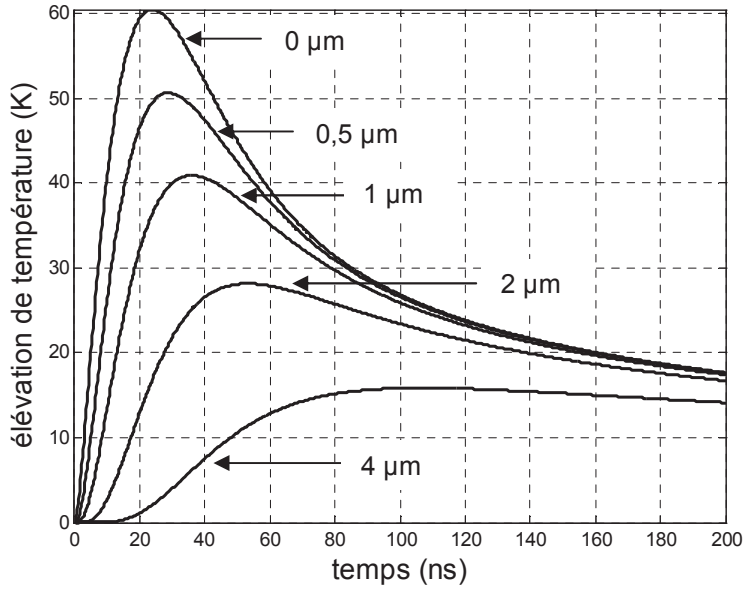


Figure I-10 : élévation de la température dans un échantillon d'aluminium calculée en fonction du temps après le début de l'impact laser. Le calcul a été effectué au centre de l'impact laser pour différentes profondeurs dans l'échantillon.

Quelque soit la profondeur, l'élévation de température en fonction du temps présente un maximum. Pour une profondeur dans l'échantillon croissante, la valeur de ce maximum diminue et la durée après le début de l'impact laser au bout de laquelle il intervient augmente. Après ce maximum, l'élévation de température décroit rapidement pour devenir négligeable après une durée d'une microseconde environ. Ainsi, deux impacts laser séparés au minimum de cette durée (soit encore pour une fréquence de répétition des tirs laser inférieure à 1 MHz) pourront être considérés comme indépendants du point de vue de leurs effets [15].

Que ce soit en mode thermoélastique ou en mode ablatif, une particularité des ultrasons laser générés dans un matériau semi-infini placé dans le vide réside dans la présence simultanée de tous les types d'ondes élastiques : l'onde de Rayleigh en surface, les ondes de volume longitudinales et transversales ainsi que l'onde de tête.

Le résultat de modélisation par éléments finis illustré sur la Figure I-11 représente une vue en coupe de l'échantillon où figure l'amplitude du déplacement des particules 1 µs après un impact laser sur un échantillon d'aluminium dans le cas du régime thermoélastique. Il met clairement en évidence les différentes ondes se propageant à l'intérieur du matériau. Plus l'amplitude du déplacement est importante, plus celle-ci apparait foncée.

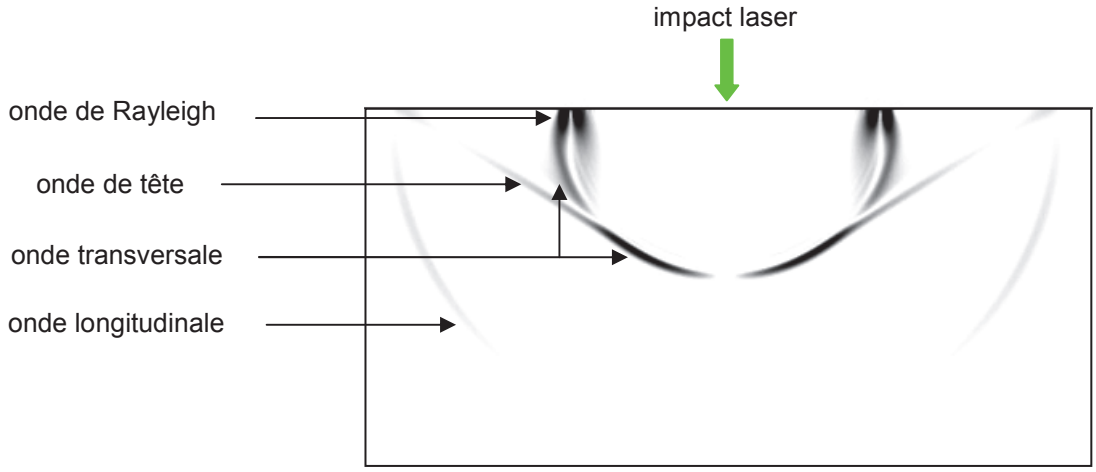


Figure I-11 : calcul par la méthode des éléments finis de l'amplitude du déplacement des particules d'un échantillon d'aluminium 1 µs après un impact laser dans le régime thermoélastique

Considérons une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau laser représenté sur la Figure I-11. On reconnait sur cette figure les fronts d'onde sphériques de l'onde longitudinale et de l'onde transversale, de même que le front d'onde conique de l'onde de tête. Enfin, l'onde de Rayleigh possédant une extension en profondeur finie est guidée par la surface.

La répartition d'énergie sur les fronts d'onde longitudinal et transversal n'est pas uniforme et a été déterminée par Rose [16] dans le cas d'une source ponctuelle en champ lointain. Soit le rapport k tel que :

$$k = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} = \left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2 \qquad \text{éq. I-7}$$

avec ν le coefficient de Poisson du matériau, v_T et v_L respectivement les vitesses de propagation des ondes transversale et longitudinale dans ce matériau.

La directivité en volume associée au déplacement longitudinal dans le cas du régime thermoélastique est de la forme suivante :

$$A(\theta) = \frac{\sin\theta \cdot \sin 2\theta \cdot (k^{-1} - \sin^2\theta)^{1/2}}{(k^{-1} - 2\sin^2\theta)^2 + 2\sin\theta \cdot \sin 2\theta \cdot (k^{-1} - \sin^2\theta)^{1/2}} \qquad \text{éq. I-8}$$

et celle associée au déplacement transversal est de la forme :

$$B(\theta) = \frac{\sin 4\theta}{2\cos^2 2\theta + 4\sin\theta \cdot \sin 2\theta \cdot (k - \sin^2\theta)^{1/2}} \qquad \text{éq. I-9}$$

La Figure I-12 illustre les équations éq. I-8 et éq. I-9 dans le cas d'un échantillon d'aluminium (on a alors $v_T \approx 3100\ m.s^{-1}$ et $v_L \approx 6200\ m.s^{-1}$)

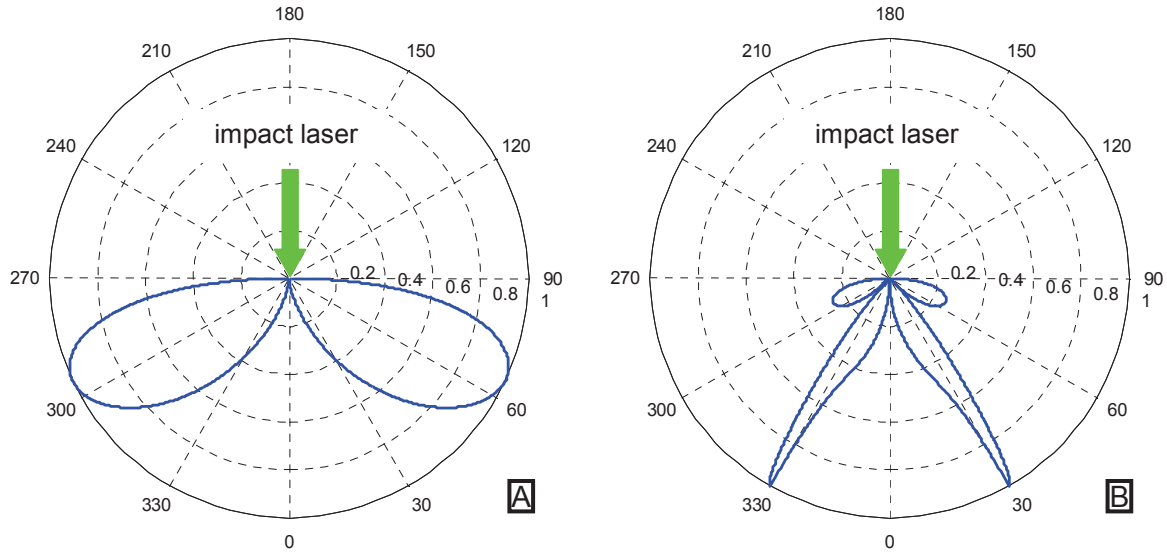


Figure I-12 : diagrammes de directivité des ondes de volume en régime thermoélastique pour l'onde longitudinale (A) et l'onde transversale (B) dans un échantillon d'aluminium

On note une bonne corrélation entre les résultats de la Figure I-11 et ceux de la Figure I-12. Dans les deux cas, l'angle auquel le diagramme de directivité est maximal est d'environ ± 65° pour l'onde longitudinale et environ ± 30° pour l'onde transversale.

Comme nous l'avons vu précédemment, le régime d'ablation est caractérisé par le transfert de quantité de mouvement des particules éjectées de la surface du matériau. Ce mode de génération des ultrasons induit une modification des diagrammes de directivité qui ont été calculés par Miller et Pursey [17] dans le cas d'un disque vibrant perpendiculairement à la surface libre d'un solide isotrope semi-infini.

La directivité en volume associée au déplacement longitudinal dans le cas du régime d'ablation est de la forme :

$$C(\theta) = \frac{\cos\theta \cdot (k^{-1} - 2\sin^2\theta)}{(k^{-1} - 2\sin^2\theta)^2 + 2\sin\theta \cdot \sin 2\theta \cdot (k^{-1} - \sin^2\theta)^{1/2}} \qquad \text{éq. I-10}$$

et celle associée au déplacement transversal est de la forme :

$$D(\theta) = \frac{\sin 2\theta \cdot (k - \sin^2\theta)^{1/2}}{\cos^2 2\theta + 2\sin\theta \cdot \sin 2\theta \cdot (k - \sin^2\theta)^{1/2}} \qquad \text{éq. I-11}$$

La Figure I-13 illustre les équations éq. I-10 et éq. I-11 dans le cas d'un échantillon d'aluminium.

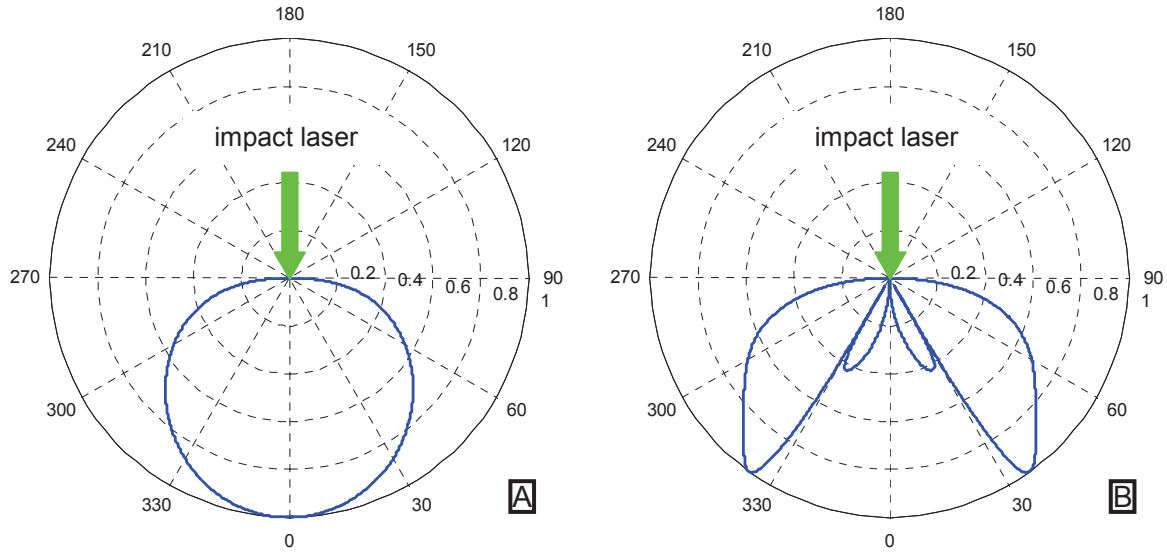


Figure I-13 : diagrammes de directivité des ondes de volume en régime d'ablation pour l'onde longitudinale (A) et l'onde transversale (B) dans un échantillon d'aluminium

La principale différence avec les diagrammes de directivité en régime thermoélastique concerne l'onde longitudinale. Le déplacement dû à cette onde est ici maximal à l'épicentre et décroit lentement jusqu'à un angle de ± 90°. Concernant le déplacement dû à l'onde transversale, il possède un maximum à un angle proche de celui correspondant au régime thermoélastique (± 35° au lieu de ± 30°) mais l'amplitude du déplacement décroit en régime d'ablation plus lentement jusqu'à un angle de ± 90°.

I.2.6.2 La détection de déplacements de surface par laser

On peut regrouper les méthodes de détection de déplacements de surface par laser en deux catégories, en fonction des phénomènes physiques mis en jeu. La première catégorie repose sur les propriétés de déflexion ou de diffraction dues à l'ondulation de la surface au passage d'une onde alors que la seconde catégorie se base sur l'interférométrie pour mesurer un déplacement normal de la surface.

a. Mesure de l'effet d'une ondulation de la surface due au passage d'une onde

On distingue deux types d'action dues à l'ondulation de la surface d'un échantillon sur un faisceau laser, en fonction du rapport entre le diamètre du faisceau laser au niveau de la surface $2w_S$ et la longueur d'onde de l'ondulation de surface λ_{US}.

a.1 Déflexion du faisceau

Lorsque les grandeurs précédentes respectent la relation $2w_S < \lambda_{US}$, le phénomène impliqué est la déflexion du faisceau par l'angle α dû à l'ondulation de la surface. Le principe de mesure est illustré sur la Figure I-14 :

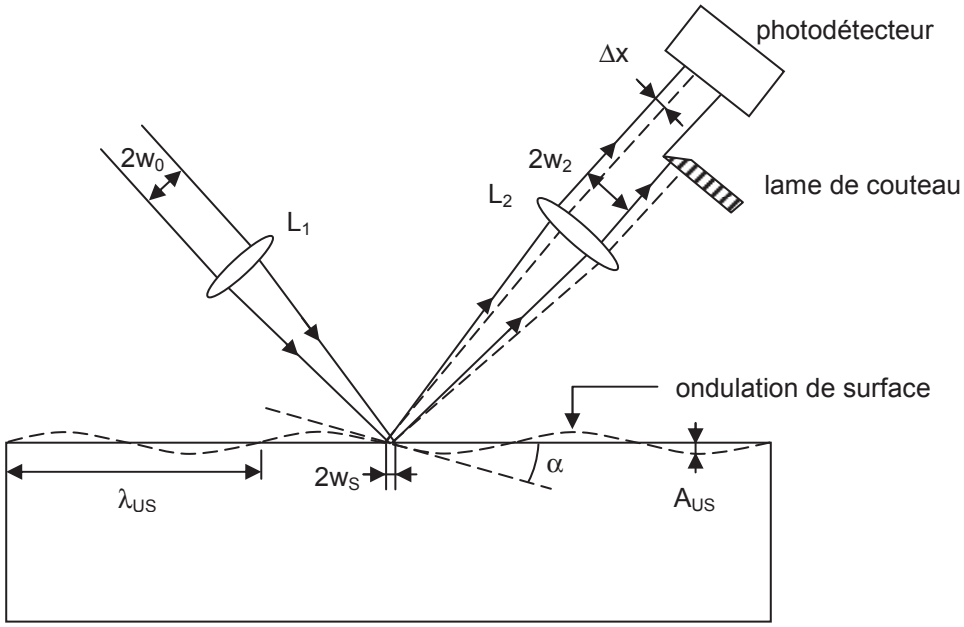


Figure I-14 : principe de mesure de déflexion d'un faisceau laser par l'angle dû à une ondulation de la surface (d'après [18])

On suppose que la surface de l'échantillon se situe dans le plan focal des lentilles L_1 et L_2 de distance focale f_1 et f_2 respectivement.

Si on considère une ondulation de surface périodique de la forme :

$$u_{US}(x,t) = A_{US}\, sin(k_{US}\, x - \omega_{US}\, t) \qquad \text{éq. I-12}$$

avec A_{US} son amplitude, ω_{US} sa pulsation et $k_{US} = \frac{2\pi}{\lambda_{US}}$ son nombre d'onde,

le déplacement transversal du faisceau après la lentille L_2 est alors pour $A_{US} << 1$:

$$\Delta x(t) \approx f_2 \cdot 2\alpha(t) = 2f_2 \frac{du_{US}(x,t)}{dx} = \frac{4\pi}{\lambda_{US}} f_2 A_{US}\, cos(k_{US}\, x - \omega_{US}\, t) \qquad \text{éq. I-13}$$

Supposons que la lame de couteau soit placée de telle sorte à ce que la moitié du faisceau incident soit bloquée lorsque la surface est plane et que le faisceau après la lentille L_2 possède une répartition spatiale d'intensité gaussienne de la forme suivante :

$$P_2(r) = \frac{2P_{tot}}{\pi w_2^2} e^{-2\frac{r^2}{w_2^2}} \qquad \text{éq. I-14}$$

avec P_{tot} la puissance contenue dans la totalité du faisceau et w_2 son rayon ($w_2 = (f_2/f_1) \cdot w_0$).

La puissance optique reçue par le photodétecteur est alors de la forme :

$$P(t) = \frac{P_{tot}}{2}\left[1 + erf\left(\frac{\sqrt{2}\Delta x}{w_2}\right)\right] = \frac{P_{tot}}{2}\left\{1 + erf\left[\frac{4\sqrt{2}\pi f_1}{w_0 \lambda_{US}} A_{US}\, cos\left(k_{US}\, x - \omega_{US}\, t\right)\right]\right\} \quad \text{éq. I-15}$$

avec *erf* la fonction d'erreur.

L'argument de la fonction d'erreur étant habituellement proche de 0, le développement limité au premier ordre de cette fonction donne un résultat très proche de celui obtenu par Whitman et Korpel [19]. En supposant que le faisceau incident sur L_1 a une section carrée de côté D uniformément éclairée, ces auteurs donnent la relation :

$$P(t) = \frac{P_{tot}}{2}\left[1 + \frac{8\pi f_1}{D\lambda_{US}} A_{US}\, cos\left(\omega_{US} t + \Phi\right)\right] \quad \text{éq. I-16}$$

La partie variable de la puissance optique reçue par le photodétecteur est donc directement proportionnelle à l'amplitude de l'ondulation de surface.

a.2 Diffraction du faisceau

Lorsque le diamètre du faisceau laser au niveau de la surface de l'échantillon est tel qu'on a la relation $2w_S >> \lambda_{US}$, le phénomène impliqué est la diffraction du faisceau par l'ondulation de la surface qui agit alors comme un réseau de phase [12].

Si on appelle θ_0 l'angle d'incidence du faisceau sur la surface, celle-ci le diffracte en plusieurs faisceaux d'ordres *m* entiers tels que :

$$sin(\theta_m) = sin(\theta_0) + m\frac{\lambda_0}{\lambda_{US}} \quad \text{éq. I-17}$$

où λ_0 et λ_{US} sont respectivement les longueurs d'onde du faisceau laser et de l'ondulation de surface.

Le phénomène de diffraction est illustré sur la Figure I-15.

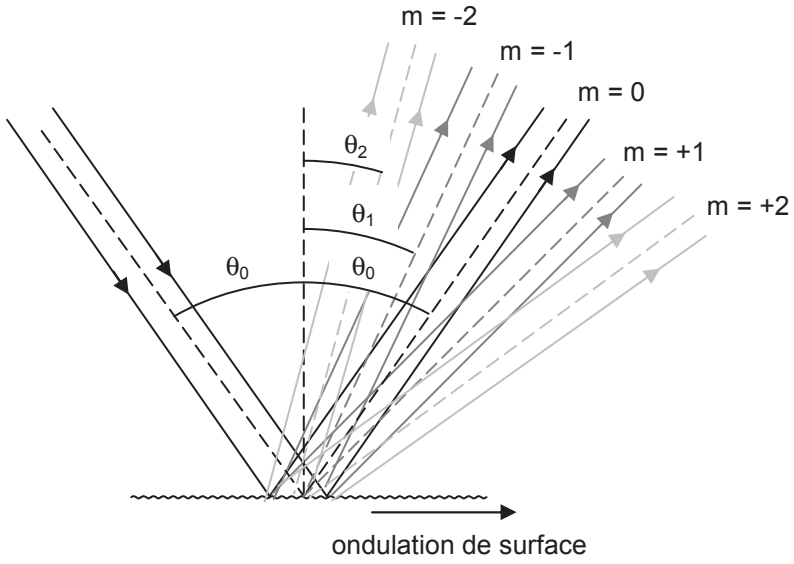


Figure I-15 : diffraction d'un faisceau par une ondulation de surface

Soit R le coefficient de réflexion en intensité de la surface et $\Delta\varphi_S = (4\pi / \lambda_0) A_{US} \cos\theta_0$ le déphasage dû à l'ondulation de surface *où* A_{US} est l'amplitude de l'ondulation, P_m la puissance du faisceau d'ordre m et P_i celle du faisceau incident [12] :

$$P_m = RP_i J_m^2(\Delta\varphi_S) \qquad \text{éq. I-18}$$

où J_m désigne la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m.

La valeur typique du déphasage $\Delta\varphi_S$ est proche de 0. Par exemple, pour un angle d'incidence $\theta_0 \approx 0°$, une longueur d'onde de 532 nm et une amplitude d'ondulation d'un nanomètre, on a $\Delta\varphi_S \approx 24\ mrad$. Dans le cas particulier des ordres -1 et +1, on a alors l'approximation :

$$P_{-1} = P_{+1} \approx RP_i(\Delta\varphi_S / 2)^2 = RP_i\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} A_{US} \cos\theta_0\right)^2 \qquad \text{éq. I-19}$$

La puissance optique diffractée à l'ordre -1 ou +1 est donc directement proportionnelle au carré de l'amplitude de l'ondulation de surface.

b. Les méthodes interférométriques

b.1 La détection holographique

Les techniques de détection d'ondes ultrasonores basées sur le principe de l'interférométrie sont habituellement dépendantes de l'état de surface du matériau dans lequel se propagent les ultrasons. La détection est ainsi optimale lorsque le faisceau sonde réfléchi par l'échantillon présente des propriétés semblables à celles du faisceau de référence, en particulier concernant leur alignement et la forme de leur front d'onde. Etant donné que le faisceau de référence est généralement une onde plane, le front d'onde du faisceau sonde doit donc être le plus plan possible, ce qui impose un état de surface de l'échantillon à tester proche d'un poli spéculaire.

A la différence des méthodes interférométriques usuelles, la détection holographique présente l'avantage de s'affranchir de conditions sur l'état de surface du matériau [20]. Son mode de fonctionnement se base en effet sur l'enregistrement dynamique d'un hologramme dans un cristal photoréfractif selon le schéma de la Figure I-16.

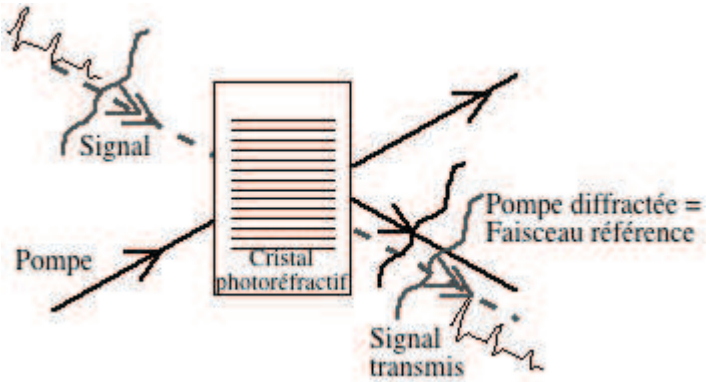


Figure I-16 : principe de fonctionnement de l'holographie dynamique par mélange de deux ondes dans un cristal photoréfractif [21]

Le faisceau pompe et le faisceau sonde (désigné sur la Figure I-16 par « signal ») interfèrent et inscrivent dans le cristal photoréfractif un hologramme dynamique. L'adjectif « dynamique » se rapporte au fait que l'hologramme est réécrit constamment à une fréquence dépendant du temps de réaction du cristal, typiquement de l'ordre du kilohertz.

Pour des déplacements de surface de l'échantillon dont la fréquence est typiquement inférieure au kilohertz, le faisceau pompe est dans le même temps diffracté sur l'hologramme qu'il a lui-même contribué à générer avec le faisceau sonde et ce faisceau pompe diffracté possède les propriétés remarquables suivantes : il est émis dans la même direction et avec un front d'onde strictement identique à celui du faisceau sonde transmis. On obtient dans ces conditions une teinte plate en sortie du cristal et la mesure s'affranchit ainsi des perturbations mécaniques de basse fréquence perturbant toute mesure interférométrique.

Lorsque le déplacement de surface est dû au passage d'une onde ultrasonore dont la fréquence est de l'ordre du mégahertz, le temps de réaction du cristal photoréfractif est tel que le faisceau pompe diffracté n'est pas modifié alors que le faisceau sonde transmis est déphasé d'une quantité directement proportionnelle au déplacement de surface. L'interférence entre ces deux faisceaux est utilisée pour transformer la variation de phase du faisceau sonde transmis en variation d'intensité lumineuse mesurée par un photodétecteur.

b.2 L'interférométrie différentielle dans le temps

Nous venons de constater que la détection holographique est insensible à l'état de surface de l'échantillon grâce au principe de fonctionnement de l'holographie dynamique. L'interférométrie différentielle dans le temps s'affranchit également de conditions sur l'état de la surface dont on veut mesurer le déplacement, mais en exploitant ici une seule onde réfléchie par l'échantillon dont une partie est retardée puis recombinée avec la partie non retardée [22]. Une configuration possible pour ce système est décrite sur la Figure I-17.

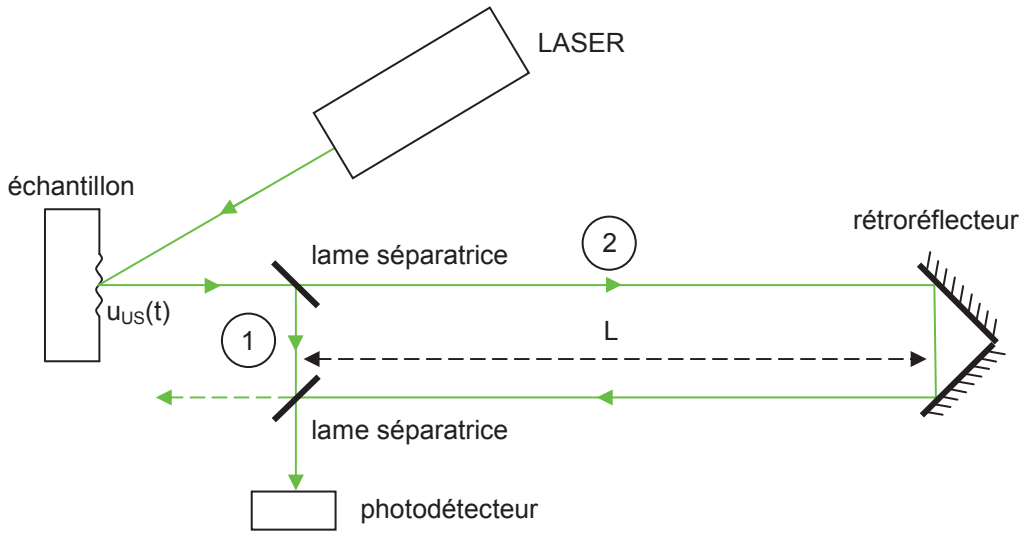


Figure I-17 : principe de fonctionnement de l'interférométrie différentielle dans le temps, d'après [23]

Le faisceau qui parcourt le chemin (2) est retardé du faisceau parcourant le chemin (1) de la durée $\tau = 2L/c$ avec c la vitesse de la lumière dans l'air.

L'intensité lumineuse reçue par le photodétecteur dépend alors du déplacement normal de la surface $u_{US}(t)$ selon la relation suivante :

$$I(t) = I_0 + I_0 \cos\left\{\frac{4\pi}{\lambda_0}\left[u_{US}(t) - u_{US}(t-\tau)\right] + \omega_0\tau\right\} \qquad \text{éq. I-20}$$

avec I_0 l'intensité moyenne, λ_0 et ω_0 la longueur d'onde et la pulsation du laser.

En se plaçant dans la condition de quadrature de phase pour une sensibilité maximum (soit $\omega_0\tau = \pm\frac{\pi}{2}(mod.2\pi)$) et dans l'hypothèse de petits déplacements devant la longueur d'onde du laser ($u_{US}(t) << \lambda_0$), l'expression de l'intensité lumineuse devient :

$$I(t) = I_0 + I_0 \sin\left\{\frac{4\pi}{\lambda_0}\left[u_{US}(t) - u_{US}(t-\tau)\right]\right\} \approx I_0 + I_0\left\{\frac{4\pi}{\lambda_0}\left[u_{US}(t) - u_{US}(t-\tau)\right]\right\} \qquad \text{éq. I-21}$$

L'interféromètre fonctionne alors selon deux modes de fonctionnement distincts dépendant de la durée totale du signal acoustique $(\Delta t)_S$:

- si $(\Delta t)_S << \tau$, $u_{US}(t) \neq 0 \Rightarrow u_{US}(t-\tau) = 0 \Rightarrow I(t) = I_0 + I_0\left[\frac{4\pi}{\lambda_0}u_{US}(t)\right]$, la variation d'intensité lumineuse est directement proportionnelle au déplacement normal de la surface.

- si $\tau << (\Delta t)_S$, $u_{US}(t) - u_{US}(t-\tau) \approx \tau\, du_{US}(t)/dt \Rightarrow I(t) = I_0 + I_0\left[\frac{4\pi\tau}{\lambda_0}\frac{du_{US}(t)}{dt}\right]$, la variation d'intensité lumineuse est directement proportionnelle à la composante normale de la vitesse de déplacement de la surface.

b.3 L'interféromètre de Michelson stabilisé

L'interféromètre de Michelson stabilisé utilisé dans la mesure de déplacements de surface présente la configuration représentée sur la Figure I-18.

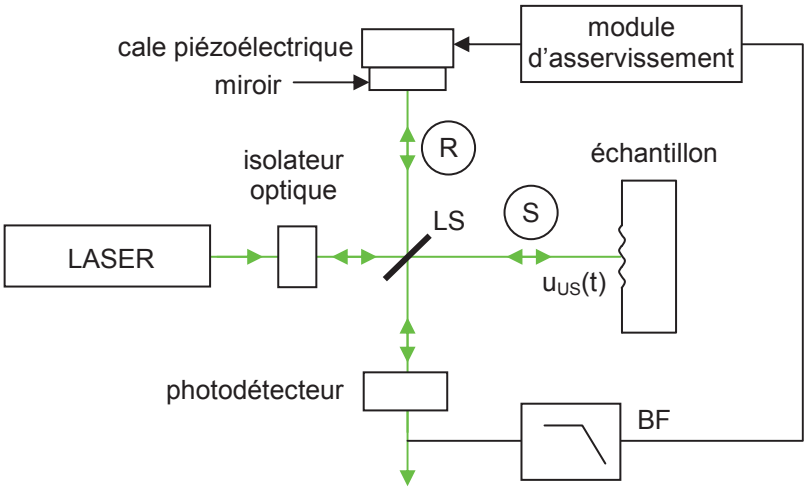


Figure I-18 : principe de fonctionnement de l'interféromètre de Michelson stabilisé d'après [18]

Afin d'éviter tout retour de faisceau qui perturberait le fonctionnement du laser, un isolateur optique est placé à la sortie de ce dernier.

Le faisceau issu du laser est ensuite divisé en deux sous-faisceaux par une lame séparatrice (LS). Le premier faisceau, appelé faisceau sonde (S), est réfléchi par la surface de l'échantillon à analyser tandis que le second faisceau, le faisceau référence (R), est réfléchi par un miroir plan monté sur une cale piézoélectrique. Les deux sous-faisceaux se recombinent ensuite sur la lame séparatrice avant d'être mesurés par un photodétecteur. Le signal issu du photodétecteur est également filtré de manière à ce que les basses fréquences qui le composent commandent le module d'asservissement de la cale piézoélectrique. Grâce à ce dispositif, le miroir est positionné de manière à assurer le fonctionnement de l'interféromètre en quadrature de phase malgré les perturbations mécaniques et thermiques basse fréquence.

Nous rappelons l'expression supposée du déplacement de surface : $u_{US}(t) = A_{US}\, sin(\omega_{US} t + \varphi_{US})$. Si on appelle L_S et L_R la longueur des bras du Michelson correspondant respectivement aux faisceaux sonde et référence, chacun de ses bras introduit un déphasage tel que : $\varphi_S - \varphi_R = 2\pi(L_S - L_R)/\lambda_0$. L'expression de l'intensité lumineuse au niveau du photodétecteur est dans ce cas :

$$I(t) = I_0 + I_0\, cos\left[\frac{4\pi}{\lambda_0} A_{US}\, sin(\omega_{US} t + \varphi_{US}) + \varphi_S - \varphi_R\right] \qquad \text{éq. I-22}$$

En se plaçant dans la condition de quadrature de phase pour une sensibilité maximum (soit $\varphi_S - \varphi_R = \pm\frac{\pi}{2}(mod.2\pi)$) et dans l'hypothèse de petits déplacements devant la longueur d'onde du laser ($u_{US}(t) << \lambda_0$), l'expression de l'intensité lumineuse devient :

$$I(t) = I_0 + I_0\, sin\left[\frac{4\pi}{\lambda_0} A_{US}\, sin(\omega_{US} t + \varphi_{US})\right] \approx I_0 + I_0 \frac{4\pi}{\lambda_0} A_{US}\, sin(\omega_{US} t + \varphi_{US}) \qquad \text{éq. I-23}$$

La variation d'intensité lumineuse est donc directement proportionnelle au déplacement de la surface de l'échantillon.

b.4 La sonde interférométrique hétérodyne SH-140

La sonde utilisée dans le cadre des travaux exposés dans ce mémoire de thèse, dénommée SH 140, a d'abord été développée par Royer et Dieulesaint [24,25] avant d'être commercialisée par la société Thales Laser.

Son principe de fonctionnement est représenté sur la Figure I-19.

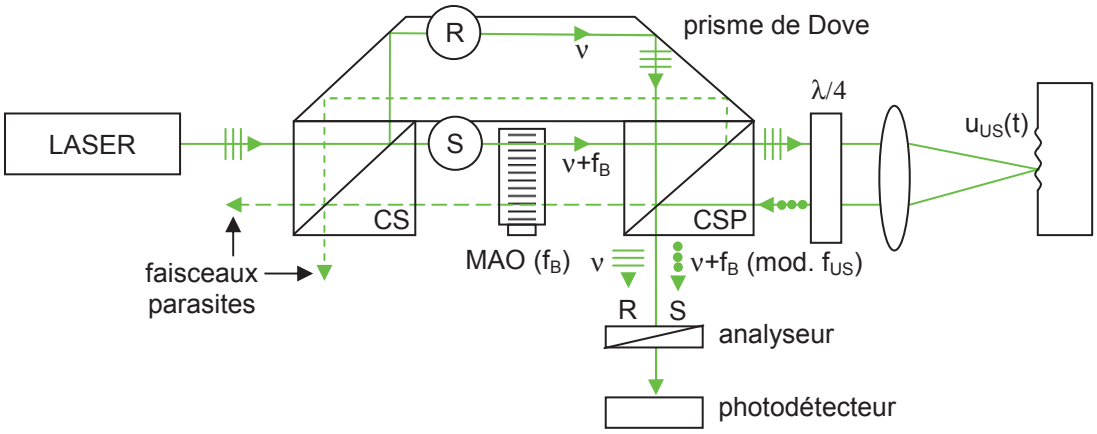


Figure I-19 : principe de fonctionnement de la sonde interférométrique hétérodyne SH-140, d'après [25]

L'interféromètre est ici de type Mach-Zehnder car les faisceaux sonde (S) et référence (R) sont d'abord dissociés sur un premier cube séparateur (CS) avant d'être recombinés par un second cube séparateur de polarisation (CSP) dont la propriété est de transmettre tout faisceau polarisé horizontalement et de réfléchir tout faisceau polarisé verticalement. De plus, la fréquence du faisceau sonde étant décalée par rapport à celle du faisceau référence, la sonde est également de type hétérodyne.

Le faisceau issu du laser, de fréquence ν, étant polarisé horizontalement (symbole III▶ sur la Figure I-19), les faisceaux sonde et référence sont également polarisés horizontalement après le cube séparateur. Le faisceau référence est simplement réfléchi deux fois par le prisme de Dove avant d'être transmis par le cube séparateur de polarisation. Le faisceau sonde traverse quant à lui un modulateur acousto-optique (MAO) à entrée et sortie colinéaires qui décale sa fréquence de la valeur f_B = 70 MHz. Il traverse ensuite le cube séparateur de polarisation puis une première fois une lame quart d'onde ($\lambda_0/4$) qui rend sa polarisation circulaire avant d'être focalisé sur la surface de l'échantillon. Le faisceau sonde est alors réfléchi par l'échantillon, ce qui a pour effet de moduler sa phase à la fréquence de l'onde acoustique f_{US}. Après réflexion, il traverse à nouveau la lentille puis la lame quart d'onde qui, du fait du déphasage de π introduit par la réflexion sur l'échantillon, rend sa polarisation verticale (symbole •••▶ sur la Figure I-19). Il est donc réfléchi par le cube séparateur de polarisation et recombiné avec le faisceau de référence. Les deux faisceaux recombinés sont de polarisations croisées et ne peuvent donc interférer. C'est pourquoi ils traversent un analyseur avant d'être mesurés par un photodétecteur.

Par ailleurs, la polarisation du laser n'étant pas parfaitement horizontale et le cube séparateur de polarisation n'étant pas non plus parfait, des faisceaux parasites apparaissent (en pointillé sur la Figure I-19) mais ils ont la particularité d'être décalés par rapport aux faisceaux utiles et d'être donc facilement rejetés.

L'exploitation du signal issu du photodétecteur repose alors sur le principe suivant.

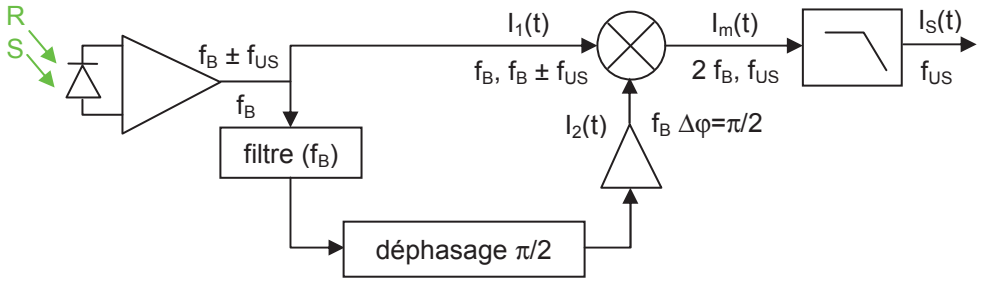


Figure I-20 : schéma synoptique du circuit de détection de la sonde SH-140, d'après [25]

Le battement des faisceaux sonde et référence sur le photodétecteur font apparaitre des composantes de fréquence f_B et $f_B \pm f_{US}$. Une partie de ce signal est dirigée directement vers un mélangeur (elle est appelée signal 1 sur la Figure I-20). L'autre partie du signal est filtrée autour de la fréquence f_B puis déphasée de π/2 (elle est appelée signal 2 sur la Figure I-20).

On a donc les expressions suivantes en supposant un déplacement de surface de la forme $u_{US}(t) = A_{US}\ sin(\omega_{US} t + \varphi_{US})$:

$$I_1(t) \propto cos\left[\omega_B t + \frac{4\pi}{\lambda} A_{US}\ sin(\omega_{US} t + \varphi_{US}) + \Delta\varphi\right] \qquad \text{éq. I-24}$$

$$I_2(t) \propto cos\left(\omega_B t + \Delta\varphi + \frac{\pi}{2}\right) \qquad \text{éq. I-25}$$

Après le mélangeur, le signal $I_m(t)$ est tel que :

$$I_m(t) = I_1(t) \cdot I_2(t) \propto sin\left[\frac{4\pi}{\lambda_0} A_{US}\ sin(\omega_{US} t + \varphi_{US})\right] + sin\left[2(\omega_B t + \Delta\varphi) + \frac{4\pi}{\lambda_0} A_{US}\ sin(\omega_{US} t + \varphi_{US})\right] \qquad \text{éq. I-26}$$

Le filtre passe-bas éliminant la composante à $2\omega_B$, il reste après ce filtre et dans l'hypothèse de petits déplacements devant la longueur d'onde du laser ($u_{US}(t) << \lambda_0$),

$$I_S(t) \propto \frac{4\pi}{\lambda_0} A_{US}\ sin(\omega_{US} t + \varphi_{US})$$

Après traitement, le signal est donc directement proportionnel au déplacement de la surface de l'échantillon.

c. Avantages et inconvénients des ultrasons laser

Comme nous venons de le voir, les techniques de détection d'ultrasons par laser sont nombreuses, c'est pourquoi les avantages et inconvénients énumérés dans le Tableau I-10 concernent la génération d'ultrasons par laser et leur détection par la sonde interférométrique hétérodyne SH-140.

avantages des ultrasons laser	• une bande passante importante (jusqu'à 45 MHz avec la sonde SH-140) • la génération et la détection des ultrasons sans contact et à distance • la capacité à tester des échantillons chauds, en mouvement, en milieu hostile et/ou ayant une géométrie complexe • la génération simultanée de tous les types d'ondes de volume et de surface • la nécessité de n'accéder qu'à une seule face de l'échantillon à tester • l'absence de consommables nocifs
inconvénients des ultrasons laser	• les conditions de sécurité liées à l'utilisation des lasers • le coût relativement élevé de l'ensemble du matériel par rapport aux techniques traditionnelles • la sensibilité du dispositif aux vibrations mécaniques

Tableau I-10 : principaux avantages et inconvénients des ultrasons laser

Conclusion du chapitre 1

Nous avons vu que les méthodes de contrôle non destructif ayant pour objectif la contrôle de structures peuvent se classer selon deux grandes catégories.

Parmi les méthodes avec contact, on trouve le ressuage, la magnétoscopie et le contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique. A l'exception du contrôle par transducteur, ces méthodes présentent comme inconvénients principaux de fournir une information limitée sur les défauts et de nécessiter l'emploi de consommables nocifs.

Les principales méthodes de contrôle non destructif sans contact sont quant à elles l'examen visuel, la radiographie, la thermographie, les courants de Foucault et le contrôle ultrasonore par EMAT ou par laser. A l'exception de la radiographie par rayons γ qui nécessite le retraitement du consommable radioactif, ces méthodes n'utilisent aucun consommable. En outre, elles fournissent généralement une information sur la position et la dimension des défauts.

Parmi ces méthodes sans contact, nous avons détaillé la méthode des ultrasons laser dont les principaux avantages sont l'absence de consommables et la possibilité de réaliser des mesures sans contact et à distance de l'échantillon. Nous verrons également dans les autres chapitres que cette méthode apporte de nombreuses informations pour la caractérisation de structures.

Références du chapitre 1

[1] J. Dumont-Fillon, *Contrôle non destructif*, dossier r1400, Techniques de l'Ingénieur (1996)

[2] G. Forest, *Choix d'une méthode de contrôle*, coll. « Essais non destructifs », AFNOR Paris (1992)

[3] E.A.W. Müller, *Précis de magnétoscopie*, Dunod Paris (1957)

[4] R. Halmshaw, *Non-Destructive Testing, second edition*, Edward Arnold (1991)

[5] M. Wanin, *Évaluation non destructive de la qualité des matériaux (partie 2)*, dossier m4131, Techniques de l'Ingénieur (2002)

[6] J. Perdijon, *Contrôle des matériaux*, Dunod Paris (2003)

[7] D. Pajani, *Mesure par thermographie infrarouge première édition*, ADD Editeur Le Plessis Robinson (1989)

[8] B.A. Auld et J.C. Moulder, *Review of advances in quantitative eddy current nondestructive evaluation*, J. Nondestr. Eval. (1999)

[9] X. Jian, et al., *Electromagnetic acoustic transducers for in-and out-of plane ultrasonic wave detection*. Sensors and Actuators A: Physical, vol. 148, n° 1 (2008)

[10] S. Huang et al., *Study on the lift-off effect of EMAT*, Sens. Actuators A Phys., vol. 153, n° 2 (2009)

[11] J. P. Monchalin, *Laser-ultrasonics: from the laboratory to industry,* AIP Conf. Proc., vol. 700 (2004)

[12] C.B. Scruby et L.E. Drain, *Laser Ultrasonics*, Adam Hilger Bristol (1990)

[13] B.I. Bleany et B. Bleany, *Electricity and magnetism*, Clarendon Press Oxford (1965)

[14] J.F. Ready, *Effect of high power radiation*, Academic Press New York (1971)

[15] M.-H. Noroy, *Génération d'ondes élastiques par un réseau de sources photothermiques. Application au contrôle non destructif*, thèse de doctorat, Université Paris VII (1994)

[16] L.R.F. Rose, *Point source representation for laser generated ultrasound*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 75 (1984)

[17] G.F. Miller et H. Pursey, *The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid*, Proc. Roy. Soc. of London, Series A, vol. 223, n° 1155 (1954)

[18] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides Tome 2*, Masson Paris (1999)

[19] R.L. Whitman et A. Korpel, *Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light*, Applied Optics, vol. 8, n° 8 (1969)

[20] communication de B. Pouet, BOSSA NOVA Technologies, LLC. 606B Venice Blvd, VENICE, CA 90291, *Présentation de l'interféromètre holographique TEMPO*

[21] A. Blouin et al., *Détection d'ultrasons par interférométrie adaptative dans des cristaux photoréfractifs*, Instrumentation, Mesure, Métrologie, vol. 1 (2001)

[22] R. K. Mueller et R. L. Rylander, *New demodulation scheme for laser-scanned acoustical-imaging systems*, J. Opt. Soc. Am., vol. 69, n° 3 (1979)

[23] F. Jenot, *Génération et détection d'ondes élastiques par sources lasers. Applications au contrôle non destructif*, thèse de doctorat, Université de Valenciennes (2003)

[24] D. Royer et al., *Improved version of a polarized beam heterodyne interferometer*, IEEE Ultrason. Symp. (1985)

[25] D. Royer et E. Dieulesaint, *Optical detection of sub-angstrom transient mechanical displacements*, IEEE Ultrason. Symp. Proc., vol. 527 (1986)

II Génération d'ondes de surface par laser et modélisation de l'interaction onde-défaut

Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons dans un premier temps au déplacement de particules dû à l'onde de Rayleigh. Après avoir décrit de manière théorique l'expression du déplacement associé à une onde harmonique, nous analyserons deux modèles qui décrivent le déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh dans le cas d'une source ligne thermoélastique. En complément de ces deux modèles analytiques se basant sur des hypothèses simplificatrices, nous avons développé un modèle numérique complémentaire.

Afin de compléter cette étude analytique, nous étudierons dans un deuxième temps la directivité de l'onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique.

La troisième partie de ce chapitre concerne les travaux de modélisation par la méthode des éléments finis. Après une description des paramètres de modélisation, nous analyserons quelques résultats obtenus en l'absence de défaut qui seront comparés aux résultats de la première partie. Nous étudierons ensuite l'interaction onde-défaut et, dans ce cadre, nous décrirons une méthode originale de caractérisation de ce défaut.

II.1 Modèles analytiques de propagation en l'absence de défaut

Afin de pouvoir comparer les résultats de simulation avec les résultats expérimentaux fournis au prochain chapitre, nous nous intéresserons principalement à la génération d'ondes de surface par une source ligne thermoélastique. La direction de propagation des ondes de surface est considérée selon un axe perpendiculaire à la source ligne et passant par son milieu.

II.1.1 Expression générale du déplacement dû à l'onde de Rayleigh

Dans un solide isotrope et homogène infini, seuls deux types d'onde peuvent se propager : l'onde longitudinale et l'onde transversale. Toutefois, lorsque le milieu est isotrope et semi-infini, présentant une frontière solide-vide, un troisième type d'onde peut se propager au voisinage de la surface. Ce type d'onde, décrit pour la première fois par Lord Rayleigh [1], a été étudié en détail pour la séismologie avant de trouver de nombreuses applications dans le domaine des ultrasons et plus particulièrement dans le contrôle non destructif [2].

Nous décrirons ici les propriétés de l'onde de Rayleigh dans le cas de l'acoustique linéaire pour un solide isotrope, homogène et semi-infini placé dans le vide.

Considérons les orientations d'axes suivantes :

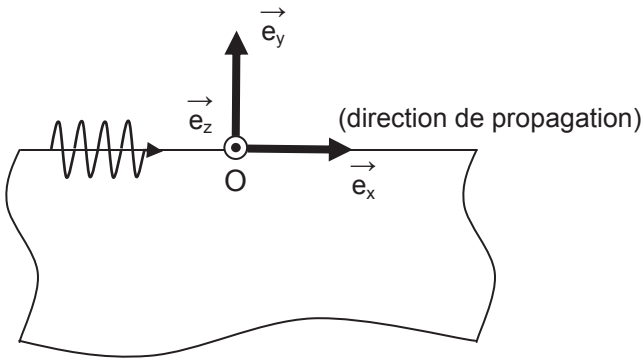


Figure II-1 : solide semi-infini étudié

Dans la partie de l'espace correspondant au matériau, pour $y < 0$, le vecteur déplacement des particules $\vec{u}$ peut être décomposé en un potentiel scalaire ϕ et un potentiel vecteur $\vec{\psi}$ tels que [3] :

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \qquad \text{éq. II-1}$$

La dimension selon l'axe z étant infiniment grande, on se situe dans le cas des déformations planes ($u_z = 0$) et le potentiel vecteur est tel qu'on a $\vec{\psi} = \psi_z \cdot \vec{e_z}$ avec $\vec{e_x}$, $\vec{e_y}$ et $\vec{e_z}$ les vecteurs unitaires des axes x, y et z respectivement.

Les composantes du vecteur déplacement sont dans ces conditions selon les axes x et y respectivement :

$$\begin{cases} u_x = \dfrac{\partial \phi}{\partial x} + \dfrac{\partial \psi_z}{\partial y} \\ u_y = \dfrac{\partial \phi}{\partial y} - \dfrac{\partial \psi_z}{\partial x} \end{cases} \qquad \text{éq. II-2}$$

et les potentiels ϕ et ψ_z satisfont les équations d'onde suivantes dans le cas d'une onde harmonique :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \dfrac{1}{v_L^2} \dfrac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \\ \dfrac{\partial^2 \psi_z}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \psi_z}{\partial y^2} = \dfrac{1}{v_T^2} \dfrac{\partial^2 \psi_z}{\partial t^2} \end{cases} \qquad \text{éq. II-3}$$

avec v_L et v_T respectivement la vitesse de propagation de l'onde longitudinale et celle de l'onde transversale dans le matériau.

Les potentiels d'une onde de surface plane harmonique se propageant dans la direction de l'axe x avec une pulsation ω peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \phi = F_1(y)e^{i(kx-\omega t)} \\ \psi_z = F_2(y)e^{i(kx-\omega t)} \end{cases} \quad \text{éq. II-4}$$

avec $k = \omega/v$ le nombre d'onde.

En remplaçant l'expression des potentiels de l'équation éq. II-4 dans l'équation éq. II-3, on obtient les deux équations différentielles suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 F_1(y)}{\partial y^2} = \left(k^2 - k_L^2\right)F_1(y) \\ \dfrac{\partial^2 F_2(y)}{\partial y^2} = \left(k^2 - k_T^2\right)F_2(y) \end{cases} \quad \text{éq. II-5}$$

avec $k_L = \omega/v_L$ et $k_T = \omega/v_T$ les nombres d'onde associés respectivement aux ondes longitudinale et transversale.

Les solutions de l'équation éq. II-5 sont de la forme $e^{\pm y\sqrt{k^2-k_L^2}}$ et $e^{\pm y\sqrt{k^2-k_T^2}}$ et n'ont de sens physique que lorsque le nombre d'onde k respecte les relations $k > k_L$ et $k > k_T$ ainsi que pour une valeur dans l'exponentielle impliquant un déplacement dans le matériau qui décroit avec la profondeur. On a alors :

$$\begin{cases} \phi = Ae^{kqy}e^{i(kx-\omega t)} \\ \psi_z = Be^{ksy}e^{i(kx-\omega t)} \end{cases} \quad \text{éq. II-6}$$

avec $q = \sqrt{1-\left(\dfrac{k_L}{k}\right)^2} = \sqrt{1-\left(\dfrac{v}{v_L}\right)^2}$, $s = \sqrt{1-\left(\dfrac{k_T}{k}\right)^2} = \sqrt{1-\left(\dfrac{v}{v_T}\right)^2}$, A et B deux constantes arbitraires.

La loi de Hooke généralisée s'exprime avec la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés :

$$\sigma_{ij} = \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad \text{éq. II-7}$$

où σ_{ij} et ε_{ij} sont respectivement les composantes des tenseurs des contraintes et des déformations, δ_{ij} le symbole de Kronecker, λ et μ respectivement les premier et second coefficients de Lamé.

On déduit de l'expression de la loi de Hooke et des équations éq. II-2 et éq. II-6 les contraintes dans le matériau :

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = k^2\left[\lambda\left(q^2-1\right)Ae^{kqy} + 2\mu\left(-Ae^{kqy} + isBe^{ksy}\right)\right]\cdot e^{i(kx-\omega t)} \\ \sigma_{yy} = k^2\left[\lambda\left(q^2-1\right)Ae^{kqy} + 2\mu\left(q^2Ae^{kqy} - isBe^{ksy}\right)\right]\cdot e^{i(kx-\omega t)} \\ \sigma_{xy} = \mu k^2\left[2iqAe^{kqy} + \left(1+s^2\right)Be^{ksy}\right]\cdot e^{i(kx-\omega t)} \end{cases} \quad \text{éq. II-8}$$

Le matériau possédant une surface libre, les contraintes σ_{yy} et σ_{xy} s'annulent en $y = 0$. On obtient alors les relations suivantes :

$$B = -\frac{2iq}{1+s^2}A \quad \text{éq. II-9}$$

$$\left(1+s^2\right)^2 - 4qs = 0 \quad \text{éq. II-10}$$

L'équation éq. II-10 est parfois appelée relation de Rayleigh [3] et peut également s'exprimer sous la forme plus connue :

$$\left(\frac{v}{v_T}\right)^6 - 8\cdot\left(\frac{v}{v_T}\right)^4 + 8\cdot\left(3-2\cdot\left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2\right)\cdot\left(\frac{v}{v_T}\right)^2 - 16\cdot\left(1-\left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2\right) = 0 \quad \text{éq. II-11}$$

La seule solution réelle de cette équation comprise entre 0 et v_T est la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans le matériau v_R. On observe en particulier que cette valeur v_R ne dépend pas de la fréquence : l'onde de Rayleigh n'est donc pas dispersive.

On peut par ailleurs estimer la valeur de v_R par la formule approximative suivante [4] :

$$v_R \approx \frac{0{,}87+1{,}12\nu}{1+\nu}v_T \quad \text{éq. II-12}$$

où ν est le coefficient de Poisson du matériau.

A partir des équations éq. II-6 et éq. II-9, on en déduit l'expression des potentiels. Puis, d'après l'équation éq. II-2 et en retenant la partie réelle, on a l'expression des composantes longitudinale $(u_x)_R$ et transversale $(u_y)_R$ du déplacement dû à l'onde de Rayleigh :

$$\begin{cases} \left(u_x\right)_R = -k_R A\left[e^{k_R q_R y} - \frac{2q_R s_R}{1+s_R^2}e^{k_R s_R y}\right]\cdot sin\left(k_R x-\omega t\right) \\ \left(u_y\right)_R = k_R q_R A\left[e^{k_R q_R y} - \frac{2}{1+s_R^2}e^{k_R s_R y}\right]\cdot cos\left(k_R x-\omega t\right) \end{cases} \quad \text{éq. II-13}$$

Ces expressions sont représentées et schématisées sur la Figure II-2.

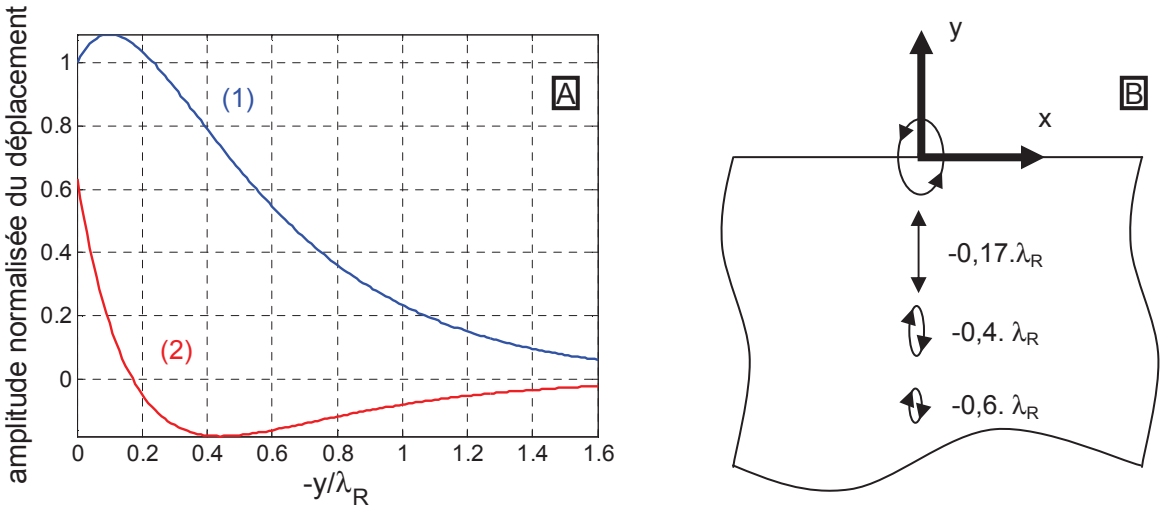


Figure II-2 : amplitude normalisée des composantes $(u_y)_R$ (1) et $(u_x)_R$ (2) en fonction de la profondeur dans le matériau dans le cas de l'aluminium (A) et représentation de ce déplacement en fonction de la profondeur (B)

D'après l'équation éq. II-13, les composantes du déplacement dû à l'onde de Rayleigh sont déphasées de $\pi/2$, ce qui implique un déplacement de particules elliptique (cf. Figure II-2-B).

Sur la Figure II-2-A, l'amplitude des composantes transversale et longitudinale a été représentée en fonction de la profondeur dans le matériau en normalisant par rapport à l'amplitude de la composante transversale du déplacement à la surface de l'échantillon $(u_{y=0})_R$. La profondeur dans le matériau est quant à elle normalisée par rapport à la longueur d'onde de Rayleigh λ_R. L'amplitude du déplacement décroit rapidement en fonction de la profondeur et on admet généralement que les effets dus au passage de l'onde de Rayleigh ne sont plus significatifs au-delà d'une profondeur supérieure à une fois sa longueur d'onde environ. On remarque aussi que pour une profondeur approximativement égale à $0,17 \cdot \lambda_R$, la composante longitudinale du déplacement change de signe, ce qui a pour effet de modifier le sens de rotation des particules lors du passage de l'onde de Rayleigh (cf. Figure II-2-B).

II.1.2 Simulation du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en champ proche

Considérons une source ligne thermoélastique de longueur totale $2a$. La limite entre le champ proche et le champ lointain est estimée différemment selon les sources. Ainsi, Mourad et al. [5] estiment cette limite pour une distance d'observation $(x_{CL})_M$ telle que :

$$(x_{CL})_M = \frac{a^2 f_R}{v_R} \qquad \text{éq. II-14}$$

avec f_R et v_R respectivement la fréquence centrale et la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans le matériau.

Par ailleurs, Royer et Chenu [6] estiment cette même limite $(x_{CL})_R$ à :

$$(x_{CL})_R = \frac{a^2}{v_R \Delta t} \qquad \text{éq. II-15}$$

avec Δt la durée de l'impulsion laser.

Une application numérique considérant des paramètres expérimentaux usuels obtenus avec un échantillon d'aluminium (f_R = *4 MHz,* v_R = *2920 m.s*$^{-1}$, a = *2 mm* et Δt = *10 ns*) donne : $(x_{CL})_M \approx$ *6 mm* et $(x_{CL})_R \approx$ *137 mm*. Ces valeurs sont des ordres de grandeur obtenus dans le cas d'une ligne infiniment fine car nous verrons au paragraphe II.1.4 que la largeur de la source ligne a une influence sur la fréquence centrale f_R et donc également sur les valeurs (x_{CL}).

En prenant en compte les deux valeurs précédentes obtenues avec des paramètres expérimentaux usuels, on en déduit que lorsque la distance de propagation est inférieure à la longueur totale de la source ligne *2a*, l'observation s'effectue en champ proche. En revanche, le champ lointain n'est atteint que pour une distance de propagation supérieure à la longueur totale de la source ligne (en se basant sur le résultat obtenu d'après Mourad et al. [5]) voire très supérieure à celle-ci (selon le résultat obtenu d'après Royer et Chenu [6]).

Afin de déterminer l'expression du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh, Doyle et Scala [7] se sont basés sur l'hypothèse que la source ligne thermoélastique peut être représentée par un dipôle de forces en surface. Ce modèle, appelé SCOE (surface centre of expansion), a été développé par Rose [8].

Dans l'hypothèse du champ proche, Doyle et Scala [7] ont établi l'expression du déplacement normal de surface en supposant une source ligne thermoélastique infiniment fine sous la forme simple suivante :

$$u_y^0(x,t) = \beta \tau e^{-\tau/\eta} H(\tau) \qquad \text{éq. II-16}$$

avec β une constante dépendant des conditions expérimentales, τ le temps retardé par le temps d'arrivée de l'onde de Rayleigh $\tau = t - x/v_R$, η le temps de montée de l'intensité du laser $q(t)$ telle que $q(t) = \left(t / \eta^2\right) \cdot e^{-t/\eta} H(t)$ et H la fonction de Heaviside.

Doyle et Scala [7] ont ensuite considéré un faisceau laser de diamètre *2a* qui est diaphragmé par une ouverture circulaire de diamètre *2d* puis focalisé par une lentille cylindrique. Après focalisation, le faisceau forme ainsi au niveau de l'échantillon une ellipse de grand axe *2d* selon l'axe z et de petit axe *2b* dans la direction de propagation considérée, selon l'axe x.

Le déplacement normal de surface associé à l'onde de Rayleigh est alors de la forme suivante :

$$u_y(x,t) = v(t) \otimes u_y^0(x,t) \text{ avec } \begin{cases} v(t) = 0 \text{ pour } |t| > b / v_R \\ v(t) = e^{-t^2/\zeta^2} / \left[\sqrt{\pi} \cdot \zeta \cdot erf(d/a)\right] \text{ pour } |t| \le b / v_R \end{cases} \quad \text{éq. II-17}$$

avec $\otimes$ le produit de convolution et $\zeta = (a \cdot b)/(d \cdot v_R)$.

Il est alors possible d'exprimer analytiquement $u_y(x,t)$ en introduisant la grandeur sans dimension $\gamma = a \cdot b/(2 \cdot d \cdot v_R \cdot \eta)$:

$$\begin{cases} u_y(x,t) = 0 \text{ pour } |t| < (x-b)/v_R \\ u_y(x,t) = \dfrac{\beta \cdot e^{-\frac{\tau}{\eta}}}{erf\left(\frac{d}{a}\right)} \cdot \left[\dfrac{\eta\gamma A}{\sqrt{\pi}} + \left(\dfrac{B}{2}\right) \cdot \left(\tau - 2\eta\gamma^2\right) \cdot e^{\gamma^2}\right] \text{ pour } |t| \ge (x-b)/v_R \end{cases} \quad \text{éq. II-18}$$

avec pour $(x-b)/v_R \le t \le (x+b)/v_R$: $\begin{cases} A = e^{\frac{\tau}{\eta} - \frac{\tau^2}{4\eta^2\gamma^2}} - e^{-\frac{b}{v_R\eta} - \frac{d^2}{a^2}} \\ B = erf\left(\gamma + \dfrac{d}{a}\right) - erf\left(\gamma - \dfrac{\tau}{2\eta\gamma}\right) \end{cases}$

et pour $t > (x+b)/v_R$: $\begin{cases} A = 2\sinh\left(\dfrac{b}{v_R\eta}\right) \cdot e^{-\frac{d^2}{a^2}} \\ B = erf\left(\gamma + \dfrac{d}{a}\right) - erf\left(\gamma - \dfrac{d}{a}\right) \end{cases}$

On note que l'équation éq. II-18 se simplifie bien sous la forme de l'équation éq. II-16 lorsque b tend vers 0.

Les courbes représentées sur la Figure II-3 ont été obtenues pour un échantillon d'aluminium avec les paramètres suivants : *x = 10 mm, η = 25 ns*, *2a = 32 mm, 2d = 20 mm,* une largeur de ligne variable et une énergie absorbée totale de 1 mJ.

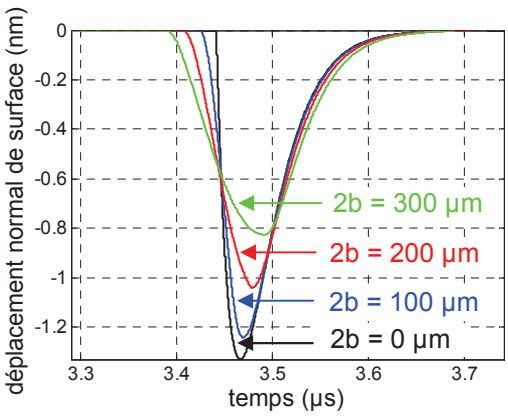


Figure II-3 : déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en fonction du temps pour différentes largeurs de la source ligne thermoélastique (basé sur Doyle et Scala [7])

On note que le déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh en champ proche est monopolaire et dirigé vers l'intérieur du matériau (la convention d'orientation de la Figure II-1 est respectée).

Par ailleurs, le déplacement normal maximal est obtenu pour une source ligne infiniment fine. Lorsque la largeur *2b* de la source ligne augmente, l'amplitude du déplacement normal diminue et celui-ci s'élargit dans le temps.

II.1.3 Simulation du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh dans le cas d'une source ligne infiniment fine

En se basant sur le même modèle du dipôle de forces en surface SCOE développé par Rose [8], Royer et Chenu [6] ont étendu les travaux décrits précédemment au champ lointain. Toutefois, l'étude s'est limitée au cas de la source ligne infiniment fine de longueur totale 2a en absence de diaphragme.

En reprenant les mêmes expressions qu'au paragraphe précédent, l'expression du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh ne se présente plus maintenant sous une forme analytique simple mais avec le produit de convolution suivant :

$$u_y(x,t) \propto \left(\frac{t}{\eta^2} e^{-\frac{t}{\eta}} H(t) \right) \otimes \left[\delta(t - s_R x) + \frac{v_R{}^2 t [I_1(\xi) - I_0(\xi)] e^{-\xi}}{a^2} H(t - s_R x) \right] \qquad \text{éq. II-19}$$

où ξ est une grandeur sans dimension : $\xi = \frac{v_R^2 t^2 - x^2}{2a^2}$ et I_0 et I_1 sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce respectivement d'ordre 0 et d'ordre 1.

Afin de comparer ce résultat au précédent, la Figure II-4 a été obtenue en utilisant les mêmes paramètres que ceux utilisés dans le cas de la Figure II-3.

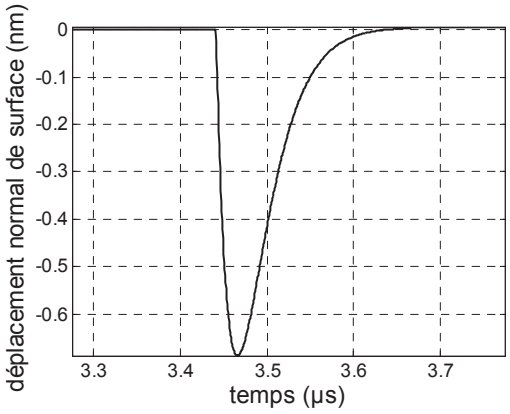


Figure II-4 : déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en fonction du temps basé sur Royer et Chenu [6] avec les mêmes paramètres que ceux utilisés dans le cas de la Figure II-3

La Figure II-4, correspondant au cas de la source ligne infiniment fine (*2b = 0 µm*) de la Figure II-3, est en très bon accord avec celle-ci. La différence notable concerne l'amplitude du déplacement qui est ici plus faible, ce qui s'explique par l'absence de diaphragme. Les résultats de modélisation obtenus d'après Doyle et Scala [7] avec un diaphragme laissant passer la quasi-totalité du faisceau laser (*d > 3a*) sont alors très proches de ceux obtenus d'après Royer et Chenu [6].

Une autre différence observable sur la Figure II-4 par rapport à la Figure II-3 concerne l'apparition d'un déplacement normal positif de faible amplitude aux environs de 3,7 µs. Ce début d'aspect bipolaire est d'autant plus marqué que la distance d'observation est grande (voir la Figure II-5).

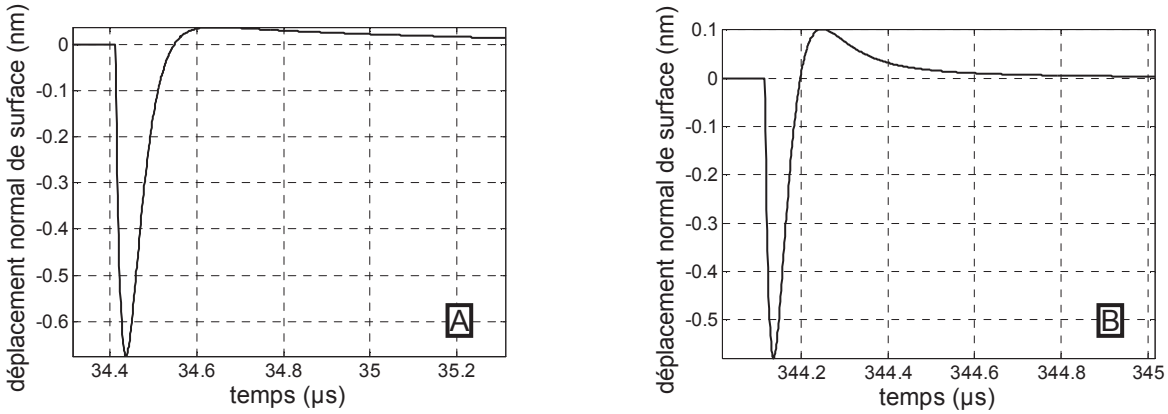


Figure II-5 : déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en fonction du temps avec les mêmes paramètres que précédemment à l'exception de la distance d'observation qui vaut 100 mm (A) et 1000 mm (B) (basé sur Royer et Chenu [6])

L'aspect bipolaire du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh est caractéristique du champ lointain. Les paramètres utilisés pour les simulations représentées sur la Figure II-5 sont $2a = 32\ mm$, $\Delta t = 2{,}4\eta = 60\ ns$, $v_R = 2906\ m.s^{-1}$. Un traitement du signal par FFT indique pour chacun de ces deux graphes une fréquence pour l'onde de Rayleigh $f_R = 2\ MHz$. Nous obtenons ainsi d'après les équations éq. II-14 et éq. II-15 les limites entre champ proche et champ lointain $(x_{CL})_M \approx 175\ mm$ et $(x_{CL})_R \approx 1460\ mm$. Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats de simulation représentés sur la Figure II-5 où l'aspect bipolaire du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh apparaît aux environs de $x = 100\ mm$ pour être pleinement visible aux environs de $x = 1000\ mm$.

Par ailleurs, afin de vérifier la dépendance de la limite de champ lointain en fonction du paramètre a^2, les quatre simulations représentées sur la Figure II-6 ont été effectuées avec les paramètres suivants : η = *25 ns* pour chacune des quatre simulations et *x = 10 mm et 2a = 4 mm* (simulation A)*, x = 10 mm et 2a = 8 mm* (simulation B)*, x = 20 mm et 2a = 8 mm* (simulation C) et *x = 40 mm et 2a = 8 mm* (simulation D).

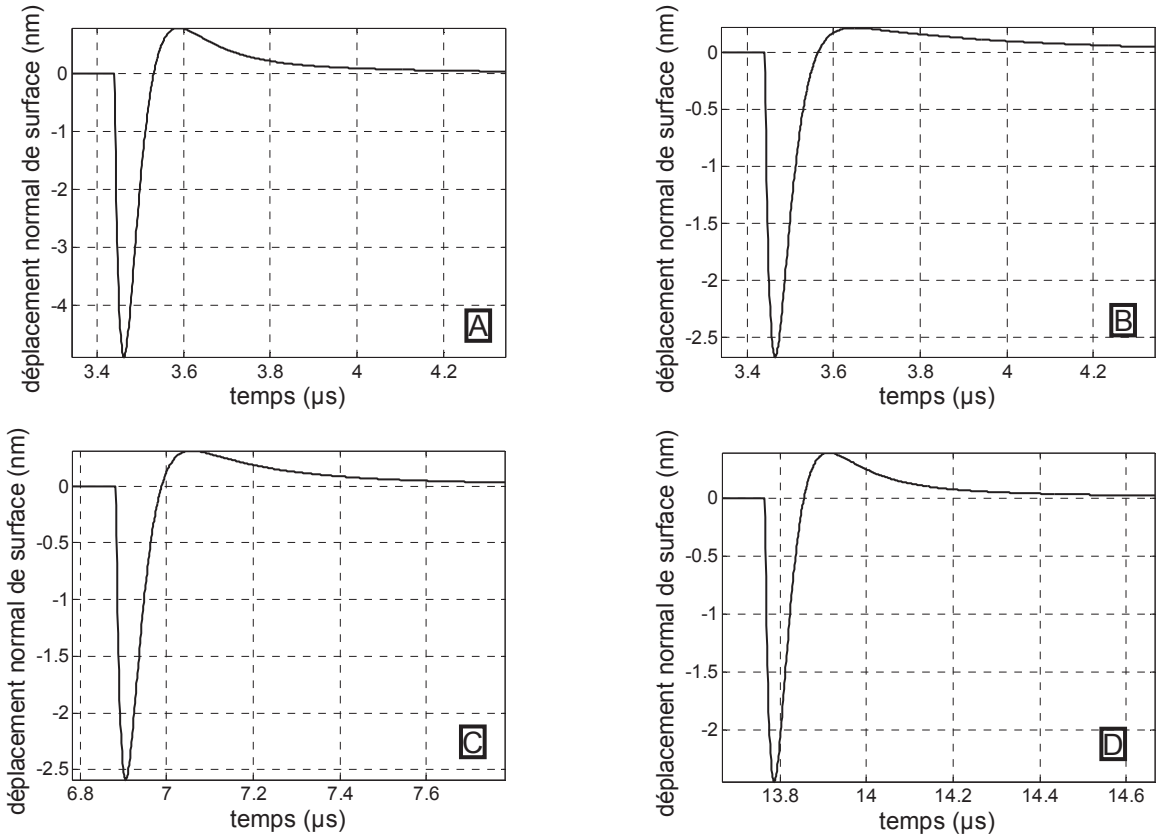


Figure II-6 : déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en fonction du temps mettant en évidence l'influence de la longueur de la ligne laser sur la limite en champ lointain (basé sur Royer et Chenu [6])

Lorsque la longueur de la ligne laser double, les autres paramètres restant identiques (entre les simulations A et B), le pôle positif du déplacement normal est nettement moins marqué. En revanche, lorsque la distance d'observation double (simulation C), le second pôle a une amplitude relative plus importante. Lorsque la ligne laser est deux fois plus longue et la distance d'observation quatre fois plus importante (entre les simulations A et D), les résultats de simulation sont alors superposables à un retard de propagation et un facteur d'amplitude près. La dépendance de la limite en champ lointain avec le paramètre a^2 est bien confirmée par la simulation basée sur Royer et Chenu [6].

En revanche, il est difficile d'étudier le rôle de la durée d'impulsion laser et celui de la fréquence de l'onde de Rayleigh car ces deux facteurs, par ailleurs interdépendants, soumettent les résultats de simulation à une dilatation d'échelle.

II.1.4 Modèle complémentaire du déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh

II.1.4.1 Comparaison du modèle avec les modèles précédents

Afin de pouvoir appliquer un modèle prenant en compte à la fois en champ proche et en champ lointain (d'après Royer et Chenu [6]) une source ligne dont la largeur n'est pas négligeable (d'après Doyle et Scala [7]), un modèle complémentaire a été développé pour le calcul numérique du déplacement normal de surface associé à l'onde de Rayleigh.

Afin de ne faire aucune hypothèse sur le fait que l'observation s'effectue en champ proche ou en champ lointain, l'expression du déplacement normal dû à une ligne infiniment fine est issue de Doyle et Scala [7] en utilisant les mêmes notations que précédemment :

$$u_y^0(x,t) \propto \left(\frac{t}{\eta^2} e^{-\frac{t}{\eta}} H(t) \right) \otimes \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d e^{-z^2/a^2} erf\left(\frac{\sqrt{d^2 - z^2}}{a} \right) \frac{H(t - l/v_R)}{\sqrt{t^2 - l^2/v_R^2}} dz \qquad \text{éq. II-20}$$

avec $l = \sqrt{x^2 + z^2}$.

La largeur de la source ligne est alors considérée en appliquant l'équation éq. II-17.

Afin de valider ce modèle, la Figure II-7 a été obtenue en utilisant les mêmes paramètres que ceux utilisés pour la Figure II-3 et la Figure II-4.

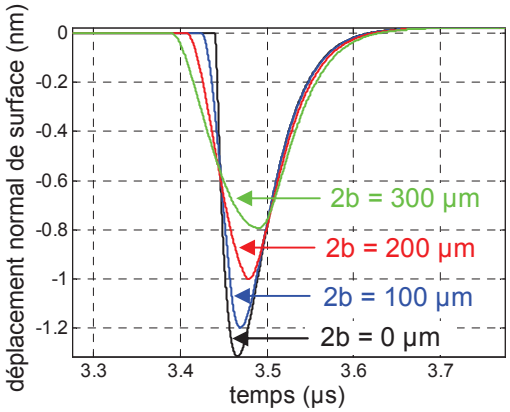


Figure II-7 : déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh en fonction du temps pour différentes largeurs de la source ligne thermoélastique d'après le modèle complémentaire

On a un très bon accord entre les résultats observés sur la Figure II-7 et ceux observés avec les deux modèles précédents. La seule différence consiste en l'apparition d'un déplacement normal positif de faible amplitude aux alentours de 3,7 µs, caractéristique d'une distance d'observation proche du champ lointain.

Afin de comparer le modèle complémentaire avec le modèle du paragraphe précédent prenant en compte une source ligne infiniment fine non diaphragmée, les paramètres suivants ont été utilisés pour obtenir les graphes de la Figure II-8 : η = *25 ns*, *2a = 32 mm, 2d = 100 mm*

(d > 3a, pour que le diaphragme laisse passer la quasi-totalité du faisceau laser)*, 2b = 10 µm* (soit une largeur de ligne négligeable) pour chacune des trois simulations et *x = 10 mm* pour la simulation A*, x = 100 mm* pour la simulation B et *x = 1000 mm* pour la simulation C.

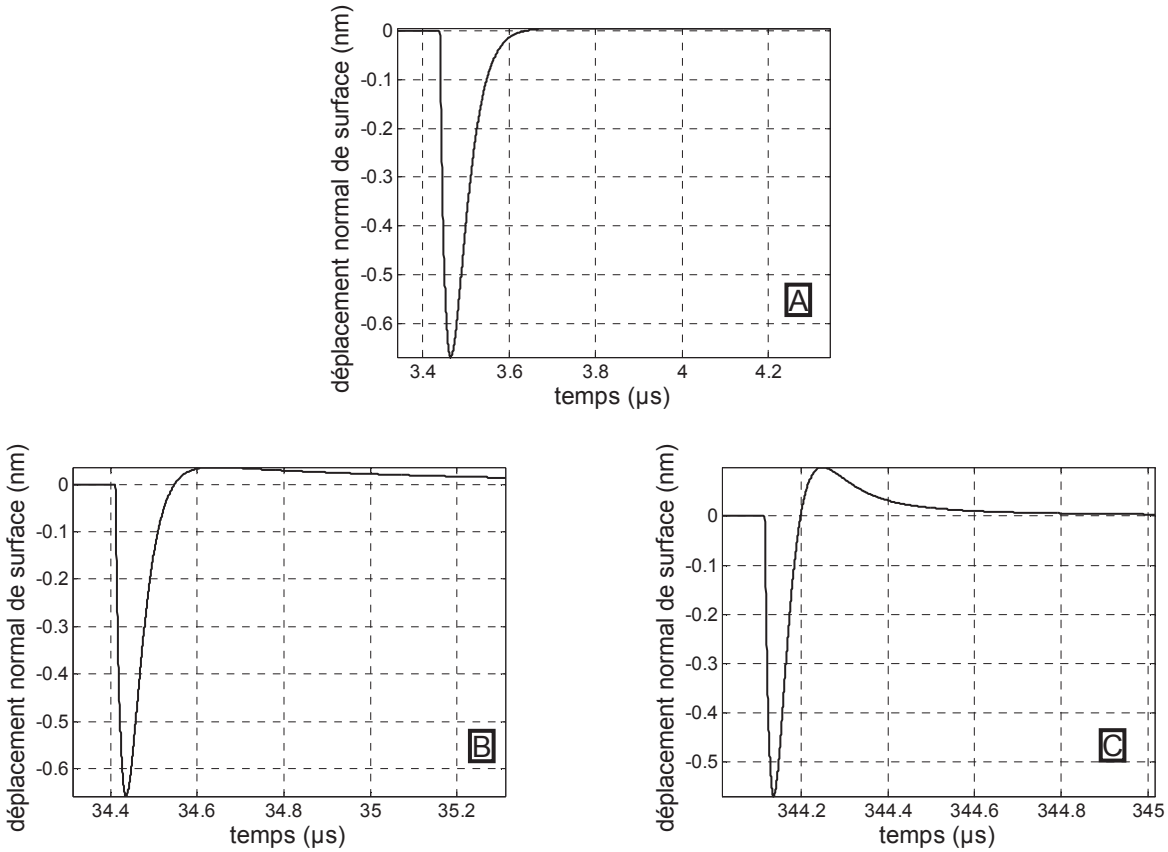


Figure II-8 : déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en fonction du temps d'après le modèle complémentaire pour des distances d'observation x = 10 mm (A), x = 100 mm (B), x = 1000 mm (C)

Ces simulations sont en très bon accord avec celles représentées sur la Figure II-4 et la Figure II-5, ce qui confirme l'adéquation entre le modèle complémentaire et les deux modèles précédents.

II.1.4.2 Etude dans le domaine spectral

A partir de ce modèle, nous allons étudier l'influence de la largeur de la source ligne et de la durée d'impulsion sur le spectre du déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh, en particulier concernant sa largeur totale pour des fréquences correspondant au maximum du spectre divisé par *e* que l'on nommera $\Delta f_{M/e}$.

En considérant que la source ligne évolue spatialement et temporellement de façon gaussienne, des modèles ont estimé cette valeur d'après l'expression suivante [9,10] :

$$\left(\Delta f_{M/e}\right)_{ref} = \left[\Delta t_{M/e}^2 + \left(\frac{\Delta x_{M/e}}{v_R}\right)^2\right]^{-0,5} \qquad \text{éq. II-21}$$

où $\Delta x_{M/e}$ est la largeur de la ligne laser au maximum d'intensité divisé par e *($\Delta x_{M/e}$ = ab/d)* et $\Delta t_{M/e}$ est la durée de l'impulsion laser au maximum d'intensité divisé par e *($\Delta t_{M/e} \approx 2.99\eta$)*.

Considérons dans un premier temps une source ligne de largeur négligeable (en l'occurrence ici $\Delta x_{M/e}$ = *1 µm*). Les autres paramètres de modélisation sont : *x = 1000 mm* (afin de s'assurer d'être en champ lointain)*, 2a = 4 mm, 2d = 20 mm, 2b = 5 µm* et une énergie absorbée totale de 1 mJ. Un traitement FFT est réalisé pour déterminer $\Delta f_{M/e}$ en fonction de $\Delta t_{M/e}$.

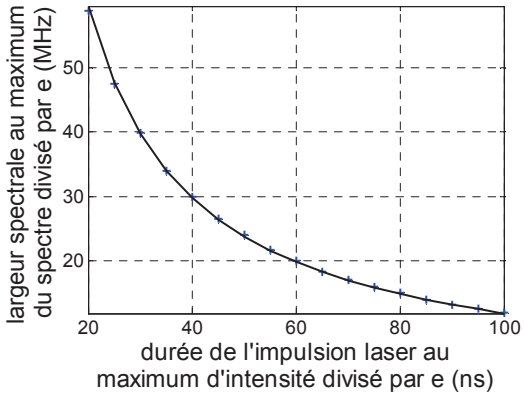


Figure II-9 : largeur du spectre associé au déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh en fonction de la durée de l'impulsion laser dans le cas d'une source ligne de largeur négligeable (+ : valeurs issues des simulations ; trait continu : courbe de régression)

D'après l'équation éq. II-21, on a la relation : $\frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} << \Delta t_{M/e} \Rightarrow \left(\Delta f_{M/e}\right)_{ref} = \Delta t_{M/e}^{-1}$.

Les mesures issues des résultats de simulation (les croix sur la Figure II-9) ont dans ce cas été approchées par une fonction du type $\Delta f_{M/e} = \left(A \Delta t_{M/e}\right)^{-1}$ avec A une constante évaluée par une régression non linéaire. La courbe représentée sur la Figure II-9 donne ainsi l'approximation pour les valeurs de largeur de source ligne négligeables : $\frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} << \Delta t_{M/e} \Rightarrow \left(\Delta f_{M/e}\right)_{approx} \approx \left(0{,}84\, \Delta t_{M/e}\right)^{-1}$.

De même, considérons dans un second temps une durée d'impulsion négligeable (en l'occurrence ici $\Delta t_{M/e}$ = *1 ns*). Les autres paramètres de modélisation sont les mêmes que précédemment, à l'exception d'une largeur de ligne *2b* (donc une valeur de $\Delta x_{M/e}$) variable. Un traitement FFT est réalisé pour déterminer $\Delta f_{M/e}$ en fonction de $\Delta x_{M/e}$.

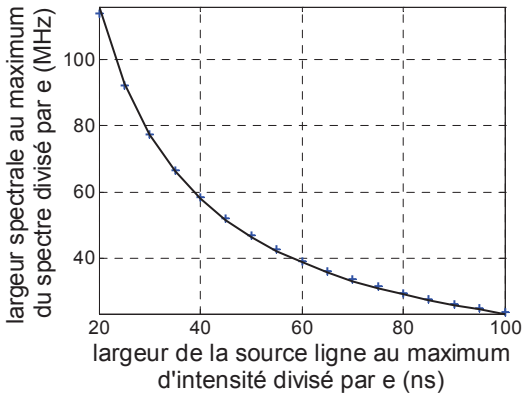


Figure II-10 : largeur du spectre associé au déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh en fonction de la largeur de la source ligne dans le cas d'une durée d'impulsion négligeable (+ : valeurs issues des simulations ; trait continu : courbe de régression)

D'après l'équation éq. II-21, on a : $\Delta t_{M/e} << \frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} \Rightarrow (\Delta f_{M/e})_{ref} = \left(\frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} \right)^{-1}$.

Dans ce cas, les mesures issues des résultats de simulation ont été approchées par une fonction du type $\Delta f_{M/e} = (B \Delta x_{M/e} / v_R)^{-1}$ avec B une constante. La courbe représentée sur la Figure II-10 donne ainsi l'approximation pour les valeurs de durée d'impulsion laser négligeables : $\Delta t_{M/e} << \frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} \Rightarrow (\Delta f_{M/e})_{approx} \approx \left(1{,}25 \frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} \right)^{-1}$.

Enfin, une série de simulations a été réalisée avec le modèle complémentaire pour des valeurs des contributions temporelles ($0{,}84\Delta t_{M/e}$) et spatiales ($1{,}25\Delta x_{M/e}/v_R$) variables, afin de valider l'expression de l'équation éq. II-22 déterminée à partir de l'équation éq. II-21:

$$(\Delta f_{M/e})_{approx} = \left[(0{,}84\,\Delta t_{M/e})^2 + \left(1{,}25 \frac{\Delta x_{M/e}}{v_R} \right)^2 \right]^{-0{,}5} \qquad \text{éq. II-22}$$

La Figure II-11-A représente la différence relative entre les largeurs spectrales obtenues selon le modèle complémentaire et selon l'équation éq. II-21 en fonction du rapport entre les contributions temporelles et spatiales $\frac{\Delta t_{M/e}}{\Delta x_{M/e} / v_R}$ tracé selon une échelle logarithmique. La Figure II-11-B représente quant à elle la différence relative entre les largeurs spectrales obtenues selon le modèle complémentaire et selon l'équation éq. II-22 en fonction du rapport $\frac{0{,}84\Delta t_{M/e}}{1{,}25\Delta x_{M/e} / v_R}$ tracé selon une échelle logarithmique.

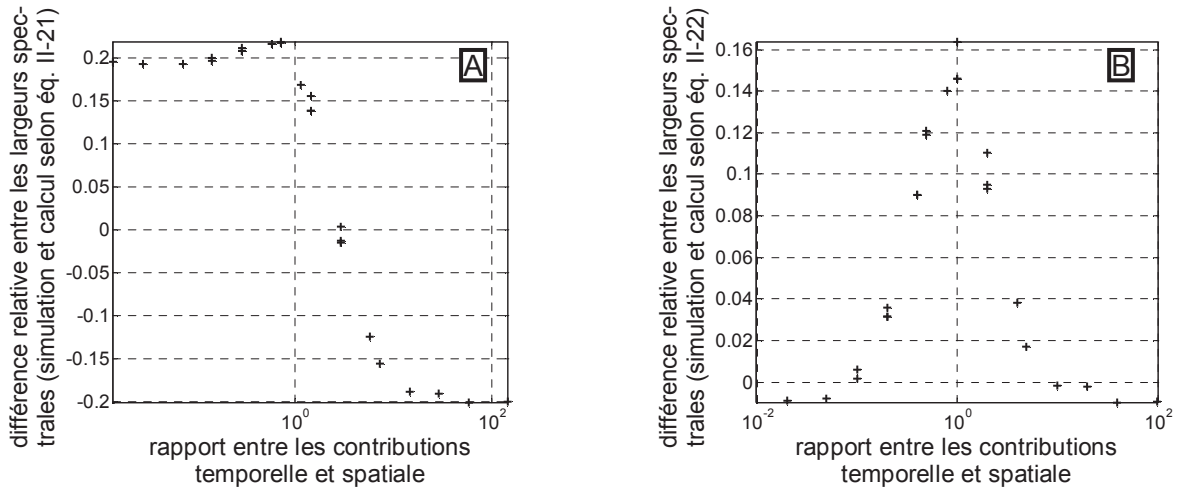


Figure II-11 : différence relative entre les largeurs spectrales obtenues par simulation (d'après le modèle complémentaire) et par calcul (d'après l'équation éq. II-21 pour la figure A et d'après l'équation éq. II-22 pour la figure B) en fonction du rapport entre les contributions temporelle et spatiale

On remarque sur la Figure II-11-A que l'équation éq. II-21 ne donne une bonne estimation de la largeur spectrale que pour un rapport $\frac{\Delta t_{M/e}}{\Delta x_{M/e} / v_R}$ voisin de 3 tandis que l'erreur relative atteint rapidement 20 % lorsque ce rapport est très petit ou très grand devant 1.

A l'inverse, la Figure II-11-B montre que l'équation éq. II-22 donne une très bonne estimation de la largeur spectrale pour les rapports $\frac{0{,}84\Delta t_{M/e}}{1{,}25\Delta x_{M/e} / v_R}$ très petits ou très grands devant 1 tandis que l'erreur maximale atteint environ 16 % lorsque les contributions temporelle et spatiale sont égales.

Afin de compléter cette étude analytique sur le déplacement normal de surface associé à l'onde de Rayleigh, nous allons décrire dans la partie II.2 la directivité de l'onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique.

II.2 Directivité de l'onde de Rayleigh

Du fait de sa symétrie circulaire, aucune direction de propagation n'est privilégiée dans le cas de la génération d'une onde de Rayleigh par une source circulaire. L'avantage d'une telle source réside dans le fait que la détection de cette onde est possible sur toute la surface de l'échantillon. En revanche, une faible partie de l'énergie est rayonnée dans une direction donnée.

L'utilisation d'une source ligne thermoélastique présente quant à elle deux intérêts principaux par rapport à une source circulaire. Premièrement, la génération d'ondes ultrasonores dans le régime thermoélastique impose de ne pas dépasser une intensité

lumineuse absorbée dépendant des caractéristiques du laser et du matériau (voir le chapitre I éq. I-3). L'utilisation d'une source ligne permet ainsi de rester dans le régime thermoélastique alors que l'intensité lumineuse absorbée est multipliée par le rapport entre les superficies des sources ligne et circulaire. Deuxièmement, les ondes ultrasonores générées par une source ligne, et en particulier l'onde de Rayleigh, sont également plus directives. C'est l'objet de ce paragraphe.

La directivité fait intervenir l'amplitude du déplacement associé à l'onde ultrasonore en champ lointain, en fonction d'un angle θ par rapport à la normale à la source ligne passant par son milieu.

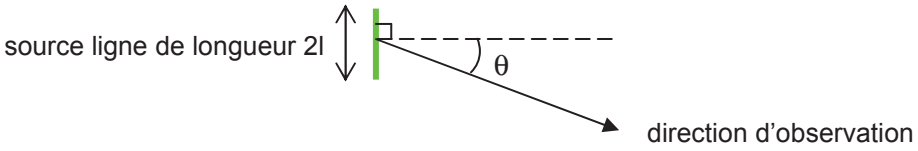


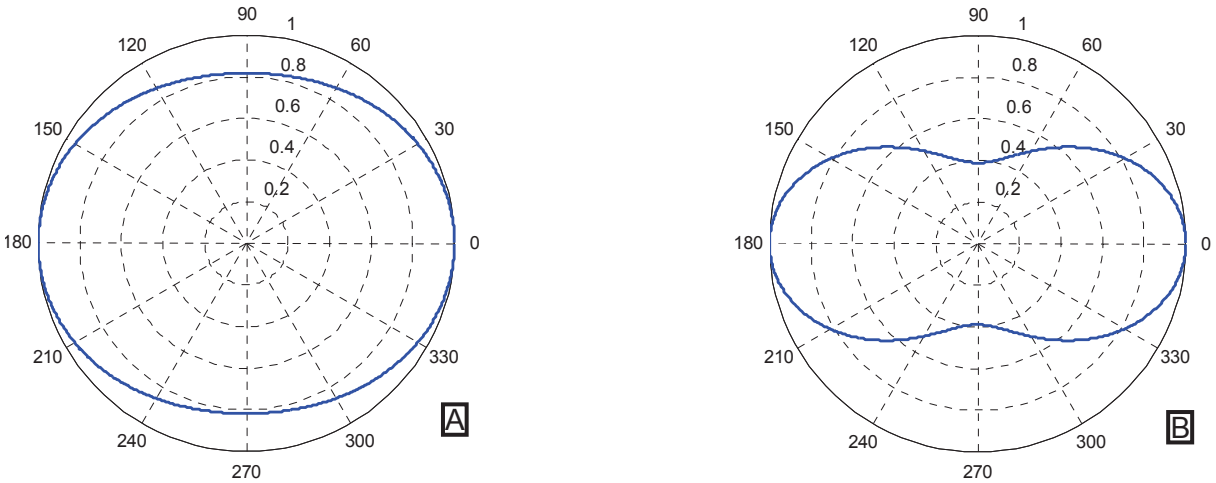
Figure II-12 : principe de mesure de la directivité

En supposant qu'une source ligne est composée d'un ensemble de sources points émettant chacun une portion de l'énergie acoustique, Aindow et al. [11] ont déterminé l'expression de l'amplitude de l'onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique infiniment fine en fonction de l'angle d'observation θ :

$$R(\theta) = \frac{sin\left[\left(\pi \cdot 2l \cdot F_{US} / v_R\right) \cdot sin(\theta)\right]}{\left(\pi \cdot 2l \cdot F_{US} / v_R\right) \cdot sin(\theta)} \qquad \text{éq. II-23}$$

avec F_{US} la fréquence de l'onde de Rayleigh.

Le paramètre déterminant pour le diagramme de directivité est donc le produit $2l.F_{US}$. Les graphes de la Figure II-13 représentent le diagramme de directivité calculé pour différentes valeurs de ce paramètre.



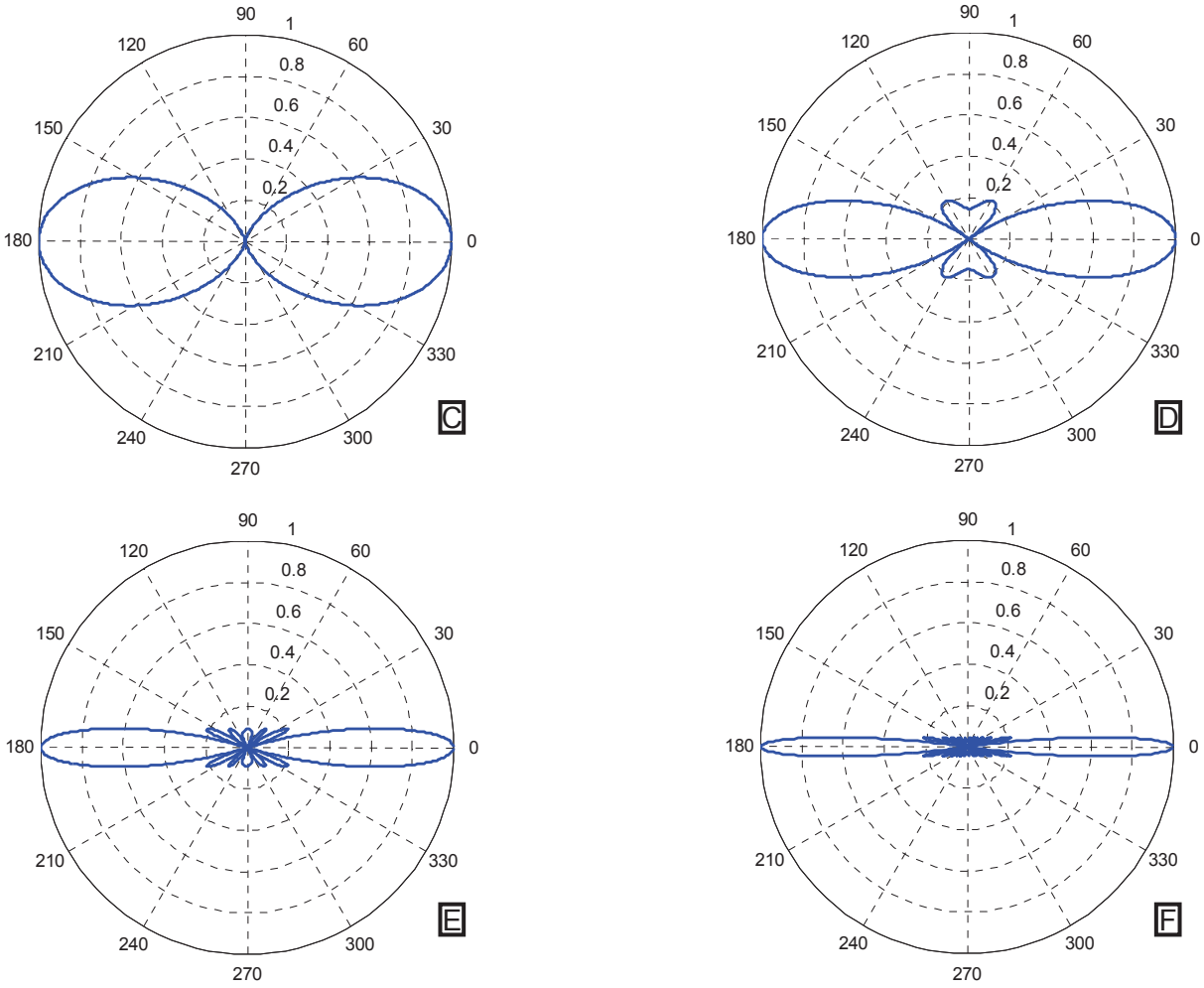


Figure II-13 : diagrammes de directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source ligne dans l'aluminium (v_R = *2910 m.s*$^{-1}$) pour des valeurs du produit $2l \cdot F_{US}$ égales à *1 mm·MHz* (A), *2 mm·MHz* (B), *3 mm·MHz* (C), *5 mm·MHz* (D), *10 mm·MHz* (E) et *20 mm·MHz* (F)

On observe ainsi que, tout autre paramètre restant constant, une augmentation de la longueur de la source ligne thermoélastique ou de la fréquence acoustique rend l'onde de Rayleigh ainsi générée d'autant plus directive.

On peut caractériser les diagrammes de directivité par l'angle $\theta_{1/2}$ pour lequel la valeur de l'amplitude du déplacement normalisée est égale à *1/2*. On considère alors que l'énergie acoustique est concentrée dans un angle $\pm\theta_{1/2}$.

La Figure II-14 représente la valeur de l'angle $\theta_{1/2}$ en fonction du produit $2l \cdot F_{US}$.

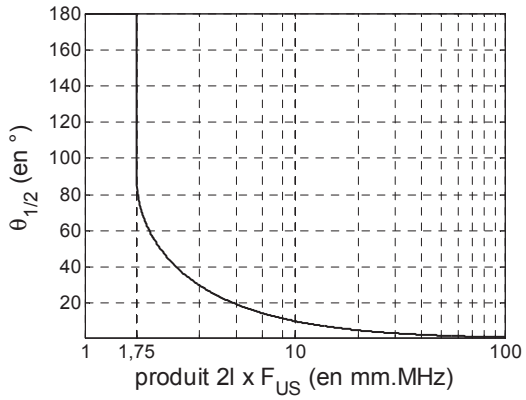


Figure II-14 : angle $\theta_{1/2}$ pour lequel l'amplitude du déplacement normalisée est égale à 1/2 en fonction du produit $2l \cdot F_{US}$

Jusqu'à la valeur $2l \cdot F_{US} = 1{,}75$ *mm.MHz*, l'amplitude normalisée du déplacement est toujours supérieure à *1/2* et l'angle $\theta_{1/2}$ est donc égal à *180°* (c'est notamment le cas sur le graphe A de la Figure II-13).

Au-delà et au voisinage de cette valeur seuil $2l \cdot F_{US} = 1{,}75$ *mm.MHz*, l'angle $\theta_{1/2}$ diminue rapidement. Puis, il décroît de plus en plus lentement avec le produit $2l \cdot F_{US}$.

II.3 Modélisation par la méthode des éléments finis

La littérature contient de nombreux articles portant, comme sujet principal ou en complément des expériences, sur la modélisation de la génération d'ultrasons par laser ainsi que sur l'interaction de ces ultrasons avec un défaut étudiée par la méthode des éléments finis (MEF). Les modélisations ont d'abord permis d'étudier l'interaction entre un défaut et des ultrasons générés à partir de transducteur piézo-électrique [12]. Le modèle du dipôle de force sur lequel nous nous sommes basés a ensuite été utilisé pour modéliser la génération d'ultrasons par laser [13,14]. Des articles plus récents sont quant à eux très proches de notre sujet d'étude avec l'interaction entre une rainure débouchante et les ultrasons générés par laser [15].

Les simulations effectuées sont basées sur l'utilisation du module « mécanique des structures » du logiciel Comsol Multiphysics.

II.3.1 Paramètres de modélisation

Le modèle qui a été choisi est celui du dipôle de forces, qui associe l'action de l'impact laser à deux forces tangentielles à la surface et de sens opposés [9,16]. Ce modèle a pour principal avantage de simplifier la modélisation en décrivant directement l'interaction laser-ultrasons par son aspect mécanique et en évitant ainsi de devoir prendre en compte les équations qui couplent également les aspects optiques et thermiques [17].

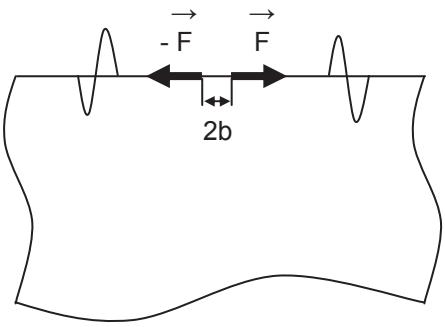


Figure II-15 : modèle du dipôle de forces

Les paramètres qui entrent en compte dans ce modèle sont la distance 2b, qui représente la largeur de la source thermoélastique, et une durée τ caractéristique de l'impulsion laser. Nous avons choisi d'exprimer l'évolution temporelle du dipôle de forces par l'expression suivante qui correspond à l'évolution temporelle de la source de chaleur à la surface de l'échantillon [15] :

$$F(t) = \frac{t}{\tau^2} exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot H(t) \qquad \text{éq. II-24}$$

Si on appelle $(f_{US})_{Max}$ et $(\lambda_{US})_{min}$ respectivement la fréquence acoustique maximale et la longueur d'onde minimale considérées pour la modélisation, le pas d'échantillonnage temporel Δt_{MEF} et la taille d'un élément de maillage Δx_{MEF} doivent satisfaire les deux relations suivantes afin de garantir la validité des résultats obtenus [13,14] :

$$\Delta t_{MEF} < \frac{1}{20(f_{US})_{Max}} \qquad \text{éq. II-25}$$

$$\Delta x_{MEF} < \frac{(\lambda_{US})_{min}}{20} \qquad \text{éq. II-26}$$

Les premiers essais de modélisation ont donc consisté à optimiser ces deux paramètres du maillage en respectant les critères des équations éq. II-25 et éq. II-26 tout en obtenant les résultats dans un minimum de temps et en manipulant le minimum de données.

Par ailleurs, afin d'apporter plus de précisions aux résultats numériques tout en maintenant un temps de calcul aceptable, le maillage est progressif au voisinage du défaut et affiné dans la zone où les ondes de surface se propagent.

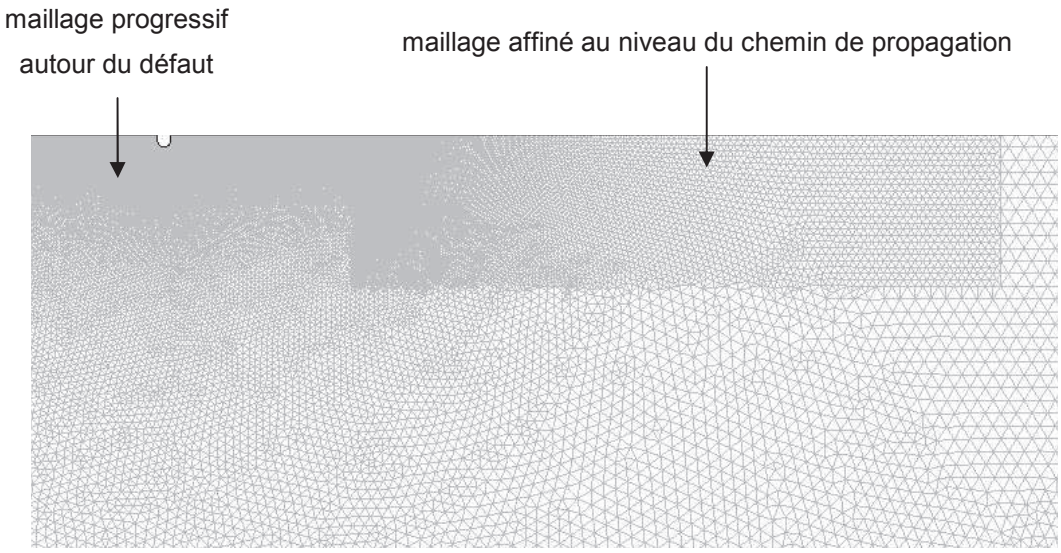


Figure II-16 : maillage non uniforme utilisé pour les modélisations

En supposant une fréquence acoustique maximale de l'ordre de 10 MHz, le pas d'échantillonnage temporel, fixe, a été choisi égal à 4 ns afin de respecter la relation éq. II-25. Quant au maillage, il respecte la relation éq. II-26 sur le chemin de propagation des ondes de surface et il n'existe pas dans l'échantillon de brusques variations de taille des éléments, susceptible de produire un effet de miroir sur les ondes de volume.

II.3.2 Modélisation d'une propagation en l'absence de défaut

En prenant en compte un échantillon d'aluminium semi-infini avec une surface libre, une vue en coupe de l'échantillon où figure le déplacement normal associé aux ondes de surface et de volume est typiquement de la forme suivante.

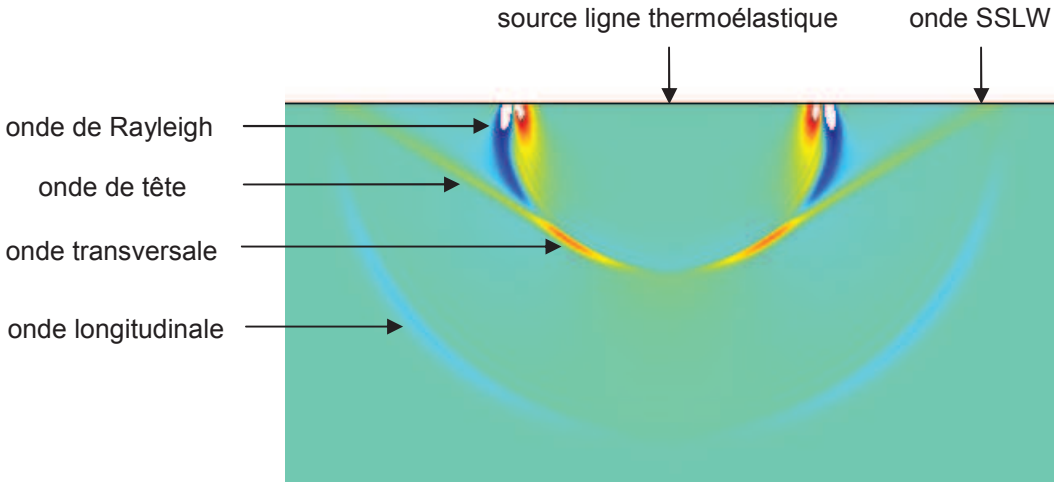


Figure II-17 : calcul par la méthode des éléments finis du déplacement normal 1 µs après un impact laser en régime thermoélastique sur un échantillon d'aluminium

Les couleurs froides, caractérisant l'onde longitudinale et le premier pôle de l'onde de Rayleigh, signifient que les particules se déplacent vers l'intérieur du matériau. A l'inverse, les couleurs chaudes caractéristiques de l'onde de tête, de l'onde transversale et du second pôle de l'onde de Rayleigh signifient que les particules se déplacent vers l'extérieur du matériau. L'onde de Rayleigh apparaît saturée (en blanc) afin que les autres ondes soient visibles avec l'échelle de couleurs considérée.

Nous nous intéressons plus particulièrement ici aux ondes de surface, c'est pourquoi le mode de représentation privilégié est celui de l'amplitude du déplacement normal en un point de la surface en fonction du temps. Le graphe typiquement obtenu est représenté sur la Figure II-18.

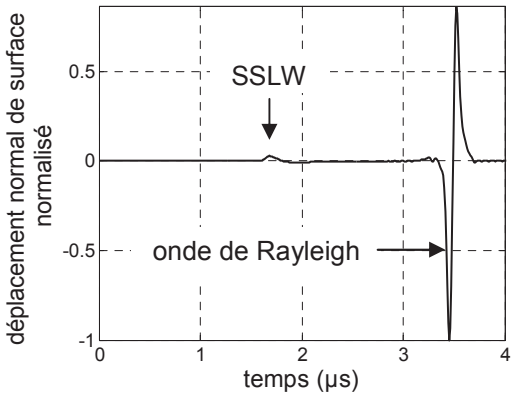


Figure II-18 : calcul par éléments finis du déplacement normal de surface pour une distance de propagation de 10 mm en régime thermoélastique sur un échantillon d'aluminium

On remarque sur le A-scan représenté sur la Figure II-18 le déplacement normal de surface dû à l'onde de tête, confondu avec la composante de surface du front d'onde longitudinal : il s'agit de l'onde rampante encore appelée « surface skimming longitudinal wave », SSLW [18]. Cette onde est donc une onde de compression, induisant en surface un déplacement de particules majoritairement tangentiel, engendrant néanmoins un déplacement normal du fait du coefficient de Poisson du matériau.

La deuxième onde visible sur le A-scan représenté sur la Figure II-18 est l'onde de Rayleigh caractérisée par un premier pôle correspondant à un déplacement de particules vers l'intérieur du matériau puis un second pôle inversé. Les résultats représentés sur la Figure II-18 sont en bon accord avec les simulations obtenues en champ lointain au paragraphe II.1.

II.3.3 Modélisation de l'interaction onde-défaut

II.3.3.1 Mise en évidence des phénomènes de conversion de mode

On considère le même échantillon que dans le paragraphe précédent, présentant maintenant une rainure à fond semi-circulaire sur le chemin de propagation des ondes de surface.

La vue en coupe de l'échantillon où figure le déplacement normal relatif aux ondes de surface et de volume est alors de la forme suivante.

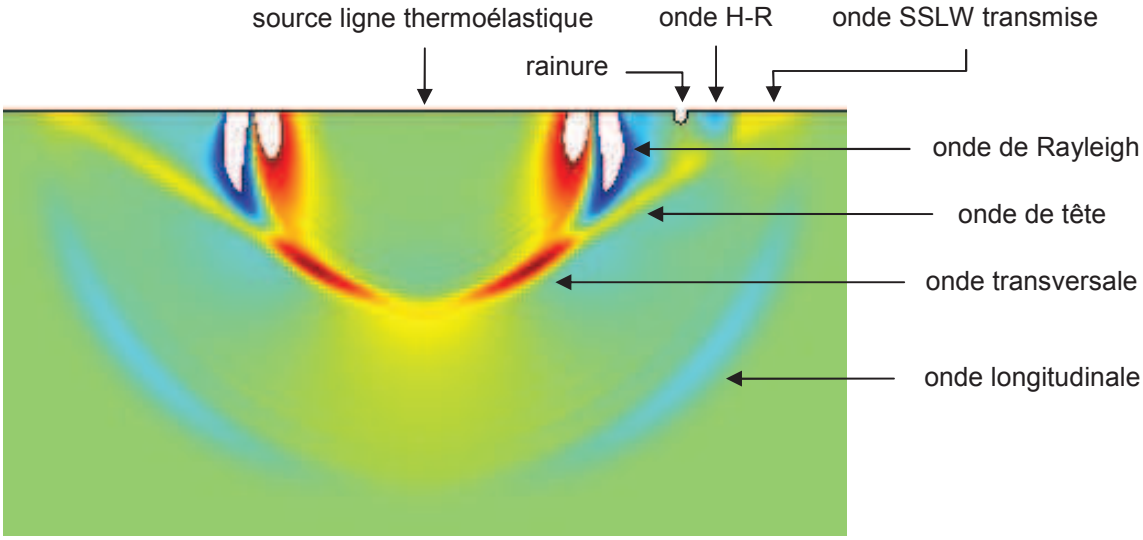


Figure II-19 : calcul par éléments finis du déplacement normal 0,5 µs après un impact laser en régime thermoélastique sur un échantillon d'aluminium présentant une rainure à fond semi-circulaire

Sur la partie gauche de l'échantillon où la propagation s'effectue en l'absence de défaut, les remarques sont les mêmes que celles concernant la Figure II-17. Sur la partie droite de l'échantillon, où se trouve le défaut, apparaît une onde supplémentaire appelée H-R dont nous verrons l'origine ultérieurement.

Le A-scan correspondant à une interaction onde-défaut est alors typiquement de la forme suivante.

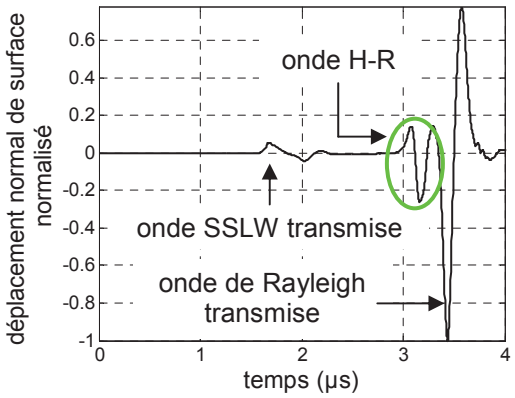


Figure II-20 : calcul par éléments finis du déplacement normal de surface obtenu typiquement dans le cas d'une interaction onde-défaut

De nombreux articles tels que [19,20] énumèrent les différents types d'onde issus d'une conversion de mode en mentionnant notamment les ondes issues de la conversion de l'onde de Rayleigh par le défaut. Dans les configurations en transmission que nous envisagerons ici, l'onde convertie à laquelle nous nous intéresserons est l'onde H-R qui est étudiée dans le paragraphe suivant.

II.3.3.2 Etude sur l'onde H-R

Les distances entre la source ligne et la rainure, entre la rainure et le point de détection et entre la source ligne et le point de détection seront nommées respectivement d_{SR}, d_{RD} et d_{SD}.

Afin de déterminer la vitesse de propagation des trois ondes observées sur la Figure II-20, deux séries de données ont été analysées. La première a consisté à faire varier la distance d_{SR} en gardant la distance d_{RD} constante. La seconde a, quant à elle, consisté à faire varier la distance d_{RD} en gardant la distance d_{SR} constante.

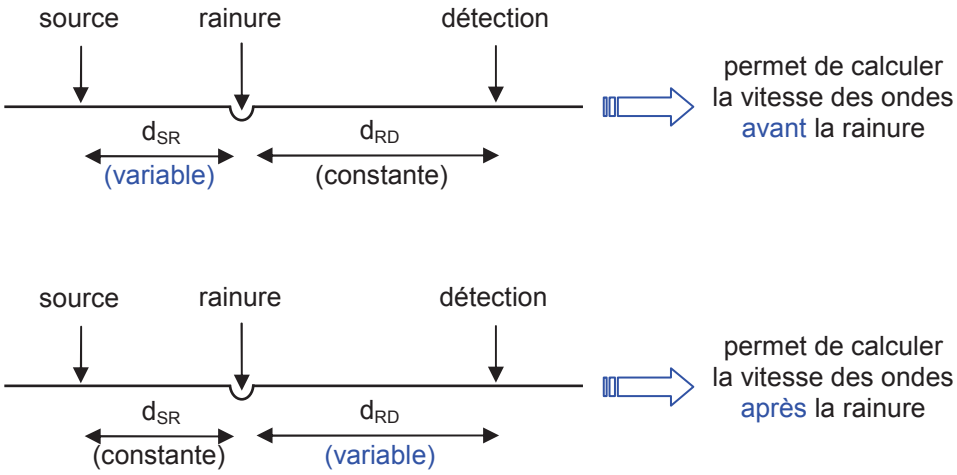


Figure II-21 : configurations permettant de déterminer la vitesse de propagation des ondes avant et après la rainure

Le temps de propagation de chaque onde est déterminé pour chacune des deux séries de données ainsi obtenues. L'onde SSLW étant essentiellement monopolaire, son temps de propagation est estimé à partir du maximum du déplacement normal de surface relatif à cette onde. En revanche, l'onde de Rayleigh transmise et l'onde H-R étant bipolaires, leur temps de propagation est estimé par le passage à zéro du déplacement normal de surface qui leur est associé.

La vitesse de propagation de chaque onde est calculée avant la rainure grâce à la première série de données (pour une distance d_{SR} variable) et après la rainure grâce à la seconde série de données (pour une distance d_{RD} variable).

vitesses calculées ($m.s^{-1}$)	avant la rainure	après la rainure
onde SSLW transmise	6300	6100
onde H-R	6100	2900
onde de Rayleigh transmise	2900	2900

Tableau II-1 : vitesses de propagation calculées avant et après la rainure d'après les résultats obtenus par éléments finis

Ces résultats sont à comparer avec les vitesses de propagation théoriques dans le matériau. La densité ρ = *2700 kg/m*^{3}, les constantes de Lamé λ = *51 GPa* et μ = *26 GPa* donnent les vitesses de propagation théoriques des ondes longitudinale et transversale dans le matériau.

$$(v_L)_{Th} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \qquad \text{éq. II-27}$$

$$(v_T)_{Th} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \qquad \text{éq. II-28}$$

On obtient $(v_L)_{Th} \approx 6200\ m.s^{-1}$ et $(v_T)_{Th} \approx 3100\ m.s^{-1}$. L'équation éq. II-11 donne alors pour la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh : $(v_R)_{Th} \approx 2900\ m.s^{-1}$.

Les vitesses théoriques sont proches de celles figurant dans le Tableau II-1, l'écart observé sur la valeur de la vitesse longitudinale provenant de l'incertitude de mesure sur le maximum du déplacement normal de surface relatif à l'onde SSLW.

En particulier, on note que l'onde H-R semble se propager avant la rainure à la vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans le matériau et après la rainure à la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh.

Afin de s'assurer que l'onde H-R est bien une onde de Rayleigh après la rainure, nous allons comparer l'évolution des composantes transversale et longitudinale du déplacement associé à cette onde avec l'évolution attendue pour une onde de Rayleigh telle qu'elle est représentée sur la Figure II-2-A.

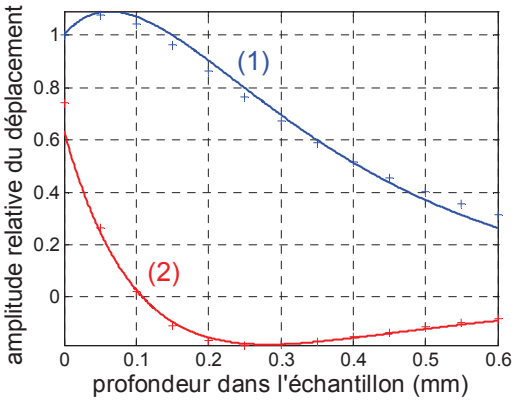


Figure II-22 : amplitude relative des composantes transversale (1) et longitudinale (2) du déplacement relatif à l'onde H-R en fonction de la profondeur dans l'échantillon ; + : résultats issus de calculs par éléments finis, trait continu : théorique

Etant donné que le spectre associé au déplacement calculé par éléments finis contient un ensemble de fréquences alors que les valeurs théoriques sont calculées pour une seule fréquence, il y a un bon accord entre les valeurs issues des calculs par éléments finis et les valeurs théoriques. Cela confirme que l'onde H-R est bien une onde de Rayleigh après la rainure.

Cependant, bien que l'onde H-R et l'onde de Rayleigh transmise aient la même nature, leur contenu spectral diffère.

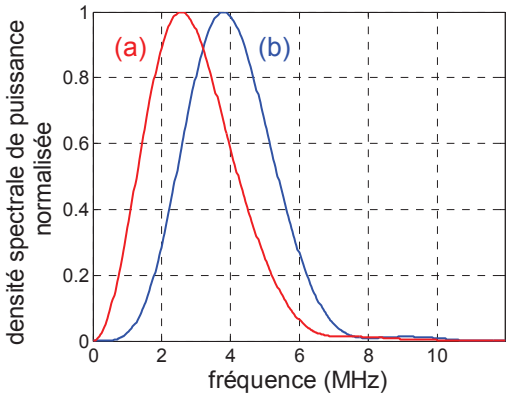


Figure II-23 : densité spectrale de puissance normalisée associée aux ondes de Rayleigh transmise (a) et H-R (b) calculées par éléments finis avec une rainure de largeur 350 µm et de profondeur 210 µm, $d_{SR} = 2\ mm$ et $d_{RD} = 8\ mm$

La Figure II-23 montre que le spectre associé à ces deux ondes présente la même forme, avec en particulier la même largeur à mi-hauteur. Toutefois, la fréquence correspondant au maximum de la densité spectrale de puissance est sensiblement plus basse pour l'onde de Rayleigh transmise que pour l'onde H-R.

Les mêmes spectres ont été calculés pour une distance d_{SR} = *4 mm*.

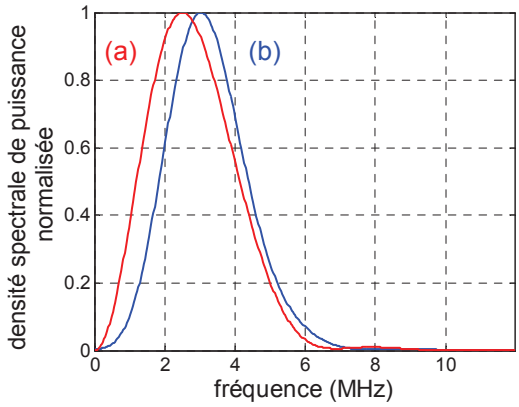


Figure II-24 : densité spectrale de puissance normalisée associée aux ondes de Rayleigh transmise (a) et H-R (b) calculées par éléments finis avec une rainure de largeur 350 µm et de profondeur 210 µm, d_{SR} = *4 mm* et d_{RD} = *8 mm*

La Figure II-24 montre que le spectre associé à l'onde de Rayleigh transmise ne montre pas de modification notable alors que celui associé à l'onde H-R contient de plus basses fréquences que sur le spectre représenté sur la Figure II-23. En effet, l'onde SSLW qui est à l'origine de l'onde H-R a perdu ses composantes hautes fréquences en parcourant une plus grande distance [21,22].

Afin d'illustrer cet effet d'atténuation des hautes fréquences, les spectres associés à l'onde SSLW ont été calculés en l'absence de défaut pour différentes distances d_{SD}. L'évolution de la fréquence correspondant au maximum de la densité spectrale de puissance est illustrée sur la figure suivante.

.

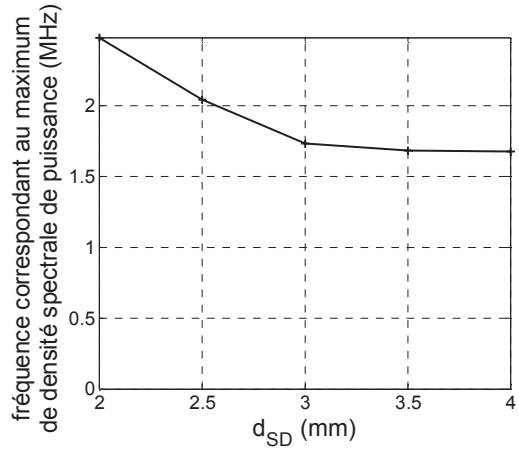


Figure II-25 : fréquence correspondant au maximum de la densité spectrale de puissance associée à l'onde SSLW en fonction de la distance d_{SD}

II.3.3.3 Méthode de caractérisation rapide d'une rainure

Considérons une rainure à bords parallèles de largeur 350 µm ayant un fond semi-circulaire et une profondeur variable. Cette forme de rainure a été choisie afin de pouvoir comparer aisément les résultats obtenus par éléments finis avec les résultats expérimentaux décrits dans le prochain chapitre. Les distances d_{SR} et d_{RD} sont fixées respectivement à 2 mm et 8 mm.

Pour chaque profondeur de rainure, les amplitudes crête à crête des déplacements normaux dus aux ondes H-R et Rayleigh transmises sont mesurées. L'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R est alors tracée en prenant pour référence l'amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh transmise.

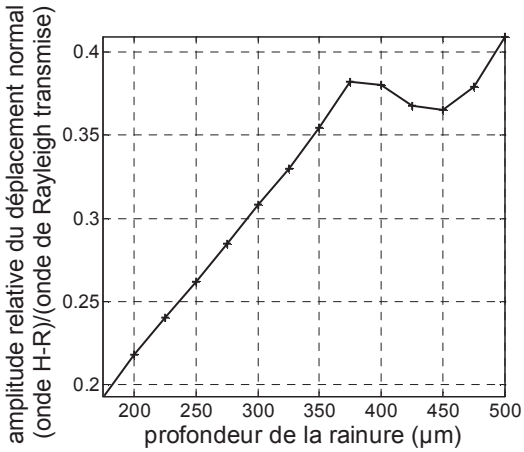


Figure II-26 : amplitude relative obtenue par éléments finis du déplacement normal de surface associé à l'onde H-R en fonction de la profondeur de la rainure ;
la largeur de la rainure est de 350 µm, d_{SR} = *2 mm* et d_{RD} = *8 mm*

L'amplitude relative augmente quasiment linéairement avec la profondeur de la rainure, jusqu'à ce que la profondeur atteigne approximativement 375 µm. Il n'y a ensuite plus de corrélation entre l'amplitude relative et la profondeur de rainure.

Cela s'explique par le fait que pour les faibles valeurs de profondeur de rainure (inférieures à 375 µm), les deux ondes de Rayleigh sont clairement séparées. Au contraire, lorsque la profondeur de la rainure augmente au-delà de cette valeur, l'onde de Rayleigh transmise est de plus en plus affectée par la rainure, en particulier concernant ses composantes hautes fréquences [23]. Du fait qu'elle contient davantage de composantes basses fréquences, l'onde de Rayleigh présente donc un étalement temporel. C'est pour cette raison que, lorsque la profondeur de la rainure est supérieure à 375 µm, les deux ondes de Rayleigh ne sont plus clairement séparées et la mesure d'amplitude relative devient de ce fait imprécise.

Afin de séparer clairement à nouveau ces deux ondes de Rayleigh, une solution simple consiste à augmenter la distance d_{SR} (ici d_{SR} = *4 mm*). L'amplitude relative ainsi obtenue est représentée sur la figure suivante.

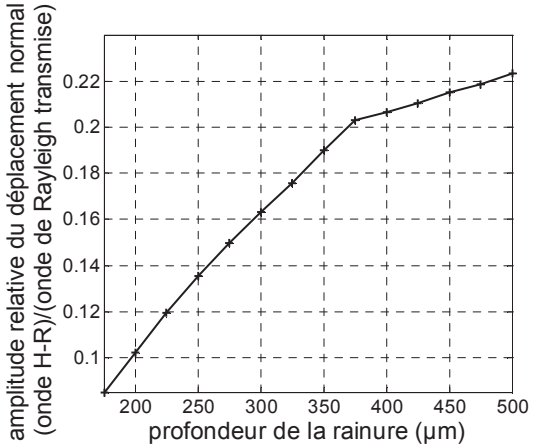


Figure II-27 : amplitude relative obtenue par éléments finis du déplacement normal associé à l'onde H-R en fonction de la profondeur de la rainure ;
la largeur de la rainure est de 350 µm, d_{SR} = *4 mm* et d_{RD} = *8 mm*

Considérons une profondeur de rainure donnée et les amplitudes relatives obtenues dans les cas d_{SR} = *2 mm* et d_{SR} = *4 mm*. L'amplitude relative obtenue dans le cas d_{SR} = *4 mm* est plus faible d'environ un facteur 2. En effet, l'onde de tête rayonne de l'énergie dans le matériau [21] alors que l'énergie de l'onde de Rayleigh reste confinée en surface [3], ce qui explique pourquoi l'amplitude de l'onde SSLW qui est à l'origine de l'onde H-R diminue tandis que celle de l'onde de Rayleigh reste quasiment constante avec la distance de propagation. De ce fait, lorsque la distance d_{SR} augmente, pour une profondeur de rainure donnée, l'amplitude relative diminue.

Les résultats obtenus dans les cas d_{SR} = *2 mm* et d_{SR} = *4 mm* peuvent être étendus à d'autres valeurs de d_{SR}. Il est donc possible grâce à la méthode « rapide » décrite dans le paragraphe suivant d'obtenir deux informations simultanées sur la rainure [24].

Premièrement, la mesure des temps de propagation des ondes H-R et Rayleigh transmise permet d'obtenir la distance d_{SR}. Dans l'hypothèse où les dimensions de la rainure sont négligeables devant la distance de propagation, l'onde H-R parcourt la distance d_{SR} à la vitesse v_L et la distance d_{RD} à la distance v_R. Si on appelle $t_{H\text{-}R}$ et t_{Rt} les temps de propagation respectifs de l'onde H-R et de l'onde de Rayleigh transmise, la distance d_{SR} se déduit de la relation suivante :

$$t_{H-R} = \frac{d_{SR}}{v_L} + \frac{d_{RD}}{v_R}, t_{Rt} = \frac{d_{SR}}{v_R} + \frac{d_{RD}}{v_R} \Rightarrow d_{SR} = \frac{v_L \cdot v_R}{v_L - v_R} \cdot \left(t_{Rt} - t_{H-R}\right) \quad \text{éq. II-29}$$

Deuxièmement, comme nous pouvons le constater sur la Figure II-26 et la Figure II-27, l'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R en prenant pour référence l'amplitude du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh transmise augmente de façon monotone avec la profondeur de rainure. Ainsi, une fois la distance d_{SR} connue grâce au calcul précédent, la mesure de l'amplitude relative de l'onde H-R donne une estimation directe de la profondeur de la rainure.

Conclusion du chapitre 2

Après avoir exprimé le déplacement de particules associé à une onde de Rayleigh dans le régime harmonique, nous avons décrit deux modèles de prédiction du déplacement normal de surface dû à cette onde dans le cas d'une source ligne thermoélastique [6,7]. Ces modèles parviennent à une expression analytique du déplacement normal de surface en se basant sur l'hypothèse d'une observation en champ proche ou d'une source ligne infiniment fine. Un modèle complémentaire a donc été développé à partir des modèles précédents afin de prévoir le déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh quels que soient les paramètres de simulation.

Afin de compléter la description théorique, nous avons ensuite déterminé les paramètres influant sur la directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique. Nous avons en particulier observé que plus le produit (longueur de source ligne) x (fréquence acoustique) augmentait, plus l'onde générée était directive.

Dans une troisième partie, nous avons présenté des travaux de modélisation effectués par la méthode des éléments finis. Nous avons vérifié que la modélisation du déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh dans le cas d'une propagation en l'absence de défaut était en très bon accord avec le modèle complémentaire décrit précédemment. Par ailleurs, lorsqu'il existe une interaction ondes-défaut, nous avons décrit une méthode en transmission permettant de caractériser ce défaut du point de vue de sa localisation et de sa profondeur en utilisant un seul A-scan. Cette méthode présente comme principaux avantages l'absence de déplacement de la source ligne et/ou de la rainure par rapport au point de détection et l'insensibilité aux fluctuations d'intensité du laser.

Ces résultats obtenus de façon analytique ou par éléments finis seront comparés dans le prochain chapitre avec les résultats expérimentaux de la caractérisation de défauts.

Références du chapitre 2

[1] J. W. Strutt, *On waves propagated along the plane surface of an elastic solid*, Proc. London Math. Soc, vol. 17, n° 253 (1885)

[2] P.A. Doyle et C.M. Scala, *Crack depth measurement by ultrasonics: a review*, Ultrasonics, vol. 16, n° 4 (1978)

[3] I.A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb waves*, Plenum Press New York (1967)

[4] L. Bergmann, *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Hirzel (1949)

[5] A. Mourad, C. Desmet, et J. Thoen, *On the polarity of laser-generated Rayleigh waves,* Ultrasonics, vol. 35, n° 5 (1997)

[6] D. Royer et C. Chenu, *Experimental and theoretical waveforms of Rayleigh waves generated by a thermoelastic laser line source*, Ultrasonics, vol. 38, n° 9 (2000)

[7] P.A. Doyle et C.M. Scala, *Near-field ultrasonic Rayleigh waves from a laser line source*, Ultrasonics, vol. 34, n° 1 (1996)

[8] L.R.F. Rose, *Point source representation for laser generated ultrasound*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 75, (1984)

[9] C.B. Scruby et L.E. Drain, *Laser Ultrasonics*, Adam Hilger Bristol (1990)

[10] J. Goossens et al., *Surface acoustic wave depth profiling of a functionally graded material*, J. Appl. Phys., vol. 102, n° 5 (2007)

[11] A.M. Aindow, R.J. Dewhurst et S.B. Palmer, *Laser-generation of directional surface acoustic wave pulses in metals*, Opt. Comm., vol. 42, n° 2 (1982)

[12] W. Hassan et W. Veronesi, *Finite element analysis of Rayleigh wave interaction with finite-size, surface-breaking cracks*, Ultrasonics, vol. 41, n° 1, (2003)

[13] C.B. Scruby et L.E. Drain, *Laser Ultrasonics*, Adam Hilger Bristol (1990)

[14] J.D. Achenbach, *Laser excitation of surface wave motion*, J. Mech. Phys. Solids, vol. 51, n° 11 (2003)

[15] Y. Dai, et al., *Finite element modeling of the interaction of laser-generated ultrasound with a surface-breaking notch in an elastic plate*, Opt. and Laser Tech., vol. 42, n° 4 (2010)

[16] J.D. Achenbach, *Laser excitation of surface wave motion*, J. Mech. Phys. Solids, vol. 51, n° 11 (2003)

[17] F. Jenot, *Génération et détection d'ondes élastiques par sources lasers : applications au contrôle non destructif*, thèse de doctorat, Université de Valenciennes (2003)

[18] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides Tome 2*, Masson Paris (1999)

[19] D.A. Hutchins, F. Nadeau et P. Cielo, *A pulsed photoacoustic investigation of ultrasonic mode conversion*, Can. J. Phys., vol. 64, n° 9 (1986)

[20] X. Jian et al., *Rayleigh wave interaction with surface-breaking cracks*, J. Appl. Phys., vol. 101, n° 6 (2007)

[21] P.H. Smith, *Practical application of creeping waves*, Brit. J. of NDT (1987)

[22] I.N. Ermolov, N.P. Razygraev et V.G. Shcherbinskii, *The use of head-type acoustic waves for ultrasonic monitoring*, Defektoskopiia, vol. 14 (1978), Soviet Journal of Nondestructive Testing, vol. 14, n° 1 (1978)

[23] G. Hévin et al., *Characterisation of surface cracks with Rayleigh waves: a numerical model*, NDT&E Int., vol. 31, n° 4 (1998)

[24] F. Faëse et al., *Fast slot characterization using laser ultrasonics and mode conversion*, Meas. Sc. Tech., vol. 24, n° 9 (2013)

III Caractérisation expérimentale de défauts

Introduction

Les mesures décrites dans ce chapitre concernent exclusivement les essais réalisés avec une source ligne thermoélastique. Nous avons vu au paragraphe II.2 que cette source ligne présentait comme intérêts principaux par rapport à une source circulaire de générer des ondes acoustiques de surface plus directives que dans le cas d'une source circulaire et pouvant également avoir une plus grande amplitude en restant dans le régime thermoélastique. Nous verrons plus en détail dans le chapitre IV comment optimiser la source thermoélastique.

Nous commencerons ce chapitre par la description des éléments constituant le dispositif expérimental utilisé. Les parties suivantes concernent des résultats obtenus avec des conditions expérimentales identiques aux paramètres de modélisation décrits dans les parties II.2 et II.3 afin de mettre en parallèle les résultats de modélisation avec les résultats expérimentaux. Nous verrons ensuite quel est l'effet de l'inclinaison du défaut sur les ondes transmises et réfléchies. Puis, nous décrirons la caractérisation de fentes de longueur finie avant de clore ce chapitre par l'effet de défauts de forme cylindrique sur les ondes acoustiques de surface.

III.1 Dispositif expérimental

III.1.1 Banc de mesure

Le banc de génération et de détection des ondes acoustiques de surface typiquement utilisé pour la caractérisation de défauts est représenté sur la Figure III-1 [1].

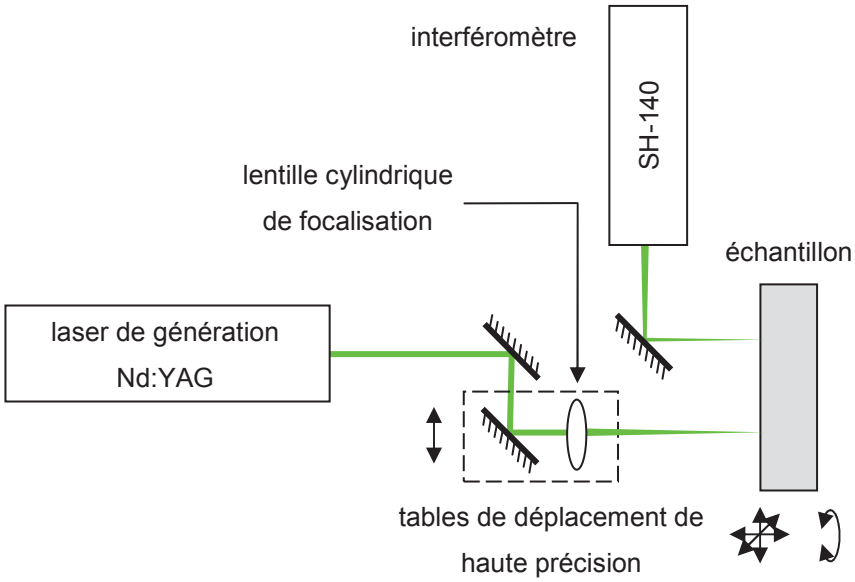


Figure III-1 : banc de mesure utilisé pour la génération et la détection des ondes acoustiques dans le cas d'une source ligne

Un laser Nd:YAG Q-switché de type Continuum Surelite SL I-10 est doublé en fréquence et émet à une fréquence de 10 Hz des impulsions d'une durée d'environ 10 ns et de longueur d'onde 532 nm (cf. l'intérêt de cette longueur d'onde dans le paragraphe I.2.6.1). Ces impulsions sont focalisées par une lentille cylindrique afin de créer une source ligne thermoélastique au niveau de l'échantillon (cf. le paragraphe II.2). La source ligne mesure environ 4 mm de long et 200 µm de large et possède une énergie maximale de 2 mJ, ce qui donne une densité de puissance incidente égale à 25 $MW.cm^{-2}$. Sachant que le coefficient d'absorption de l'aluminium à une longueur d'onde de 532 nm est approximativement égal à 8 % [2], la densité de puissance maximale absorbée par l'échantillon est d'environ 2 $MW.cm^{-2}$. Cette valeur est loin du seuil d'ablation de 50 $MW.cm^{-2}$ calculé au paragraphe I.2.6.1, ce qui nous permet de travailler dans le régime thermoélastique.

Le déplacement normal de surface est quant à lui mesuré par l'interféromètre SH-140 décrit au paragraphe I.2.6.2 [3]. Les signaux détectés sont échantillonnés et moyennés par un oscilloscope numérique avant leur enregistrement. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, chaque A-scan est généralement obtenu grâce au moyennage de 80 tirs laser.

L'échantillon est monté sur un ensemble de platines motorisées de translation (3 axes orthogonaux) et de rotation (1 axe). Le deuxième miroir de renvoi du laser de génération et la lentille cylindrique de focalisation sont également montés sur une platine de translation motorisée de haute précision.

III.1.2 Echantillons étudiés

Une première série de mesures a été réalisée avec un bloc d'aluminium de dimensions 78 mm x 94 mm x 20 mm usiné en son centre par une scie à fil diamanté. Les dimensions de l'échantillon après usinage sont indiquées sur la Figure III-2.

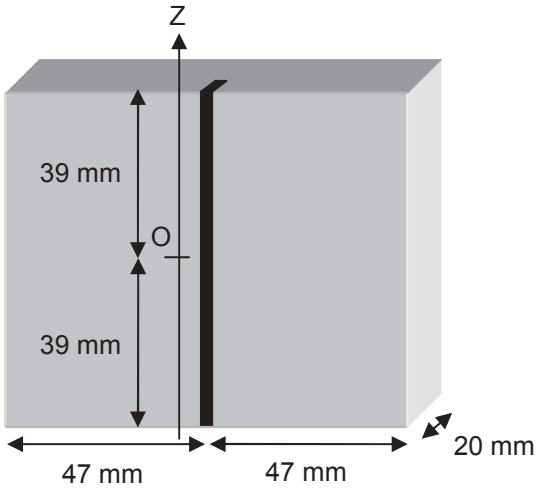


Figure III-2 : schéma de l'échantillon à rainure de profondeur variable

Afin de déterminer la profondeur de la rainure en fonction de l'emplacement sur l'échantillon, une série de mesures a été réalisée en considérant l'axe Z représenté sur la Figure III-2.

La mesure de la profondeur a consisté à visualiser nettement le fond de la rainure au moyen d'un microscope à très faible profondeur de champ (de l'ordre du micromètre) puis à translater verticalement l'échantillon au moyen d'une table de déplacement de précision afin de visualiser nettement sa surface. La distance de translation correspond alors à la profondeur de la rainure au point de mesure considéré avec une précision de ± 20 µm.

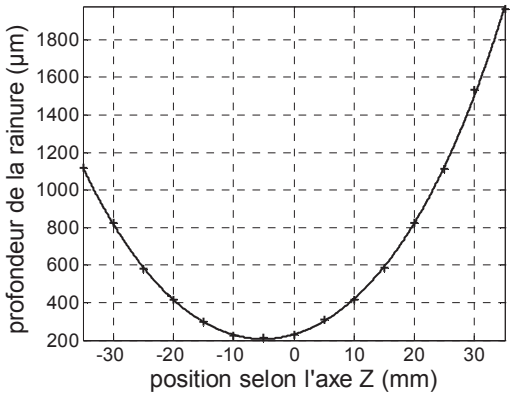


Figure III-3 : profondeur de la rainure en fonction de la position selon l'axe Z ;
+ : valeurs mesurées ; trait continu : courbe de régression non linéaire de type chaînette

Les points de mesure sont représentés sur la Figure III-3 par des croix. La courbe de régression non linéaire, représentée en trait continu, a été estimée en considérant une fonction de type chaînette : $profondeur = C_1 + C_2\left\{cosh\left[\frac{(Z - C_3)}{C_4}\right] - 1\right\}$.

Les constantes C_1 à C_4 déterminées par régression non linéaire sont : $C_1 \approx 210$, $C_2 \approx 1300$, $C_3 \approx -5{,}0$ et $C_4 \approx 26$ avec un coefficient d'intercorrélation entre les valeurs mesurées et estimées égal à $(r_{m\text{-}e})_{chainette} \approx 0{,}99979$.

En première approximation, la courbe représentée sur la Figure III-3 a une forme parabolique. La profondeur a donc également été estimée par une fonction polynomiale du type : $profondeur = C_5 + C_6 \cdot [abs(Z - C_7)]^{C_8}$.

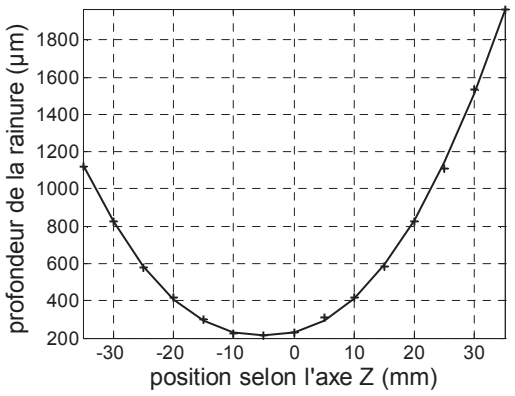


Figure III-4 : profondeur de la rainure en fonction de la position selon l'axe Z ;
+ : valeurs mesurées ; trait continu : courbe de régression non linéaire de type polynomial

La détermination des constantes C_5 à C_8 a permis d'estimer la valeur de la profondeur de la rainure avec un coefficient d'intercorrélation $(r_{m\text{-}e})_{polynomial} \approx 0{,}99976$ ayant une valeur très proche de $(r_{m\text{-}e})_{chainette}$. Nous avons donc choisi d'estimer la profondeur de la rainure selon la forme simple suivante :

$$profondeur\,(\mu m) \approx 210 + 0{,}50 \cdot \left\{abs\left[Z(mm) + 5{,}1\right]\right\}^{2{,}2} \qquad \text{éq. III-1}$$

Dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit des mesures effectuées par interférométrie, la surface de l'échantillon où se propagent les ondes acoustiques a été polie avec des feuilles abrasives présentant une granulométrie de plus en plus fine, jusqu'à 3 µm. Le polissage a ensuite été complété par le frottement de l'échantillon sur un disque de polissage sur lequel a été déposée de la poudre de diamant de granulométrie 1 µm.

Afin de déterminer l'effet d'une fente de longueur finie, une deuxième série d'essais a été réalisée sur une plaque d'aluminium d'épaisseur 5 mm comportant des fentes de longueur 25 mm caractérisées par différentes profondeurs.

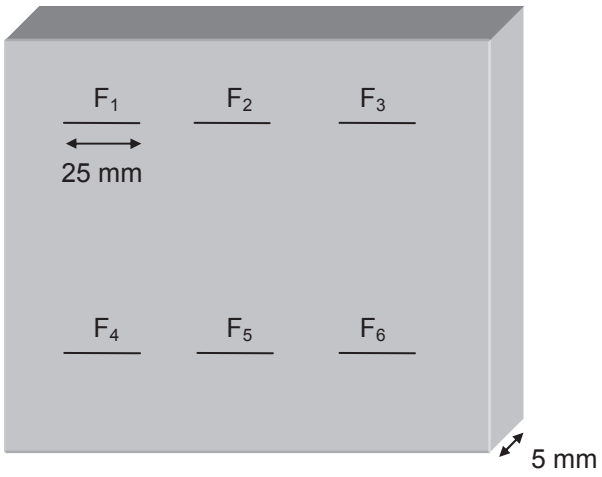


Figure III-5 : schéma de l'échantillon d'aluminium présentant des fentes de différentes profondeurs

Les profondeurs des fentes notées sur la Figure III-5 de F_1 à F_6 ont été évaluées grâce au microscope à faible profondeur de champ respectivement à 150 µm, 230 µm, 300 µm, 360 µm, 420 µm et 570 µm.

Afin d'étudier l'interaction entre les ondes acoustiques générées par laser et des défauts de forme cylindrique, un troisième bloc d'aluminium de dimensions 34 mm x 78 mm x 20 mm a été utilisé. Différents défauts débouchants de forme cylindrique ont été usinés sur une des faces de l'échantillon.

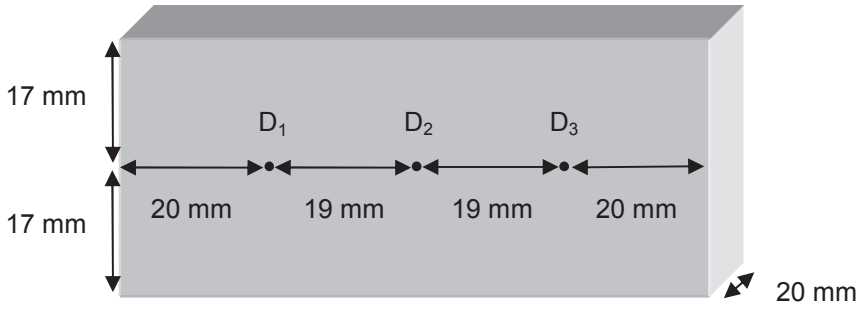


Figure III-6 : schéma de l'échantillon d'aluminium avec des défauts de forme cylindrique

Le défaut D_1 a un diamètre et une profondeur de 0,5 mm ; le défaut D_2 a un diamètre de 0,5 mm et une profondeur de 1 mm ; le défaut D_3 a un diamètre et une profondeur de 1 mm. Ces défauts, usinés perpendiculairement à la surface de l'échantillon, ont un diamètre et une profondeur permettant d'identifier l'influence de la profondeur du défaut (entre les défauts D_1 et D_2) et celle du diamètre du défaut (entre les défauts D_2 et D_3).

Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des mesures effectuées par interférométrie, la surface de l'échantillon sur laquelle se propagent les ondes acoustiques a été polie avec le même processus que celui qui a été utilisé pour l'échantillon à rainure de profondeur variable.

III.2 Mesure de la directivité des ondes de surface générées par la source ligne thermoélastique

Les mesures décrites dans ce paragraphe se basent sur les résultats théoriques du paragraphe II.2.

La source laser utilisée ici pour générer les ondes de Rayleigh est obtenue par focalisation du faisceau gaussien provenant du laser au moyen d'une lentille cylindrique. Cette lentille cylindrique est montée dans une platine de rotation, ce qui permet d'orienter la ligne laser par rapport au point de détection fixe. Cette méthode est inversée par rapport aux mesures de directivité des ondes de surface [4] ou de volume [5,6] habituelles où le détecteur est mobile par rapport à la source thermoélastique.

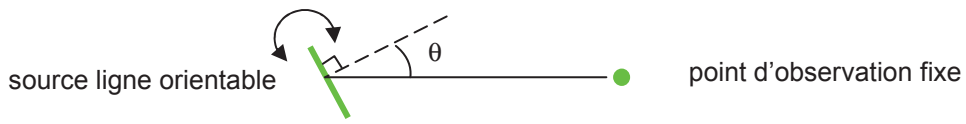


Figure III-7 : configuration expérimentale de la mesure de directivité des ondes de surface générées par la source ligne thermoélastique

La Figure III-8 représente pour un angle d'inclinaison $\theta = 0°$ l'amplitude du déplacement normal de surface mesuré en fonction du temps et sa transformée de Fourier.

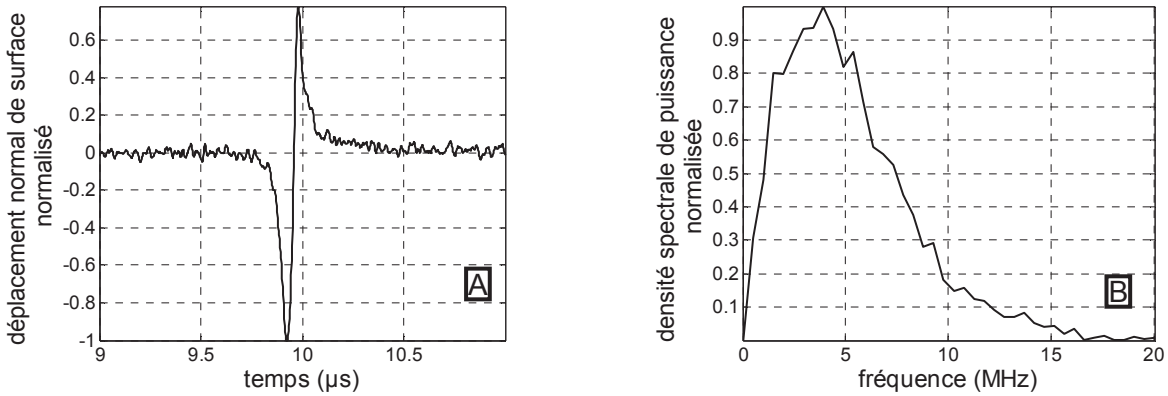


Figure III-8 : évolution temporelle (A) et fréquentielle (B) du déplacement normal de surface associé à l'onde de Rayleigh pour $\theta = 0°$

L'amplitude du déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh est enregistrée pour des valeurs de θ variant de -90° à +90°. L'amplitude de ces A-scans est mesurée pour chaque valeur de θ et représentée sur la figure suivante.

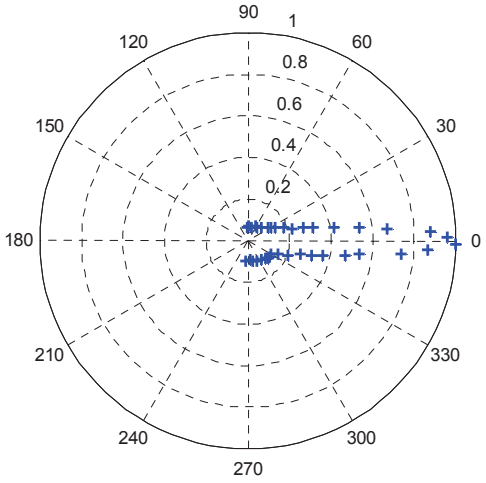


Figure III-9 : diagramme de directivité expérimental de l'onde de Rayleigh générée par la source ligne thermoélastique

La Figure III-8-B montre que le spectre du signal associé à l'onde de Rayleigh contient un ensemble de fréquences avec une densité spectrale de puissance maximale à une fréquence d'environ 4 MHz.

Les diagrammes de directivité expérimental et théorique de l'onde de Rayleigh sont représentées sur les mêmes graphes de la Figure III-10, la directivité théorique étant calculée pour différentes valeurs de longueur de la source ligne et une fréquence acoustique de 4 MHz.

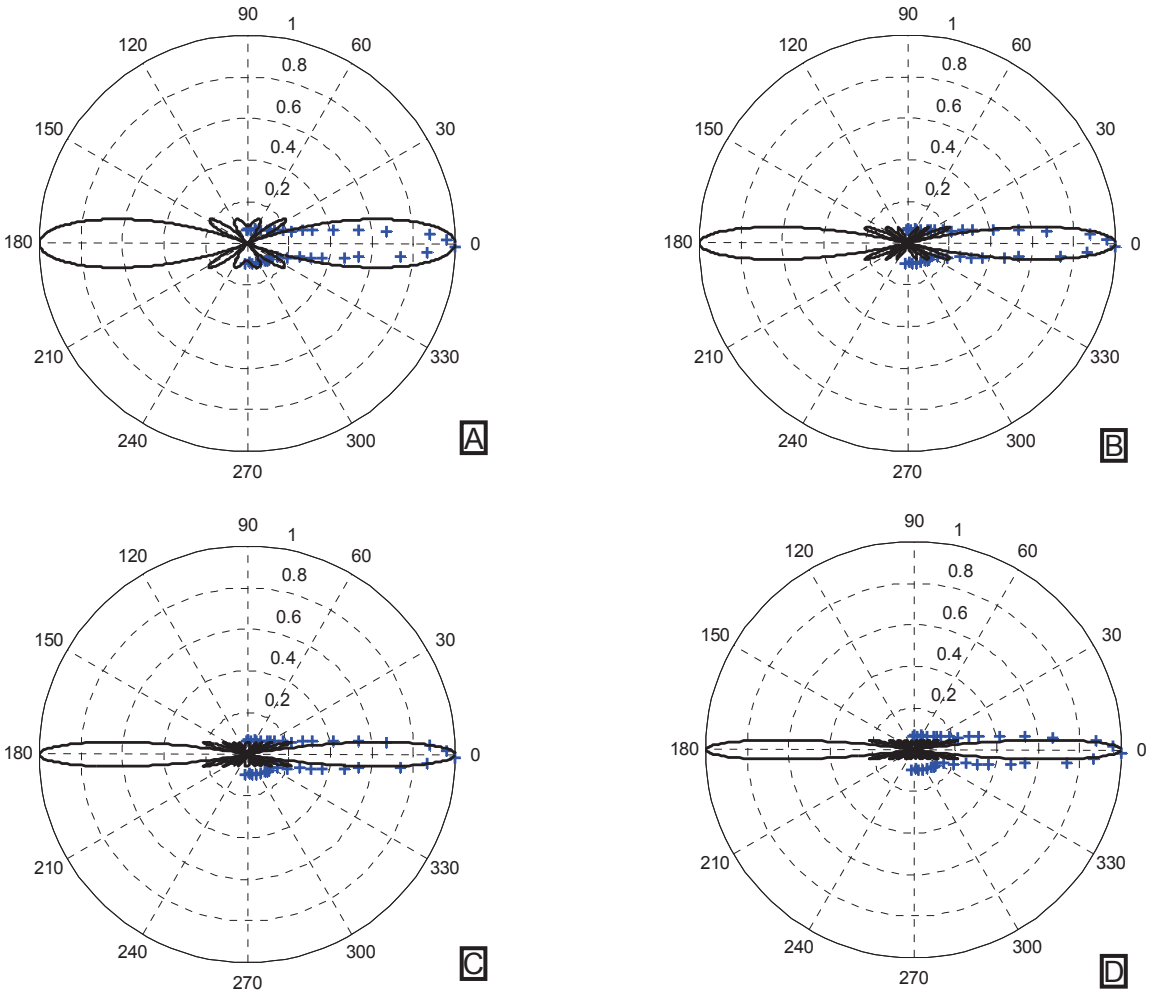


Figure III-10 : diagramme de directivité de l'onde de Rayleigh expérimental (+) et théorique [4] pour une fréquence acoustique de 4 MHz et une source ligne thermoélastique de longueur totale 2 mm (A), 3 mm (B), 4 mm (C) et 5 mm (D) (trait continu)

Le diagramme théorique le plus proche des données expérimentales est celui obtenu pour une source ligne de longueur totale 4 mm, ce qui correspond aux mesures effectuées sur papier thermosensible. La différence observée pour les angles proches de ± 90° provient du fait que la source ligne expérimentale génère des composantes de basse fréquence nettement moins directives que la composante à 4 MHz.

Nous avons vu au paragraphe II.2 que nous pouvons obtenir le diagramme de directivité de l'onde de Rayleigh générée par une source ligne de longueur donnée à une fréquence acoustique donnée.

En se basant sur ces résultats théoriques, la mesure du diagramme de directivité permet d'estimer la longueur de la source ligne connaissant la fréquence acoustique des ondes générées (comme nous venons de le voir) ou réciproquement d'estimer la fréquence acoustique des ondes générées connaissant la longueur de la source ligne.

III.3 Etude de la conversion de mode par une rainure

Cette partie concerne les résultats expérimentaux obtenus avec l'échantillon présentant une rainure de profondeur variable. Les conditions expérimentales sont sensiblement identiques aux paramètres de calcul par éléments finis décrits dans la partie II.3.

On rappelle les notations utilisées précédemment : les distances entre la source ligne et la rainure, entre la rainure et le point de détection et entre la source ligne et le point de détection sont nommées respectivement d_{SR}, d_{RD} et d_{SD}.

III.3.1 Propagation en l'absence de défaut

Le A-scan représenté sur la figure suivante a été obtenu pour une propagation en l'absence de défaut dans le cas $d_{SD} = 10\ mm$.

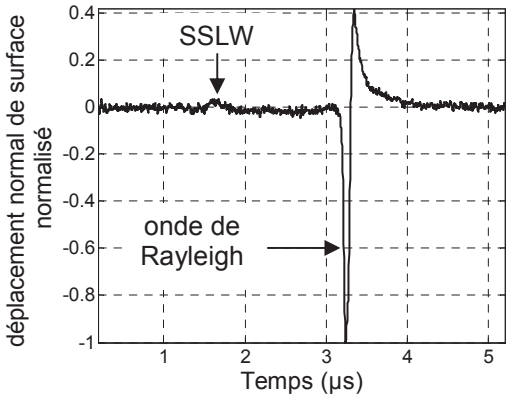


Figure III-11 : mesure du déplacement normal de surface en régime thermoélastique sur un échantillon d'aluminium dans le cas $d_{SD} = 10\ mm$

On observe, comme sur la figure II-18, l'onde SSLW et l'onde de Rayleigh. La principale différence concerne le pôle positif du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh qui est ici d'amplitude relative plus faible par rapport au pôle négatif. Les simulations réalisées avec le modèle complémentaire et représentées sur la Figure III-12 montrent l'influence de la largeur de la source ligne sur cette amplitude relative.

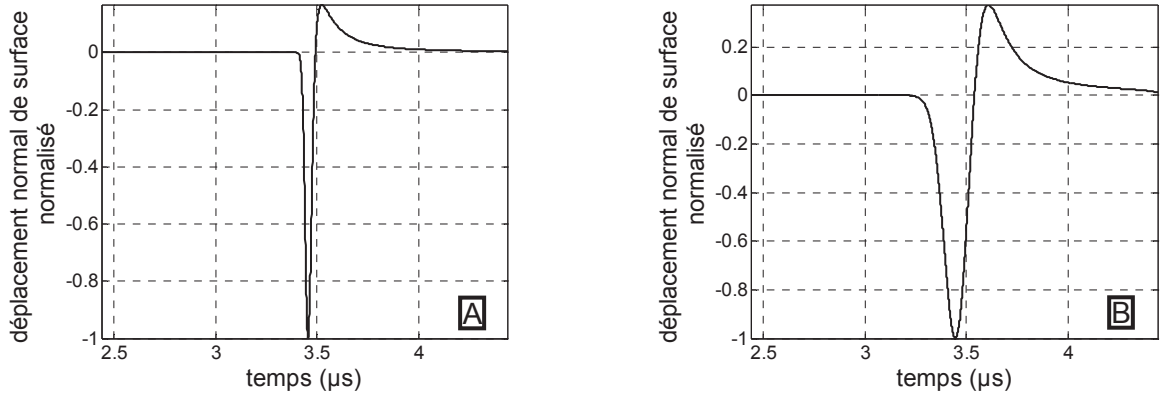


Figure III-12 : déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh en fonction du temps d'après le modèle complémentaire pour des paramètres typiques et une largeur de la source ligne égale à 100 µm (A) et 500 µm (B)

Nous avons vu au paragraphe II.1.4.2 que plus la largeur de la source ligne est importante, plus le déplacement normal de surface associé à l'onde de Rayleigh contient des composantes de basse fréquence. Les courbes représentées sur la Figure III-12 montrent également que plus la source ligne est large, plus le pôle positif du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh a une amplitude relative importante. D'un point de vue expérimental, la largeur de la source ligne peut varier si la surface de l'échantillon n'est pas exactement dans le plan focal de la lentille de focalisation.

III.3.2 Mise en évidence expérimentale de la conversion de mode

Les conditions expérimentales choisies pour l'obtention de la Figure III-13 sont identiques aux paramètres de modélisation qui ont permis d'obtenir la figure II-20.

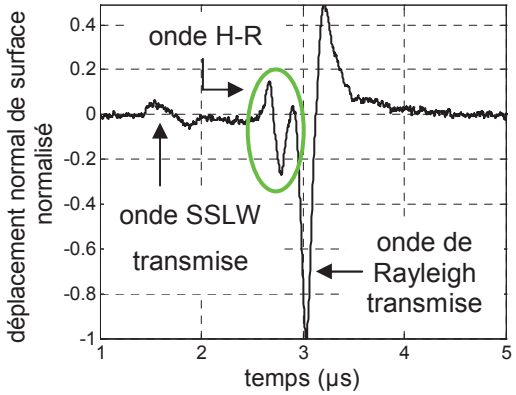


Figure III-13 : déplacement normal de surface mesuré en régime thermoélastique sur échantillon d'aluminium dans le cas d_{SR} = *2 mm*, d_{RD} = *8 mm* ; la rainure a une largeur de 350 µm et une profondeur de 210 µm

La figure II-20 et la Figure III-13 sont en très bon accord. On observe en particulier l'onde H-R issue de la conversion de l'onde de tête en une autre onde de Rayleigh, comme cela a déjà été observé expérimentalement dans les références [7,8].

III.3.3 Etude expérimentale de l'onde H-R

La même méthode de mesure des vitesses que celle qui est illustrée sur la figure II-21 a été utilisée expérimentalement.

Dans la configuration expérimentale envisagée, et en particulier du fait de distances de propagation importantes, seules les ondes H-R et Rayleigh transmise ont pu être détectées car l'onde SSLW transmise était trop atténuée pour que le déplacement qui lui est associé soit mesurable. Les résultats sont synthétisés dans le Tableau III-1.

vitesses calculées ($m.s^{-1}$)	avant la rainure	après la rainure
onde H-R	5900	2900
onde de Rayleigh transmise	2900	2900

Tableau III-1 : vitesse de propagation des ondes H-R et Rayleigh transmise calculées d'après les résultats expérimentaux avant et après la rainure

On rappelle les vitesses de propagation théoriques des ondes longitudinales, transversales et de Rayleigh dans l'aluminium : $(v_L)_{Th} \approx 6200\ m.s^{-1}$, $(v_T)_{Th} \approx 3100\ m.s^{-1}$ et $(v_R)_{Th} \approx 2900\ m.s^{-1}$. On rappelle également que les vitesses de propagation avant la rainure ont été obtenues en mesurant le temps de vol des ondes après la rainure alors que la distance d_{SR} est variable et la distance d_{RD} fixe (inversement pour l'obtention des vitesses de propagation après la rainure).

Du fait du bruit perturbant les résultats expérimentaux, la mesure de la vitesse de propagation de l'onde H-R avant la rainure diffère légèrement de la valeur $(v_L)_{Th}$. Toutefois, on constate également ici que l'onde H-R semble se propager avant la rainure à la vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans le matériau et après la rainure à la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh.

Les contenus fréquentiels de l'onde de Rayleigh transmise et de l'onde H-R ont également été comparés pour une distance $d_{SR} = 2\ mm$.

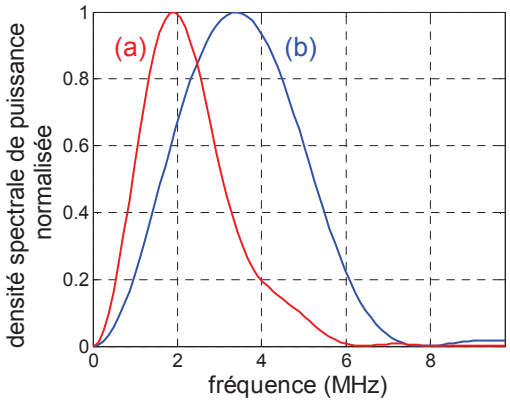


Figure III-14 : densité spectrale de puissance normalisée associée aux ondes de Rayleigh transmise (a) et H-R (b) détectées expérimentalement dans le cas d'une rainure de largeur 350 µm et de profondeur 210 µm, $d_{SR} = 2\ mm$ et $d_{RD} = 8\ mm$

Les spectres sont très proches de ceux représentés sur la figure II-23. En particulier, les deux ondes de Rayleigh présentent des spectres dont l'allure générale est similaire, le spectre associé à l'onde H-R possédant des composantes de plus hautes fréquences que celui associé à l'onde de Rayleigh transmise.

Des spectres similaires ont été calculés pour une distance $d_{SR} = 4\ mm$.

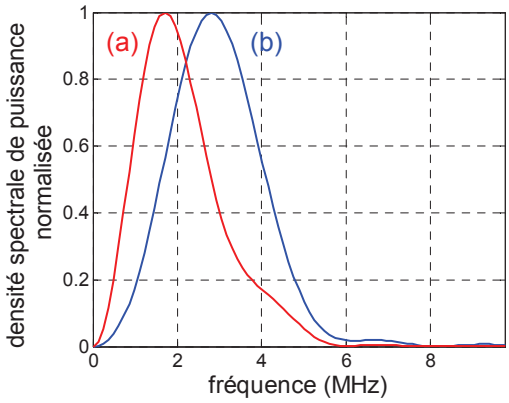


Figure III-15 : densité spectrale de puissance normalisée associée aux ondes de Rayleigh transmise (a) et H-R (b) détectées expérimentalement dans le cas d'une rainure de largeur 350 µm et de profondeur 210 µm, d_{SR} = *4 mm* et d_{RD} = *8 mm*

Comme dans le cas des résultats obtenus par éléments finis, le spectre associé à l'onde de Rayleigh transmise ne montre pas d'évolution notable quand la distance entre la source ligne et la rainure passe de 2 mm à 4 mm. En revanche, étant donné que l'onde H-R s'est propagée sur une plus grande distance en tant qu'onde SSLW avant la rainure, ses composantes hautes fréquences sont d'autant plus atténuées que la distance d_{SR} augmente [9,10].

III.3.4 Méthode de caractérisation rapide d'une rainure

Les paramètres de modélisation et les conditions expérimentales étant similaires, les résultats du paragraphe II.3.3.3 pourront être directement comparés aux résultats figurant dans ce paragraphe.

Considérons dans un premier temps le cas d_{SR} = *2 mm*. L'amplitude relative du déplacement normal de surface relatif à l'onde H-R est représentée en prenant pour référence l'amplitude de ce déplacement associé à l'onde de Rayleigh transmise.

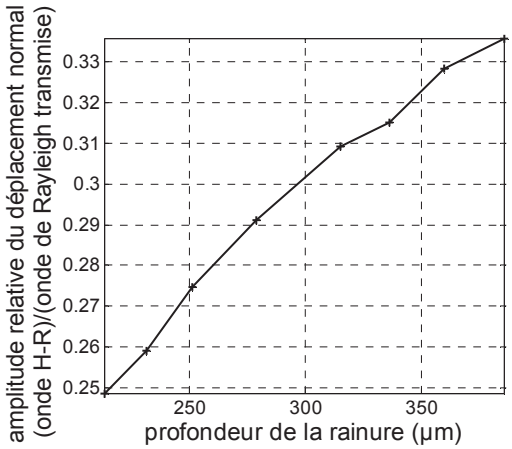


Figure III-16 : amplitude relative du déplacement normal dû à l'onde H-R en fonction de la profondeur de rainure ; la largeur de la rainure est de 350 µm, d_{SR} = *2 mm* et d_{RD} = *8 mm*

Les résultats obtenus expérimentalement et par modélisation (cf figure II-26) sont très proches. En particulier, l'amplitude relative augmente de façon monotone jusqu'à 400 µm environ. Au-delà de cette valeur, les mesures deviennent imprécises car le spectre associé à l'onde de Rayleigh transmise contient de plus en plus de composantes basses fréquences [11], ce qui implique pour le signal associé à cette onde un étalement temporel et l'impossibilité de le séparer clairement de l'onde H-R.

Une étude statistique sur les résultats représentés sur la Figure III-16 a été réalisée en prenant en compte pour chaque point de mesure 5 séries de 16 enregistrements moyennés. On considère que l'incertitude sur l'amplitude relative à un point de mesure donné est égale à l'écart entre les valeurs maximales et minimales divisé par la moyenne des résultats obtenus pour les 5 séries d'enregistrements correspondantes. L'incertitude globale sur l'amplitude relative est obtenue en calculant la moyenne des incertitudes obtenues pour chaque point de mesure. Le report de cette incertitude sur la courbe de la Figure III-16 donne alors l'incertitude sur la profondeur de rainure. Les résultats sont une incertitude sur l'amplitude relative de ± 2,1 %, soit une incertitude maximale sur la profondeur de rainure de ± 6,3 %.

Considérons maintenant le cas $d_{SR} = 4\ mm$.

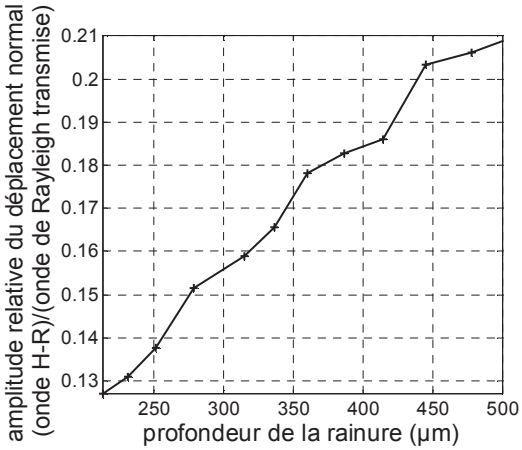


Figure III-17 : amplitude relative du déplacement normal dû à l'onde H-R en fonction de la profondeur de rainure ; la largeur de la rainure est de 350 µm, $d_{SR} = 4\ mm$ et $d_{RD} = 8\ mm$

Les résultats figurant sur la Figure III-17 sont comparables à ceux représentés sur la figure II-27. En particulier, l'amplitude relative est toujours calculable pour une profondeur de rainure atteignant 500 µm. De même, à une profondeur de rainure donnée, l'amplitude relative dans le cas $d_{SR} = 4\ mm$ est plus faible que dans le cas $d_{SR} = 2\ mm$ car l'onde SSLW qui est à l'origine de l'onde H-R s'est atténuée davantage que l'onde de Rayleigh avec la distance d_{SR} [9,12]

Une étude statistique a également été menée sur les résultats représentés sur la Figure III-17. L'incertitude sur l'amplitude relative est ici plus élevée (± 5,5 %) du fait d'un bruit

associé à la mesure plus important. L'incertitude maximale sur la profondeur de rainure est quant à elle de ± 10,5 %.

Alors que les modélisations par éléments finis sont réalisées selon une coupe sagittale de l'échantillon, les expériences permettent de considérer un nouveau paramètre : l'effet de l'inclinaison de la rainure sur l'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R comparée à celle du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh transmise.

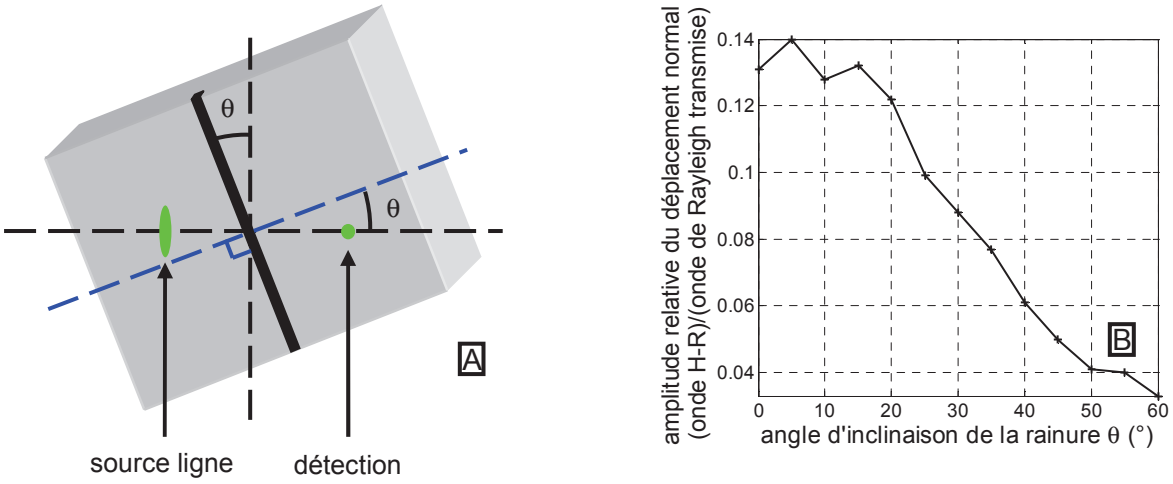


Figure III-18 : configuration envisagée pour étudier l'effet de l'inclinaison de la rainure (A) et amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R en fonction de l'angle d'inclinaison de la rainure (B) ; la profondeur et la largeur de la rainure sont respectivement de 210 µm et 350 µm, d_{SR} = *4 mm* et d_{RD} = *8 mm*

La Figure III-18 illustre un nouvel avantage de la méthode de caractérisation. Etant donné que les ondes acoustiques de surface respectent la loi de Snell-Descartes en réflexion (nous le verrons au paragraphe III.4), une mesure par réflexion impose de placer précisément le détecteur afin de respecter cette condition sur les angles. En revanche, l'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R obtenue en transmission, donc l'estimation de la profondeur de la rainure, est quasiment insensible à l'inclinaison de celle-ci jusqu'à un angle d'inclinaison de la rainure d'environ 15°.

Les mesures expérimentales sont très proches des modélisations par éléments finis. La méthode rapide de caractérisation de rainure expliquée en conclusion du paragraphe II.3.3.3 peut donc également s'appliquer expérimentalement [13].

III.4 Effet de l'inclinaison du défaut sur l'onde de Rayleigh

III.4.1 Configurations envisagées

Des mesures en transmission et en réflexion ont été envisagées pour étudier l'influence de l'inclinaison du défaut sur la propagation de l'onde de Rayleigh.

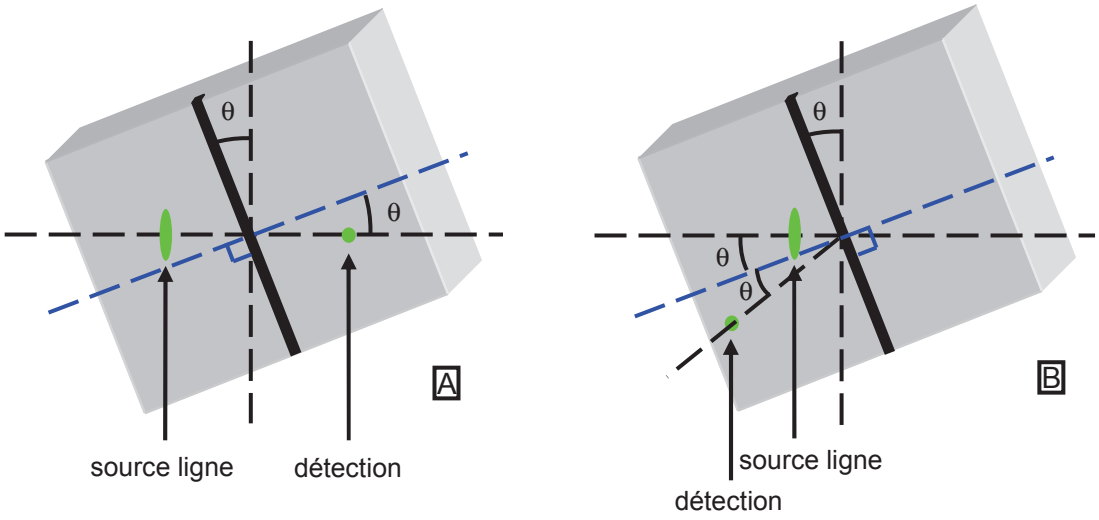


Figure III-19 : configurations envisagées pour étudier l'influence de l'inclinaison du défaut sur l'onde de Rayleigh : mesures effectuées en transmission (A) et en réflexion (B)

Dans le cas des mesures en transmission, l'échantillon est incliné d'un angle θ, la position de la source ligne et du point de détection restant fixes par rapport à la rainure. Dans le cas des mesures en réflexion, l'échantillon est incliné d'un angle θ et la source ligne reste fixe. En revanche, le point de détection est décalé à chaque mesure car l'amplitude maximale du signal réfléchi est détectée lorsque la mesure respecte la loi de Snell-Descartes en réflexion comme indiqué sur la Figure III-19-B [14].

III.4.2 Résultats expérimentaux et discussions

III.4.2.1 Mesures en transmission

La configuration expérimentale envisagée a permis d'effectuer des mesures en transmission avec un angle d'incidence variant de 0° à 60°. Pour chaque A-scan obtenu, la densité spectrale de puissance associée a été calculée en appliquant une transformée de Fourier.

Les résultats obtenus pour les angles d'incidence $\theta = 0°$ et $\theta = 60°$ sont représentés sur la Figure III-20.

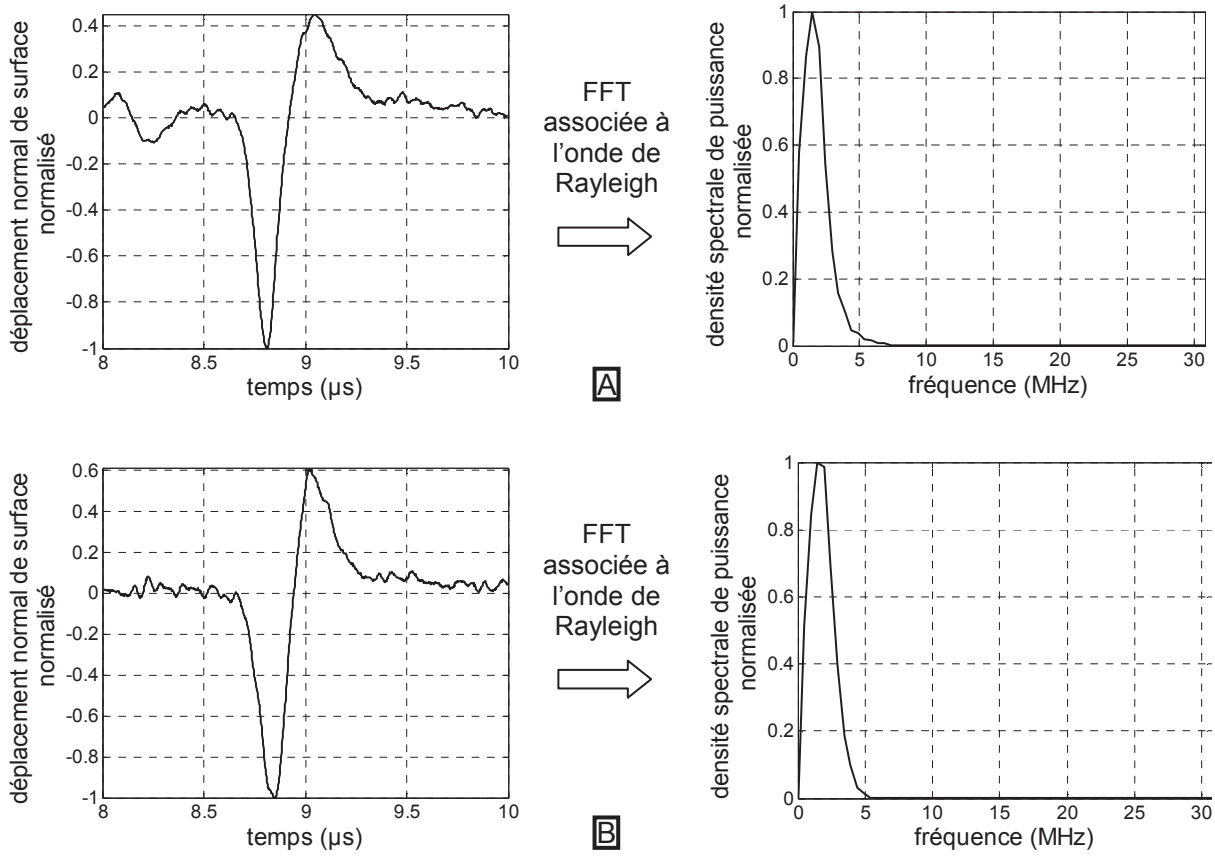


Figure III-20 : mesure du déplacement normal de surface obtenu en transmission et densité spectrale de puissance associée à l'onde de Rayleigh pour une rainure de profondeur 210 µm et des angles d'inclinaison $\theta = 0°$ (A) et $\theta = 60°$ (B)

Les résultats représentés sur la Figure III-20 ainsi que ceux obtenus pour des valeurs de l'angle θ intermédiaires ne semblent pas montrer d'influence suffisamment significative de l'inclinaison de la rainure sur l'onde de Rayleigh transmise, que ce soit dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel.

III.4.2.2 Mesures en réflexion

La configuration expérimentale décrite à la Figure III-19-B a permis d'obtenir des mesures en réflexion pour un angle d'incidence variant de 0° à 15°.

Les A-scans obtenus pour les valeurs extrêmes, ainsi que leur spectre, sont représentés sur la Figure III-21.

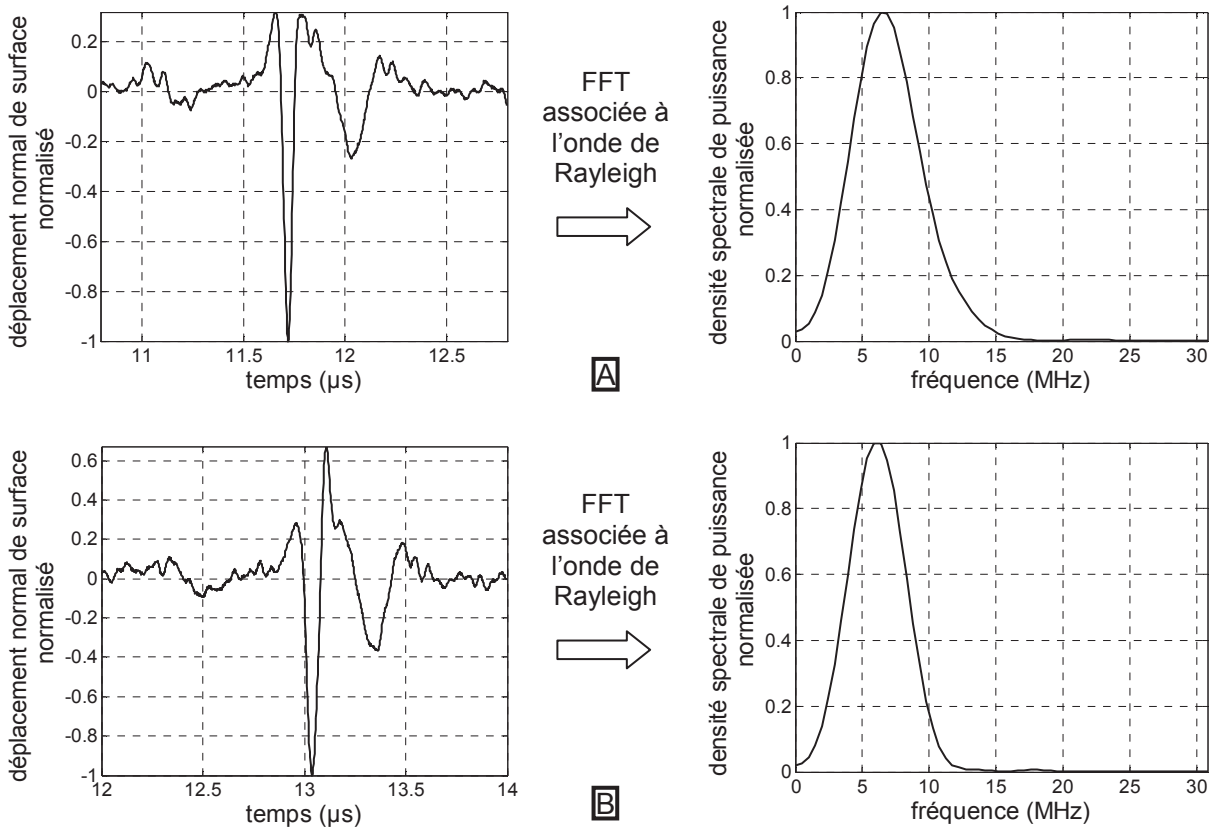


Figure III-21 : mesure du déplacement normal de surface obtenu en réflexion et densité spectrale de puissance associée à l'onde de Rayleigh pour une rainure de profondeur 210 µm et des angles d'inclinaison $\theta = 0°$ (A) et $\theta = 15°$ (B)

Quelques modifications sont observées sur les signaux détectés, tant au niveau temporel que fréquentiel. Toutefois, nous n'avons pas remarqué de corrélation claire entre ces modifications et l'angle d'inclinaison.

En comparaison des signaux concernant les mesures en transmission, ceux représentés sur la Figure III-21 correspondant aux mesures en réflexion présentent un spectre contenant de plus hautes fréquences. On peut en effet considérer la rainure d'un point de vue fréquentiel comme un filtre passe-bas en transmission et passe-haut en réflexion [11,15].

Les mesures concernant l'effet de l'inclinaison du défaut sur l'onde de Rayleigh transmise ou réfléchie n'ont pas permis de dégager une influence significative de cette inclinaison malgré les très faibles différences constatées sur les signaux temporels et les spectres correspondants.

En revanche, du point de vue du contrôle non destructif, les mesures par réflexion montrent un réel intérêt car elles procurent deux informations sur le défaut. Nous avons vu que le signal réfléchi respecte la loi de Snell-Descartes. Ainsi, pour une position et une orientation de la source ligne connues, la détection de l'endroit où le déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh réfléchie est maximal associée à la mesure du temps de vol de cette onde permet de déterminer simultanément la position et l'orientation du défaut.

III.5 Caractérisation de fentes de longueur finie

III.5.1 Configurations expérimentales

Les études ont été menées en fonction de la direction de propagation des ondes ultrasonores par rapport à l'orientation de la fente. Les deux configurations expérimentales envisagées sont représentées sur le schéma suivant.

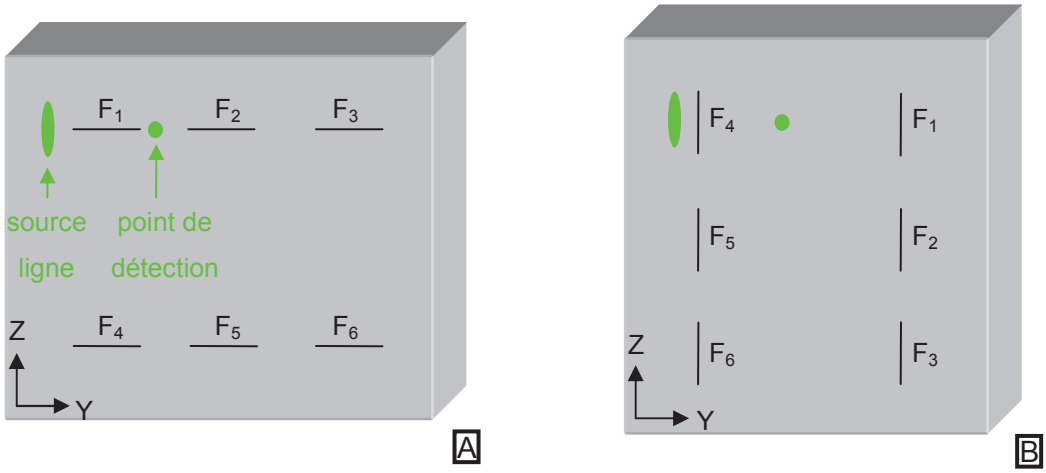


Figure III-22 : configurations expérimentales envisagées lorsque les ondes ultrasonores sont générées selon une direction de propagation parallèle à la fente (A) ou perpendiculaire à celle-ci (B)

Les axes Y et Z sont les axes de déplacement de l'échantillon, et sont différents du repère $\left(O,\overrightarrow{e_x},\overrightarrow{e_y},\overrightarrow{e_z}\right)$ utilisé dans le chapitre précédent pour convenir d'une orientation dans le solide semi-infini.

III.5.2 Direction de propagation des ondes ultrasonores parallèle à la fente

Une première série de mesures a été effectuée pour une direction de propagation des ondes ultrasonores parallèle à la fente.

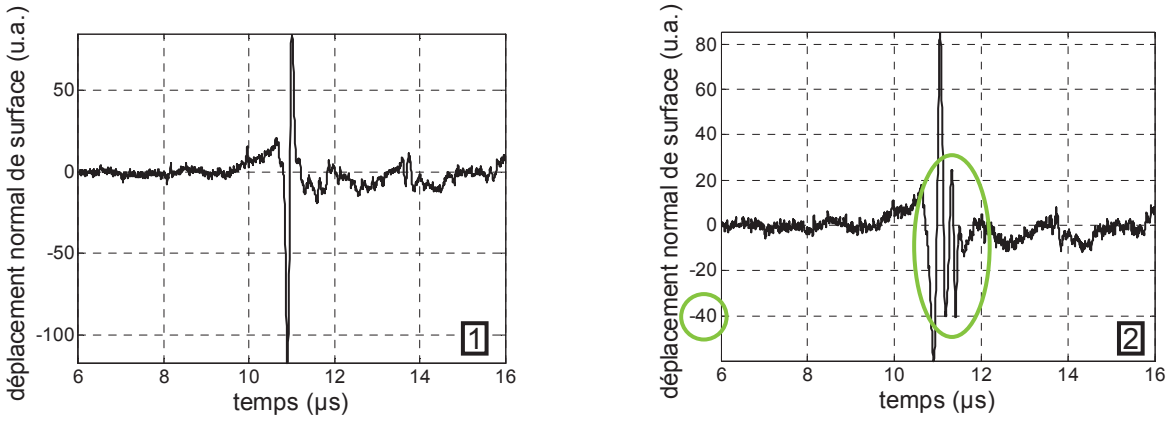


Figure III-23 : déplacement normal de la surface de l'échantillon en fonction du temps obtenu en l'absence de fente (1) et lorsque la fente F_3 se situe sur le chemin de propagation (2)

Le signal obtenu en l'absence de défaut (1) est similaire à ceux obtenus jusqu'à présent sur les échantillons d'aluminium d'épaisseur 20 mm. La principale différence se situe après l'onde de Rayleigh où la complexité du signal peut être due à des phénomènes de conversion de mode et à la réflexion des ondes de volume sur chacune des faces de l'échantillon qui est quatre fois plus fin que lors des essais précédents.

Deux différences notables sont observées lorsque les ondes acoustiques sont détectées après transmission par la fente (2) par rapport à un chemin de propagation sans défaut (1). Premièrement, le signal présente après l'onde de Rayleigh des oscillations liées à la présence du défaut. Ces oscillations peuvent être dues à l'interaction entre l'onde de Rayleigh incidente et les bords de la fente [16,17]. Deuxièmement, le signal est atténué, ce qui pourrait s'expliquer par la réflexion d'une partie de l'onde de Rayleigh incidente sur le défaut et d'éventuelles conversions en ondes de volume [18]. Toutefois, des mesures complémentaires n'ont pour l'instant pas révélé l'existence d'une onde réfléchie par le défaut.

Une étude complémentaire aux signaux représentés sur la Figure III-23 a consisté à comparer leur spectre.

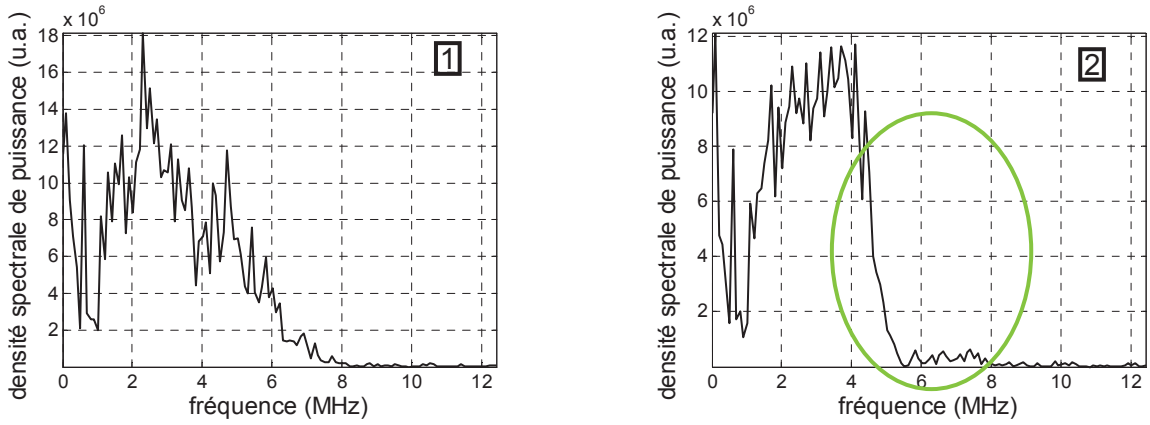


Figure III-24 : densité spectrale de puissance des signaux précédents obtenus en l'absence de fente (1) et lorsque la fente F_3 se situe sur le chemin de propagation (2)

En comparaison du spectre correspondant au signal obtenu sans fente (1), celui correspondant au signal obtenu après transmission par la fente F_3 (2) contient moins de composantes spectrales de haute fréquence. Comme nous l'avons déjà constaté dans les précédentes expériences, le défaut agit comme un filtre passe-bas [11].

Les mesures suivantes ont été obtenues en considérant toujours une direction de propagation des ultrasons parallèle à la fente. Ici, l'échantillon est déplacé selon l'axe Z (voir Figure III-22) et l'amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh est mesurée pour chaque position selon cet axe.

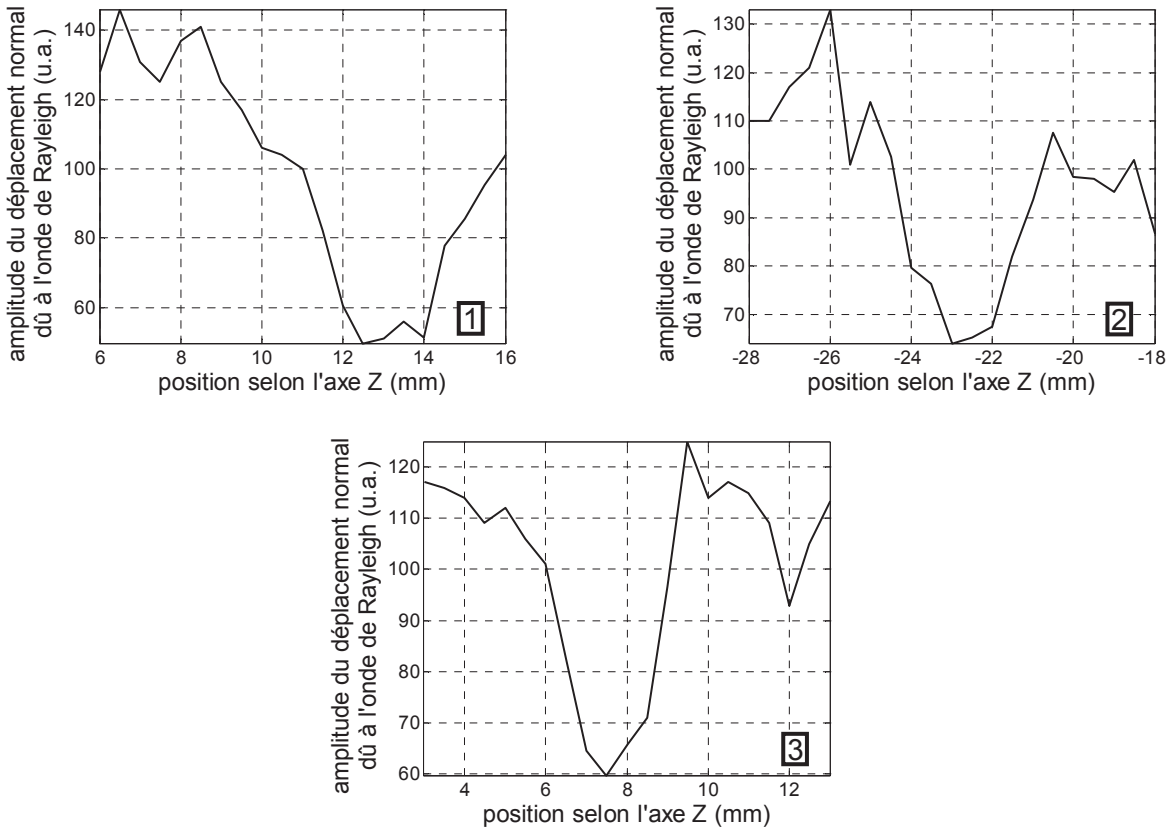


Figure III-25 : amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh mesuré après transmission au voisinage des fentes F_1 (1), F_2 (2) et F_3 (3) en fonction de la position selon l'axe Z (l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire et change pour chaque fente)

Comme on peut le constater sur chacun des graphes de la Figure III-25, la fente est clairement mise en évidence par une diminution de l'amplitude du déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh mesuré en transmission. L'origine Z = 0 mm étant arbitraire, on peut également déduire de ces mesures la position de la fente qui correspond à la plus petite amplitude du déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh transmise et à l'axe de « symétrie » de la courbe : on obtient ainsi respectivement pour les fentes F_1, F_2 et F_3 : $(Z_1)_{exp}$ = *13 mm*, $(Z_2)_{exp}$ = *-23 mm* et $(Z_3)_{exp}$ = *7,5 mm*. Les positions des fentes mesurées a priori sont quant à elles $(Z_1)_{mes}$ = *11 mm*, $(Z_2)_{mes}$ = *-23 mm* et $(Z_3)_{mes}$ = *8 mm.* Il existe donc une bonne corrélation entre les valeurs déterminées expérimentalement et les valeurs mesurées a priori, à l'exception de la fente F_1 pour laquelle nous pensons que l'orientation n'était pas exactement parallèle à la direction de propagation des ondes ultrasonores.

Par aillleurs, le rapport (amplitude minimale)/(amplitude maximale) des déplacements normaux ne semble pas être fonction de la profondeur de la fente. Il est respectivement pour les fentes F_1, F_2 et F_3 de 0,36, 0,50 et 0,48.

III.5.3 Direction de propagation des ondes ultrasonores perpendiculaire à la fente

Une seconde série de mesures a été effectuée pour une direction de propagation des ondes ultrasonores perpendiculaire à la fente.

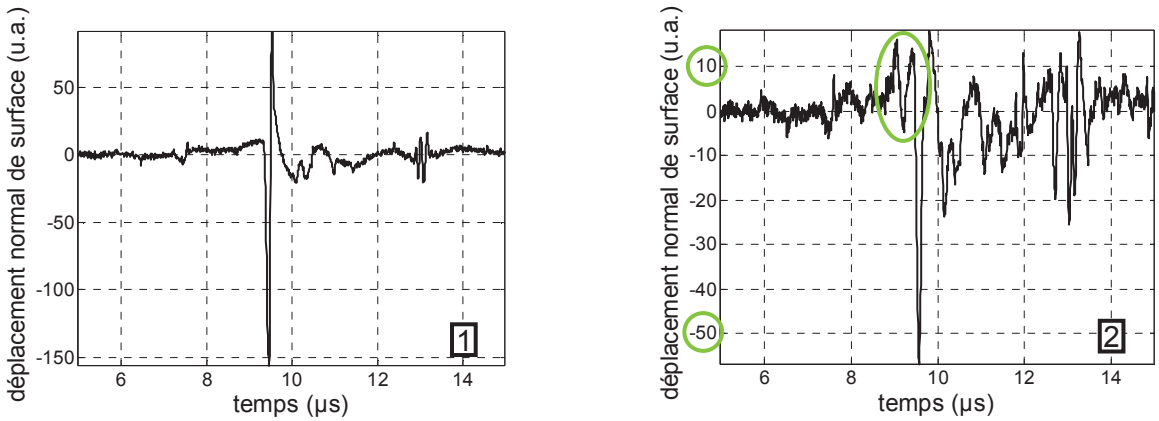


Figure III-26 : mesure du déplacement normal de la surface de l'échantillon en fonction du temps obtenu en l'absence de fente (1) et lorsque la fente F_3 se situe sur le chemin de propagation (2)

Le signal obtenu en l'absence de fente (1) présente les mêmes caractéristiques que dans le paragraphe précédent.

Le signal obtenu après transmission par la fente F_3 (2) présente une baisse d'amplitude. Cette baisse d'amplitude est due au rayonnement d'une partie de l'énergie de l'onde de Rayleigh dans le volume de l'échantillon [19] mais aussi à la réflexion d'une partie de celle-ci sur la fente. De plus, on note également, comme entourée sur la Figure III-26-2, la présence de l'onde H-R issue de la conversion de l'onde de tête en onde de Rayleigh à son arrivée sur le défaut.

Les mesures suivantes ont été obtenues en considérant toujours une direction de propagation des ondes ultrasonores perpendiculaire à la fente. Ici, l'échantillon est déplacé selon l'axe Z (voir Figure III-22) et deux types de mesures sont effectués en fonction de la position selon cet axe : l'amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh et l'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R en prenant pour référence l'amplitude du déplacement normal engendré par l'onde de Rayleigh.

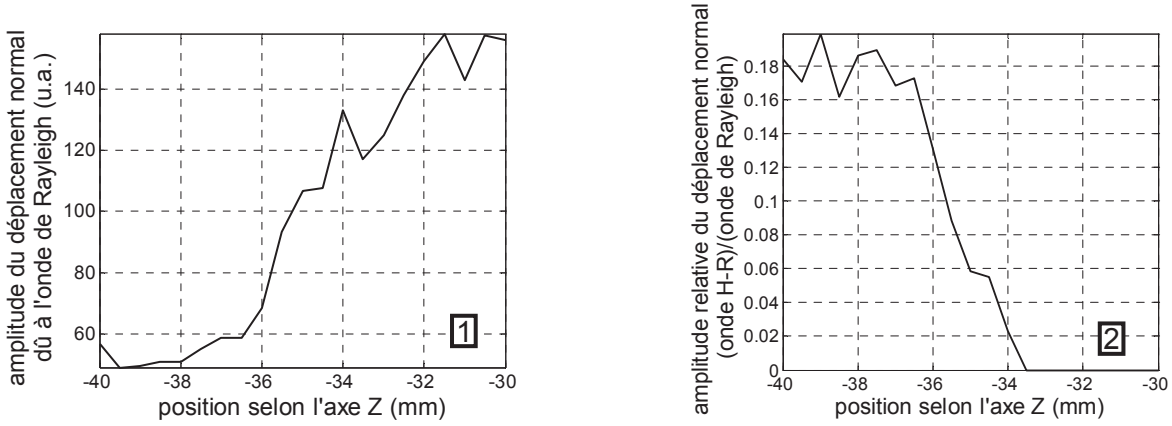


Figure III-27 : amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh (1) et amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R (2) mesurées après transmission au voisinage de la fente F_3 en fonction de la position selon l'axe Z (l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire)

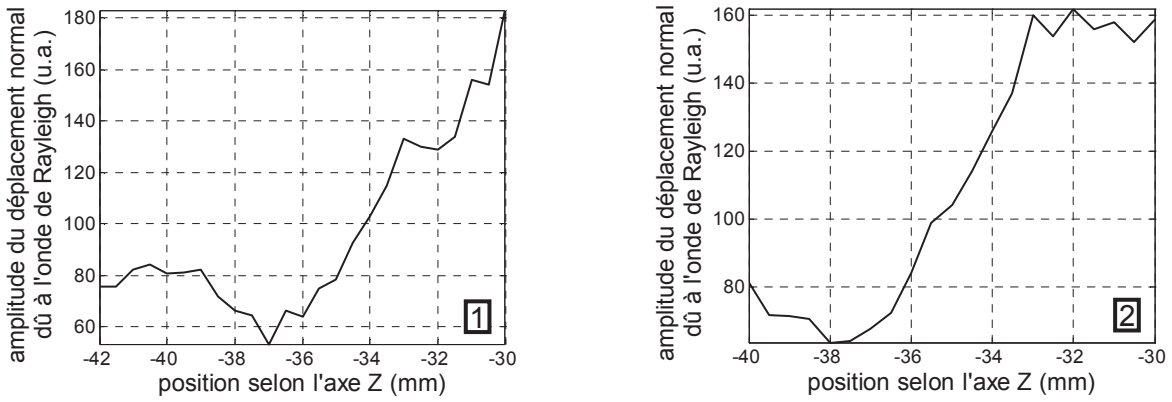
Lorsque les ondes ultrasonores se propagent dans une direction perpendiculaire à la fente, celle-ci est mise en évidence par chacune des deux courbes de la Figure III-27.

En ce qui concerne l'évolution de l'amplitude du déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh en fonction de la position selon l'axe Z (1), on remarque que cette amplitude est stable pour les valeurs extrêmes de Z et qu'elle est continument croissante entre ces deux paliers. On en déduit que l'interception du faisceau ultrasonore par la fente est maximale entre *Z = -40 mm* et *Z = -38 mm*, partielle entre *Z = -38 mm* et *Z = -32 mm* et nulle entre *Z = -32 mm* et *Z = -30 mm*.

De même, la présence de l'onde H-R est caractéristique de la fente et les remarques précédentes sont également valables pour le graphe (2) à l'exception d'une décroissance monotone entre les deux paliers.

Ainsi, non seulement la fente est mise en évidence, mais on peut également en déduire la position du début de celle-ci alors que l'origine Z = 0 mm est arbitraire. Supposons que le faisceau ultrasonore généré par la source ligne est symétrique. Lorsque le début de la fente est aligné avec le milieu de la source ligne et le point de détection, l'amplitude du signal détecté est égale à la moyenne des amplitudes des signaux détectés lorsque la fente n'intercepte pas le faisceau et lorsqu'elle l'intercepte entièrement. Concernant le graphe (1), l'amplitude du déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh varie approximativement de *50 u.a*. à *150 u.a.* ; lorsque le début de la fente est aligné avec le milieu de la source ligne et le point de détection, l'amplitude est donc d'environ *100 u.a.*, ce qui correspond à *Z = -35 mm*. Concernant le graphe (2), l'amplitude relative du déplacement normal (onde H-R)/(onde de Rayleigh) valant au maximum environ 0,18 et au minimum 0, le début de la fente est aligné avec le milieu de la source ligne et le point de détection lorsque l'amplitude relative est approximativement égale à 0,09. On retrouve comme précédemment la position *Z = -35 mm*. De plus, la mesure de la position du début de la fente donnait a priori la même valeur.

Les résultats du graphe (1) de la Figure III-27 ont été obtenus dans des conditions similaires pour les fentes F_1 à F_5 et sont représentés sur la Figure III-28.



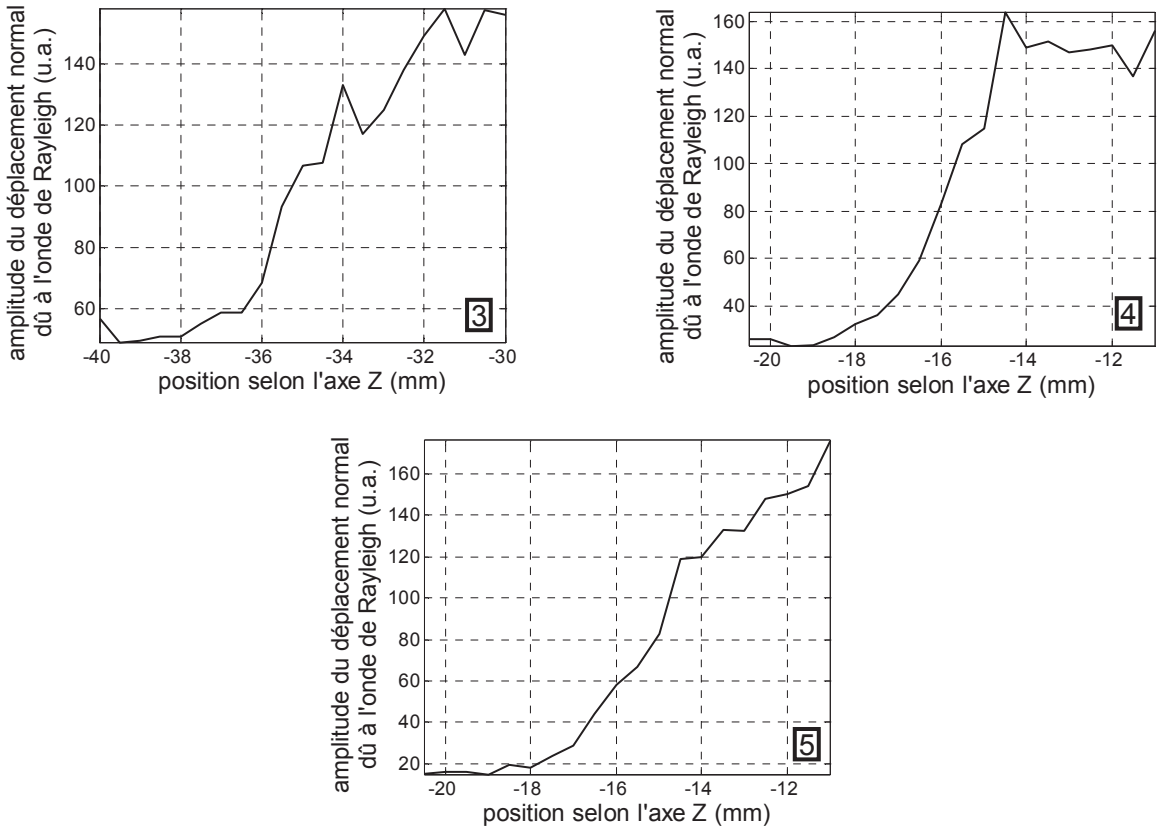


Figure III-28 : amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh mesuré après transmission au voisinage des fentes F_1 (1), F_2 (2), F_3 (3), F_4 (4) et F_5 (5) en fonction de la position selon l'axe Z (l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire et change pour chaque fente)

On note sur les graphes représentés sur la Figure III-28 la présence de trois zones semblables au cas de la fente F_3 décrit plus haut : lorsque l'interception du faisceau ultrasonore par la fente est maximale, l'amplitude du déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh est stable et minimale ; lorsque la fente intercepte partiellement le faisceau ultrasonore, l'amplitude croit ; lorsque la fente n'intercepte plus le faisceau ultrasonore, l'amplitude est stable et maximale.

Une information supplémentaire semble pouvoir être déduite de ces courbes. Le rapport (amplitude minimale)/(amplitude maximale) des déplacements normaux est respectivement pour les fentes F_1 à F_5 de 0,44, 0,44, 0,32, 0,13 et inférieur à 0,12. A l'exception des fentes F_1 et F_2 pour lesquelles l'incertitude de mesure ne permet pas de déduire d'évolution significative, le rapport d'amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh (après transmission par la fente / sans fente) est donc continument décroissant avec la profondeur de la fente. Ces mesures confirment les résultats mentionnés notamment dans les références [20,21].

Les résultats du graphe (2) de la Figure III-27 ont été obtenus dans des conditions similaires pour les fentes F_1 à F_5 et sont représentés sur la Figure III-29.

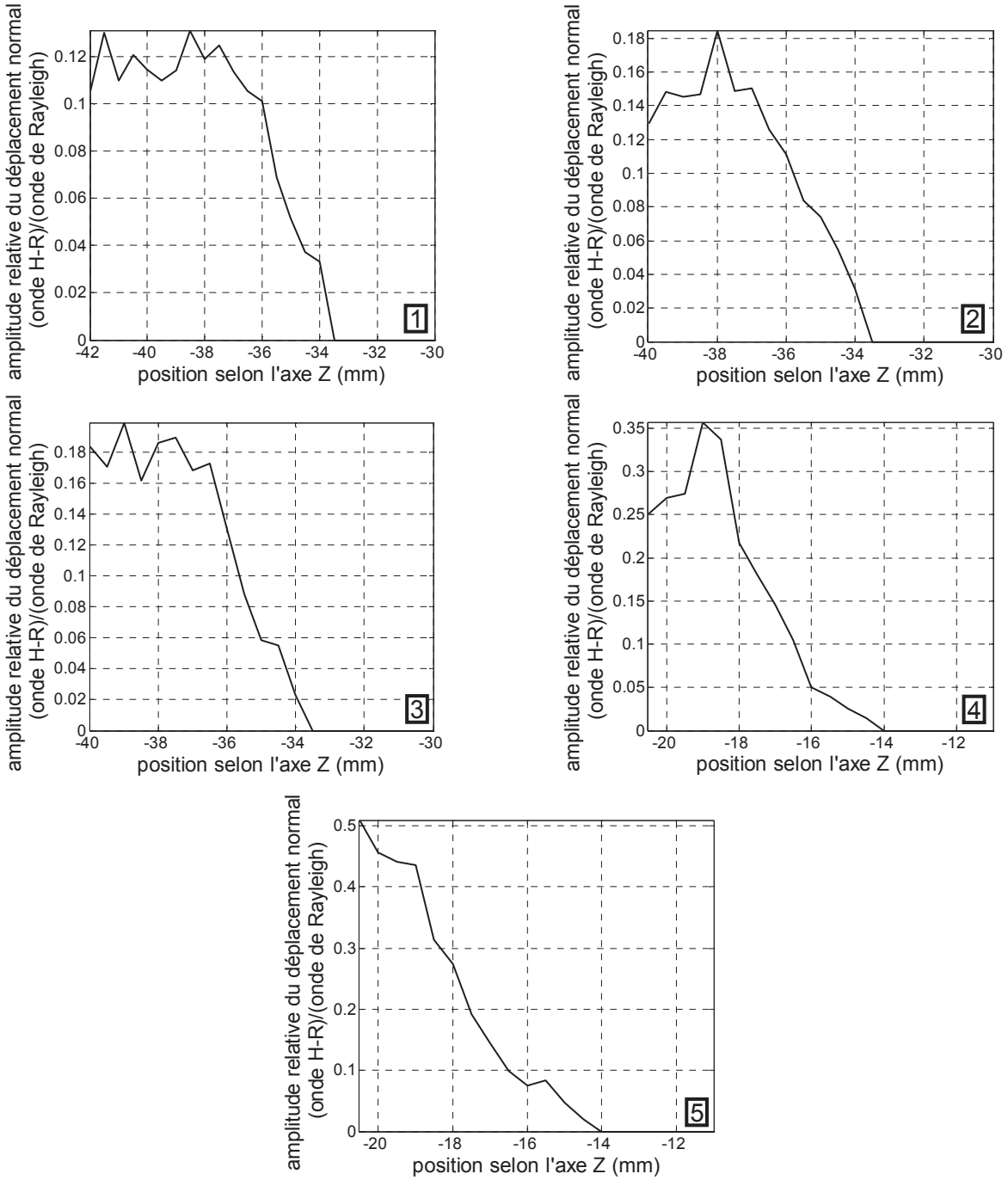


Figure III-29 : amplitude relative du déplacement normal dû à l'onde H-R par rapport à celui dû à l'onde de Rayleigh mesurés après transmission au voisinage des fentes F_1 (1), F_2 (2), F_3 (3), F_4 (4) et F_5 (5) en fonction de la position selon l'axe *Z*
(l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire et change pour chaque fente)

Les remarques sont les mêmes que précédemment. Selon que l'interception du faisceau ultrasonore par la fente est maximale, partielle ou minimale, l'amplitude relative du déplacement normal dû à l'onde H-R par rapport à celui qui est associé à l'onde de Rayleigh est respectivement stable et maximale, décroissante et égale à 0.

Une information supplémentaire peut également être déduite de ces courbes. La valeur maximale de l'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde H-R est respectivement pour les fentes F_1 à F_5 de 0,13, 0,18, 0,20, 0,36 et supérieure à 0,50. On retrouve donc ici le fait que l'amplitude relative du déplacement normal dû à l'onde H-R augmente de façon monotone avec la profondeur de la rainure.

Lorsque les ondes ultrasonores se propagent dans une direction parallèle à la fente, les mesures en transmission associées à l'onde de Rayleigh mettent en évidence la présence de la fente et permettent de déterminer sa position.

Lorsque les ondes ultrasonores se propagent dans une direction perpendiculaire à la fente, la présence de l'onde H-R issue de la conversion de l'onde de tête en une autre onde de Rayleigh est caractéristique de la présence du défaut. Dans ce cas, les mesures en transmission relatives à l'onde de Rayleigh et celles concernant l'onde H-R permettent de mettre en évidence la présence ainsi que la position du début de la fente. De plus, le rapport d'amplitude entre les déplacements normaux associés à l'onde H-R et à l'onde de Rayleigh est lié à la profondeur de la fente.

III.6 Caractérisation de défauts de forme cylindrique

III.6.1 Mesures en transmission

Une première série de mesures a consisté à détecter l'onde de Rayleigh transmise au voisinage du défaut D_3 selon le schéma suivant.

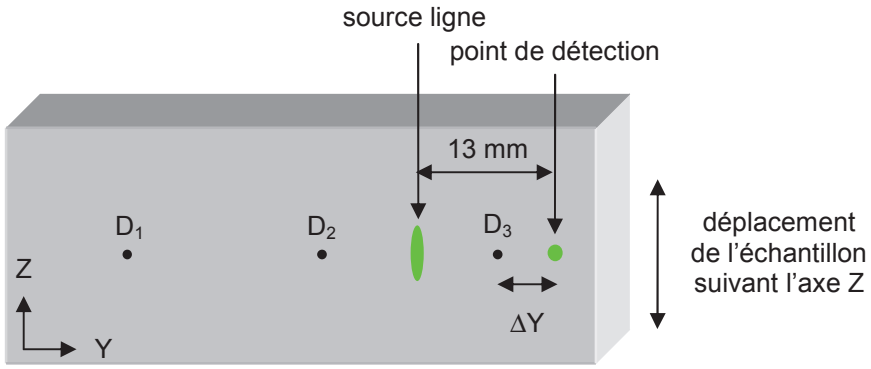


Figure III-30 : configuration expérimentale associée à l'étude des ondes transmises au voisinage du défaut D_3, la distance source-détection étant de 13 mm

Pour une distance ΔY donnée entre le défaut D_3 et le point de détection, le déplacement normal est enregistré en fonction de la position de l'échantillon selon l'axe Z. Les mesures sont effectuées de part et d'autre du défaut, la position *Z = 0 mm* étant arbitraire. L'amplitude du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh détectée est représentée sur la Figure III-31 en fonction de la position selon l'axe Z.

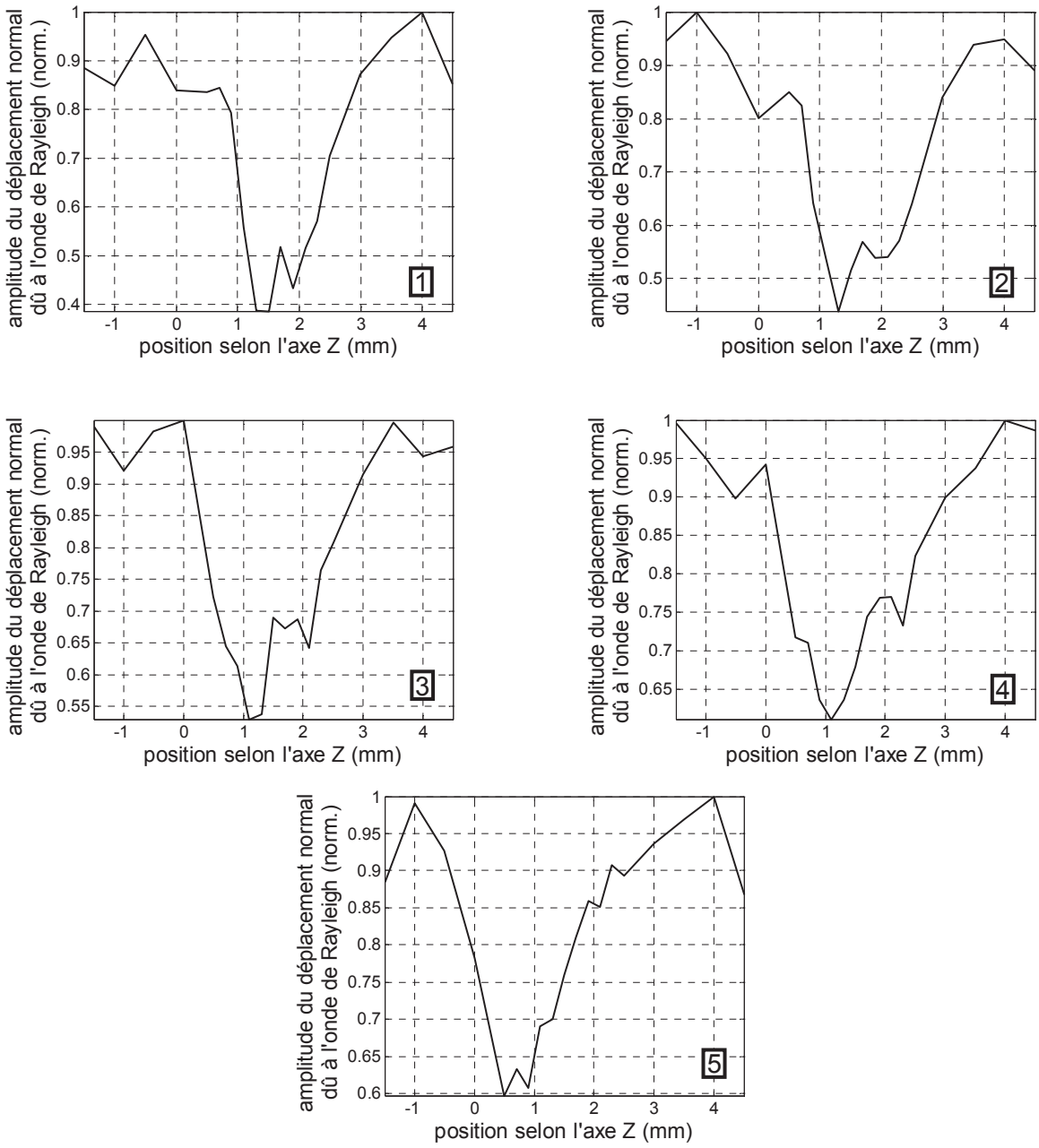


Figure III-31 : amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh mesuré en transmission à proximité du défaut D_3 en fonction de la position selon l'axe Z (l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire), pour des distances ΔY égales à 1 mm (1), 2 mm (2), 4 mm (3), 8 mm (4) et 11 mm (5)

La présence du défaut influe sur l'onde de Rayleigh transmise, en particulier sur l'amplitude du déplacement normal qui lui est associé. Toutefois, les courbes de la Figure III-31 ne semblent pas permettre de déterminer précisément les caractéristiques géométriques de celui-ci.

Les mesures décrites précédemment ont été répétées pour chacun des trois défauts en considérant une distance $\Delta Y = 2\ mm$ afin d'étudier l'influence des caractéristiques géométriques du défaut.

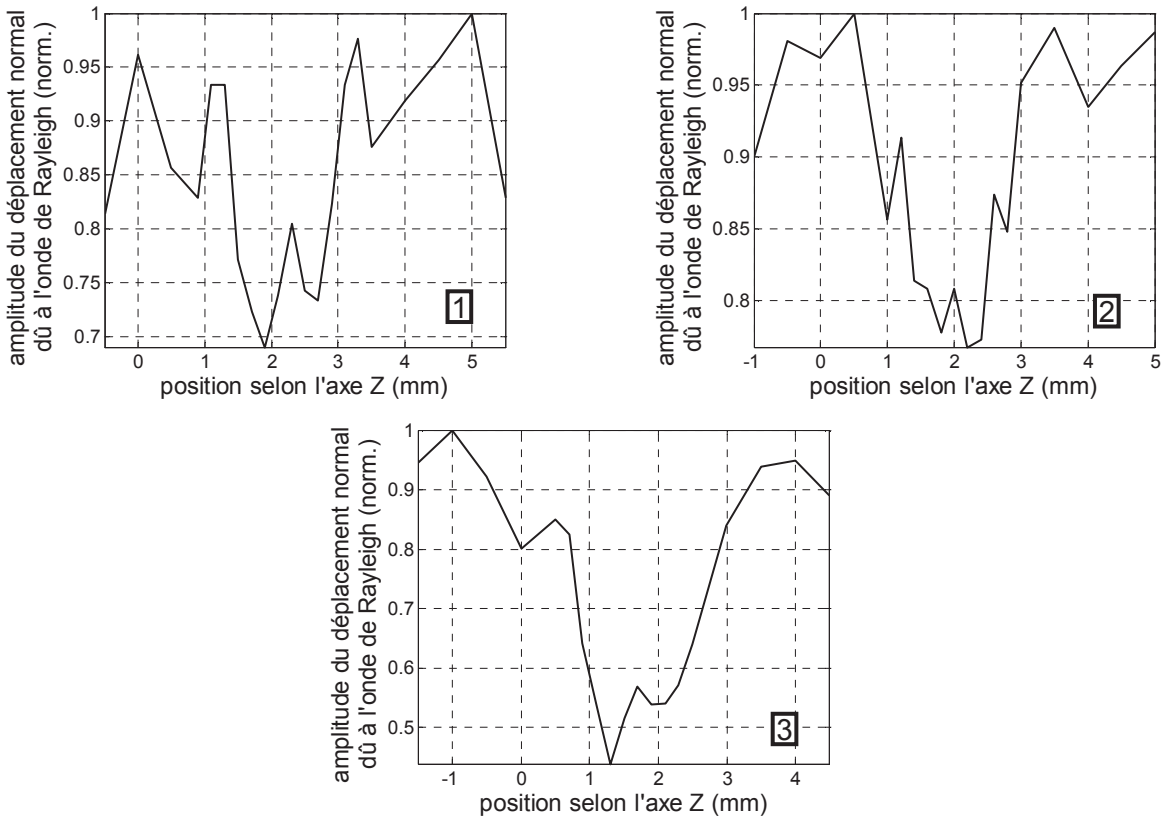
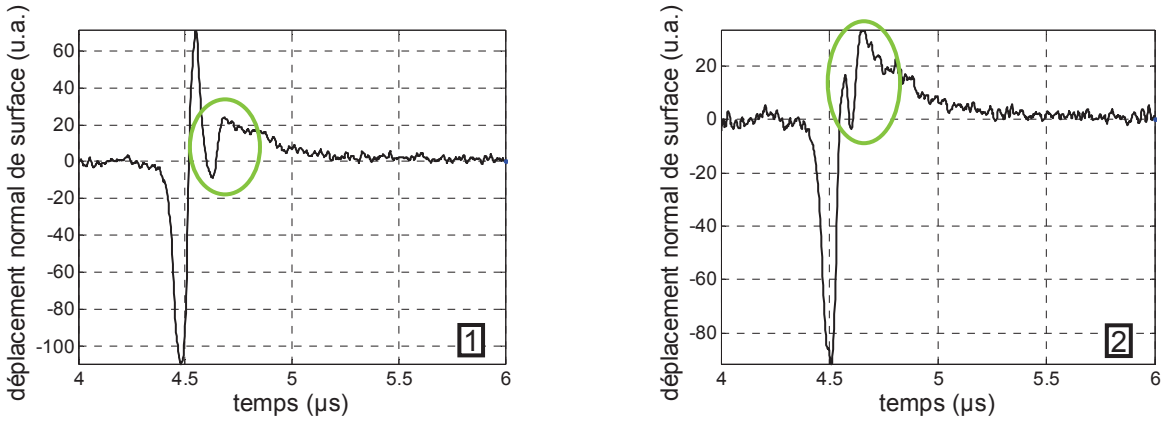


Figure III-32 : amplitude du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh mesuré en transmission en fonction de la position selon l'axe Z (l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire) à proximité des défauts D_1 (1), D_2 (2) et D_3 (3) pour une distance $\Delta Y = 2$ *mm*

Malgré l'incertitude importante sur les mesures, ces courbes semblent mettre en évidence l'influence du diamètre du défaut. Le rapport (amplitude minimal)/(amplitude maximal) du déplacement est en effet similaire pour les défauts D_1 et D_2 de diamètre 0,5 mm (ce rapport vaut alors respectivement 0,69 et 0,77) alors qu'il est sensiblement inférieur pour le défaut D_3 de diamètre 1 mm (il vaut pour ce défaut 0,44).

Les mesures suivantes ont été obtenues en se plaçant à une distance ΔY donnée et pour certaines positions selon l'axe Z. Dans cette configuration, les signaux mettent plus clairement en évidence la proximité du défaut.



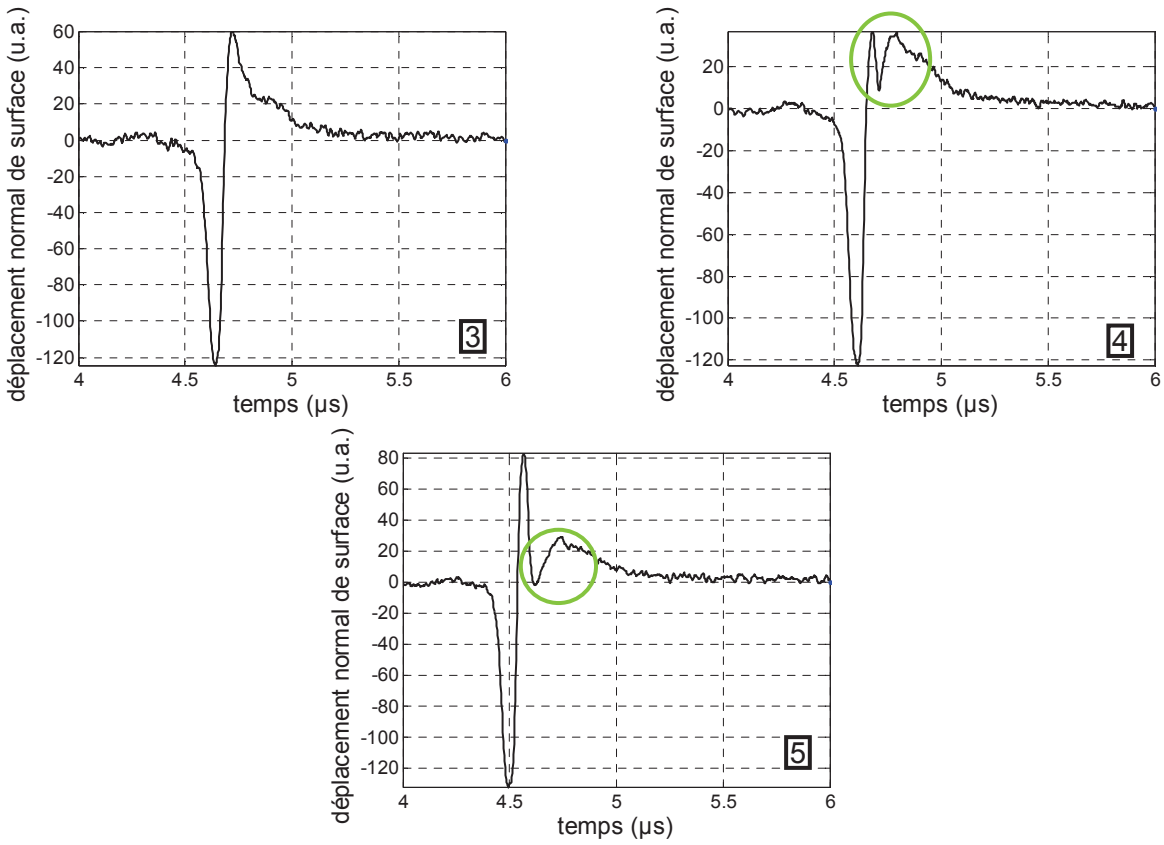


Figure III-33 : déplacement normal de surface mesuré en transmission à proximité du défaut D_3 avec $\Delta Y = 2\ mm$ et une position selon l'axe Z égale à 1,1 mm (1), 1,3 mm (2), 1,7 mm (3), 2,1 mm (4) et 2,3 mm (5), l'origine $Z = 0\ mm$ étant arbitraire

On remarque sur la Figure III-33 une différence de temps de vol pour l'onde de Rayleigh. Celle-ci est due à un léger décalage de la position du point de détection interférométrique à chaque changement de position de l'échantillon et n'est donc pas significative.

Par ailleurs, la zone entourée correspond à une onde se superposant à l'onde de Rayleigh principale. Cette onde est caractérisée par une plus faible amplitude et un temps de vol légèrement supérieur par rapport à l'onde de Rayleigh principale. Elle semble ainsi être issue de la conversion de l'onde de Rayleigh principale en une autre onde au niveau du défaut. De plus amples explications seront données dans le paragraphe suivant avec les mesures en réflexion.

Etant donné la similitude entre les signaux 1 et 5, ainsi qu'entre les signaux 2 et 4, nous pouvons en déduire que le défaut est aligné avec le milieu de la source ligne et le point de détection pour la position intermédiaire $Z = 1,7\ mm$ (courbe 3 sur la Figure III-33). Cette valeur correspond à la mesure de position effectuée a priori $Z = 1,5\ mm$.

III.6.2 Mesures en réflexion

Afin d'étudier plus en détail la réflexion de l'onde de Rayleigh incidente par le défaut, des essais complémentaires ont été menés selon le schéma suivant.

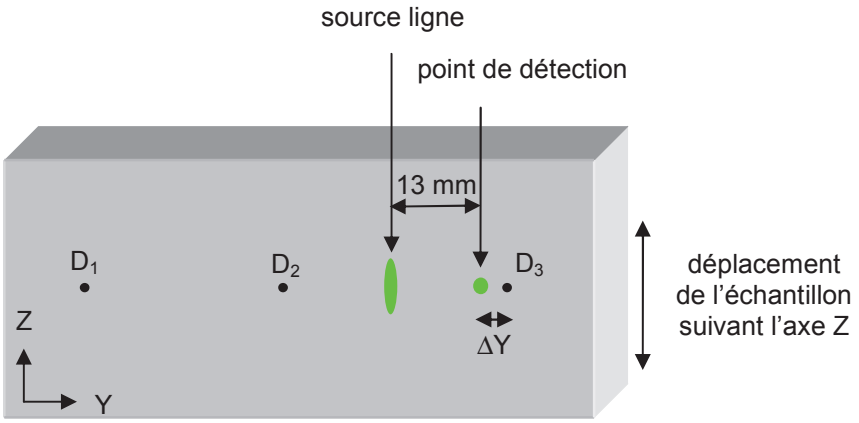
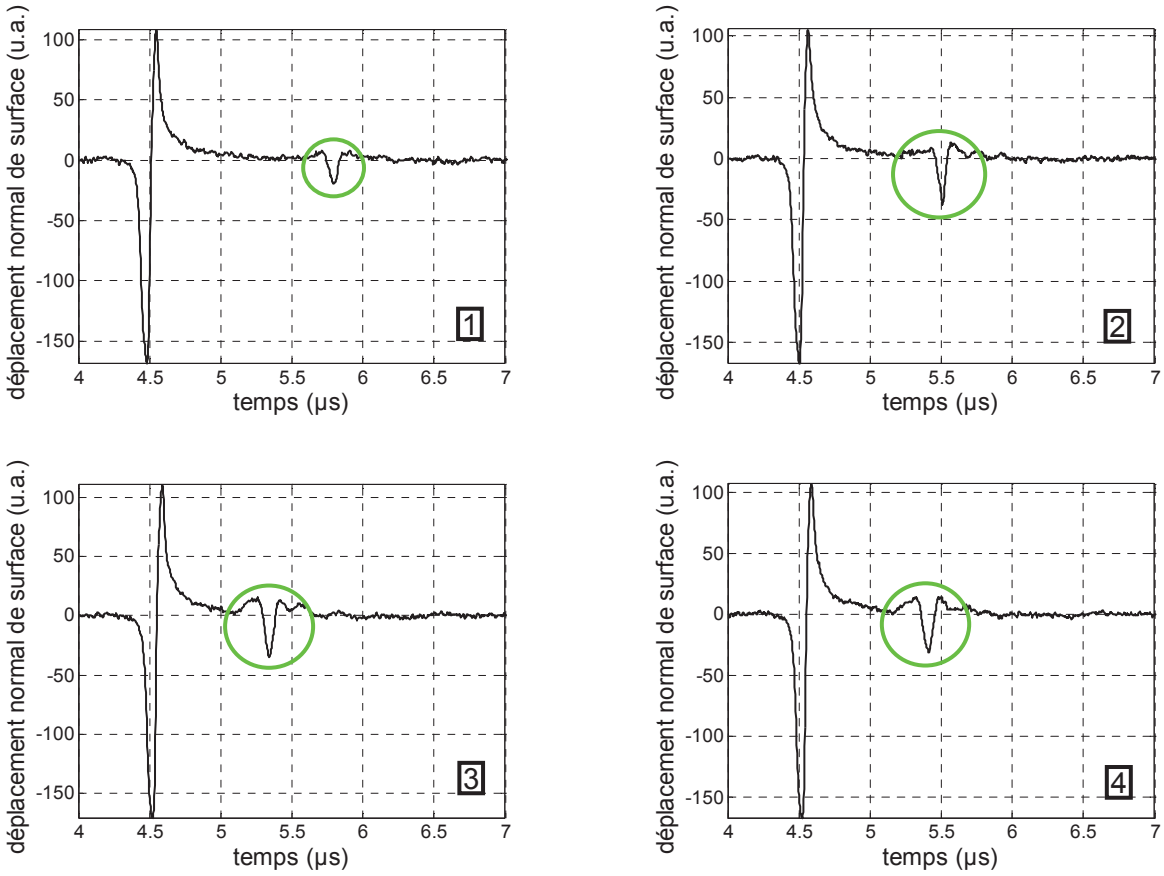


Figure III-34 : configuration expérimentale associée à l'étude des ondes réfléchies par le défaut D_3, la distance source-détection étant de 13 mm

Les signaux obtenus sont représentés sur la Figure III-35.



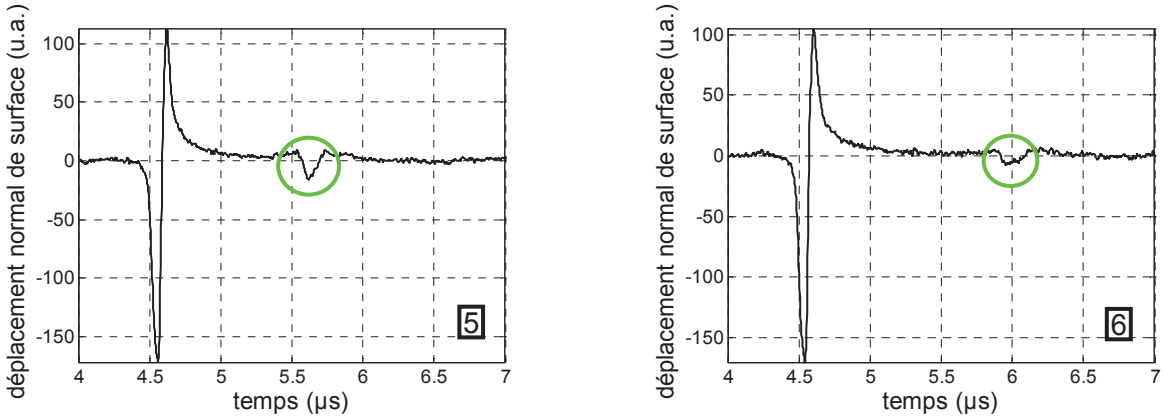


Figure III-35 : déplacement normal de surface mesuré en réflexion à proximité du défaut D_3 avec $\Delta Y = 2\ mm$ et une position selon l'axe Z égale à -0,5 mm (1), 0,5 mm (2), 1,5 mm (3), 2,5 mm (4), 3,5 mm (5) et 4,5 mm (6), l'origine $Z = 0\ mm$ étant arbitraire

Les essais montrent qu'une onde de surface caractéristique du défaut est bien réfléchie par celui-ci. Sachant, d'après les mesures en transmission, que le défaut est au plus près du point de détection pour la position $Z = 1,5\ mm$ (courbe 3 sur la Figure III-35), l'onde réfléchie présente les caractéristiques suivantes lorsque le défaut s'éloigne du point de détection :

- l'amplitude relative du déplacement normal dû à cette onde par rapport à celui qui est associé à l'onde de Rayleigh diminue
- la différence de temps de vol entre cette onde et l'onde de Rayleigh directe augmente
- son spectre se décale vers les basses fréquences.

Les observations précédentes peuvent s'expliquer par les propriétés d'émission d'une source ligne : plus le défaut est éloigné selon l'axe Z du milieu de la source ligne, plus les ondes de surface incidentes sur celui-ci ont une amplitude faible et plus leur spectre contient des composantes de basse fréquence [4].

En repérant la position selon l'axe Z pour laquelle l'onde réfléchie a une amplitude maximale et un temps de vol minimal, on en déduit que dans cette position le défaut se situe sur un axe passant par le milieu de la source ligne et le point de détection. De plus, la mesure de différence de temps de vol entre l'onde de Rayleigh principale et l'onde réfléchie permet de déterminer la position du défaut sur cet axe.

Les signaux correspondant à une amplitude maximale du signal associé à l'onde de surface caractéristique du défaut sont représentés sur la Figure III-36 pour chacun des trois défauts cylindriques en considérant $\Delta Y = 2\ mm$.

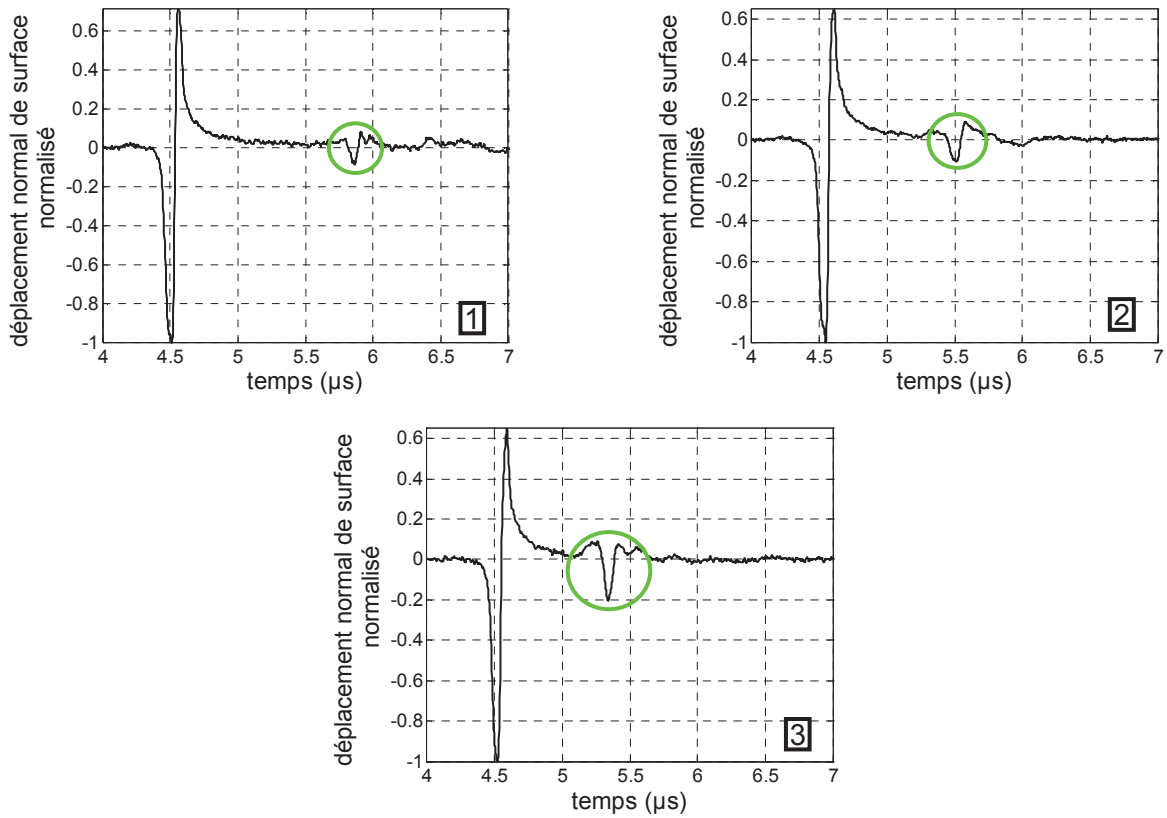


Figure III-36 : déplacement normal de surface mesuré en réflexion à proximité des défauts D_1 (1), D_2 (2) et D_3 (3) correspondant à une amplitude maximale du signal associé à l'onde réfléchie et pour une distance $\Delta Y = 2$ *mm*

Les différences de temps de vol observées pour l'onde réfléchie sont dues à l'incertitude de position de l'échantillon suivant l'axe Y induisant ainsi une incertitude sur la valeur de la distance ΔY (+/- 0,5 mm).

Il semble possible de corréler le diamètre du défaut à l'amplitude relative du déplacement normal associé à l'onde réfléchie. Concernant les défauts D_1 et D_2 de diamètre 0,5 mm, l'amplitude du déplacement normal relatif à l'onde réfléchie est respectivement d'environ 9 % et 11 % de celle du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh directe. En revanche, concernant le défaut D_3 de diamètre 1 mm, cette proportion est d'environ 21 %.

La présence des défauts considérés a clairement été mise en évidence. Leur position peut être déterminée à partir des ondes transmises. Les ondes réfléchies apportent elles aussi une information sur la position du défaut, mais également sur son diamètre.

Conclusion du chapitre 3

Nous avons d'abord décrit le banc de mesure utilisé pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface. En outre, les caractéristiques de trois échantillons ont été

détaillées. Sur le premier, une rainure à profondeur variable a été usinée par une scie à fil diamanté et la profondeur de celle-ci a été estimée en fonction de la position sur l'échantillon. Le second échantillon comporte des fentes de profondeur constante, tandis que sur le troisième ont été usinés des défauts de forme cylindrique.

Dans la deuxième partie, les expressions théoriques de la directivité de l'onde de Rayleigh exprimées dans la partie II.2 ont été utilisées pour confirmer les mesures de directivité de l'onde générée par la source ligne utilisée. Par ailleurs, nous avons vu que la mesure du diagramme de directivité permettait de déterminer la longueur de la source ligne si la fréquence acoustique des ondes de surface était connue et réciproquement.

La troisième partie établit quant à elle un parallèle entre les résultats de mesure qui y sont décrits et les résultats obtenus par la méthode des éléments finis décrits dans la partie II.3. On constate un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux issus des calculs, en particulier sur la méthode de caractérisation de la rainure permettant, grâce à un seul A-scan, de déterminer à la fois sa position et sa profondeur.

Dans une quatrième partie, nous avons vu que les travaux menés pour déterminer l'influence de l'inclinaison de la rainure sur l'onde de Rayleigh transmise ou réfléchie ne mettaient pas en évidence une influence notable de celle-ci sur les résultats obtenus. Toutefois, dans la configuration en réflexion, la recherche de l'amplitude maximale réfléchie permet de déterminer à la fois la position et l'orientation de la rainure.

Des fentes de longueur finie ont été caractérisées dans une cinquième partie lorsque les ondes acoustiques de surface se propagent dans une direction parallèle à une fente ou dans une direction perpendiculaire à celle-ci. Dans le premier cas, une mesure en transmission permet de mettre en évidence la présence de la fente et de déterminer sa position. Dans le second cas, la même mesure donne également une estimation de la profondeur de la fente.

La dernière partie de ce chapitre concerne la caractérisation de défauts de forme cylindrique où des configurations de mesure en transmission et en réflexion ont été envisagées. Les mesures en transmission semblent permettre de ne déterminer que la position du défaut, tandis que les mesures en réflexion donnent également une indication sur son diamètre.

Les résultats expérimentaux décrits dans ce chapitre ont été obtenus au moyen d'une source ligne thermoélastique. Nous verrons dans le prochain chapitre les caractéristiques des ondes ultrasonores générées par d'autres sources thermoélastiques ainsi que leurs potentiels d'applications dans la caractérisation de structures.

Références du chapitre 3

[1] F. Jenot et al., *Interferometric detection of acoustic waves at air-solid interface applications to non-destructive testing,* J. Appl. Phys., vol. 97, n° 9 (2005)

[2] B.I. Bleany et B. Bleany, *Electricity and magnetism*, Clarendon Press Oxford (1965)

[3] D. Royer et E. Dieulesaint, *Optical detection of sub-angstrom transient mechanical displacements*, IEEE Ultrason. Symp. Proc., vol. 527 (1986)

[4] A.M. Aindow, R.J. Dewhurst et S.B. Palmer, *Laser-generation of directional surface acoustic wave pulses in metals*, Opt. Comm., vol. 42, n° 2 (1982)

[5] J.W. Wagner et al., *Modulated laser array sources for generation of narrowband and directed ultrasound*, J. Nondestr. Eval., vol. 9, n° 4 (1990)

[6] D.A. Hutchins, R.J. Dewhurst et S.B. Palmer, *Directivity patterns of laser generated ultrasound in aluminium*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 70 (1981)

[7] C.Y. Ni et al., *Probing of laser-induced crack modulation by laser-monitored surface waves and surface skimming bulk waves,* J. Acoust. Soc. Am., vol. 131, n° 3 (2012)

[8] I. Baillie et al., *Implementing an ultrasonic inspection system to find surface and internal defects in hot, moving steel using EMATs*, Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring, vol. 49, n° 2 (2007)

[9] P.H. Smith, *Practical application of creeping waves*, Brit. J. of NDT (1987)

[10] I.N. Ermolov, N.P. Razygraev et V.G. Shcherbinskii, *The use of head-type acoustic waves for ultrasonic monitoring*, Defektoskopiia, vol. 14 (1978), Soviet Journal of Nondestructive Testing, vol. 14, n° 1 (1978)

[11] G. Hévin et al., *Characterisation of surface cracks with Rayleigh waves: a numerical model*, NDT&E Int., vol. 31, n° 4 (1998)

[12] I.A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb waves*, Plenum Press New York (1967)

[13] F. Faëse et al., *Fast slot characterization using laser ultrasonics and mode conversion*, Meas. Sc. Tech., vol. 24, n° 9 (2013)

[14] Y. C. Angel et J. D. Achenbach, *Reflection and transmission of obliquely incident Rayleigh waves by a surface-breaking crack*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 75, n° 2 (1984)

[15] B. Masserey et E.Mazza, *Ultrasonic sizing of short surface cracks*, Ultrasonics, vol. 46, n° 3 (2007)

[16] D.A. Hutchins, F.Nadeau et P. Cielo, *A pulsed photoacoustic investigation of ultrasonic mode conversion,* Can. J. Phys., vol. 64, n° 9 (1986)

[17] G.S. Kino, *The application of reciprocity theory to scattering of acoustic waves by flaws*. J. Appl. Phys., vol. 49, n° 6 (1978)

[18] X. Jian et al., *Rayleigh wave interaction with surface-breaking cracks*, J. Appl. Phys., vol. 101, n° 6 (2007)

[19] X. Jian et al., *Pulsed Rayleigh wave scattered at a surface crack*, Ultrasonics, vol. 44 (2006)

[20] B. Masserey et E.Mazza, *Analysis of the near-field ultrasonic scattering at a surface crack*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 118 (2005)

[21] B.Q. Vu et V.K. Kinra, *Diffraction of Rayleigh waves in a half space. I. Normal edge crack*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 77 (1985)

IV Optimisation de la source laser pour la caractérisation de défauts

Introduction

Nous avons décrit dans le chapitre précédent les travaux menés lorsque la source des ondes ultrasonores était une ligne thermoélastique et lorsque la détection était ponctuelle. D'autres configurations d'émission et/ou de réception des ondes ultrasonores ont été envisagées, en particulier concernant les réseaux de transducteurs [1].

Nous verrons dans ce chapitre les propriétés de différentes sources laser en gardant une détection ponctuelle. Dans un premier temps, nous ferons un parallèle entre les résultats obtenus dans le cas d'une source circulaire et ceux obtenus précédemment avec la source ligne. Puis, nous étudierons les caractéristiques de sources thermoélastiques plus complexes et verrons leur intérêt ainsi que leur potentiel d'applications pour la caractérisation de structures. Cette étude portera successivement sur des réseaux de sources lignes, à pas constant et à pas variable, sur une source annulaire et sur un réseau de sources en anneaux concentriques à pas variable.

IV.1 Etude d'une source circulaire

IV.1.1 Dispositif expérimental

En comparaison avec le dispositif expérimental décrit dans le chapitre précédent, le seul changement est l'utilisation d'une lentille sphérique de focalisation du faisceau laser de génération des ondes ultrasonores.

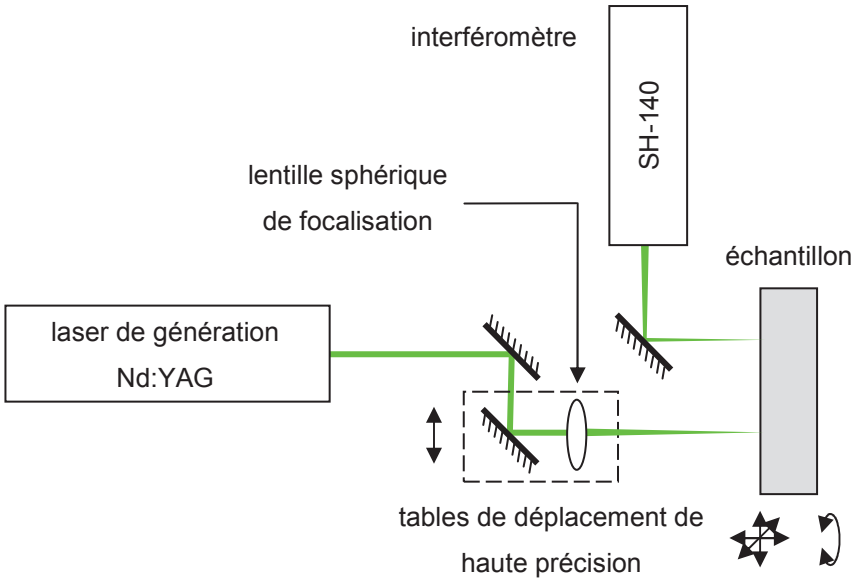


Figure IV-1 : dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'une source circulaire

Un enregistrement sur papier thermosensible montre que la source circulaire a un diamètre d'environ 300 µm au niveau de la surface de l'échantillon. L'énergie optique incidente de chaque impulsion laser est ici de quelques dixièmes de millijoules afin de rester dans un régime thermoélastique de génération des ultrasons.

La mesure du déplacement normal de surface est alors typiquement de la forme suivante lorsque les ondes ultrasonores sont générées par une source ligne et par une source circulaire.

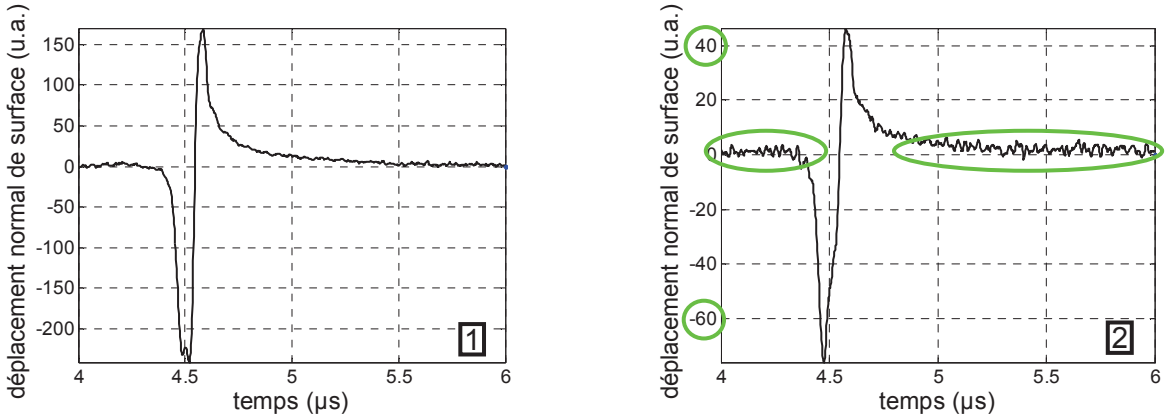


Figure IV-2 : mesure du déplacement normal de surface associé à l'onde de Rayleigh dans le cas d'une source ligne (1) et d'une source circulaire (2)

Les deux A-scans obtenus dans le cas d'une source ligne et d'une source circulaire montrent chacun la nature bipolaire de l'onde et présentent une évolution du déplacement normal de surface similaire. En revanche, alors que les densités de puissance des impulsions laser émies dans les deux cas sont équivalentes, l'amplitude du déplacement mesuré ainsi que le rapport signal sur bruit sont plus faibles dans le cas d'une source circulaire par rapport à une source ligne.

IV.1.2 Etude de l'onde H-R

On rappelle sur la Figure IV-3 les résultats obtenus sur un échantillon d'aluminium pour une distance entre la rainure à profondeur variable et le point de détection d_{RD} = 24 mm et une distance entre la source ligne et la rainure à profondeur variable d_{SR} = 2 mm et d_{SR} = 4 mm.

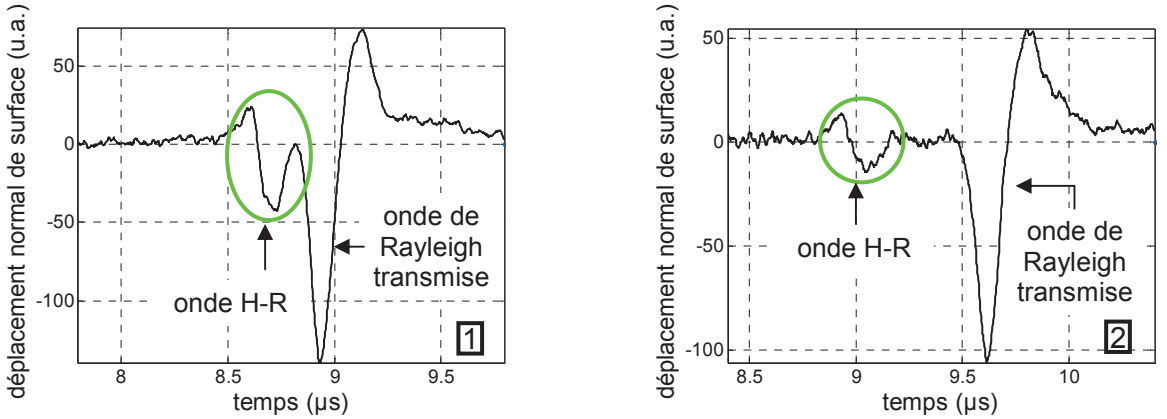


Figure IV-3 : mesure du déplacement normal de surface relatif aux ondes H-R et de Rayleigh pour d_{RD} = 24 mm, d_{SR} = 2 mm (1) et d_{SR} = 4 mm (2) dans le cas d'une source ligne

Le même type de mesure a été effectué dans le cas d'une source circulaire.

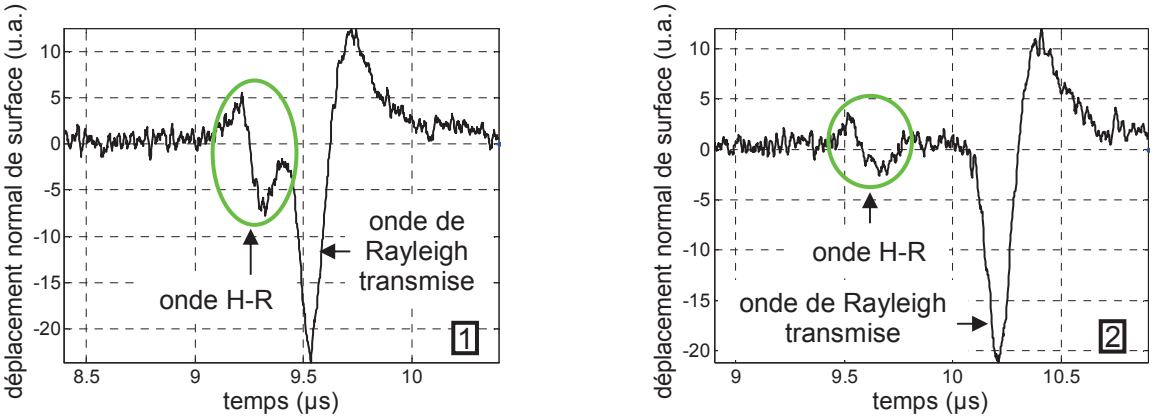


Figure IV-4 : mesure du déplacement normal de surface associé aux ondes H-R et de Rayleigh pour d_{RD} = 26 mm et d_{SR} = 2 mm (1) ou d_{SR} = 4 mm (2) dans le cas d'une source circulaire

Les résultats obtenus dans le cas d'une source circulaire sont très proches de ceux décrits précédemment dans le cas d'une source ligne.

La principale différence entre la Figure IV-3 et la Figure IV-4 est une nouvelle fois une baisse d'amplitude dans le cas d'une source circulaire (ici une division d'un facteur 5) et, par conséquent, une division du rapport signal sur bruit du même facteur.

Reprenons les hypothèses selon lesquelles :

- la largeur et la profondeur de la rainure sont négligeables devant la distance de propagation
- l'onde H-R parcourt la distance d_{SR} à la vitesse de propagation de l'onde longitudinale v_L et la distance d_{RD} à la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh v_R.

Soit $t_{H\text{-}R}$ et t_{Rt} les temps de propagation respectifs de l'onde H-R et de l'onde de Rayleigh transmise, le rapport $d_{SR} / (t_{Rt} - t_{H\text{-}R})$ se déduit de la relation suivante :

$$t_{H-R} = \frac{d_{SR}}{v_L} + \frac{d_{RD}}{v_R}, t_{Rt} = \frac{d_{SR}}{v_R} + \frac{d_{RD}}{v_R} \Rightarrow \frac{d_{SR}}{t_{Rt} - t_{H-R}} = \frac{v_L v_R}{v_L - v_R} \qquad \text{éq. IV-1}$$

La comparaison entre la mesure expérimentale du rapport $d_{SR} / (t_{Rt} - t_{H\text{-}R})$ et le rapport $v_L \cdot v_R / (v_L - v_R)$ donne ainsi une bonne indication de la pertinence des résultats expérimentaux.

Ces mesures ont été obtenues avec une source ligne et une source circulaire et sont reportés sur la Figure IV-5.

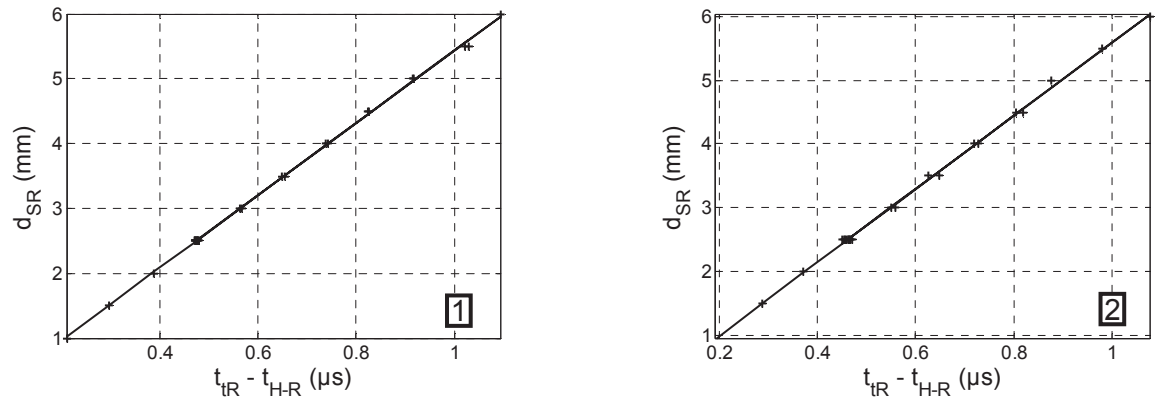


Figure IV-5 : relevé expérimental de la distance d_{SR} en fonction de la différence de temps de vol entre l'onde de Rayleigh transmise et l'onde H-R (+) et droite de régression linéaire (trait continu) dans le cas d'une source ligne (1) et d'une source circulaire (2)

Les valeurs théoriques des vitesses de propagation dans le matériau sont : $(v_L)_{Th} \approx 6200\ m.s^{-1}$ et $(v_R)_{Th} \approx 2900\ m.s^{-1}$. L'application numérique donne le résultat théorique suivant : $[d_{SR} / (t_{Rt} - t_{H-R})]_{th} \approx 5\ 400\ m.s^{-1}$.

Une régression linéaire donne pour la source ligne $[d_{SR} / (t_{Rt} - t_{H-R})]_{exp\text{-}ligne} \approx 5\ 590$ m.s^{-1} et pour la source circulaire $[d_{SR} / (t_{Rt} - t_{H-R})]_{exp\text{-}circ} \approx 5\ 750$ m.s^{-1} (respectivement + 3,5 % et + 6,5 % par rapport à la valeur théorique). Par ailleurs, le coefficient de détermination obtenu pour la régression linéaire dans le cas de la source ligne est meilleur ($r^2 \approx 0,9994$) que dans le cas de la source circulaire ($r^2 \approx 0,9987$). Les écarts plus importants obtenus dans le cas de la source circulaire peuvent s'expliquer par une incertitude de mesure plus grande, due à un rapport signal sur bruit plus faible.

Dans le cadre d'une étude de l'onde H-R, les résultats obtenus avec une source circulaire sont similaires à ceux obtenus avec une source ligne. Toutefois, étant donné que l'énergie acoustique émise à partir d'une source circulaire est équi-répartie dans toutes les directions alors qu'une source ligne est plus directive [2], le rapport signal sur bruit des signaux mesurés dans le cas d'une source circulaire est plus faible.

IV.1.3 Caractérisation des défauts de forme cylindrique

IV.1.3.1 Configuration en transmission

Les mêmes expériences que celles décrites au paragraphe III.6.1 ont été menées afin de comparer l'interaction entre les ondes acoustiques de surface générées par une source ligne et un défaut de forme cylindrique d'une part, et une interaction du même type dans le cas d'une source circulaire d'autre part. On rappelle que le défaut D_1 a un diamètre et une profondeur de 0,5 mm ; le défaut D_2 a un diamètre de 0,5 mm et une profondeur de 1 mm ; le défaut D_3 a un diamètre et une profondeur de 1 mm.

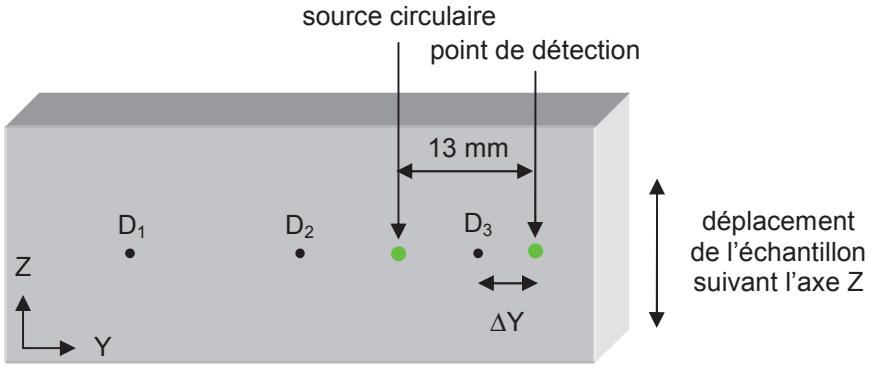


Figure IV-6 : configuration expérimentale associée à l'étude des ondes transmises au voisinage du défaut D_3 dans le cas d'une source circulaire, la distance source-détection étant de 13 mm

Afin de comparer avec les résultats de la figure III-32, l'amplitude du déplacement normal relatif à l'onde de Rayleigh en fonction de la position selon l'axe Z pour chacun des trois défauts a été représentée sur la Figure IV-7 dans le cas d'une source circulaire.

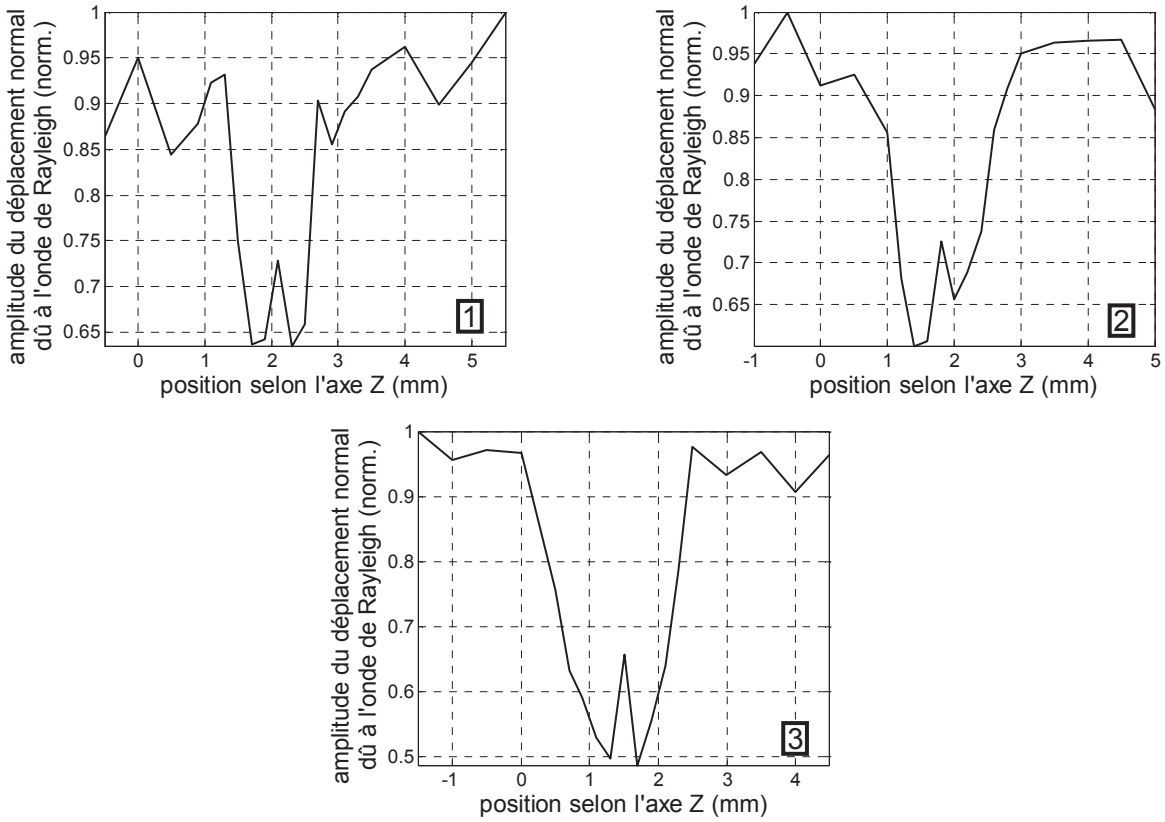


Figure IV-7 : amplitude du déplacement normal dû à l'onde de Rayleigh mesuré en transmission dans le cas d'une source circulaire en fonction de la position selon l'axe Z (l'origine *Z = 0 mm* est arbitraire) à proximité des défauts D_1 (1), D_2 (2) et D_3 (3) pour une distance $\Delta Y = 2$ *mm*

Le défaut est ici encore clairement mis en évidence. De plus, les mesures semblent montrer une influence des paramètres géométriques du défaut. Le rapport (amplitude minimal)/(amplitude maximal) du déplacement est similaire pour les défauts D_1 et D_2 de

diamètre 0,5 mm (ce rapport vaut respectivement 0,64 et 0,60) alors qu'il est sensiblement inférieur pour le défaut D_3 de diamètre 1 mm (il est égal à 0,49).

Une deuxième comparaison a été effectuée avec les résultats associés à la figure III-33 dans le cas de la source ligne. Ceux-ci mettent en évidence le défaut au moyen des ondes transmises en considérant une distance ΔY fixée et différentes positions de l'échantillon suivant l'axe Z.

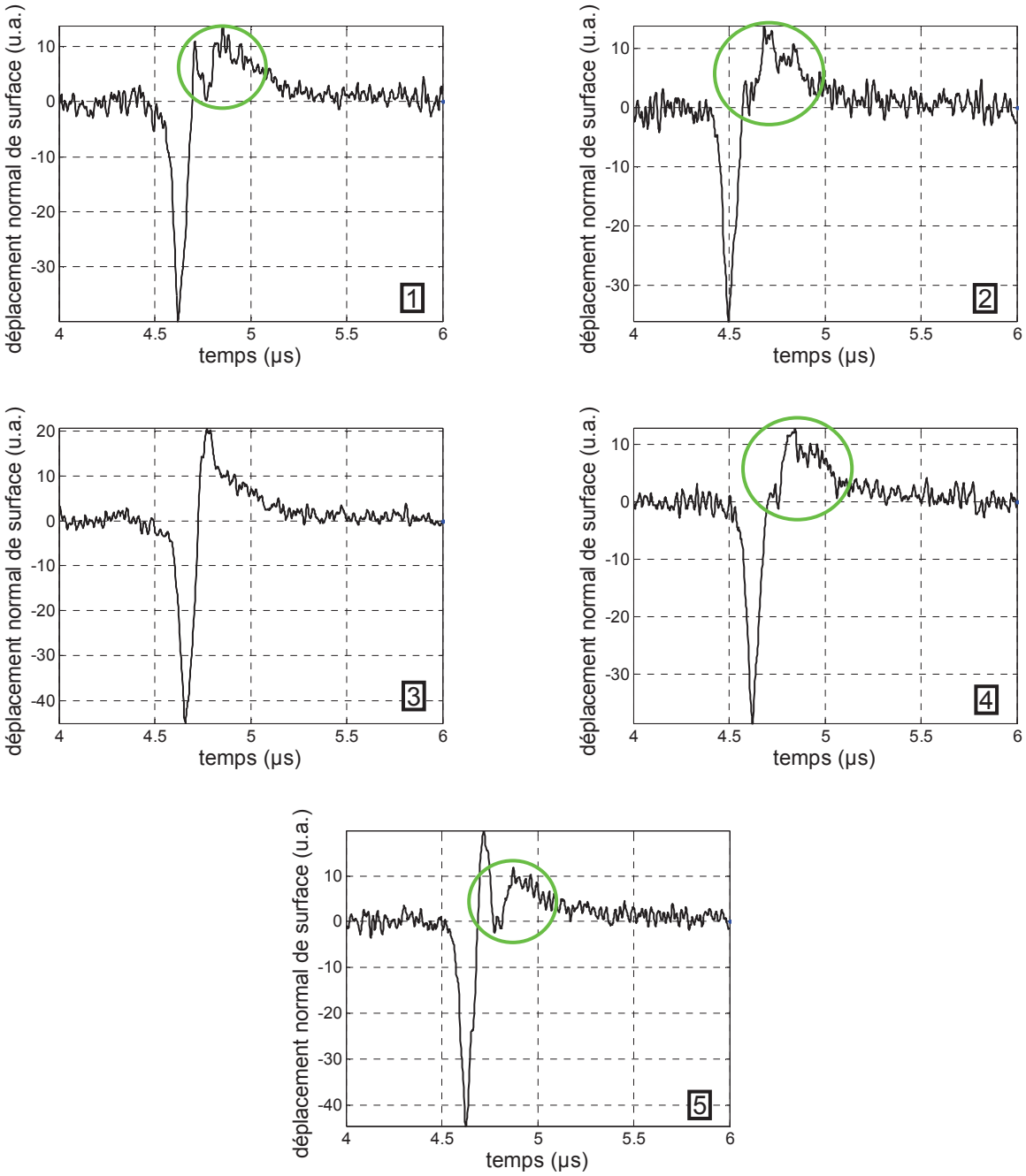


Figure IV-8 : déplacement normal de surface mesuré en transmission à proximité du défaut D_3 dans le cas d'une source circulaire avec $\Delta Y = 2$ *mm* et une position selon l'axe Z égale à 0,9 mm (1), 1,1 mm (2), 1,5 mm (3), 1,9 mm (4) et 2,1 mm (5), l'origine $Z = 0$ *mm* étant arbitraire

Comme dans le cas d'une source ligne, on constate sur les signaux 1, 2, 4 et 5 une onde caractéristique du défaut de plus faible amplitude et ayant un temps de vol légèrement supérieur par rapport à l'onde de Rayleigh principale.

En considérant l'amplitude relative et le temps de vol de cette onde par rapport à l'onde de Rayleigh, on observe une similitude des signaux 1 et 5, ainsi que des signaux 2 et 4. Nous pouvons en conclure que le centre du défaut est aligné avec la source circulaire et le point de détection pour la position Z = 1,5 mm (signal 3 sur la Figure IV-8), ce qui est confirmé par la mesure de position effectuée visuellement a priori pour Z = 1,5 mm.

IV.1.3.2 Configuration en réflexion

Des mesures équivalentes à celles obtenues au paragraphe III.6.2 dans le cas d'une source ligne ont été obtenues avec une source circulaire.

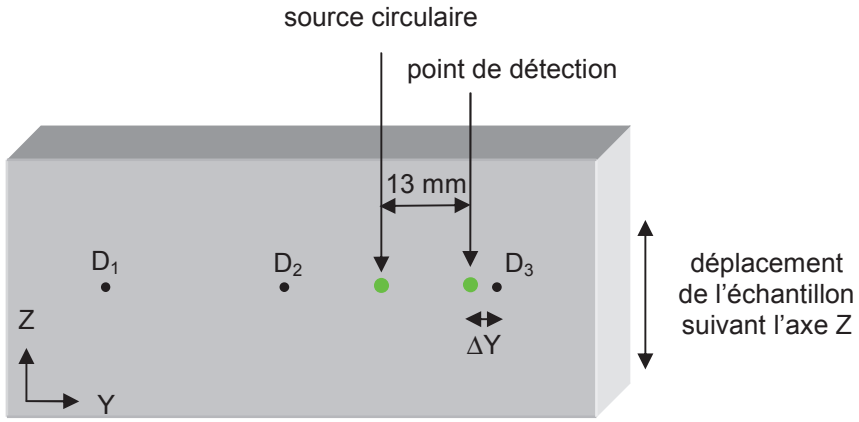
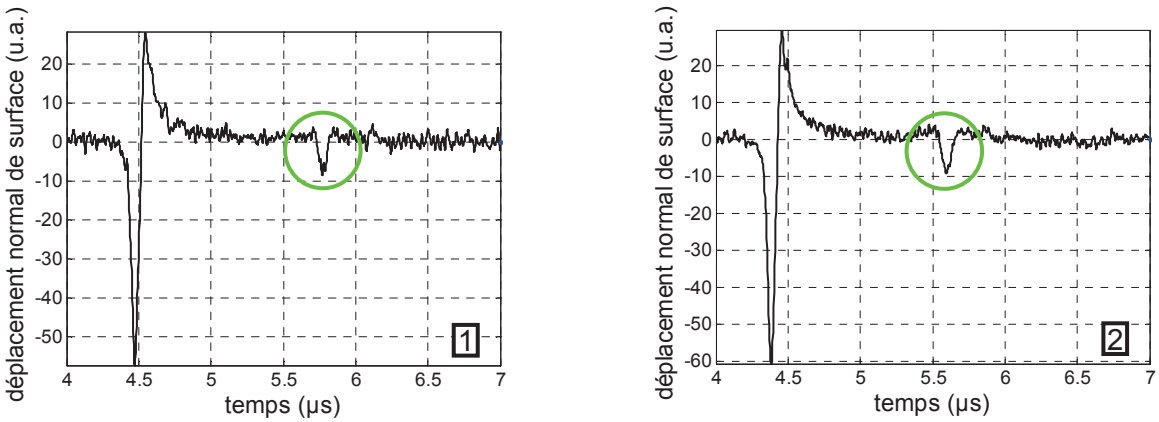


Figure IV-9 : configuration expérimentale associée à l'étude des ondes réfléchies par le défaut D_3 dans le cas d'une source circulaire, la distance source-détection étant de 13 mm

L'étude en réflexion donne les résultats représentés sur la Figure IV-10 qui peuvent être comparés aux courbes de la figure III-35.



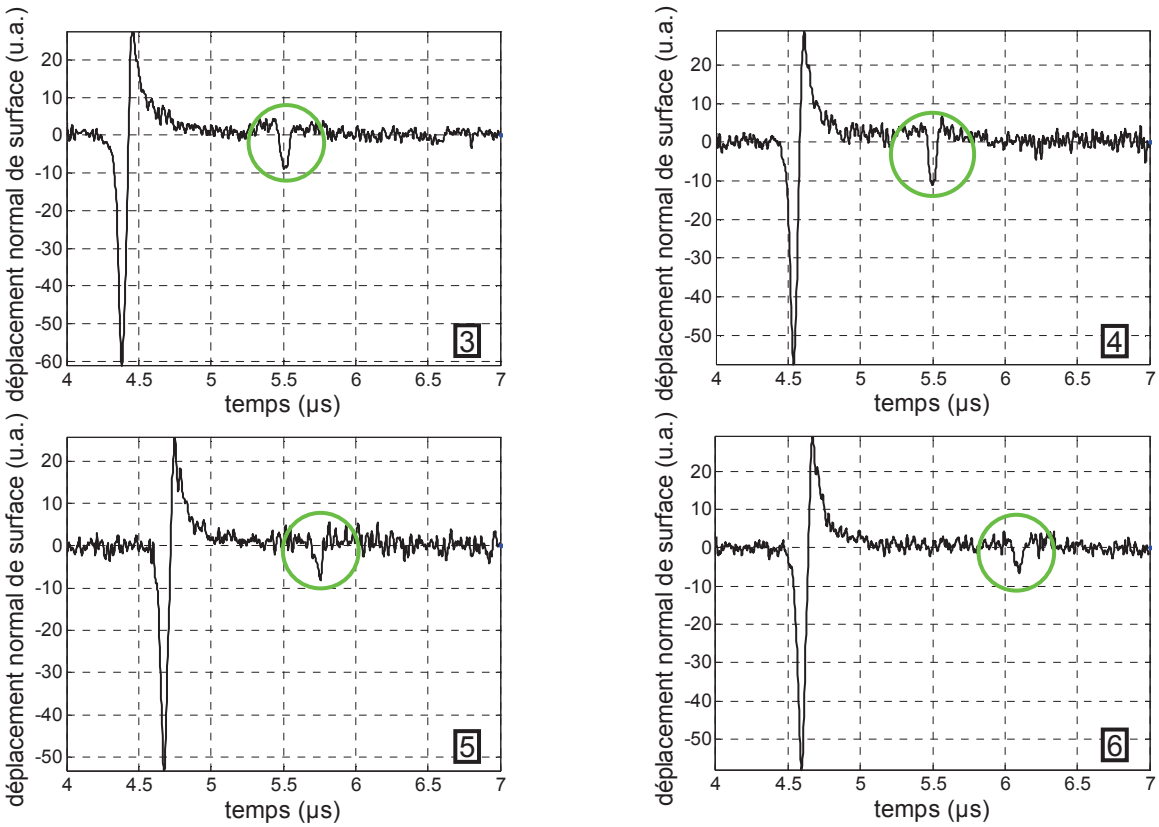


Figure IV-10 : déplacement normal de surface mesuré en réflexion à proximité du défaut D_3 dans le cas d'une source circulaire avec $\Delta Y = 2\ mm$ et une position selon l'axe Z égale à -0,5 mm (1), 0,5 mm (2), 1,5 mm (3), 2,5 mm (4), 3,5 mm (5) et 4,5 mm (6), l'origine $Z = 0\ mm$ étant arbitraire

On remarque sur la Figure IV-10 une différence de temps de vol pour l'onde de Rayleigh. Celle-ci est due à un léger décalage de la position du point de détection interférométrique à chaque changement de position de l'échantillon et n'est donc pas significative.

Nous constatons globalement que l'onde réfléchie a un temps de vol d'autant plus proche de celui de l'onde de Rayleigh directe que le défaut est aligné avec la source circulaire et le point de détection (Figure IV-10-3). Cette remarque est similaire au cas de la source ligne.

En revanche, dans le cas de la source circulaire, lorsque le défaut s'éloigne du point de détection :

- le rapport d'amplitude entre les déplacements associés à l'onde réfléchie et à l'onde de Rayleigh incidente varie sensiblement moins : ces variations sont de ± 25 % dans le cas de la source circulaire au lieu de ± 65 % dans le cas de la source ligne.
- le spectre du signal associé à l'onde réfléchie est également davantage constant.

Ces remarques tendent à confirmer l'hypothèse émise dans le cas de la source ligne. Le déplacement relatif à l'onde réfléchie garde ici une amplitude et des composantes fréquentielles relativement identiques car l'onde de Rayleigh est émise dans toutes les directions avec la même amplitude et les mêmes composantes fréquentielles.

Afin d'établir une comparaison avec la figure III-36, la Figure IV-11 présente pour chacun des trois défauts et pour une distance $\Delta Y = 2\ mm$ les A-scans obtenus à la position selon l'axe Z pour laquelle l'amplitude du signal associé à l'onde réfléchie est maximale.

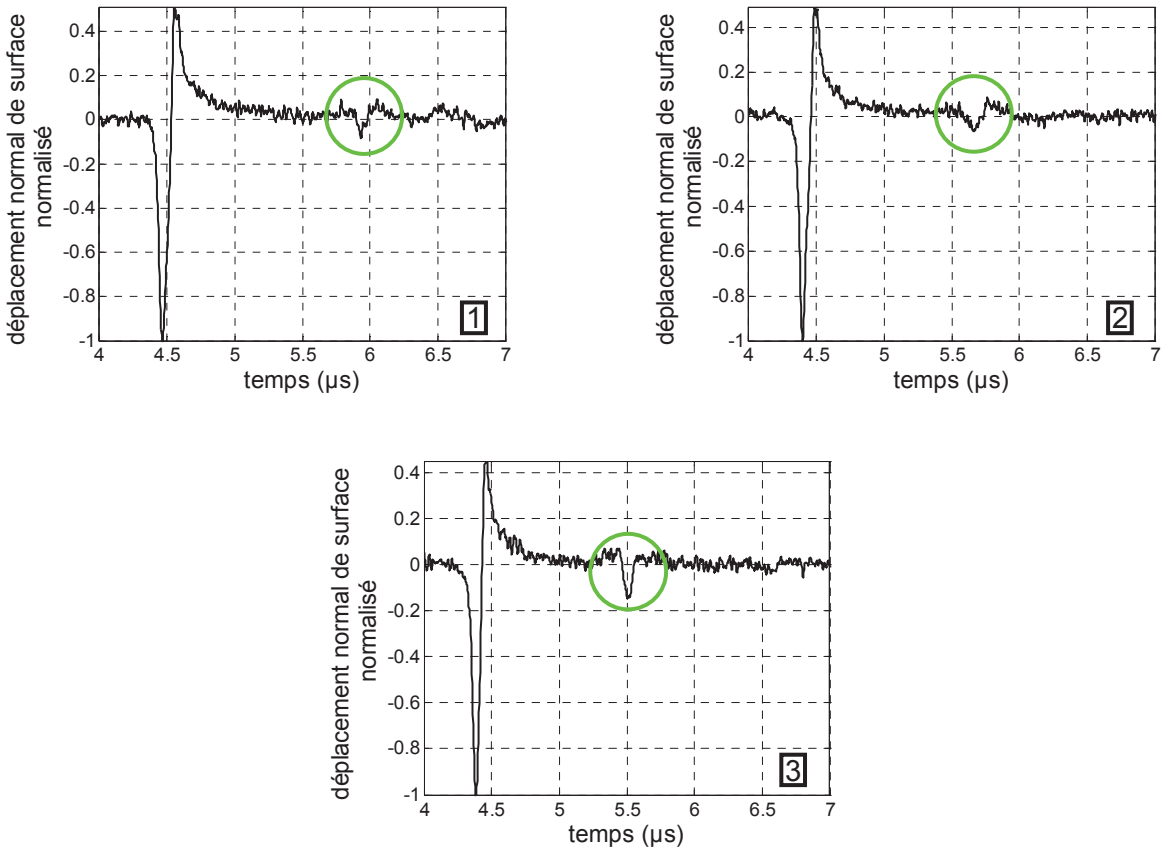


Figure IV-11 : déplacement normal de surface mesuré en réflexion dans le cas d'une source circulaire à proximité des défauts D_1 (1), D_2 (2) et D_3 (3) correspondant pour une distance $\Delta Y = 2\ mm$ à une amplitude maximale du signal associé à l'onde réfléchie après balayage selon l'axe Z

Comme dans le cas d'une source ligne, l'amplitude relative du déplacement normal relatif à l'onde réfléchie par rapport à celui associé à l'onde de Rayleigh directe est liée au diamètre du défaut. Concernant les défauts D_1 et D_2 de diamètre 0,5 mm, cette amplitude relative est respectivement d'environ 8 % et 7 %. Concernant le défaut D_3 de diamètre 1 mm, l'amplitude relative est d'environ 15 %.

Les résultats obtenus dans le cas d'une source circulaire sont similaires à ceux obtenus dans le cas d'une source ligne. La principale différence provient du fait que la source circulaire émet des ondes ultrasonores dont l'énergie est équi-répartie dans toutes les directions à la surface de l'échantillon. L'avantage qui en résulte est la capacité à détecter un défaut quelle que soit sa position à la surface de l'échantillon. L'inconvénient est le faible rapport signal sur bruit des mesures réalisées avec une source circulaire.

IV.2 Étude d'un réseau de sources lignes

IV.2.1 Le pas du réseau étant constant

IV.2.1.1 Dispositif expérimental

Les configurations expérimentales envisagées reposent sur le principe d'interférence de deux ondes planes utilisé notamment en vélocimétrie laser à franges [3]. D'autres techniques telles que l'utilisation d'un masque [4], d'un réseau de microlentilles [5] ou d'un réseau de diffraction [6] sont également utilisées pour l'obtention d'un réseau de sources lignes.

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure IV-12.

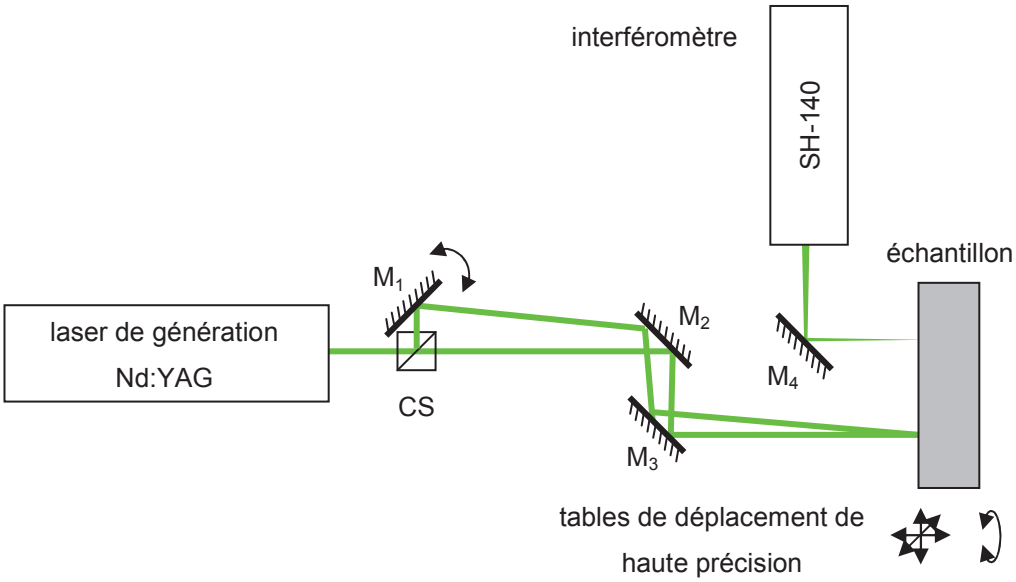


Figure IV-12 : dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'un réseau de sources lignes à pas constant

Le faisceau laser est séparé par le cube séparateur CS en deux faisceaux d'égale intensité dont le premier suit le chemin de propagation habituel jusqu'à l'échantillon. Le second faisceau est quant à lui réfléchi par le miroir M_1 dont l'orientation est contrôlable puis par les miroirs M_2 et M_3 fixes de manière à ce qu'il recouvre le premier faisceau au niveau de l'échantillon. Le schéma optique équivalent, faisant abstraction des miroirs M_2 et M_3, est représenté sur la Figure IV-13.

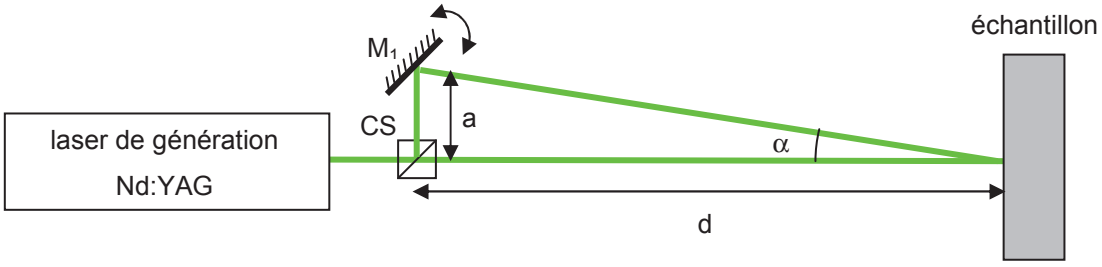


Figure IV-13 : représentation équivalente du chemin parcouru par les deux faisceaux de génération dans le cas d'un réseau de sources lignes à pas constant

Lorsque les deux faisceaux se recouvrent totalement au niveau de l'échantillon selon le schéma représenté sur la Figure IV-13, ils génèrent des franges d'interférence orientées selon la direction normale au plan du schéma et dont l'interfrange est donné par [7]:

$$i = \frac{\lambda_0}{2\sin(\alpha/2)} \qquad \text{éq. IV-2}$$

avec λ_0 la longueur d'onde du faisceau laser de génération et α l'angle total entre les deux faisceaux incidents sur l'échantillon.

En développant l'expression du sinus dans l'hypothèse des petits angles *(α << 1)*, on a également :

$$\sin(\alpha/2) \approx \frac{a}{2d} \Rightarrow i \approx \frac{\lambda_0 d}{a} \qquad \text{éq. IV-3}$$

avec *d* la distance de propagation des faisceaux entre le cube séparateur et l'échantillon et *a* la distance entre le cube séparateur et le miroir M_1. Cette distance vaut $a \approx 6\ mm$.

IV.2.1.2 Influence des paramètres du montage sur la figure d'interférence

Une première série de mesures, repérée par l'indice 1, a été réalisée pour une grande valeur de la distance de propagation des deux faisceaux ($d_1 \approx 270\ cm$) grâce à l'ajout de quatre miroirs de renvoi supplémentaires par rapport au schéma de la Figure IV-12. Dans ce cas, l'interfrange vaut théoriquement $(i_{th})_1 \approx 240\ \mu m$.

Afin d'obtenir une deuxième série de mesures, repérée par l'indice 2, les quatre miroirs de renvoi ont été rapprochés afin d'obtenir une distance de propagation des deux faisceaux divisée par 2 ($d_2 \approx 135\ cm$). L'interfrange théorique est donc lui aussi divisé par 2 : $(i_{th})_2 \approx 120\ \mu m$.

Concernant la configuration la plus compacte représentée sur la Figure IV-12, repérée par l'indice 3, la distance de propagation des deux sous-faisceaux vaut $d_3 \approx 86\ cm$ et l'interfrange théorique $(i_{th})_3 \approx 76\ \mu m$.

Les enregistrements sur papier thermosensible de la figure d'interférence obtenue au niveau de l'échantillon sont donnés à la Figure IV-14.

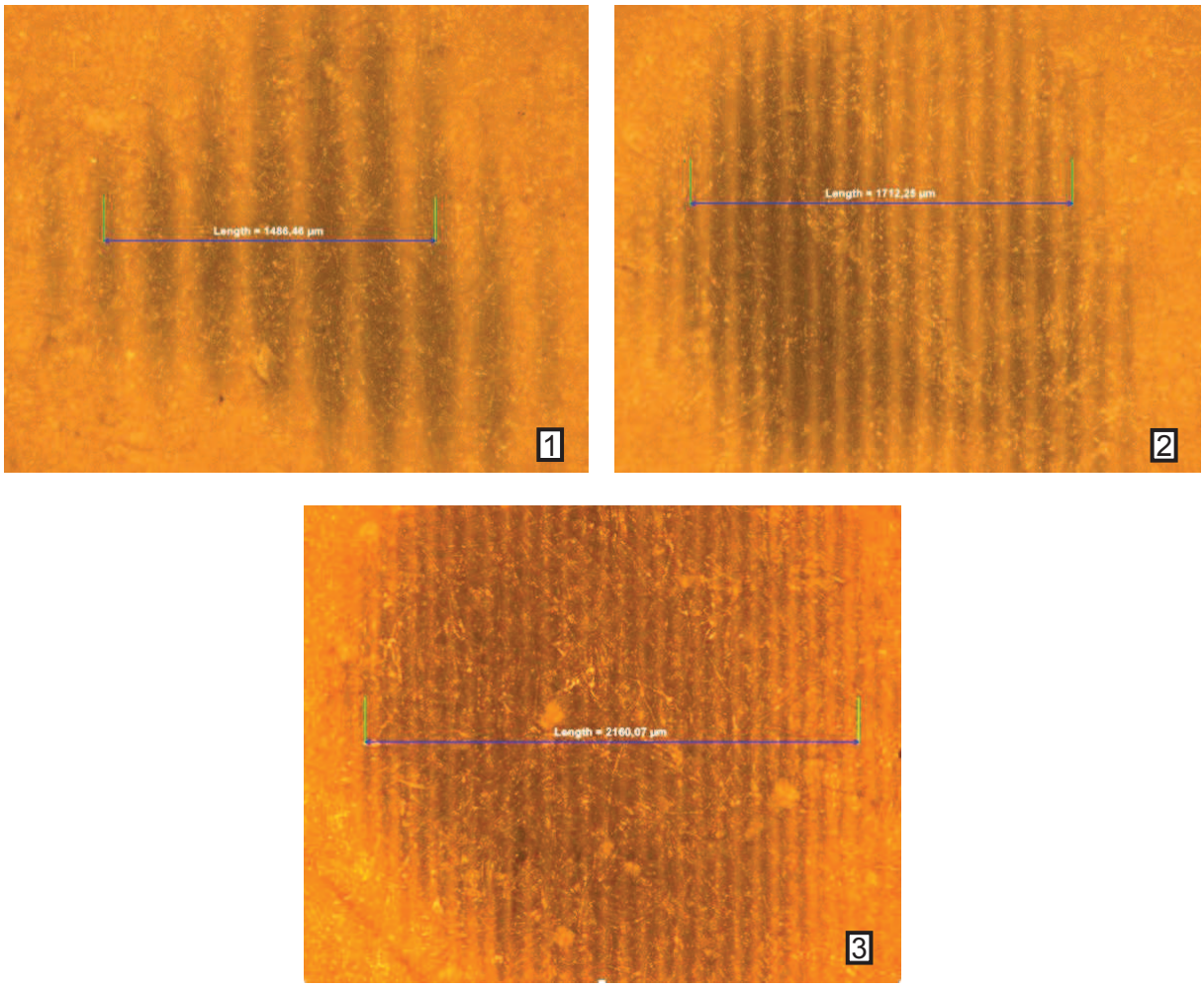


Figure IV-14 : enregistrement sur papier thermosensible de la figure d'interférence obtenue à proximité de la surface de l'échantillon dans les cas $d_1 \approx 270$ *cm* (1), $d_2 \approx 135$ *cm* (2) et $d_3 \approx 86$ *cm* (3)

Les longueurs figurant sur la Figure IV-14 ont été obtenues grâce à un microscope calibré associé à un logiciel de traitement d'image, ce qui permet d'obtenir une mesure de l'interfrange avec une précision d'environ ± 5 %. Les résultats sont résumés dans le Tableau IV-1.

distance d (cm)	270	135	86
interfrange théorique (µm)	240	120	76
interfrange mesuré (µm)	250	120	83

Tableau IV-1 : interfranges théoriques et mesurés dans les cas $d_1 \approx 270$ *cm*, $d_2 \approx 135$ *cm* et $d_3 \approx 86$ *cm*

On observe un très bon accord entre les valeurs des interfranges théoriques et mesurés dans les cas $d_1 \approx 270$ *cm* et $d_2 \approx 135$ *cm*. La variation observée dans le cas $d_3 \approx 86$ *cm* (+9,2 %) peut être due à un recouvrement partiel entre les deux faisceaux. Dans ce cas, la valeur de l'angle α entre ceux-ci, donc de l'interfrange, diffère de celle attendue dans le cas d'un recouvrement total.

IV.2.1.3 Mesure du déplacement normal de surface

Pour chaque valeur de la distance *d*, le déplacement normal de la surface de l'échantillon a été mesuré en fonction du temps dans le cas d'une propagation en l'absence de défaut.

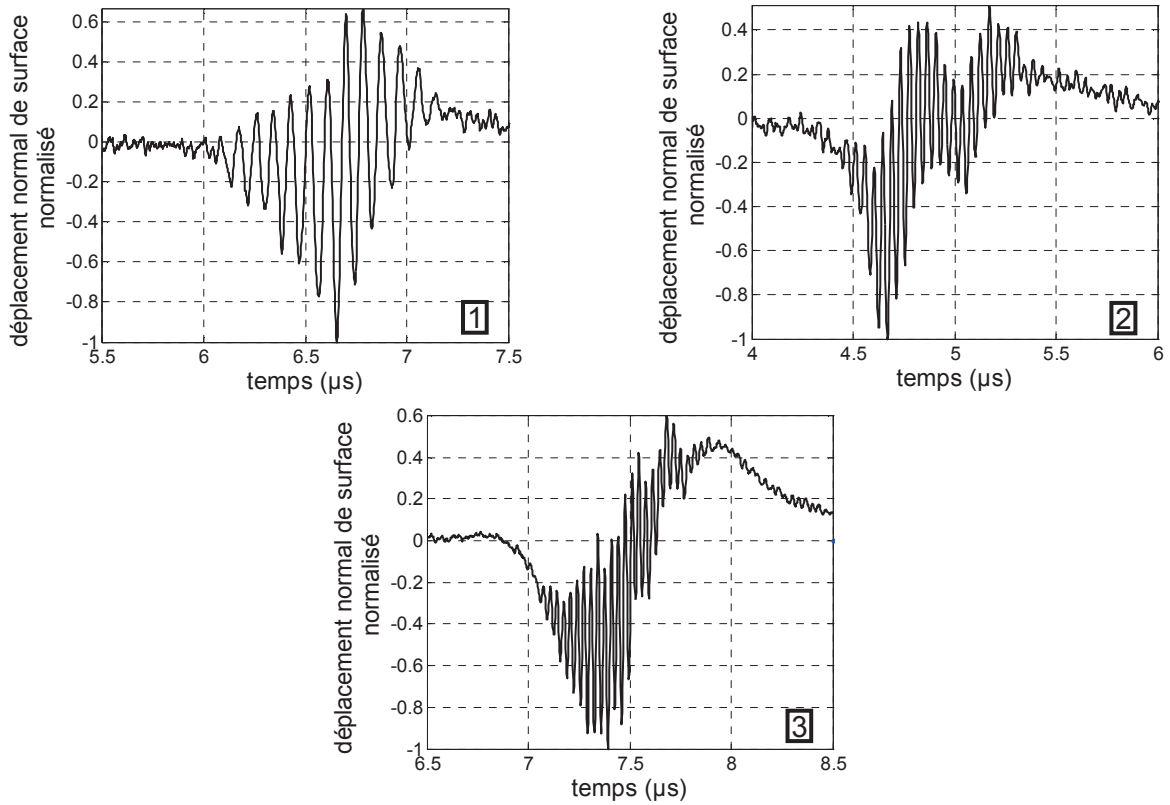


Figure IV-15 : mesure du déplacement normal de la surface de l'échantillon en fonction du temps obtenue dans les cas $d_1 \approx 270$ *cm* (1), $d_2 \approx 135$ *cm* (2) et $d_3 \approx 86$ *cm* (3)

On reconnait, en particulier sur le graphe 3 de la Figure IV-15, une composante du déplacement normal basse fréquence de forme bipolaire, caractéristique d'une onde de Rayleigh, qui peut être relative à la forme globalement circulaire de la source thermoélastique (cf. Figure IV-14). Sur cette composante basse fréquence se superpose un déplacement normal de surface quasi-sinusoïdal lié aux franges d'interférence.

L'interfrange mesuré précédemment est comparé dans le Tableau IV-2 avec le produit de la période du signal associé au déplacement normal par la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans le matériau ($v_R \approx 2900$ *m.s*$^{-1}$).

distance d (cm)	270	135	86
interfrange mesuré (µm)	250	120	83
(période temporelle).v_R (µm)	260	130	85

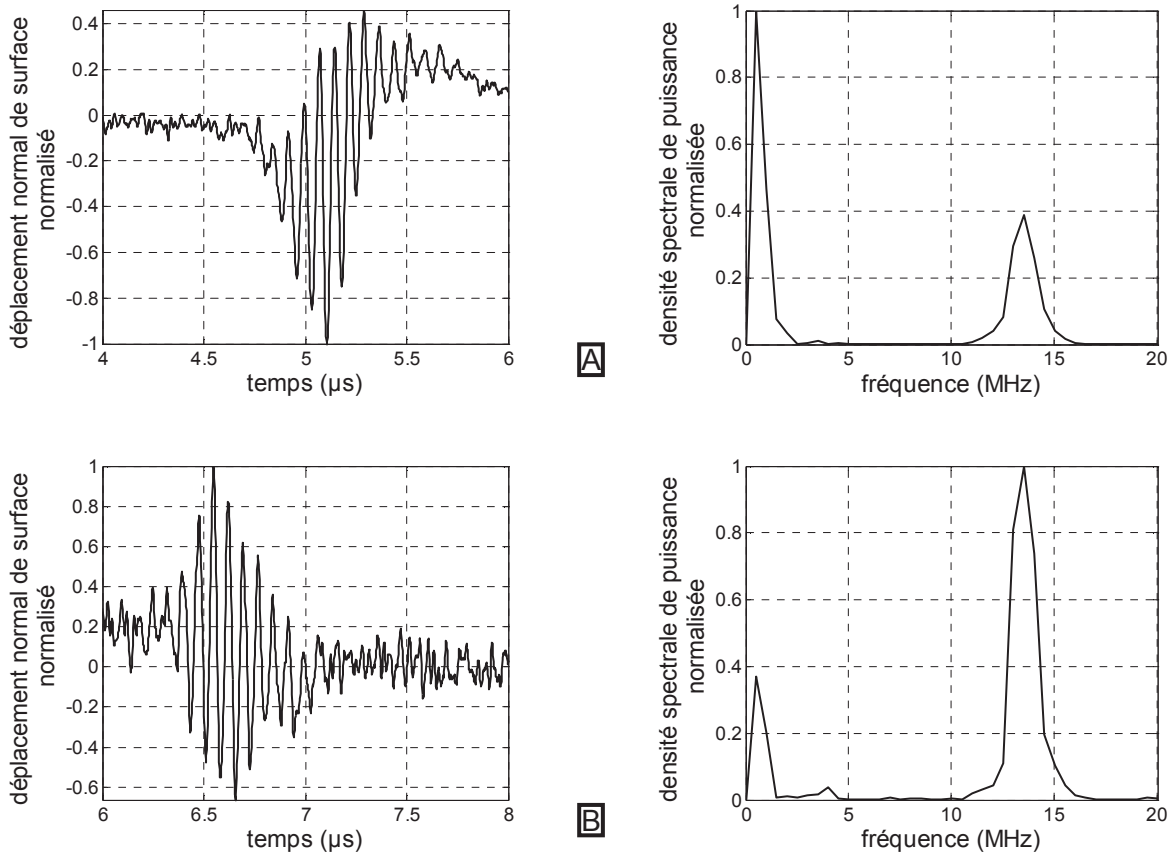
Tableau IV-2 : interfranges théoriques et mesurés dans les cas $d_1 \approx 270$ *cm*, $d_2 \approx 135$ *cm* et $d_3 \approx 86$ *cm*

On observe un très bon accord entre les deux séries de valeurs dans le Tableau IV-2, ce qui confirme que l'interfrange mesuré sur papier thermosensible correspond effectivement à la périodicité spatiale du réseau de sources lignes thermoélastiques. Cette configuration est alors similaire à celle d'un transducteur à électrodes interdigitées pour ondes de surface excité par une impulsion de courant [8].

IV.2.1.4 Influence de la rainure à profondeur variable sur les ondes de surface

Cette étude concerne l'effet de la rainure à profondeur variable en considérant des mesures effectuées au centre de l'échantillon. A cet endroit, la rainure à fond semi-circulaire a une largeur de 350 µm et une profondeur de 230 µm.

Le déplacement normal de la surface de l'échantillon a été mesuré dans le cas $d_1 \approx 270\ cm$ en l'absence de rainure, après réflexion et après transmission par celle-ci. La densité spectrale de puissance associée à chaque signal a également été calculée.



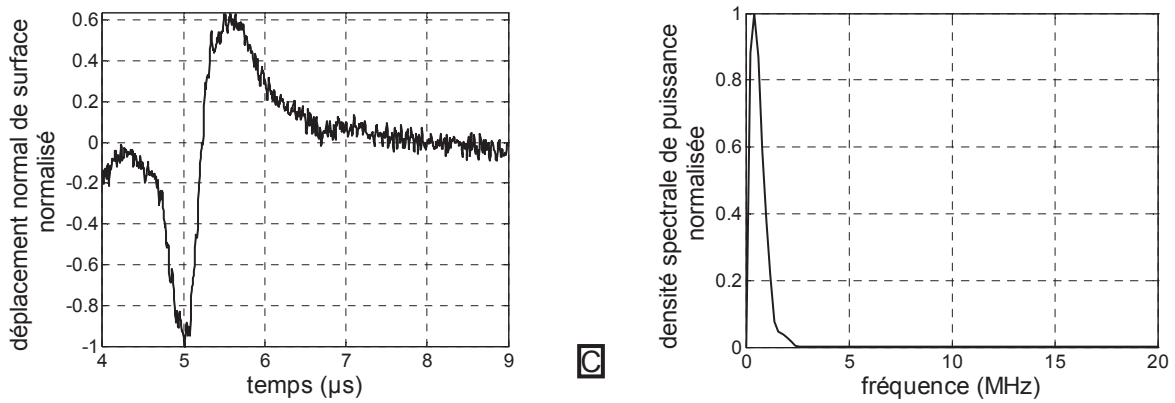


Figure IV-16 : mesure du déplacement normal de la surface de l'échantillon en fonction du temps et densité spectrale de puissance associée dans le cas $d_1 \approx 270$ *cm* pour une propagation en l'absence de défaut (A) et après réflexion (B) ou transmission (C) par une rainure à fond semi-circulaire de largeur 350 µm et de profondeur 230 µm

Lorsqu'il n'y a pas de défaut sur le chemin de propagation (graphes A), on retrouve la forme de signal décrite précédemment où une composante quasi-sinusoïdale haute fréquence due au réseau de franges se superpose à une composante basse fréquence. Comme nous l'avons déjà observé [9], la rainure se comporte dans le domaine fréquentiel comme un filtre passe-haut en réflexion et passe-bas en transmission. Ainsi, les graphes B montrent dans les domaines temporel et fréquentiel que le déplacement normal associé à l'onde réfléchie par la rainure comporte essentiellement des composantes hautes fréquences tandis que les graphes C montrent que le déplacement normal relatif à l'onde transmise ne contient plus que des composantes basses fréquences.

Nous avons vu qu'avec le dispositif envisagé il était possible de générer un réseau de sources lignes thermoélastiques au niveau de l'échantillon. Le déplacement normal dû à l'onde acoustique de surface ainsi générée se décompose en une composante basse fréquence et en une composante haute fréquence quasi-monofréquentielle. Cette composante haute fréquence présente comme intérêt principal d'avoir une fréquence centrale facilement ajustable en fonction des caractéristiques géométriques du montage.

IV.2.2 Le pas du réseau étant variable

Nous venons de voir qu'un réseau de sources lignes thermoélastiques à pas constant avait la particularité de générer des ondes acoustiques dont le déplacement normal de surface associé comportait une composante quasi-monofréquentielle haute fréquence dépendant du pas du réseau. Afin d'étudier les caractéristiques des ondes de surface générées par un réseau de sources lignes thermoélastiques à pas variable, nous avons mis en œuvre le dispositif expérimental original suivant.

IV.2.2.1 Dispositif expérimental

La configuration expérimentale envisagée se base sur l'utilisation d'un interféromètre de Michelson dont un des miroirs est convexe cylindrique.

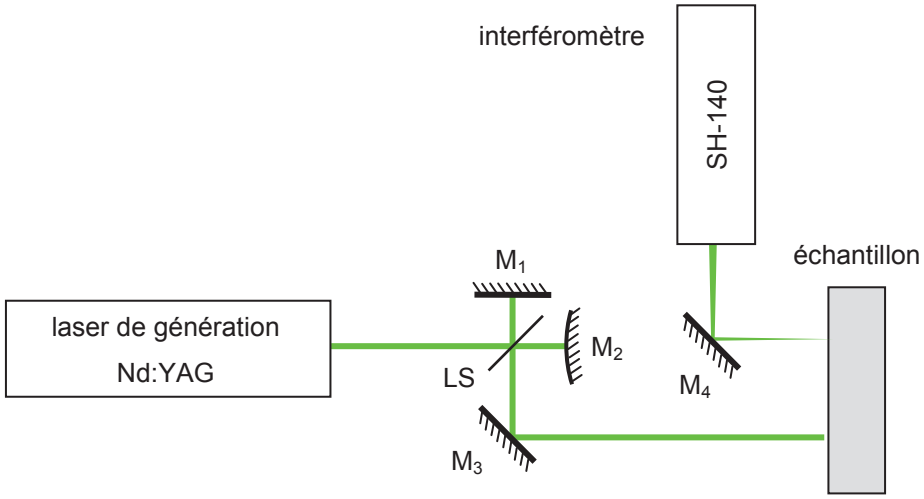


Figure IV-17 : dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'un réseau de sources lignes à pas variable

Le dispositif interférentiel de type Michelson constitué du miroir plan M_1, du miroir cylindrique convexe M_2 et de la lame séparatrice LS peut se ramener au schéma de la Figure IV-18.

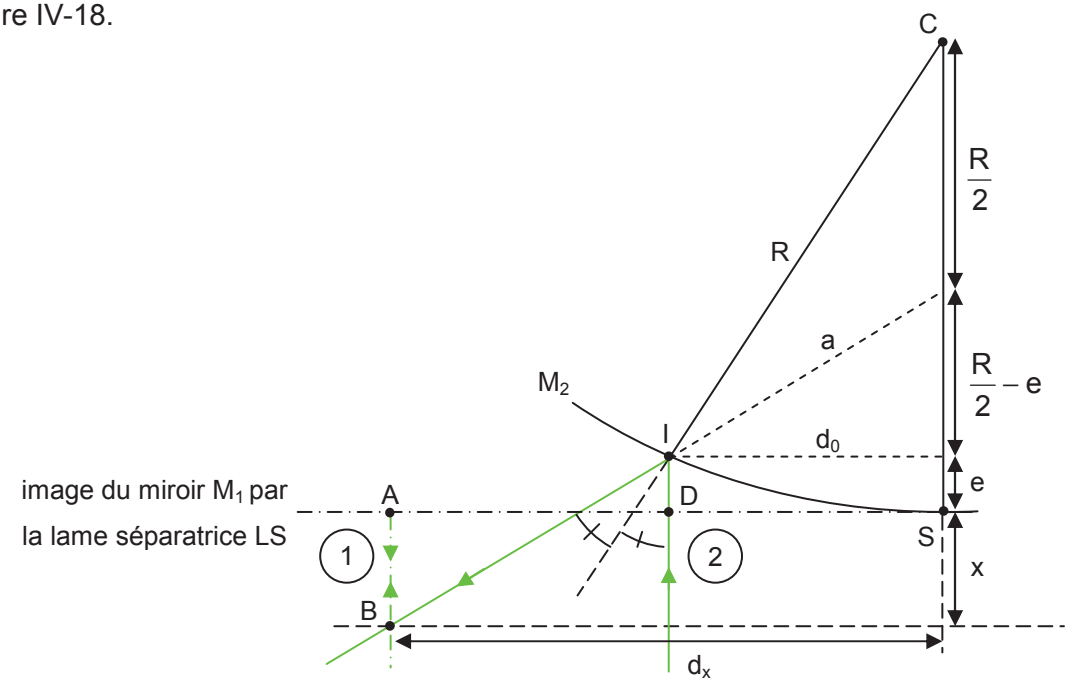


Figure IV-18 : représentation équivalente du chemin parcouru par deux faisceaux dans le dispositif de type Michelson comprenant un miroir cylindrique

Considérons que le dispositif de type Michelson est réglé afin que l'image du miroir M_1 par la lame séparatrice LS soit tangente au sommet S du miroir M_2. Dans ces conditions, les faisceaux 1 et 2 parcourent le même chemin optique jusqu'à l'image du miroir M_1 puis

interfèrent au point B après avoir parcouru le trajet *L(AB)* pour le faisceau 1 et le trajet *L(DIB)* pour le faisceau 2.

On appelle $R = CI = CS$ le rayon de courbure du miroir M_2, $e = DI$ la distance parcourue par le faisceau 2 entre l'image du miroir M_1 et le miroir M_2, a la distance entre le point I et l'intersection entre les droites (BI) et (CS), d_0 la distance entre le faisceau 2 et la droite (CS), d_x la distance du point B à la droite (CS) et $x = AB$ la distance du point B à l'image du miroir M_1.

Le chemin optique parcouru par le faisceau (1) depuis l'image du miroir M_1 est donc égal à : $L_1 = L(AB) = x$. Le chemin optique parcouru par le faisceau (2) depuis l'image du miroir M_1 est quant à lui : $L_2 = L(DIB) = e + a\dfrac{x+e}{\dfrac{R}{2}-e}$.

La distance a est donnée par : $a = \sqrt{eR + \dfrac{R^2}{4}}$. De plus, on a dans notre configuration : $R >> e \Rightarrow a \approx \dfrac{R}{2} + e$.

La différence de chemin optique entre les deux sous-faisceaux est donc :

$$\delta_{1-2} = L_2 - L_1 = e - x + a\frac{x+e}{\frac{R}{2}-e} \approx 2e\left(1 + \frac{2x}{R}\right) \qquad \text{éq. IV-4}$$

La différence de marche vaut m interfranges lorsque : $\delta_{1\text{-}2} = m\lambda_0$ avec λ_0 la longueur d'onde du laser. Sachant que la distance d_0 est telle qu'on a la relation :

$$d_0 = \sqrt{2eR - e^2} \approx \sqrt{2eR} \qquad \text{éq. IV-5}$$

on peut alors en déduire la distance $(d_0)_{mi}$ correspondant à m interfranges :

$$(d_0)_{mi} \approx \frac{\sqrt{m\lambda_0 R}}{\sqrt{1 + \frac{2x}{R}}} \qquad \text{éq. IV-6}$$

Par ailleurs, étant donné qu'on a également la relation :

$$d_x = \frac{\frac{R}{2} + x}{\frac{R}{2} - e} d_0 \approx \left(1 + \frac{2x}{R}\right) d_0 \qquad \text{éq. IV-7}$$

on en déduit la valeur de la distance $(d_x)_{mi}$ correspondant à m interfranges :

$$(d_x)_{mi} \approx \sqrt{1 + \frac{2x}{R}}\sqrt{m\lambda_0 R} \qquad \text{éq. IV-8}$$

On remarque d'après les équations éq. IV-6 et éq. IV-8 qu'on a pour les faibles distances $x << R$: $\left|(d_x)_{mi}\right|_{x\to 0} \approx \left|(d_0)_{mi}\right|_{x\to 0} \approx \sqrt{m\lambda_0 R}$

On retrouve par analogie avec l'équation éq. IV-5 le résultat simple connu pour un dispositif de Michelson monté en lame d'air. La différence de marche $(\delta_{1-2})_{mi}$ introduite par une épaisseur de lame d'air entre les deux miroirs $(e)_{mi}$ correspond à m interfranges si on a : $(\delta_{1-2})_{mi} = 2(e)_{mi} = m\lambda_0$.

Ces calculs ont permis de déterminer le rayon de courbure du miroir cylindrique afin que les ondes générées aient une longueur d'onde du même ordre de grandeur que la dimension des défauts observés i.e. quelques centaines de microns. On a ainsi choisi pour ce dispositif expérimental $R = 5\ m$ et $x \approx 70\ cm$ et les ordres de grandeur suivants pour les distances $(d_x)_{mi}$ et les interfranges $i_m = (d_x)_{mi} - (d_x)_{(m-1)i}$.

m	1	2	3	4	5	6
$(d_x)_{mi}$ (mm)	1,85	2,61	3,20	3,69	4,13	4,52
$i_m = (d_x)_{mi} - (d_x)_{(m-1)i}$ (µm)	1850	764	586	494	436	394

Tableau IV-3 : interfranges calculés lorsque l'image du miroir M_1 par la lame séparatrice est tangente au sommet du miroir M_2

IV.2.2.2 Allure de la figure d'interférence

L'enregistrement sur papier thermosensible de la figure d'interférence obtenue au niveau de l'échantillon est représenté sur la Figure IV-19.

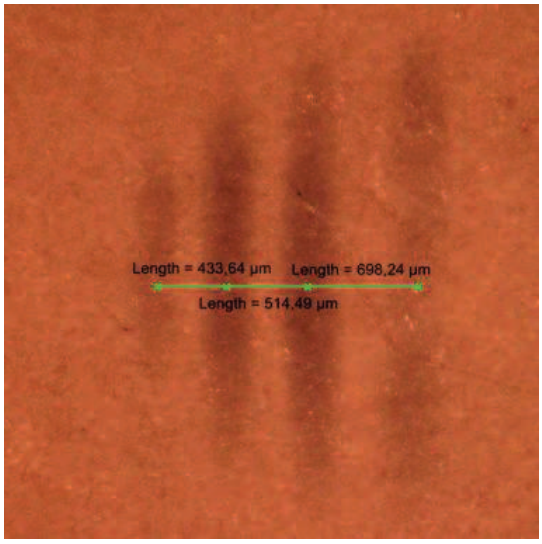


Figure IV-19 : enregistrement sur papier thermosensible de la figure d'interférence obtenue à proximité de la surface de l'échantillon avec le dispositif de type Michelson comprenant un miroir cylindrique

Le contraste de la figure d'interférence et la sensibilité du papier thermosensible n'ont permis d'observer que quatre franges. Toutefois, on observe sur la Figure IV-19 que le réseau de franges possède un pas variable, ce qui correspond aux résultats théoriques du paragraphe précédent.

IV.2.2.3 Etude du déplacement de surface engendré

Le déplacement normal de surface typiquement obtenu dans le cas d'une propagation en l'absence de défaut avec le dispositif de type Michelson comprenant un miroir cylindrique est représenté sur la Figure IV-20.

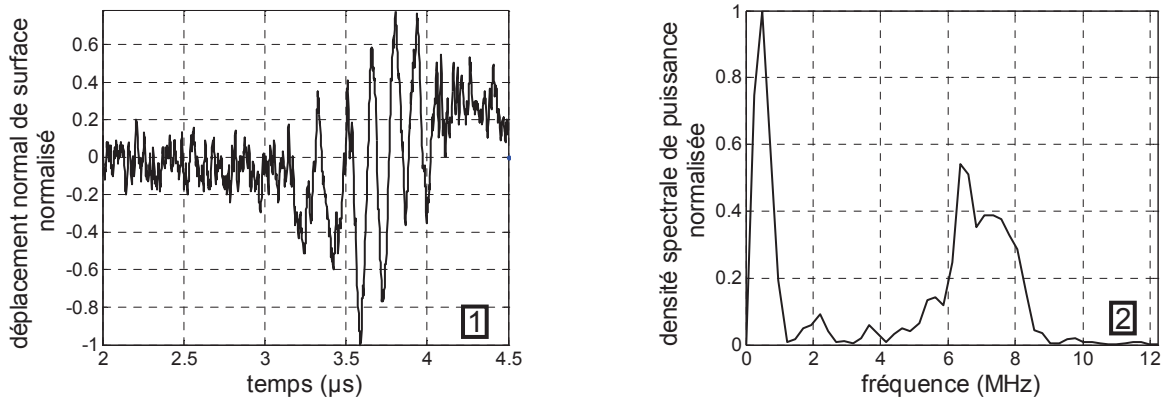


Figure IV-20 : mesure du déplacement normal de la surface de l'échantillon en fonction du temps (1) et densité spectrale de puissance associée (2) obtenus dans le cas d'une propagation en l'absence de défaut avec un réseau de sources lignes à pas variable

Le traitement réfléchissant déposé sur les miroirs du dispositif de type Michelson a une tenue au flux limitée à environ 1 MW.cm^{-2}. Les expériences ont donc été réalisées avec une densité de puissance optique incidente sur l'échantillon divisée d'un facteur 10 par rapport aux expériences précédentes, ce qui a pour effet de diviser du même ordre de grandeur le rapport signal sur bruit.

On observe néanmoins dans le domaine temporel sur la Figure IV-20-1 comme dans le cas d'un réseau de sources lignes à pas constant (cf. Figure IV-15), une évolution négative puis positive du déplacement caractéristique d'une onde de Rayleigh basse fréquence. Sur cette composante basse fréquence se superpose maintenant une onde de plus haute fréquence associée aux franges d'interférence. Le déplacement dû à cette onde se présente localement sous la forme d'une sinusoïde dont la fréquence instantanée augmente avec le temps d'arrivée de l'onde. Le spectre associé représenté sur la Figure IV-20-2 confirme la présence d'une composante basse fréquence et d'un ensemble de composantes hautes fréquences.

Afin de mettre en évidence l'apparente évolution de la fréquence instantanée du signal avec le temps d'arrivée de l'onde, nous avons réalisé une transformée en ondelettes [10,11] sur le signal (1) de la Figure IV-20. L'ondelette mère est de type Morlet complexe d'expression :

$$cmor(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi \Delta f}} e^{i 2\pi f_0 t} e^{-t^2 / \Delta f} \qquad \text{éq. IV-9}$$

avec i le nombre imaginaire pur, Δf la largeur spectrale de l'ondelette et f_0 sa fréquence centrale.

Une illustration de cette ondelette mère est représentée sur la Figure IV-21.

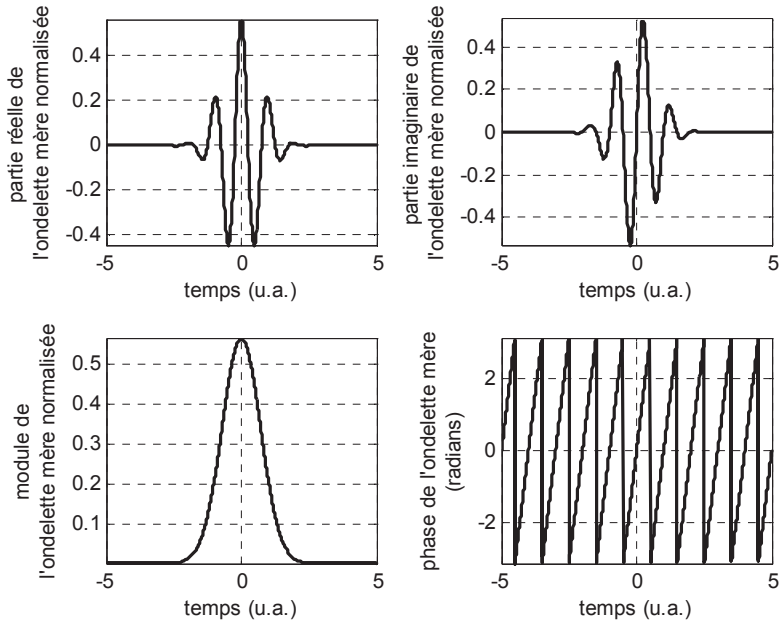


Figure IV-21 : ondelette mère de type Morlet complexe utilisée pour le calcul de la transformée en ondelettes

La transformée en ondelettes fait intervenir le paramètre d'échelle s qui dépend de la fréquence d'échantillonnage du signal et du type d'ondelette mère choisie. Dans notre cas, si on nomme $f_{éch}$ la fréquence d'échantillonnage ($f_{éch}$ = *500 MHz*), la fréquence du signal f_{sig} associée au paramètre d'échelle s se déduit par la relation suivante :

$$f_{sig} = \frac{f_{éch}}{s} \qquad \text{éq. IV-10}$$

La transformée en ondelettes appliquée au signal (1) de la Figure IV-20 est représentée sur la Figure IV-22. Sur le premier graphe figure le scalogramme de ce signal, c'est-à-dire le carré du module de la transformée en ondelettes et sur le second est repérée la position temporelle du maximum d'énergie pour chaque fréquence f_{sig}.

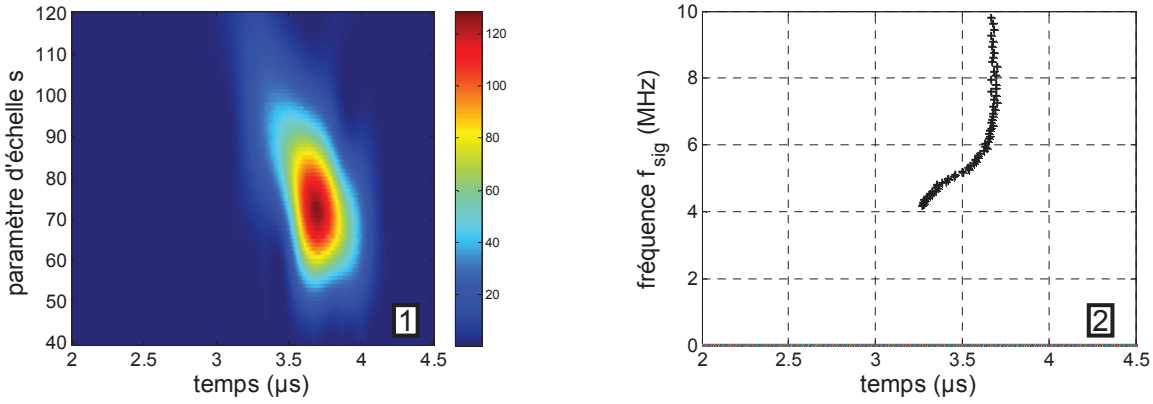


Figure IV-22 : scalogramme du signal représenté sur la Figure IV-20 (1) et position temporelle du maximum d'énergie pour chaque fréquence f_{sig} (2)

Les deux représentations de la Figure IV-22 confirment que plus le temps d'arrivée de l'onde augmente, plus les composantes spectrales qui sont associées à son déplacement ont un petit paramètre d'échelle, donc une fréquence élevée. La mesure de fréquence instantanée entre deux pics du signal de la Figure IV-20-1 ainsi que la courbe de la Figure IV-22-2 sont en bon accord et indiquent une fréquence due au réseau variant d'environ 4 MHz à 10 MHz. De même, il existe une bonne corrélation entre le spectre représenté sur la Figure IV-20-2 et le scalogramme de la Figure IV-22-1 qui indiquent un maximum d'énergie entre 6 MHz et 8 MHz.

L'emploi de miroirs à haute tenue au flux dans le dispositif de type Michelson contenant un miroir cylindrique devrait permettre de mettre en évidence l'effet d'un défaut sur la propagation d'un train d'ondes acoustiques dont la fréquence instantanée varie avec le temps d'observation.

IV.3 Etude d'une source annulaire

IV.3.1 La source ayant un seul anneau

Grâce à une source annulaire thermoélastique, l'énergie lumineuse déposée sur l'échantillon est répartie sur une plus grande surface par rapport à une source ligne. De plus, la présence d'un défaut devrait pouvoir être détectée quelle que soit sa position à l'intérieur de l'anneau thermoélastique.

IV.3.1.1 Dispositif expérimental

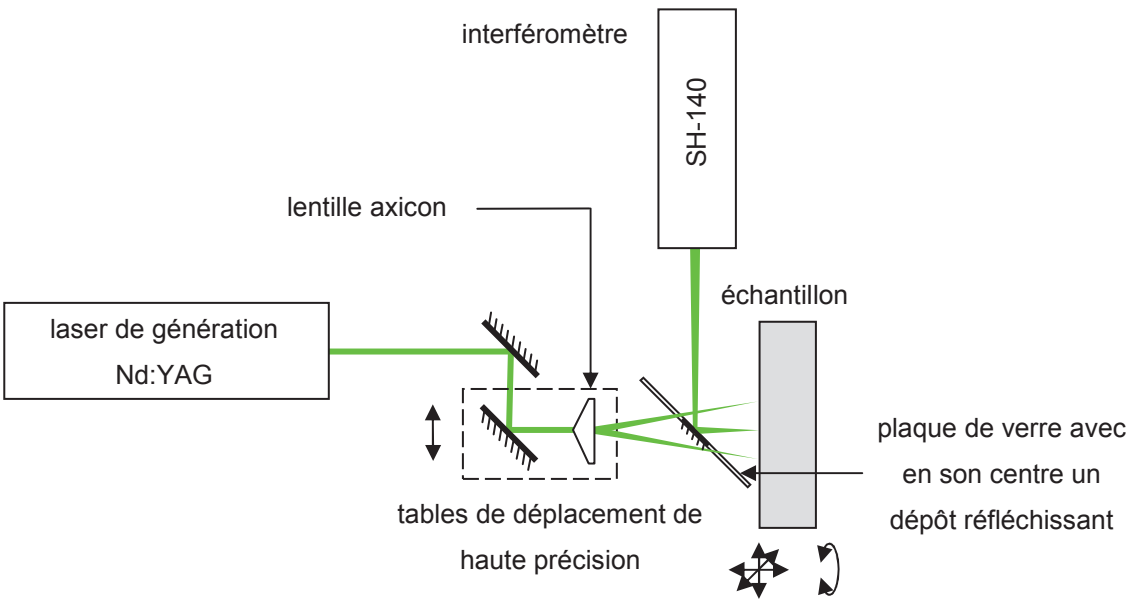


Figure IV-23 : dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'une source annulaire

En comparaison des dispositifs expérimentaux décrits précédemment dans ce mémoire, la lentille axicon impose un autre dispositif de renvoi du faisceau de l'interféromètre afin que le point de détection se situe à l'intérieur de la source annulaire. Une solution consiste à placer devant l'échantillon un miroir dichroïque transparent au faisceau laser de génération et réfléchissant pour le faisceau laser de détection [12,13]. Cependant, cette solution impose que les faisceaux laser de génération et de détection aient des polarisations croisées ou des longueurs d'onde différentes. Dans notre cas, nous avons choisi de déposer au centre d'une plaque de verre un dépôt métallique afin qu'il réfléchisse le faisceau de l'interféromètre alors que le reste de la plaque transmet le faisceau source annulaire.

Une photographie de cette partie du montage est représentée sur la Figure IV-24.

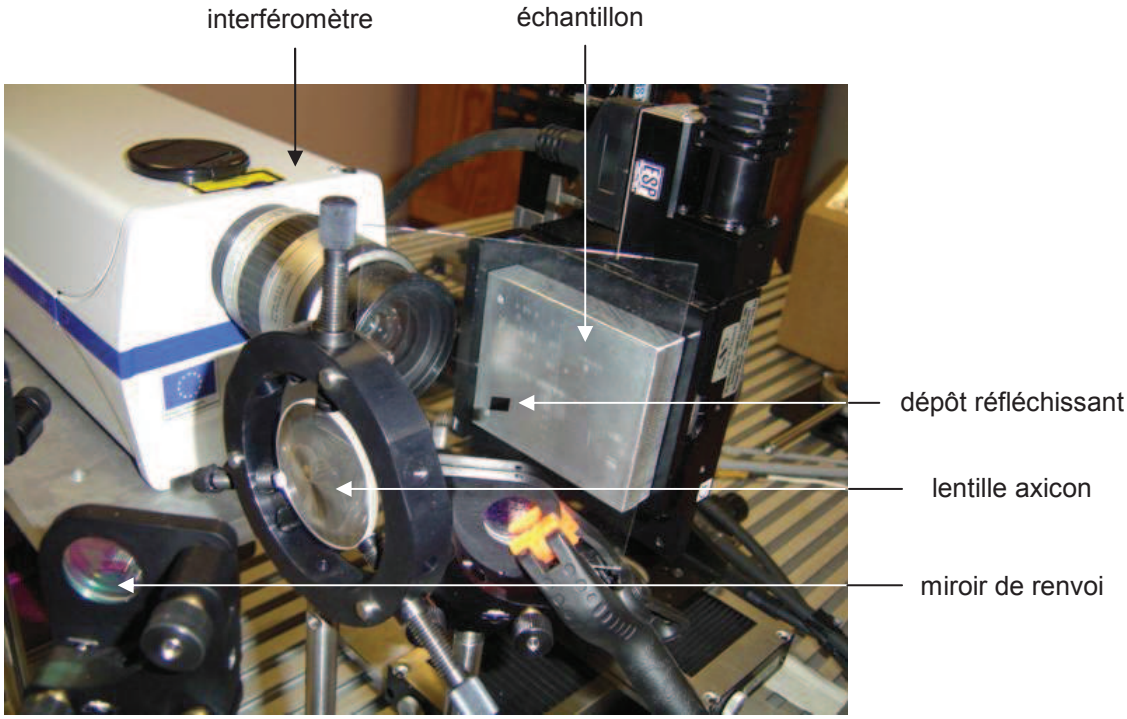


Figure IV-24 : dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'une source annulaire

IV.3.1.2 Calcul du déplacement de surface

Afin de calculer le déplacement normal de surface créé par une source annulaire thermoélastique, nous avons décomposé celle-ci en un ensemble de sources élémentaires émettant chacune une onde acoustique de surface dont la résultante en un point de mesure est la somme des amplitudes.

Nous supposons que chaque élément émet une onde acoustique de surface dont le déplacement normal correspond à une période de sinusoïde amortie par une exponentielle

décroissante pour se rapprocher des signaux mesurés expérimentalement. Afin de pouvoir être comparés avec les résultats expérimentaux présentés au paragraphe suivant, les calculs ont été obtenus avec un rayon d'anneau de 11,5 mm et une fréquence de sinusoïde égale à 4 MHz.

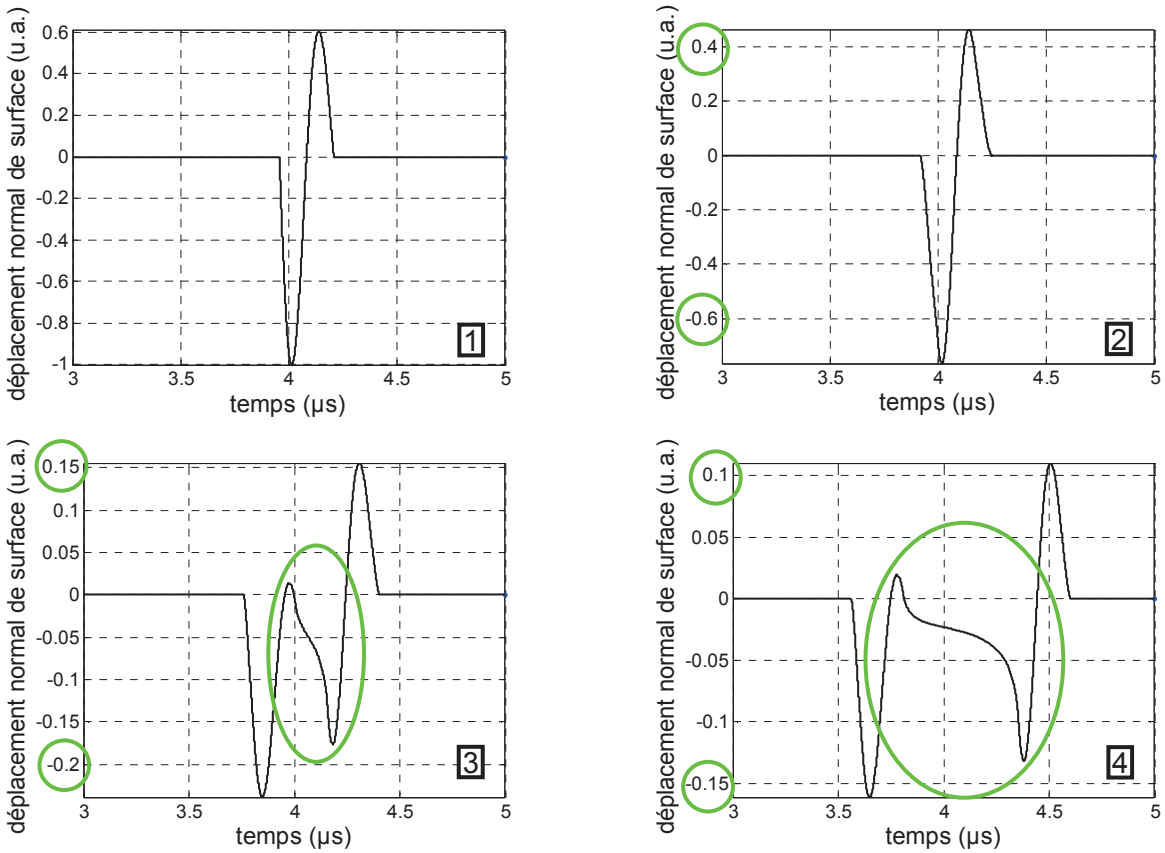


Figure IV-25 : calcul du déplacement normal de surface en fonction du temps dans le cas d'une source annulaire de rayon 11,5 mm dont chaque élément génère dans l'aluminium un déplacement normal constitué d'une sinusoïde amortie de fréquence sans amortissement 4 MHz. Le résultat est obtenu au centre de l'anneau (1), à 0,115 mm (2), à 0,575 mm (3) et à 1,15 mm (4) du centre de l'anneau

Lorsque le résultat de calcul est obtenu pour une détection au centre de l'anneau (courbe 1 de la Figure IV-25), les ondes émises par chaque élément se superposent en une onde dont le déplacement normal de surface associé est d'amplitude maximale.

A une distance au centre correspondant à 1 % du rayon de l'anneau (courbe 2 de la Figure IV-25), l'allure générale du déplacement normal dû aux ondes générées est identique au résultat obtenu précédemment. En revanche, l'amplitude de ce déplacement atteint ici environ 80 % de l'amplitude maximale obtenue au centre de l'anneau.

Lorsque la distance au centre augmente pour atteindre 5 % du rayon de l'anneau (courbe 3 de la Figure IV-25), l'effet est maintenant visible sur l'amplitude (environ 25 % de l'amplitude maximale obtenue au centre de l'anneau) et sur l'allure du déplacement normal. Les pôles négatif et positif observés précédemment sont maintenant clairement séparés par une zone où sont visibles deux pôles de plus faible amplitude.

Les deux effets mentionnés dans le paragraphe précédent sont davantage marqués lorsque la distance au centre atteint 9 % du rayon de l'anneau (courbe 4 de la Figure IV-25) car l'amplitude du déplacement atteint environ 15 % de l'amplitude maximale obtenue au centre de l'anneau et les deux pôles principaux sont plus nettement séparés.

IV.3.1.3 Comparaison entre les calculs et les résultats expérimentaux

Les mesures du déplacement normal de la surface de l'échantillon représentées sur la Figure IV-26 ont été obtenues avec une source annulaire de rayon 11,5 mm.

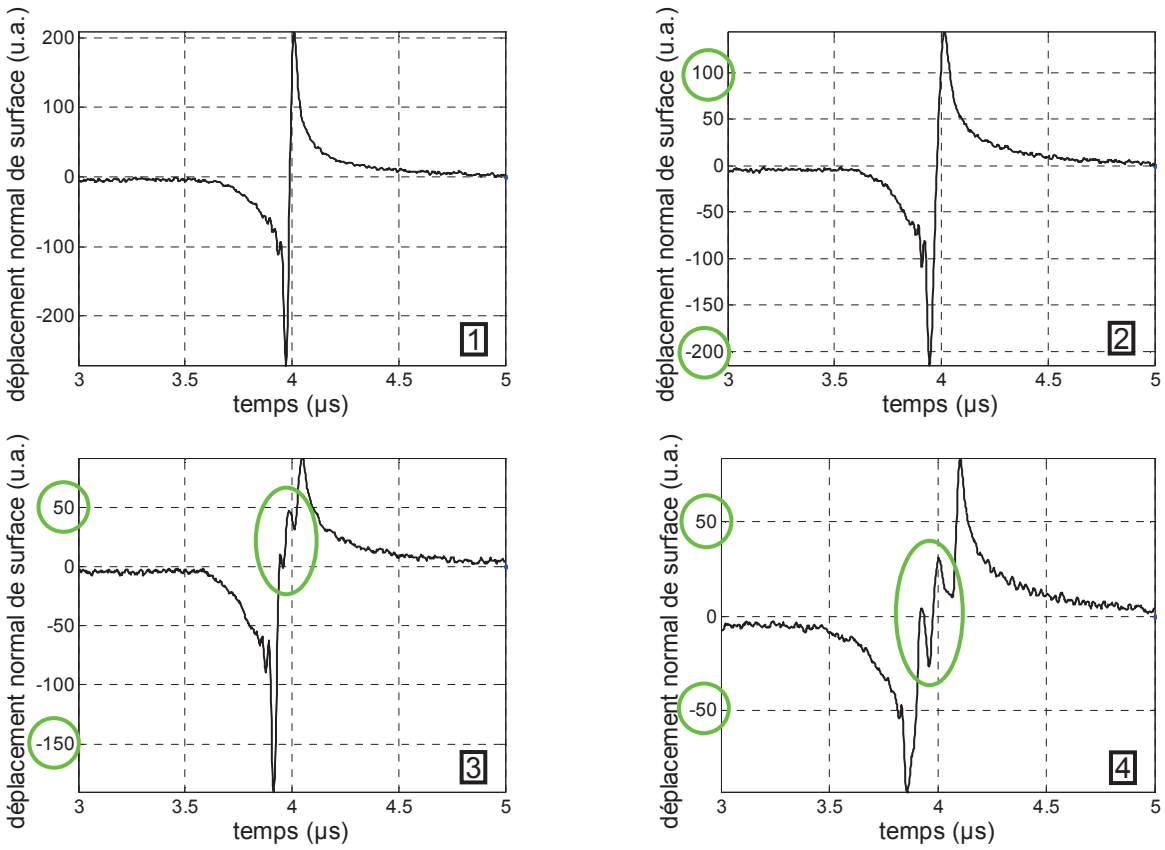


Figure IV-26 : mesure du déplacement normal de surface en fonction du temps dans le cas d'une source annulaire de rayon 11,5 mm obtenue au centre de l'anneau (1), à 0,1 mm (2), à 0,2 mm (3) et à 0,3 mm (4) du centre de l'anneau

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec ceux issus du calcul et ceux déjà publiés [14]. Lorsque le point de détection des ondes acoustiques de surface s'éloigne du centre de l'anneau (cette évolution s'observe de la courbe 1 à la courbe 4), l'amplitude du déplacement normal de surface diminue et les pôles négatif et positif de ce déplacement se séparent avec l'apparition d'une zone intermédiaire où sont visibles des pôles de plus faible amplitude.

IV.3.1.4 Influence d'un défaut cylindrique

Un défaut cylindrique de diamètre et de profondeur 1 mm situé à proximité du point de détection a une influence sur la mesure du déplacement normal de surface lorsque celle-ci s'effectue au centre de l'anneau.

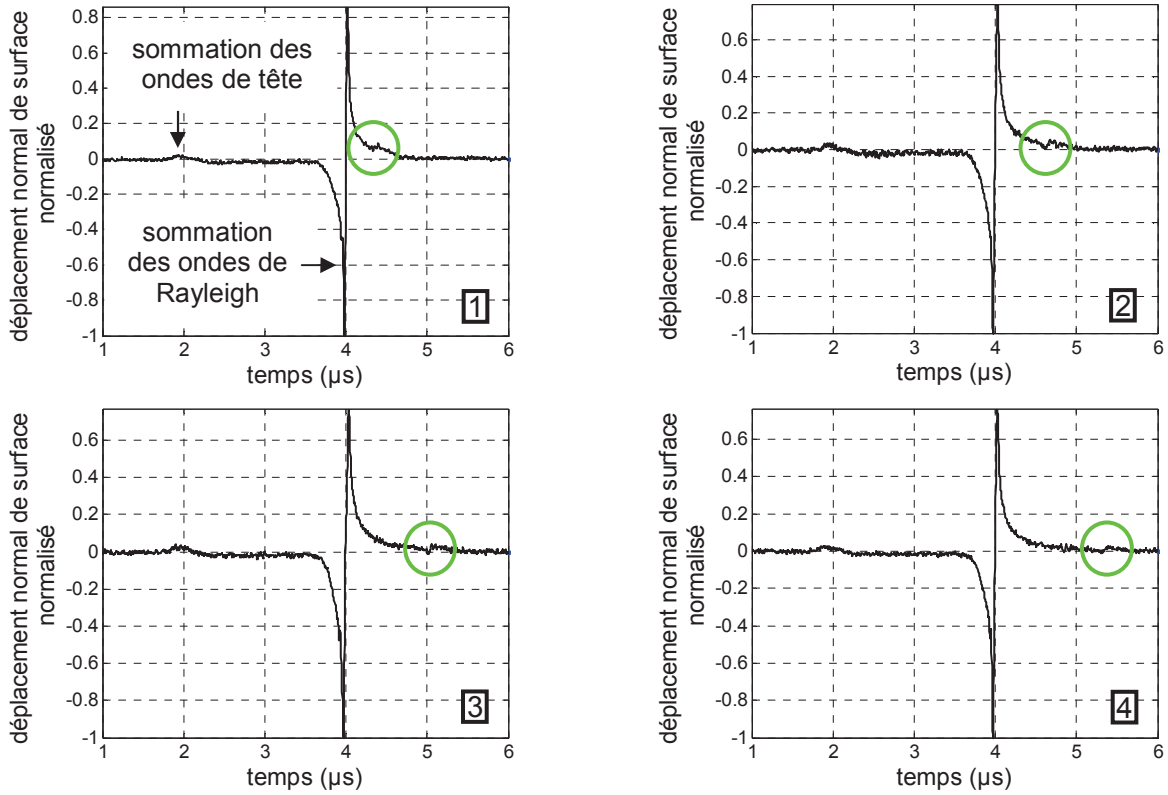


Figure IV-27 : mesure du déplacement normal de surface en fonction du temps au centre d'une source annulaire de rayon 11,5 mm lorsqu'un défaut cylindrique de diamètre et de profondeur 1 mm se situe à 0,5 mm (1), 1 mm (2), 1,5 mm (3) et 2 mm (4) du centre de l'anneau

On observe sur la Figure IV-27 le déplacement normal relatif à la sommation des ondes de tête (pour un temps de propagation d'environ 2 µs) et des ondes de Rayleigh (pour un temps de propagation d'environ 4 µs) émises par chaque source élémentaire constituant l'anneau. Une onde de surface dont le déplacement est de plus faible amplitude et caractéristique du défaut cylindrique figure sur chacun des graphes. Le temps de vol de cette onde et l'amplitude relative du déplacement normal associé à cette onde par rapport à celui relatif à l'onde de Rayleigh sont représentés sur la Figure IV-28 en fonction de la distance au centre de l'anneau.

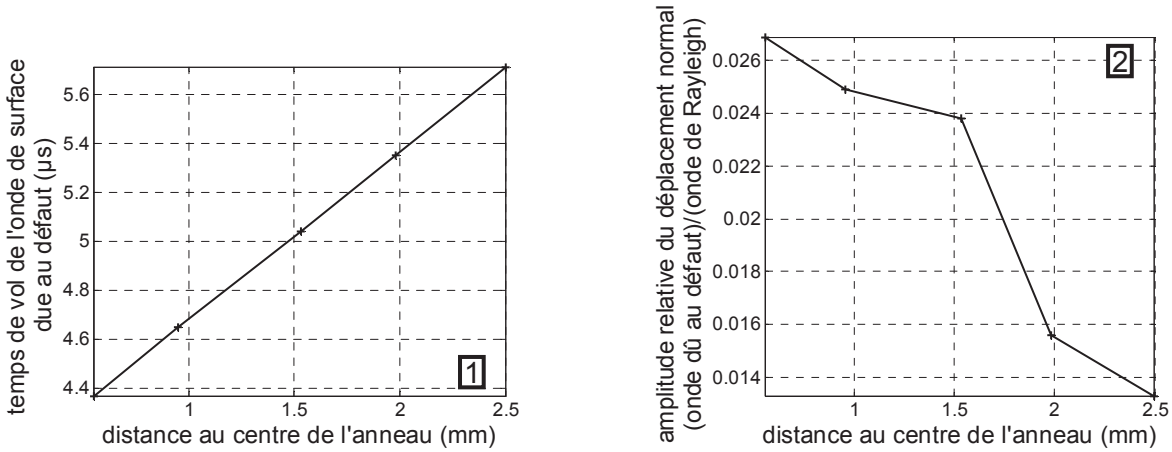


Figure IV-28 : temps de vol de l'onde de surface due au défaut cylindrique (1) et amplitude relative du déplacement normal associé à cette onde par rapport à celui associé à l'onde de Rayleigh (2) en fonction de la distance du défaut au centre de l'anneau

L'amplitude du déplacement associé à l'onde caractéristique du défaut (cf. graphe 2 de la Figure IV-28) est très faible par rapport à celle qui est associée à l'onde de Rayleigh et sa mesure est difficile. Toutefois, le temps de vol de l'onde due au défaut donne une très bonne indication de la distance entre le défaut et le centre de l'anneau, les mesures montrant une relation linéaire entre ces deux valeurs. Ainsi, il est possible de détecter la présence d'un défaut cylindrique et d'estimer sa distance au centre de la source annulaire quelle que soit sa position à l'intérieur de celle-ci.

IV.3.1.5 Effet d'une rainure sur les ondes de surface

Nous considérons une rainure selon le schéma représenté sur la Figure IV-29.

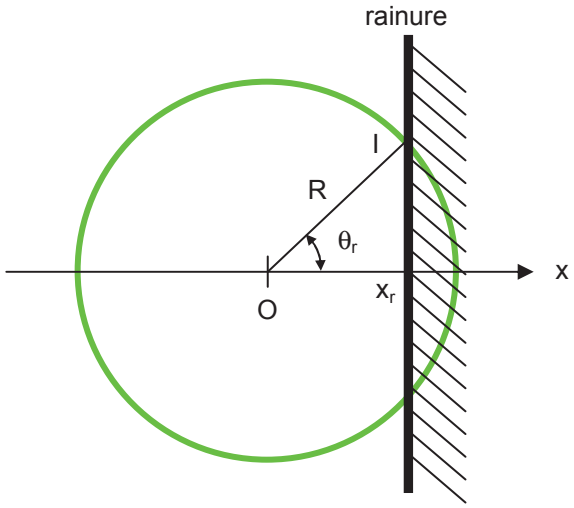


Figure IV-29 : étude de l'influence de la rainure sur les ondes acoustiques de surface produites par un anneau de rayon R

On considère une source thermoélastique annulaire de centre O et de rayon R ainsi qu'une rainure verticale repérée par son abscisse x_r selon un axe (Ox) horizontal dont l'origine se situe au centre de l'anneau. Soit I le point d'intersection de la rainure et de la source annulaire ; on appelle θ_r l'angle entre l'axe (Ox) et le segment [OI].

On détecte toujours les ondes acoustiques de surface au centre de l'anneau et on suppose que les ondes émises par la partie de l'anneau située du côté opposé de la rainure par rapport au centre (la partie hachurée) ont une contribution négligeable. Le rapport ρ entre le déplacement relatif aux ondes émises par chaque source élémentaire de l'anneau pouvant être détectée et le déplacement total est alors égal au rapport entre la longueur d'arc de la partie de la source annulaire non hachurée et le périmètre total de la source :

$$\rho = \frac{R(2\pi - 2\theta_r)}{2\pi R} = 1 - \frac{\arccos\left(\frac{x_r}{R}\right)}{\pi}, 0 < x_r < R \qquad \text{éq. IV-11}$$

Le déplacement normal de surface a été mesuré pour différentes positions de la rainure à profondeur variable suivant la distance x_r la séparant du centre de l'anneau. L'amplitude de ce déplacement en fonction de la distance relative x_r/R est comparée avec la formule théorique de l'équation éq. IV-11.

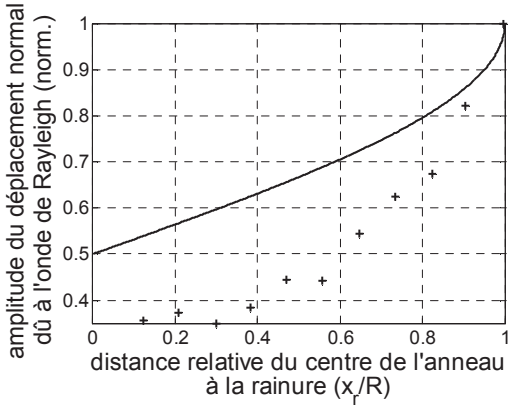


Figure IV-30 : amplitude normalisée du déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh en fonction de la distance relative du centre de l'anneau à la rainure x_r/R ; trait continu : théorique (éq. IV-11), + : mesures expérimentales

La courbe théorique et les relevés expérimentaux présentent une allure similaire. La principale différence provient de valeurs expérimentales plus faibles qu'en théorie et peut s'expliquer par une densité de puissance optique inégalement répartie sur l'ensemble de l'anneau.

Toutefois, étant donné que l'amplitude du déplacement normal évolue de façon monotone avec la distance du centre de l'anneau à la rainure, la mesure de l'amplitude du déplacement normal associé à l'onde de Rayleigh procure une information sur la position de la rainure dès qu'elle intercepte une partie de la source annulaire.

IV.3.2 La source étant composée d'un réseau d'anneaux concentriques à pas variable

Nous nous proposons d'étudier un réseau d'anneaux concentriques dont les propriétés devraient cumuler celles d'une source annulaire (sommation des déplacements normaux au centre de l'anneau) et celles d'un réseau de lignes sources à pas variable (déplacement normal dont la fréquence instantanée varie avec le temps d'observation).

IV.3.2.1 Dispositif expérimental

Afin de générer optiquement des anneaux concentriques à pas variable, nous avons choisi d'utiliser un interféromètre de Michelson monté en lame d'air et éclairé par une source ponctuelle virtuelle obtenue en plaçant avant l'interféromètre une lentille divergente.

Dans ces conditions, si on appelle S_1 et S_2 les images de la source par les deux miroirs de l'interféromètre, les franges d'interférence sont des hyperboloïdes de révolution de foyers S_1 et S_2. Etant donné que l'échantillon se situe dans un plan perpendiculaire à l'axe de révolution, les franges au niveau de sa surface sont des anneaux concentriques à pas variable appelés anneaux d'Haidinger [15].

Le dispositif expérimental est illustré sur la Figure IV-31.

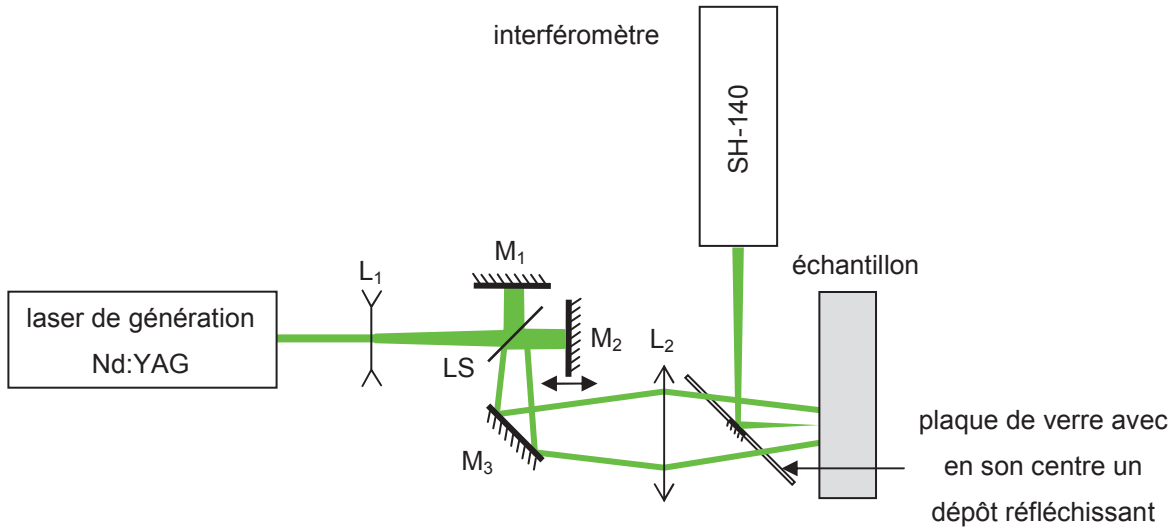


Figure IV-31 : dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'un réseau de sources en anneau à pas variable (pour un souci de clarté, seule la coupe d'un anneau est représentée en sortie de l'interféromètre de Michelson)

Une vue d'ensemble du montage est représentée sur la Figure IV-32.

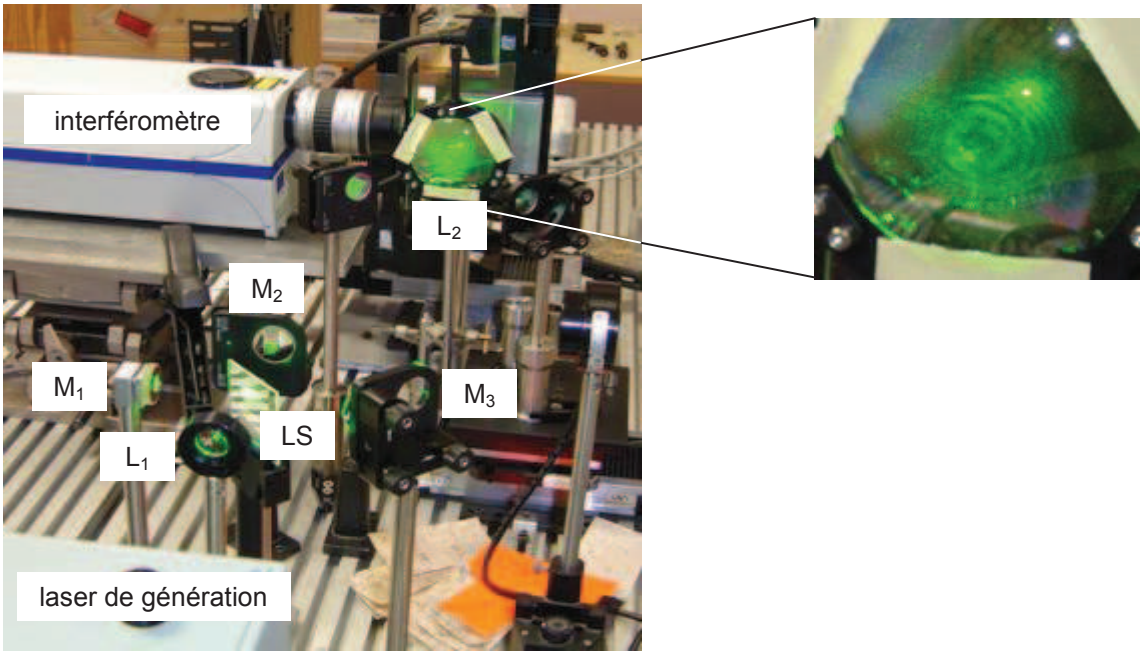


Figure IV-32 : dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes acoustiques de surface dans le cas d'un réseau de sources en anneau à pas variable

La lentille divergente L_1 crée une source ponctuelle virtuelle S. Les miroirs M_1 et M_2 sont montés en lame d'air : ils sont perpendiculaires entre eux mais la distance entre la lame séparatrice LS et chacun des deux miroirs est différente $L(LS\text{-}M_1) \neq L(LS\text{-}M_2)$ et réglable grâce à une platine de translation associée au miroir M_2. La lentille L_2 est quant à elle une lentille de focalisation de la figure d'interférence à la surface de l'échantillon.

Le dispositif (L_1 + interféromètre de Michelson en lame d'air) est équivalent à deux sources ponctuelles selon le schéma suivant :

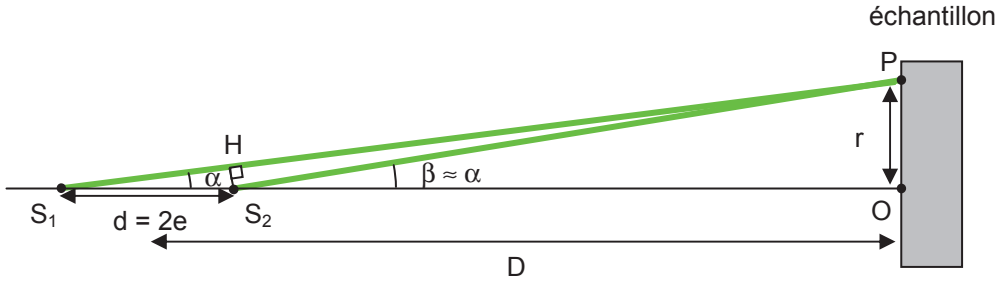


Figure IV-33 : représentation des deux sources ponctuelles équivalentes au dispositif constitué de la lentille divergente et de l'interféromètre de Michelson en lame d'air

La distance D est la distance entre le milieu des sources virtuelles et l'échantillon, r la distance entre l'axe (S1,S2) et le point d'observation P, *d* la distance entre les deux sources ponctuelles telle que : $d = 2e$ avec *e* l'épaisseur de la lame d'air entre les miroirs M_1 et M_2, soit $e = L(LS\text{-}M_1) - L(LS\text{-}M_2)$.

Dans ces conditions, la différence de chemin optique entre deux rayons émis par les sources S_1 et S_2 incidents au point P est dans l'hypothèse des petits angles $\alpha << 1$:

$$\delta = (S_1P) - (S_2P) \approx (S_1H) = d\cos\alpha \approx d\left[1 - \frac{r^2}{2D^2}\right] \qquad \text{éq. IV-12}$$

La différence de chemin optique au centre δ_0 peut s'écrire :

$$\delta_0 = d = (m_1 + \varepsilon)\lambda_0 \qquad \text{éq. IV-13}$$

avec m_1 l'ordre du premier anneau brillant et ε la partie fractionnaire telle que $0 \leq \varepsilon < 1$.

L'ordre du q^{ème} anneau brillant est donc $(m_1\text{-}q+1)$ et la différence de marche correspondante δ_q permet de déterminer le rayon r_q du q^{ème} anneau brillant.

$$\delta_q = (m_1 - q + 1)\lambda_0 = d\left[1 - \frac{r_q^2}{2D^2}\right] \Leftrightarrow r_q = D\sqrt{(q - 1 + \varepsilon)\frac{2\lambda_0}{d}} \qquad \text{éq. IV-14}$$

L'interfrange théorique $(i_q)_{th}$ vaut donc :

$$(i_q)_{th} = r_{q+1} - r_q = D\sqrt{\frac{2\lambda_0}{d}}\left(\sqrt{(q+\varepsilon)} - \sqrt{(q-1+\varepsilon)}\right) \qquad \text{éq. IV-15}$$

IV.3.2.2 Exploitation de la figure d'interférence

L'enregistrement sur papier thermosensible de la figure d'interférence obtenue à proximité de la surface de l'échantillon est représenté sur la Figure IV-34.

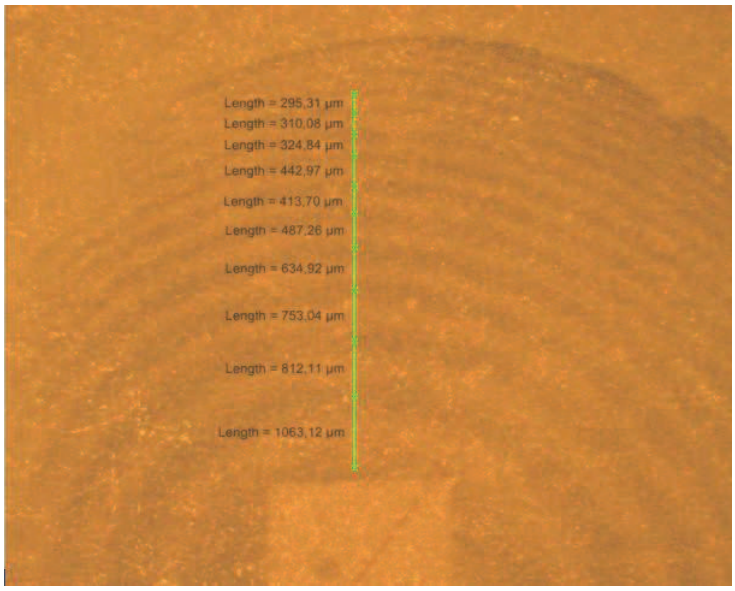


Figure IV-34 : enregistrement sur papier thermosensible de la figure d'interférence obtenue avec le dispositif de type Michelson en lame d'air éclairé par une source ponctuelle virtuelle

On observe sur la Figure IV-34 une partie des anneaux d'Haidinger dont l'interfrange diminue à mesure que l'on s'éloigne du centre des anneaux. L'expression suivante a été utilisée pour comparer l'expression théorique établie à l'équation éq. IV-15 avec les mesures expérimentales.

$$\left(i_q\right)_{estim} = A\left(\sqrt{(q+B)} - \sqrt{(q-1+B)}\right) \qquad \text{éq. IV-16}$$

avec A et B deux constantes estimées par régression non linéaire : A ≈ 2300 et B ≈ 0,65, avec un coefficient d'intercorrélation entre les valeurs expérimentales et estimées égal à $r_{exp\text{-}estim} \approx 0{,}9934$.

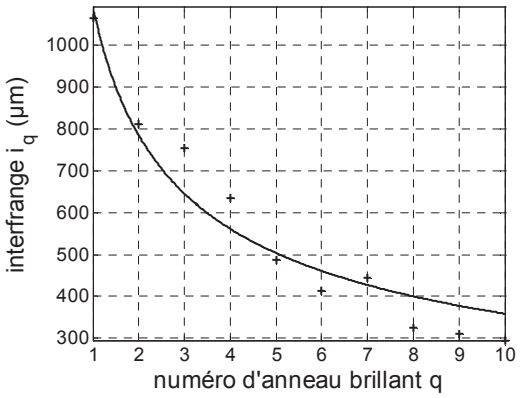


Figure IV-35 : interfrange en fonction du numéro d'anneau brillant ;
+ : valeurs mesurées ; trait continu : courbe de régression non linéaire

Etant donné l'incertitude liée à la mesure représentée sur la Figure IV-34 et estimée à ± 60 µm, il existe un bon accord entre les résultats expérimentaux et la fonction estimée par régression non linéaire.

IV.3.2.3 Etude du déplacement normal de surface

La mesure du déplacement normal de surface au centre des anneaux concentriques est typiquement la suivante.

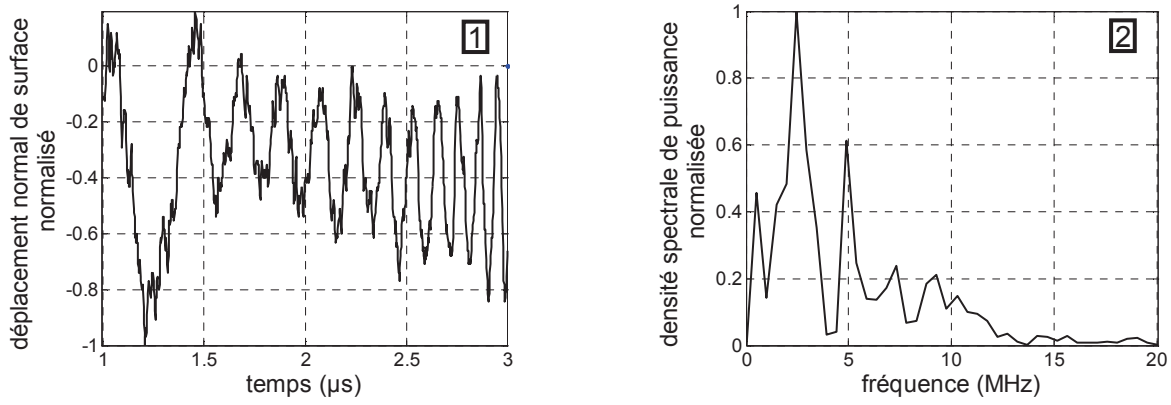


Figure IV-36 : mesure du déplacement normal de la surface de l'échantillon en fonction du temps (1) et densité spectrale de puissance associée (2) obtenus dans le cas d'une propagation en l'absence de défaut avec un réseau d'anneaux concentriques à pas variable

De la même manière que précédemment avec un réseau de lignes à pas variable (cf. Figure IV-20), on observe une grande richesse spectrale avec une composante localement sinusoïdale dont la fréquence instantanée augmente avec le temps d'arrivée de l'onde.

La décomposition en ondelettes décrite au paragraphe IV.2.2.3 a été de nouveau utilisée pour analyser le signal (1) de la Figure IV-36.

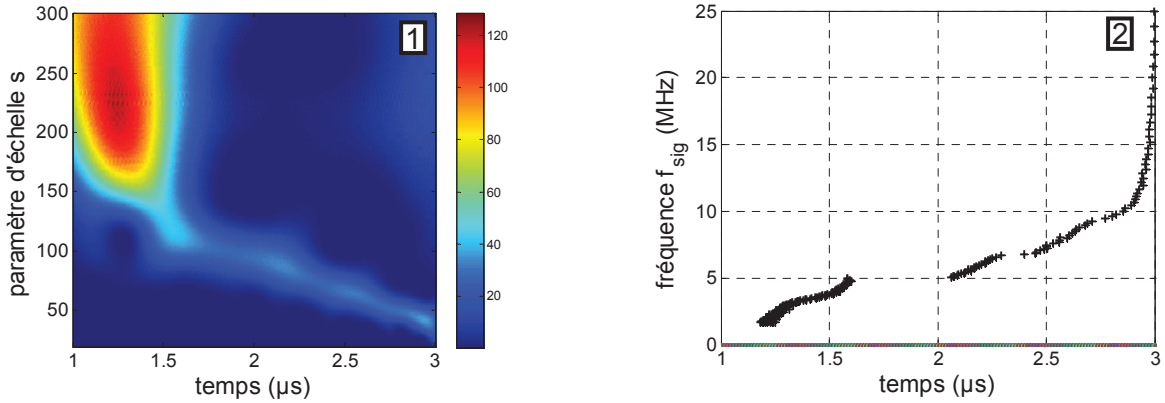


Figure IV-37 : scalogramme du signal représenté sur la Figure IV-36 (1) et position temporelle du maximum d'énergie pour chaque fréquence f_{sig} (2)

Les deux représentations de la Figure IV-37 confirment que plus le temps d'arrivée de l'onde augmente, plus les composantes spectrales qui sont associées à son déplacement ont un petit paramètre d'échelle, donc une fréquence élevée. En particulier, le graphe (2) de la Figure IV-37 montre une variation de la fréquence instantanée de 2 MHz à 10 MHz avec le temps d'arrivée de l'onde. En outre, le scalogramme représenté sur la Figure IV-37 et le spectre de la Figure IV-36 sont en bon accord et indiquent un maximum d'énergie entre 2 MHz et 2,5 MHz.

Les expériences décrites dans ce paragraphe n'ont pas pu être étendues à la caractérisation de structures car la figure d'interférence n'était pas stable dans le temps, rendant impossible toute comparaison entre deux enregistrements distincts. Toutefois, cette source présente un intérêt réel car une fente devrait pouvoir être localisée (grâce aux propriétés d'une source annulaire) et caractérisée (grâce aux nombreuses composantes fréquentielles) quelle que soit sa position à l'intérieur de la figure d'interférence.

Conclusion du chapitre 4

Nous avons vu dans un premier temps que les expériences réalisées avec une source circulaire apportaient sensiblement les mêmes informations que les expériences réalisées avec une source ligne. Toutefois, étant donné que l'énergie acoustique émise en surface par la source circulaire est équi-répartie dans toutes les directions, un défaut interagit avec les ondes de surface générées par cette source quelle que soit sa position sur l'échantillon ; en revanche, l'amplitude des signaux détectés, donc le rapport signal sur bruit, est sensiblement plus faible que dans le cas d'une source ligne.

Lorsque les ondes acoustiques sont générées par un réseau de sources lignes thermoélastiques à pas constant, le déplacement normal de surface se compose d'une composante basse fréquence sur laquelle se superpose une composante quasi-monofréquentielle dont la fréquence centrale dépend des caractéristiques géométriques du montage. Comme nous l'avons vu avec l'influence de la rainure à profondeur variable, cette source est particulièrement bien adaptée à une étude dans le domaine fréquentiel.

Nous avons également envisagé un dispositif original basé sur un montage de type Michelson dont l'un des miroirs est cylindrique afin de générer des ondes acoustiques de surface par un réseau de sources lignes thermoélastiques à pas variable. La mesure du déplacement normal de surface met en évidence une composante basse fréquence sur laquelle se superpose une composante localement sinusoïdale dont la fréquence instantanée varie continument avec le temps d'arrivée de l'onde. Cette source a un potentiel d'application en contrôle non destructif dans l'étude de l'influence d'un défaut sur des ondes acoustiques de surface comportant un ensemble de composantes fréquentielles.

L'utilisation d'une source annulaire thermoélastique a montré son intérêt dans la sommation au centre de l'anneau des déplacements de surface générés par chaque point de celui-ci. En outre, nous avons vu qu'il était possible de détecter et de déterminer la position d'un défaut cylindrique ou d'une rainure quelle que soit la position du défaut à l'intérieur de l'anneau.

Grâce à un interféromètre de Michelson monté en lame d'air et éclairé par une source ponctuelle virtuelle, nous avons réalisé une source thermoélastique constituée des anneaux d'Haidinger concentriques avec un pas variable. Le déplacement normal de surface mesuré au centre des anneaux se compose alors d'une composante localement sinusoïdale dont la fréquence instantanée varie continument avec le temps d'arrivée de l'onde. Cette source peut trouver des applications en contrôle non destructif où elle combine les avantages d'une source annulaire, permettant la localisation du défaut, et d'une source en réseau à pas variable, possédant une large gamme de fréquences.

Références du chapitre 4

[1] B.W. Drinkwater et P.D. Wilcox, *Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review*, NDT&E Int., vol. 39, n° 7 (2006)

[2] A.M. Aindow, R.J. Dewhurst et S.B. Palmer, *Laser-generation of directional surface acoustic wave pulses in metals*, Opt. Comm., vol. 42, n° 2 (1982)

[3] A. K. Tieu, M.R. Mackenzie et E.B. Li, *Measurements in microscopic flow with a solid-state LDA,* Exp. in fluids, vol. 19, n° 4 (1995)

[4] S. Choi et K.Y. Jhang, *Influence of slit width on harmonic generation in ultrasonic surface waves excited by masking a laser beam with a line arrayed slit*, NDT&E Int., vol. 57 (2013)

[5] A.D.W. McKie et al., *Laser generation of narrow-band and directed ultrasound*, Ultrasonics, vol. 27, n° 6 (1989)

[6] J. Huang, S. Krishnaswamy et J.D. Achenbach, *Laser generation of narrow-band surface waves*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 5 (1992)

[7] A. Harata et al.,*Laser-induced surface acoustic waves and photothermal surface gratings generated by crossing two pulsed laser beams*, Appl. Phys. Letters, vol. 57, n° 2 (1990)

[8] R.M. White et F.W. Voltmer, *Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves*, Appl. Phys. Letters, vol. 7, n° 12 (1965)

[9] G. Hévin et al., *Characterisation of surface cracks with Rayleigh waves: a numerical model*, NDT&E Int., vol. 31, n° 4 (1998)

[10] F. Jenot, et al., *Corrosion thickness gauging in plates using Lamb wave group velocity measurements*. Meas. Sci. Technol., vol. 12, n° 8 (2001)

[11] A. Abbate et al., *Signal detection and noise suppression using a wavelet transform signal processor: application to ultrasonic flaw detection*, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control, vol. 44, n° 1 (1997)

[12] C.K. Jen et al, *Laser Generation of Annular Converging Surface Acoustic Waves*, IEEE Ultrason. Symp. (1984)

[13] S. Dixon et al., *Thermoelastic laser generated ultrasound using a ring source*, J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 45, n° 17 (2012)

[14] P. Cielo, F.Nadeau, et M. Lamontagne, *Laser generation of convergent acoustic waves for materials inspection*, Ultrasonics, vol. 23, n° 2 (1985)

[15] J.P. Pérez, O*ptique géométrique et ondulatoire*, Masson Paris, 4° édition (1994)

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était l'étude de la génération et de la détection d'ondes acoustiques de surface par sources lasers ainsi que la mise en œuvre de différentes sources thermoélastiques pour des applications de caractérisation sans contact de défauts.

Au premier chapitre, nous avons répertorié les principales méthodes de contrôle non destructif et avons distingué deux grandes catégories. La première regroupe les méthodes avec contact qui présentent, à l'exception des transducteurs piézoélectriques, comme inconvénients principaux de fournir une information limitée sur les défauts et de nécessiter l'emploi de consommables nocifs. A l'inverse, la plupart des méthodes sans contact ne nécessitent pas l'emploi de consommables nocifs et procurent plus d'informations sur le défaut que les méthodes avec contact. Nous avons détaillé la technique des ultrasons laser qui a été utilisée dans ce travail de thèse et qui présente comme avantages principaux de n'utiliser aucun consommable et la capacité à réaliser des mesures sans contact et à distance de l'échantillon avec une bande passante importante.

Le deuxième chapitre a été consacré à la modélisation du déplacement de particules associé à une onde de Rayleigh. Nous avons d'abord décrit ce déplacement dans le cas du régime harmonique avant de nous intéresser à deux modèles de prédiction du déplacement normal de surface relatif à l'onde de Rayleigh dans le cas d'une source ligne thermoélastique. Ces deux modèles n'étant valables que dans des cas particuliers, un troisième modèle complémentaire a été développé afin de prédire le déplacement de surface associé à l'onde de Rayleigh quels que soient les paramètres de simulation. Dans une deuxième partie, nous avons constaté que le paramètre pertinent pour prédire la directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique est le produit (longueur de source ligne) x (fréquence acoustique) : plus ce produit augmente et plus l'onde générée est directive. Nous avons ensuite décrit nos travaux basés sur la méthode des éléments finis. Nous avons d'abord constaté qu'en l'absence de défaut, les résultats de modélisation étaient très proches des résultats obtenus dans le premier chapitre avec le modèle complémentaire. Puis, nous avons étudié l'interaction onde-défaut et décrit une méthode originale basée sur une conversion de mode permettant de déterminer en transmission grâce à un seul A-scan à la fois la position et la profondeur d'un défaut. Cette méthode présente en outre comme autres avantages de ne nécessiter aucun déplacement de la source ligne et/ou de la rainure par rapport au point de détection et d'être insensible aux fluctuations d'intensité du laser.

Après la description du dispositif expérimental, la pertinence des résultats analytiques et celle des résultats de modélisation obtenus précédemment ont été vérifiées dans le troisième chapitre en se plaçant dans des conditions expérimentales équivalentes. Nous avons ainsi constaté dans un premier temps que la mesure du diagramme de directivité permettait de déterminer la longueur de la source ligne si la fréquence acoustique des ondes de surface était connue et réciproquement. Puis, nous avons observé un très bon accord entre les résultats obtenus par éléments finis et les résultats expérimentaux, en particulier concernant la méthode de caractérisation d'une rainure permettant, grâce à un seul A-scan, de déterminer à la fois sa position et sa profondeur. Nous avons ensuite déterminé que l'inclinaison du défaut n'avait pas d'influence notable sur les ondes transmises et réfléchies par celui-ci mais que la recherche de l'amplitude maximale réfléchie permettait de déterminer à la fois la position et l'orientation de ce défaut. Des essais menés sur des fentes de longueur finie ont également déterminé que la présence et la position de la fente pouvaient être déterminées par des mesures en transmission lorsque les ondes acoustiques de surface se propageaient dans une direction parallèle à la fente ou dans une direction perpendiculaire à celle-ci. Dans ce dernier cas, nous avons vu que la mesure était également sensible à la profondeur de la fente. Une dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la caractérisation de défauts cylindriques où nous avons constaté que les mesures en transmission procuraient une information sur la position du défaut et que les mesures en réflexion donnaient également une indication sur son diamètre.

Alors que les ondes acoustiques de surface avaient jusqu'à présent été générées par une source ligne thermoélastique, nous avons décrit au quatrième chapitre les propriétés et le potentiel d'applications de différentes sources thermoélastiques. Dans un premier temps, nous avons vu que les résultats obtenus avec une source circulaire étaient similaires à ceux obtenus avec une source ligne à l'exception d'une amplitude des signaux détectés, et donc d'un rapport signal sur bruit, sensiblement plus faible. L'étude d'un réseau de sources lignes thermoélastiques à pas constant a montré que le déplacement normal associé aux ondes de surface se composait d'une composante basse fréquence sur laquelle se superposait une composante quasi-monofréquentielle dont la fréquence centrale dépendait des caractéristiques géométriques du dispositif expérimental. Cette source a montré son intérêt dans l'interaction des ondes acoustiques de surface avec une rainure en mettant clairement en évidence dans le domaine fréquentiel le rôle passe-bas en transmission et passe-haut en réflexion du défaut. Un réseau de sources lignes thermoélastiques à pas variable a également été mis en œuvre au moyen d'un dispositif original basé sur un interféromètre de Michelson dont l'un des miroirs est cylindrique. Le déplacement de surface associé aux ondes acoustiques générées se décompose alors en une composante basse fréquence et une composante sinusoïdale dont la fréquence instantanée varie continument avec le temps d'arrivée de l'onde. Du fait de ses propriétés, cette

source convient à des applications de contrôle non destructif où l'étude sur un ensemble de fréquences est nécessaire. Deux sources à symétrie circulaire ont également été étudiées. La première était une source annulaire obtenue grâce à une lentille axicon qui a montré son intérêt dans la sommation au centre de l'anneau des déplacements générés par chaque élément de celui-ci et dans la capacité à détecter et déterminer la position d'un défaut cylindrique ou d'une rainure quelle que soit la position du défaut à l'intérieur de l'anneau. La seconde était un réseau d'anneaux concentriques à pas variable obtenu grâce à un interféromètre de Michelson monté en lame d'air et éclairé par une source ponctuelle virtuelle. Nous avons constaté que les propriétés du déplacement relatif aux ondes générées par le réseau d'anneaux étaient la combinaison des propriétés observées pour une source annulaire (sommation des déplacements au centre de la source) et pour un réseau de sources lignes à pas variable (composante localement sinusoïdale dont la fréquence instantanée variait continument avec le temps d'arrivée de l'onde). Cette source trouve ainsi un potentiel d'applications dans le contrôle non destructif lorsqu'il existe un besoin de détecter un défaut sur une grande étendue et pour une large gamme de fréquences acoustiques.

Une partie des travaux présentés dans ce mémoire ont permis de déterminer les caractéristiques optimales de la source ligne thermoélastique à utiliser pour générer les ondes acoustiques de surface dans le démonstrateur laser/EMAT présenté dans le cadre du projet ANR ECOCND. Par ailleurs, les études effectuées au DOAE ont montré la faisabilité de la détection d'un défaut cylindrique ou d'une rainure par la méthode tout optique, ce qui a validé le potentiel de ce démonstrateur.

Au-delà des études liées au projet ECOCND, ce travail de thèse a abouti à une analyse exhaustive des processus de génération et de détection des ultrasons par laser, tant d'un point de vue analytique qu'en ce qui concerne les résultats obtenus par la méthode des éléments finis ou expérimentalement. Les points saillants de cette thèse sont l'étude d'une conversion de mode ayant mené à une méthode originale de détection et de caractérisation de défauts ne nécessitant qu'un seul A-scan, ainsi que l'étude de sources thermoélastiques non conventionnelles pour la génération des ondes acoustiques de surface et leur potentiel d'applications en contrôle non destructif.

Par ailleurs, afin de poursuivre les travaux entrepris, nous pouvons envisager d'approfondir l'étude de l'interaction onde-défaut dans le cas de certaines sources non conventionnelles. Une piste d'étude concerne en particulier les sources lignes et en anneaux toutes deux à pas variable où des développements expérimentaux consistant à améliorer le rapport signal sur bruit conduiraient à l'obtention de résultats complémentaires de ceux obtenus jusqu'alors.

Résumé

Diverses industries telles que l'aéronautique ou la sidérurgie s'intéressent de plus en plus aux ultrasons laser qui sont une technique de pointe utilisée pour le contrôle et l'évaluation non destructifs des matériaux. Cette méthode d'excitation et de détection des ondes ultrasonores présente comme principaux avantages d'être sans contact et adaptée à des échantillons pour lesquels la mise en œuvre de méthodes conventionnelles s'avère difficile notamment lorsqu'ils sont portés à haute température et/ou qu'ils sont de géométrie complexe.
Durant cette thèse, nous nous sommes intéressés à la propagation des ondes acoustiques de surface générées par sources lasers et à l'interaction de ces ondes avec différents défauts. Les modèles analytiques de l'interaction onde-défaut étant limités à quelques cas particuliers, l'étude théorique a été menée en privilégiant une modélisation par éléments finis qui a permis d'accéder aux champs de déplacement des ondes engendrées. Les résultats expérimentaux ont d'abord permis de confirmer la pertinence des modèles analytiques et des modélisations par éléments finis. Ils ont ensuite consisté en l'étude de l'interaction onde-défaut pour différentes formes de défauts et différentes sources thermoélastiques.
Les résultats de modélisation associés aux résultats expérimentaux ont en particulier mené à une méthode originale de caractérisation basée sur une conversion de mode permettant de déterminer à partir d'un seul A-scan à la fois la position et la profondeur du défaut. Des sources thermoélastiques non conventionnelles ont également été développées et leur potentiel d'applications pour le contrôle non destructif a été mis en évidence.

Mots-clés : ultrasons lasers, éléments finis, onde de Rayleigh, caractérisation de défauts, conversion de mode

Abstract

Industries like aeronautics or iron and steel industry are more and more interested in laser ultrasonics, which is a cutting-edge technique used in non-destructive testing and evaluation. The main advantages of this acoustic wave generation and detection method are its non-contact feature and its ability to characterize high temperature and/or geometrically complex materials for which conventional methods implementation turns out to be difficult.
During this thesis, we dealt with the propagation of surface acoustic waves (SAW) generated by laser sources and their interaction with different flaws. As analytical models describing the interaction between SAW and flaws are limited to a few special cases, the theoretical study was preferentially led thanks to the finite element method (FEM) that gave the different waves displacement fields. Experimental results first confirmed analytical models and FEM results suitability. Then, they consisted in studying the interaction between SAW and flaws for different flaw shapes and different thermoelastic sources.
FEM results combined with experimental results especially led to an original characterization method based on mode conversion giving both the flaw position and depth thanks to a single A-scan. Unusual thermoelastic sources have also been implemented and their potentialities in non destructive testing and evaluation applications have been highlighted.

Keywords : laser ultrasonics, finite element method, Rayleigh wave, flaws characterization, mode conversion