Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE et de l'INSA HAUTS-DE-FRANCE et l'UNIVERSITÉ LIBANAISE

Spécialité : Acoustique

Présentée et soutenue par Maha KARAM

École Doctorale : École Doctorale Polytechnique Hauts-de-France (ED PHF n°635) & École Doctorale des Sciences et Technologie (EDST)

Groupe de recherche : Groupe Transduction Propagation et Imagerie Acoustique (TPIA), Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - Site de Valenciennes

---

Contribution au Contrôle Non Destructif des structures par Ultrasons-Laser. Optimisation de la génération sans contact d'ondes de surface.

JURY

Rapporteurs :

- **Président du jury** : ECH-CHERIF EL-KETTANI Mounsif, Professeur à l'Université du Havre
- RACHID Elias, Professeur à l'Université Saint-Joseph de Beyrouth

Examinateurs :

- ROBIN Martin, Maître de Conférences à l'Université Sorbonne Paris Nord
- FARAH Wehbeh, Professeur à l'Université Saint-Joseph de Beyrouth

Directeurs de thèse :

- JENOT Frédéric, Professeur à l'Université Polytechnique Hauts-de-France
- TAUK Rabih, Professeur à l'Université Libanaise

Co-encadrants :

- CHRIFI ALAOUI Meriem, Maître de Conférences à l'Université Polytechnique Hauts-de-France
- JABBOUR Jihane, Professeure à l'Université Libanaise

Date et lieu de la soutenance :

Le Mardi 26, Novembre 2024, à l'IEMN, site de Valenciennes.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer mes plus sincères remerciements à M. Frédéric Jenot, Professeur à l'Université Polytechnique Hauts-de-France, ainsi qu'à M. Rabih Tauk, Professeur à l'Université Libanaise, pour avoir initié le sujet de ma thèse et dirigé mes travaux de recherche tout au long de ces quatre années.

Je souhaite également exprimer ma profonde gratitude à Mme Meriem Chrifi Alaoui d'avoir co-encadré mes travaux de thèse ainsi qu'au personnel de l'IEMN, sous la direction de M. Mohammadi Ouaftouh, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Par ailleurs, je tiens à remercier ma co-directrice de thèse, Mme Jihane Jabour, et l'ensemble du personnel de l'Université Libanaise, y compris tous les enseignants, le directeur du département de physique et le directeur du laboratoire LPA, M. Michel Nakhel, pour leur accompagnement et leur soutien depuis ma licence jusqu'à l'obtention de mon diplôme de doctorat, a été inestimable. Je leur suis reconnaissante de m'avoir accueillie tout au long de mon parcours d'études.

Je suis reconnaissante à toutes les personnes qui ont apportées leur soutien lors de mes expériences de recherche, que ce soit en offrant de leur temps ou en mettant à ma disposition du matériel, en particulier M. Frédéric Rivart, M. Nikolay Smagin et Mme Lucie Dupont. Je remercie vivement mon collègue au bureau, Mustapha Baher, avec qui j'ai partagé non seulement le même espace de travail au laboratoire, mais également la même salle de manipulation. Son aide précieuse a été d'une grande importance. Je tiens également à mentionner tous les autres doctorants du laboratoire pour leur convivialité qui a rendu le temps passé au laboratoire des plus agréables pour leur bonne humeur et les moments précieux partagés ensemble.

J'adresse mes plus sincères remerciements à la Région Hauts-de-France et à l'Université Libanaise pour leur support financier indéfectible qui a contribué à la réussite de cette thèse.

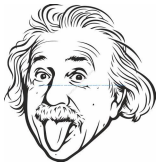
Je souhaite aussi remercier vivement M. Mounsif Ech-Cherif El-Kettani, Professeur à l'Université de Havre, et M. Elias Rachid, Professeur à l'Université Saint-Joseph de Beyrouth, d'avoir accepté d'être rapporteurs sur ce travail, ainsi que M. Martin Robin, Maître de Conférences au laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux et M. Wehbe Farah, Professeur à l'Université Saint-Joseph de Beyrouth, d'être membres du jury.

Je suis profondément reconnaissante à mon père, Samir, et à ma mère, Katia, pour leur soutien inconditionnel tout au long de mon parcours universitaire. Leurs encouragements et leur présence ont été une source constante de motivation pendant mes études. De même, mes deux sœurs, Yara et Rana, ont été là pour moi et m'ont apporté leur soutien. Je tiens également à exprimer ma gratitude à mon fiancé, Jack, qui m'a accompagnée tout au long de ces dix dernières années. Sa constance et sa présence ont été mon plus grand soutien durant cette période.

Finalement, un grand merci à ma petite famille en France et tous mes amies, Christelle, Nour, Elissa, Jenny, Jodie, Esperance, Yara, Majed, Victory, Rachelle, Wissam, Ali, Tagrid, Mustapha, Charbel, Dani, Ibtissam, Halim, Meriem, Hassan, Marwa, Maria, Gassy pour avoir partagé avec moi de merveilleux moments et avoir contribué à des souvenirs inoubliables.

"The difference between stupidity and genius is that genius has its limits"

Albert Einstein



A mes parents et Jack..

Table des matières

Introduction générale 1

Chapitre I: Méthodes de contrôle non destructif et génération d'ondes ultrasonores par laser **3**

Introduction 3

I Principales méthodes de CND 3

I.1 Méthodes non acoustiques 4

I.1.1 La méthode d'examen visuelle 4

I.1.2 La thermographie infrarouge 4

I.1.3 Les courants de Foucault 5

I.1.4 Le contrôle par ressuage 6

I.1.5 La magnétoscopie 7

I.2 Le contrôle par ultrasons 8

I.2.1 Transducteurs piézoélectriques 8

I.2.2 Transducteur électro-magnéto-acoustique (EMAT) 9

I.2.3 Ultrasons-Laser 10

II Génération d'ondes ultrasonores par laser 11

II.1 Généralités sur les lasers 11

II.2 Mécanisme de génération d'ondes élastiques par laser 13

II.2.1 Mode thermoélastique 16

II.2.2 Mode d'ablation 17

III Méthodes de détection optique 18

III.1 Les méthodes non-interférométriques 19

III.1.1 Sonde à déflexion 19

III.1.2 Sonde à diffraction 21

III.2 Méthodes interférométriques . . . 23
III.2.1 Interféromètre homodyne . . . 23
III.2.2 Interféromètre hétérodyne . . . 26
III.2.3 Interféromètre différentiel dans le temps . . . 28
III.2.4 Interférométrie holographique . . . 30
IV Applications des Ultrasons-Laser . . . 31
V Conclusion . . . 33
Chapitre II: Caractéristiques des ondes de Rayleigh et modèles de propagation 37
Introduction . . . 37
I Caractéristiques des ondes de Rayleigh . . . 38
I.1 Vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh . . . 38
I.2 Directivité de l'onde de Rayleigh excitée par laser . . . 39
II Modèle analytique . . . 42
II.1 Théorie de la génération des ondes ultrasonores en mode thermoélastique 42
II.2 Expression des déplacements relatifs aux ondes de Rayleigh . . . 44
III Modèle numérique par éléments finis . . . 49
III.1 Modèle du dipôle de forces . . . 49
III.2 Paramètres de maillage . . . 50
III.3 Simulation de la propagation des ondes élastiques dans un solide isotrope 51
IV Étude de réseaux de sources linéiques thermoélastiques par MEF . . . 53
IV.1 Étude préliminaire d'un réseau de trois sources linéiques . . . 54
IV.1.1 Modélisation pour une structure sans défaut . . . 54
IV.1.2 Modélisation pour une structure avec défaut . . . 57
IV.2 Étude d'un réseau de cinq sources linéiques . . . 58
IV.2.1 Variation de la largeur des sources . . . 60
IV.2.2 Variation de la distance inter-sources . . . 62
IV.2.3 Modélisation de la propagation des ondes acoustiques en présence d'un défaut . . . 65

V Conclusion . . . 75

Chapitre III: Réseaux de sources pour le CND par Ultrasons-Laser **80**

Introduction . . . 80

I CND de structure à défaut par sources lasers . . . 81

I.1 Dispositif expérimental . . . 81

I.2 CND d'une structure avec défaut . . . 82

I.3 Génération d'ondes acoustiques par une source thermoélastique linéique 84

I.3.1 Dispositif expérimental . . . 84

I.3.2 Application au CND d'une structure avec défaut . . . 85

I.3.3 Mesure de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh . . . 86

II CND sans contact d'une structure avec défaut par réseau de sources . . . 88

II.1 Étude d'un réseau de diffraction . . . 88

II.2 Mise en oeuvre d'un réseau de sources ponctuelles . . . 90

II.2.1 Dispositif expérimental . . . 90

II.2.2 Propagation de l'onde de Rayleigh . . . 91

II.3 Mise en oeuvre d'un réseau de sources linéiques . . . 96

II.3.1 Dispositif expérimental . . . 96

II.3.2 Mesure de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh . . . 98

II.3.3 Dimensionnement de l'échantillon . . . 100

II.4 Localisation du défaut . . . 104

III Avantages d'un réseau de sources . . . 105

IV Conclusion . . . 106

Chapitre IV: Etude et mise en oeuvre de sources thermoélastiques multiples en basse et haute fréquence **109**

Introduction . . . 109

I Obtention d'un réseau de sources par miroirs de Fresnel . . . 109

I.1 Principe d'obtention d'un réseau de sources linéiques grâce aux miroirs de Fresnel . . . 110

I.2 Dispositif expérimental . . . 112
I.3 Influence des paramètres expérimentaux sur la figure d'interférence . . . 113
I.3.1 Variation de l'angle entre les miroirs . . . 114
I.3.2 Variation de la distance miroirs de Fresnel - échantillon . . . 116
I.4 Étude expérimentale de la propagation des ondes de Rayleigh excitées à l'aide des miroirs de Fresnel . . . 119
I.4.1 Analyse de la figure d'interférence . . . 119
I.4.2 Analyse temporelle et spectrale des signaux obtenus . . . 120
II Application au CND d'une structure avec défauts . . . 123
II.1 Usinage des défauts . . . 123
II.2 Simulation par éléments finis de l'interaction ondes de Rayleigh - défauts 125
II.2.1 Résultats pour une configuration en réflexion . . . 128
II.2.2 Résultats pour une configuration en transmission . . . 131
II.3 Résultats expérimentaux . . . 134
II.3.1 Mesures en réflexion . . . 135
II.3.2 Mesures en transmission . . . 140
III Caractérisation des défauts pour une configuration en réflexion . . . 145
IV Conclusion . . . 149
Conclusion générale . . . 152

Table des figures

I.1 Principe du contrôle par courants de Foucault. 5

I.2 Les étapes du contrôle non destructif par ressuage. 6

I.3 Les deux phases du contrôle par magnétoscopie. 7

I.4 Mécanisme d'amplification lumineuse dans un laser. 12

I.5 Schéma représentant le principe d'émission stimulée. 13

I.6 Principe de génération des ondes ultrasonores par laser. 14

I.7 Principe de génération d'ondes ultrasonores par laser en mode thermoélastique. 17

I.8 Principe de la génération d'ondes ultrasonores par laser en mode d'ablation. . . 18

I.9 Principe de détection d'une onde de surface par une sonde à déflexion [20]. . . . 20

I.10 Principe de détection d'une onde de surface par une sonde à diffraction [20]. . . 21

I.11 Schéma optique présentant le principe de fonctionnement d'une sonde homodyne de type Michelson [22]. 24

I.12 Configuration de la sonde interférométrique hétérodyne SH-140 de Royer-Dieulesaint [28, 11]. 26

I.13 Circuit de détection de la sonde interférométrique hétérodyne SH-140 de Royer-Dieulesaint [28, 11]. 27

I.14 Principe de fonctionnement de l'interféromètre différentiel dans le temps [11]. . . 29

I.15 Principe de fonctionnement de l'interféromètre holographique : montage d'enregistrement (a) et de restitution (b) de l'hologramme. 31

II.1 Diagrammes de directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source linéique en régime thermoélastique pour les valeurs a/λ_R= 0.4 (a) ,1 (b), 2 (c), 4 (d). 41

II.2 Propagation de l'onde de Rayleigh à la surface d'un solide semi-infini. 45

II.3 Modèle du dipôle de forces pour une source ligne de largeur L. 50

II.4 Maillage non uniforme de l'échantillon en aluminium 51

II.5 Déplacement normal calculé 0.3 μs après le début de l'excitation laser en régime thermoélastique pour un échantillon d'aluminium. 52

II.6 Déplacement normal à la surface d'un échantillon d'aluminium des ondes acoustiques excitées par une source linéique (mode thermoélastique). 53

II.7 Répartition spatiale de trois sources linéiques ayant une largeur $L = 200\ \mu m$ et séparées d'une distance $d = 3\ mm$. 54

II.8 Variation temporelle des modules F_1, F_2, F_3 des forces considérées pour différentes valeurs de τ : $\tau_1 = 10\ ns$ (a), $\tau_2 = 20\ ns$ (b) et $\tau_3 = 30\ ns$ (c). 55

II.9 Déplacement normal des ondes de surface calculé pour une source ligne thermoélastique et différentes valeurs de τ. 55

II.10 Déplacement normal calculé 0.3 μs après le début de l'excitation de trois sources linéiques en régime thermoélastique pour un échantillon d'aluminium. 56

II.11 Signal représentant le déplacement normal de surface calculé pour trois sources linéiques thermoélastiques. 56

II.12 Répartition spatiale des trois sources linéiques par rapport à un défaut débouchant à fond circulaire. 57

II.13 Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes ultrasonores excitées par trois sources linéiques thermoélastiques dans un échantillon d'aluminium avec et sans défaut. 58

II.14 Configuration de la répartition spatiale de cinq sources linéiques à la surface d'un échantillon d'aluminium. 59

II.15 Déplacement normal résultant des différentes ondes générées par le réseau de cinq sources linéiques sur un échantillon d'aluminium $0,1\ \mu s$ (a), $0,2\ \mu s$ (b), $0,3\ \mu s$ (c), $0,4\ \mu s$ (d) après le début de l'excitation laser. 59

II.16 Configuration de cinq sources linéiques espacées de $d = 200\ \mu m$ et de largeur $L = 25\ \mu m$ (a) et $L = 50\ \mu m$ (b) à la surface de l'échantillon d'aluminium. 60

II.17 Déplacement normal de la surface calculé pour des sources de largeur $L = 25\ \mu m$ (rouge) et $L = 50\ \mu m$ (noir). 61

II.18 Densité spectrale de puissance des ondes de Rayleigh pour $L = 25\ \mu m$ (a) et $L = 50\ \mu m$ (b). 61

II.19 Configuration de cinq sources linéiques de largeur $L = 50\ \mu m$ et espacées de $d = 100\ \mu m$ (a) et $d = 200\ \mu m$ (b) à la surface de l'échantillon d'aluminium. . . . 63

II.20 Déplacement normal de surface calculé pour deux réseaux de sources : $d = 100\ \mu m$ (a) et $d = 200\ \mu m$ (b) à L constant ($50\ \mu m$). 64

II.21 Densité spectrale de puissance des signaux associés aux ondes de Rayleigh pour $d = 100\ \mu m$ (a) et $d = 200\ \mu m$ (b). 65

II.22 Répartition spatiale des sources en présence d'un défaut débouchant à fond circulaire de diamètre $200\ \mu m$ et de profondeur de $300\ \mu m$ à la surface de l'échantillon. 66

II.23 Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées obtenu en réflexion sans et avec défaut. 66

II.24 Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées obtenus en transmission sans et avec défaut. 67

II.25 Signaux représentant les déplacements normaux de la surface des ondes acoustiques excitées obtenus en présence des défauts de différents diamètres et une profondeur de $300\ \mu m$ en réflexion. 68

II.26 Configuration de transmission en présence des défauts de profondeur constante de $300\ \mu m$ pour des diamètres de $100\ \mu m$ (a), $500\ \mu m$ (b) et $1000\ \mu m$ (c). 69

II.27 Signaux représentant les déplacements normaux de la surface obtenus en transmission pour des défauts de différents diamètres ayant une profondeur constante de $300\ \mu m$. 69

II.28 Représentation du défaut et les paramètres associés. 70

II.29 Signaux représentant les déplacements normaux de surface des ondes acoustiques excitées pour des défauts de différentes profondeurs et un diamètre de $200\ \mu m$ en réflexion. 72

II.30 Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées calculé pour un échantillon sans et avec défaut (diamètre $200\ \mu m$, profondeur $100\ \mu m$). 73

II.31 Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées calculé pour un échantillon sans et avec défaut (diamètre $200\ \mu m$, profondeur $500\ \mu m$) 73

II.32 Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées calculé pour un échantillon sans et avec défaut (diamètre $200\ \mu m$, profondeur $1000\ \mu m$) 74

III.1 Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh au niveau d'un échantillon d'aluminium [2]. 81
III.2 Échantillon d'aluminium (vue de face) précisant la position de la source ponctuelle, le défaut et la détection. 82
III.3 Signaux détectés sans (a) et avec (b) défaut dans le cas d'une source ponctuelle. . 83
III.4 Densité spectrale de puissance normalisée associée à l'onde de Rayleigh générée par une source ponctuelle. 83
III.5 Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection d'une onde de Rayleigh par une source ligne. 84
III.6 Signaux détectés sans (a) et avec (b) défaut de diamètre $2,3\ mm$ et de profondeur $3,5\ mm$ dans le cas d'une source ligne thermoélastique. 85
III.7 Densité spectrale de puissance normalisée associée à l'onde de Rayleigh générée par une source ligne. 85
III.8 Signaux obtenus à l'aide d'une source ligne pour deux distances de propagation présentant un écart de $2\ mm$. 86
III.9 Diagramme de directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source ligne ayant une longueur égale à $4\ mm$ dans l'aluminium. 87
III.10 Parcours optique d'un faisceau laser à travers un réseau de diffraction de 600 $traits/mm$ et puis une lentille de $7,5\ cm$ de distance focale. 89
III.11 Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh par un réseau de sources circulaires. 91
III.12 Echantillon d'aluminium (vue de face) précisant les positions des sources circulaires, de la détection et du défaut. Les distances indiquées sur le schéma sont en centimètres. 92
III.13 Déplacement normal de surface en présence d'un réseau de 600 tr/mm placé à une distance de $2\ cm$ d'un échantillon d'aluminium avec défaut. 92
III.14 Signaux détectés en masquant la source S_2 (a), S_3 (b) et S_4 (c). 93
III.15 Comparaison des signaux détectés avec (a) et sans (b) alignement des sources circulaires et de la détection avec le défaut. 95
III.16 Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh par un réseau de sources linéiques. 96

III.17Image du dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh dans le cas d'un réseau de sources linéiques. 97

III.18Signaux associés aux ondes de Rayleigh excitées par un réseau de sources linéiques (a) et un réseau de sources circulaires (b). 97

III.19Signal associé aux ondes de Rayleigh générées par les trois sources linéiques obtenues pour l'échantillon d'aluminium via le réseau de diffraction. 98

III.20Signaux obtenus en présence de trois sources linéiques pour deux distances de propagation présentant un écart de 3 mm. 99

III.21Echantillon d'aluminium (vue de face) précisant les positions des différentes sources linéiques. Les distances indiquées sur le schéma sont en cm. 100

III.22Signal associé aux ondes de Rayleigh générées par les trois sources linéiques. . . 101

III.23Signaux détectés avec (a) et sans (b) source S_1. 102

III.24Signaux détectés avec (a) et sans (b) source S_3. 103

III.25Echantillon d'aluminium (vue de face) précisant les positions des différentes sources. Les distances indiquées sont en cm. 104

III.26Signaux acquis lorsque la détection et les sources sont positionnées au niveau 1 (a), au niveau 0 (b). 104

IV.1 Système optique illustrant l'interférence entre les faisceaux provenant des sources virtuelles générées par les miroirs de Fresnel. 110

IV.2 Dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh dans le cas d'un réseau de sources linéiques à pas constant généré par un dispositif à miroirs de Fresnel. 112

IV.3 Image du montage expérimental. 112

IV.4 Dispositif optique à miroirs de Fresnel. 113

IV.5 Les figures d'interférence enregistrées sur un papier thermosensible et examinées avec un microscope pour des angles de 6°(a), 5°(b), 4,5°(c) et 4°(d) entre les deux miroirs de Fresnel. 114

IV.6 Signaux représentant le déplacement normal de surface détecté pour un angle de 6°(a), 5°(b), 4,5°(c) et 4°(d) entre les deux miroirs de Fresnel. 115

IV.7 Schéma illustrant la variation de la distance entre le dispositif et l'échantillon. . . 116

IV.8 Signal représentant le déplacement normal de surface détecté à $D = 13\ cm$. . . . 117

IV.9 Signal représentant le déplacement normal de surface détecté à $D = 22\ cm$. . . . 117
IV.10 Densité spectrale de puissance normalisée des ondes de Rayleigh pour $D = 13\ cm$ et $D = 22\ cm$. . . . 118
IV.11 Fréquences de l'onde de Rayleigh obtenues pour les différentes valeurs de distance. 119
IV.12 Figure d'interférence obtenue sur un papier thermosensible et mesure de l'interfrange à l'aide d'un microscope optique. . . . 120
IV.13 Déplacement normal de surface obtenu en présence du réseau de sources linéiques et de la source ligne individuelle. . . . 121
IV.14 Signaux détectés en masquant la source ligne individuelle (a) et en masquant le réseau de sources linéiques (b). . . . 121
IV.15 Densité spectrale de puissance associée au réseau de sources linéiques (a) et à la source ligne individuelle (b). . . . 122
IV.16 Image de la machine d'usinage. . . . 123
IV.17 Image optique d'un défaut usiné à la surface de l'échantillon d'aluminium pour la mesure du diamètre (a) et de la profondeur (b). . . . 124
IV.18 Vue de face de l'échantillon usiné avec les différents défauts. . . . 125
IV.19 Diagramme illustrant la distribution spatiale d'un réseau de sources linéiques et d'une source ligne individuelle sur la surface d'un échantillon d'aluminium. . . . 125
IV.20 Signal représentant le déplacement normal associé aux ondes de Rayleigh générées par un réseau de sources linéiques et une source ligne individuelle. . . . 126
IV.21 Densité spectrale de puissance normalisée associée aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques (a) et la source ligne individuelle (b). . . . 126
IV.22 Schéma montrant la distribution spatiale des sources en présence d'un défaut à fond plat. . . . 127
IV.23 Résultats numériques obtenus en présence des défauts D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en réflexion. . . . 129
IV.24 Superposition des signaux obtenus par modélisation pour les différents défauts. 130
IV.25 Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la réflexion de l'onde de Rayleigh de haute fréquence en fonction de la profondeur obtenue par modélisation. . . . 130
IV.26 Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la réflexion de l'onde de Rayleigh de basse fréquence en fonction de la profondeur obtenue par modélisation. . . . 131

IV.27 Résultats numériques obtenus en présence des défauts D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en transmission. 132
IV.28 Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la transmission de l'onde de Rayleigh de basse fréquence en fonction de la profondeur. 133
IV.29 Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la transmission de l'onde de Rayleigh de haute fréquence en fonction de la profondeur. 134
IV.30 Diagramme présentant la position des sources et du point de détection pour une configuration en réflexion. 135
IV.31 Signaux détectés au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en réflexion. 136
IV.32 Signaux détectés pour une configuration en réflexion au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) sans le réseau de sources linéiques. 137
IV.33 Évolution de l'amplitude de l'écho réfléchi associé à l'onde de Rayleigh de basse fréquence en fonction de la profondeur. 138
IV.34 Signaux détectés pour une configuration en réflexion au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) sans la source ligne individuelle. 139
IV.35 Configuration expérimentale associée à l'étude des ondes de Rayleigh transmises par le défaut. 140
IV.36 Signaux détectés au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en transmission. 141
IV.37 Evolution de l'amplitude de l'écho transmis associé à l'onde de Rayleigh à basse fréquence en fonction de la profondeur. 142
IV.38 Enveloppes des signaux associés aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques pour une configuration en transmission sans défaut (noir) et avec défaut (bleu) D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d). 143
IV.39 Évolution de l'amplitude de l'écho transmis associé à l'onde de Rayleigh de haute fréquence en fonction de la profondeur. 144
IV.40 Diagramme présentant la procédure d'inspection de défaut par balayage en présence de la configuration de sources obtenue par le dispositif à miroirs de Fresnel. 145
IV.41 Signaux détectés autour du défaut D_4 du bord inférieur au bord supérieur. 146
IV.42 Variation d'intensité en fonction du temps et du niveau (Z) du défaut D_4. 147

IV.43 Variation d'intensité en fonction du temps et du niveau (Z) du défaut obtenu par ablation laser. 148

IV.44 Image optique du défaut obtenu par ablation laser à la surface de l'échantillon d'aluminium. 149

Liste des tableaux

I.1 Avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique. . . . 9

I.2 Avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par EMAT. . . . 10

I.3 Avantages et inconvénients de la méthode Ultrasons-Laser. . . . 11

II.1 Temps de vol associés aux différents échos obtenus par simulation. . . . 57

II.2 Fréquences et longueurs d'onde associées des ondes de Rayleigh. . . . 62

II.3 Retards des signaux observés en transmission pour les différents défauts étudiés - Distances correspondantes à ces retards. . . . 70

II.4 Correspondance entre le périmètre des défauts et celui obtenu à partir des retards observés sur les signaux simulés. . . . 71

II.5 Rapport entre la profondeur des défauts et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh. . . . 71

II.6 Retards des signaux observés en transmission pour les différents défauts étudiés - Distances correspondantes à ces retards. . . . 74

II.7 Périmètre des défauts calculé théoriquement et grâce aux retards observés. . . . 75

III.1 Vitesses de propagation de l'onde de Rayleigh obtenues théoriquement, par modélisation et d'après les résultats expérimentaux. . . . 87

III.2 Temps de vol associés aux différents échos obtenus. . . . 93

III.3 Temps de vol et distances de propagation associés aux ondes de Rayleigh générées par les différentes sources. . . . 94

III.4 Les valeurs d'interfranges théoriques, mesurées et calculées dans le cas d'un réseau de sources circulaires. . . . 95

III.5 Temps de vol des ondes de Rayleigh dans les deux signaux 99

III.6 Temps de vol et distance de propagation associés aux différentes sources. . . . 101

III.7 Les valeurs d'interfranges théorique, mesuré et calculé dans le cas d'un réseau de sources linéiques. 101

III.8 Vitesses de propagation de l'onde de Rayleigh obtenues pour les différentes configurations envisagées. 106

IV.1 Les valeurs de fréquence obtenues pour chaque distance. 118

IV.2 Les longueurs d'ondes et les fréquences des ondes de Rayleigh générées par l'ensemble des sources linéiques. 122

IV.3 Les diamètres et les profondeurs des défauts usinés. 124

IV.4 Les longueurs d'ondes et les fréquences des ondes de Rayleigh générées par l'ensemble des sources linéiques. 127

IV.5 Rapports entre la profondeur des défauts et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à haute et basse fréquence. 128

IV.6 Rapports entre la profondeur des défauts et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à haute et basse fréquence. 135

Introduction générale

Le Contrôle Non Destructif (CND) est un domaine qui regroupe diverses méthodes utilisées pour évaluer et caractériser les structures. Ces méthodes ont principalement trois objectifs : la détection des défauts, leur localisation et la caractérisation des matériaux. Elles sont particulièrement utiles dans de nombreux domaines tels que l'industrie, l'aérospatiale, la médecine et la recherche scientifique, où il est essentiel d'évaluer l'intégrité et la fiabilité des structures.

De nombreux travaux de recherche consacrés à la caractérisation des matériaux par ultrasons ont été effectués. Bien que plusieurs études reposent sur l'utilisation de transducteurs piézoélectriques qui présentent certaines limitations pour le contrôle non destructif, nos travaux reposent sur une autre méthode de caractérisation des matériaux, connue sous la dénomination d'Ultrasons-Laser et ayant fait l'objet de diverses thèses au sein de notre laboratoire. Cette méthode permet notamment la génération et la détection des ondes ultrasonores par lasers offrant ainsi l'avantage de la caractérisation des matériaux et du CND de structures sans contact.

Ce travail de thèse se focalise sur l'optimisation de la génération des ondes acoustiques par lasers, apportant ainsi une contribution significative dans le domaine du CND. L'objectif principal est de proposer une nouvelle méthode simple à mettre en oeuvre afin d'optimiser la génération d'ondes acoustiques de surface par la mise en forme de la source laser. Pour cela, divers dispositifs optiques sont étudiés et mis en oeuvre. Premièrement, nous souhaitons générer simultanément plusieurs ondes de Rayleigh à la surface d'un échantillon d'aluminium en utilisant un réseau de diffraction. Le but est de dimensionner l'échantillon et de détecter des défauts surfaciques. Deuxièmement, nous étudions et mettons en oeuvre pour la première fois un dispositif à miroirs de Fresnel afin d'exploiter le phénomène d'interférences lumineuses pour générer simultanément des ondes de Rayleigh à basse et haute fréquences. Les études expérimentales nous permettront d'étudier les défauts pouvant être détectés. Elles permettront également d'établir une corrélation entre les caractéristiques maîtrisées des défauts et l'amplitude du déplacement normal, des ondes de Rayleigh générées par la configuration de sources obtenues. La simplicité de mise en œuvre de ce dispositif et les résultats associés pourraient le rendre particulièrement avantageux et adapté pour le CND.

L'organisation de ce mémoire est la suivante :

Dans le premier chapitre, nous commençons par présenter brièvement les principales méthodes de CND, puis nous détaillons celles par ultrasons en indiquant leurs avantages et inconvénients. Ensuite, nous présentons rapidement les lasers et les mécanismes de génération des ondes élastiques par ces derniers. Nous décrivons aussi les différentes méthodes de détection optique des ondes acoustiques. Enfin, nous discutons les avantages, les inconvénients et les applications des Ultrasons-Laser.

Dans le second chapitre, nous introduisons les caractéristiques et les modèles de propagation des ondes de Rayleigh, et rappelons quels sont les diagrammes de directivité de certaines sources. La théorie de la génération de ces ondes en mode thermoélastique est aussi abordée. Ensuite, nous présentons un modèle par éléments finis pour la génération des ondes acoustiques excitées par laser dans les matériaux métalliques. Nous développons deux modèles numériques et nous analysons la propagation des ondes ultrasonores en présence et absence d'un défaut à la surface de l'échantillon. Le premier modèle est constitué d'un réseau de trois sources linéiques thermoélastiques et le second de cinq sources. Nous étudions ainsi l'influence de certains paramètres sur les résultats obtenus.

Ces deux chapitres mettent en évidence l'avantage de la méthode Ultrasons-Laser et les modèles numériques introduisent le travail expérimental qui sera présenté dans les chapitres suivants. En effet, les deux derniers chapitres sont consacrés à la génération simultanée de plusieurs ondes de Rayleigh et à l'étude de la propagation de ces ondes pour le contrôle non destructif de structures avec défaut.

Dans le troisième chapitre, nous commençons par décrire le dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes ultrasonores par laser. Nous détaillons la méthode d'obtention d'une seule source linéique à l'aide d'une lentille cylindrique ainsi qu'une méthode permettant la mesure de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh. Ensuite, nous présentons le réseau de diffraction utilisé pour l'obtention d'un réseau de sources thermoélastiques à pas constant, en incluant la partie théorique correspondante. Par la suite nous mettons en oeuvre un premier réseau de sources ponctuelles et un second linéiques grâce à ce dispositif. Enfin, nous comparons les résultats obtenus dans ces deux configurations.

Dans le quatrième chapitre, nous mettons en œuvre un dispositif optique original permettant d'exciter simultanément des ondes de surface quasi-monochromatiques et impulsionnelles dans une large gamme de fréquences. Nous réalisons des études numériques et expérimentales sur l'interaction des ondes de Rayleigh générées par ces sources avec des défauts de surface. Nous présentons et expliquons les figures d'interférence obtenues expérimentalement. Ensuite, nous étudions la propagation des ondes de Rayleigh en présence des défauts à fond plat de différentes profondeurs dans les configurations en réflexion et en transmission. Enfin, nous discutons l'avantage de la configuration de sources obtenue grâce à ce dispositif optique pour la détection et la caractérisation des défauts.

Chapitre I

Méthodes de contrôle non destructif et génération d'ondes ultrasonores par laser

Introduction

Différentes méthodes de Contrôle Non Destructif (CND) sont utilisées pour évaluer et caractériser des structures. Au cours des dernières années, la méthode des Ultrasons-Laser a été largement exploitée pour le CND sans contact de nombreuses structures. Elle a facilité l'inspection de structures à géométries complexes, permettant une détection des défauts surfaciques et subsurfaciques des matériaux métalliques ou plastiques [1].

Ce premier chapitre est divisé en cinq parties. La première présente le principe de fonctionnement ainsi que les avantages et inconvénients de quelques méthodes de CND avec et sans contact utilisées en industrie telles que l'examen visuel, le contrôle par ressuage, la thermographie infrarouge, la magnétoscopie, les courants de Foucault et les différentes méthodes de contrôle par ultrasons permettant de générer et de détecter des ondes ultrasonores. La deuxième partie est consacrée au principe de fonctionnement du laser et présente les mécanismes de génération des ondes ultrasonores par laser en régimes thermoélastique et ablation. Ensuite, dans la troisième partie, sont détaillées les méthodes de détection optique non interférométriques telles que la sonde à déflection et à diffraction, ainsi que les méthodes interférométriques telles que l'interférométrie homodyne, hétérodyne, différentielle dans le temps et holographique. Enfin, les deux dernières parties mettent en évidence les avantages, les inconvénients et les premières applications des Ultrasons-Laser.

I Principales méthodes de CND

Le CND regroupe diverses méthodes spécifiquement adaptées au domaine industriel pour un contrôle de qualité rapide et efficace [2]. Ces méthodes permettent d'évaluer et de caractériser des structures et des matériaux sans les modifier, que ce soit pendant leur fabrication ou

lors de leur utilisation. Elles sont capables d'étudier des matériaux composites, de détecter des défauts d'adhésion, d'estimer des contraintes dans des solides, de déterminer les épaisseurs des couches déposées sur un substrat et de contrôler des matériaux présentant des géométries complexes. Elles permettent aussi de détecter des discontinuités internes ou surfaciques sans modifier les propriétés physiques ou structurelles des matériaux contrairement à d'autres techniques d'inspection qui peuvent entraîner des dégradations.

Le principe de fonctionnement de quelques méthodes et leurs avantages et inconvénients sont détaillés dans les paragraphes suivants.

I.1 Méthodes non acoustiques

I.1.1 La méthode d'examen visuelle

La méthode d'examen visuelle est considérée comme la plus simple et la moins coûteuse du CND [3]. Elle permet la détection de défauts débouchants, de fissures, de trous et des variations de couleur. Initialement, la détection visuelle était limitée aux laboratoires avant d'être mise en œuvre dans le contexte industriel. Le niveau de contrôle de cette méthode peut être amélioré par des instruments optiques tels qu'une loupe ou une caméra.

Cependant, cette méthode présente certaines limites. En effet, elle ne permet de détecter que les défauts en surface, tandis que leur caractérisation nécessite l'utilisation d'autres méthodes de CND [4]. Par conséquent, cette méthode est généralement considérée comme une étape fondamentale et introductive dans la plupart des méthodes de CND.

I.1.2 La thermographie infrarouge

La thermographie infrarouge, passive ou active, est une méthode d'analyse non destructive largement utilisée. La thermographie infrarouge passive se concentre sur la détection et l'analyse du flux de chaleur naturellement émis par un matériau grâce à une caméra thermique sensible aux infrarouges. Celle-ci détecte et enregistre les variations de température entre différentes parties du matériau, révélant ainsi la présence de défauts débouchants ou de fissures.

Concernant la thermographie infrarouge active, le matériau est soumis à une excitation externe, telle qu'une source mécanique, optique ou thermique, afin d'induire une variation de température. Le choix de la source d'excitation dépend de la nature et de l'épaisseur du matériau ainsi que de la position du défaut. Une caméra thermique permet d'obtenir des images thermographiques et l'analyse de la variation anormale du flux thermique et du thermogramme permet de mettre en évidence la présence de défauts. Dans les applications de CND, la thermo-

graphie infrarouge active est préférée puisque la plupart des échantillons à tester ne génère pas spontanément de chaleur [5].

La thermographie infrarouge offre des avantages considérables en termes de détection non destructive sans contact de défauts, mais elle présente aussi des limitations en termes d'efficacité, de complexité d'interprétation des images thermographiques, de précision des mesures et de coût de l'équipement.

I.1.3 Les courants de Foucault

Cette méthode est spécifiquement adaptée aux matériaux conducteurs. Ces derniers, une fois soumis à un champ magnétique variable dans le temps, génèrent des courants électriques induits, appelés "courants de Foucault". Ces courants sont utilisés pour détecter les défauts internes et de surface dans les matériaux, ainsi que pour mesurer leur conductivité [6]. La Figure I.1 illustre le principe du contrôle par courants de Foucault.

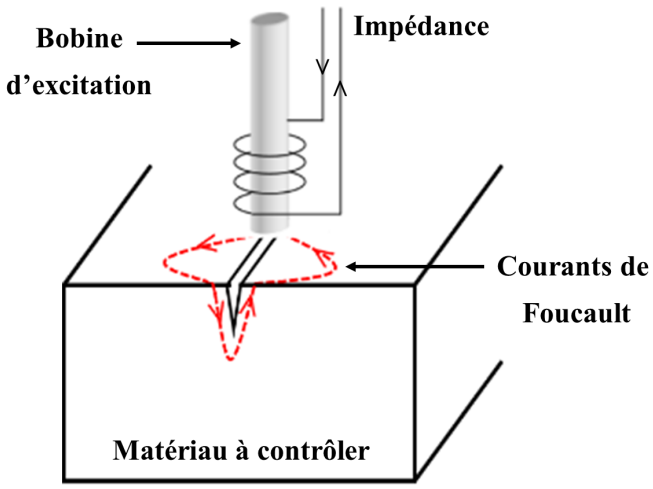


FIGURE I.1 – Principe du contrôle par courants de Foucault.

Les courants de Foucault sont générés dans un matériau conducteur, par un champ magnétique variable créé par une bobine alimentée par un courant variable. Lorsqu'un défaut est présent dans le matériau, il perturbe la circulation et la répartition de ces courants, ce qui entraîne une modification de l'impédance de la bobine d'excitation. L'analyse de cette variation d'impédance donne une indication exploitable du défaut.

Cette méthode offre une sensibilité élevée de détection des défauts en permettant une évaluation précise de leur taille et de leur profondeur. Cependant, elle présente des limites : la profondeur d'inspection dépend de la fréquence d'excitation, ce qui peut limiter sa capacité à

détecter des défauts à des profondeurs spécifiques, et elle ne convient pas aux matériaux non conducteurs tels que les plastiques ou les céramiques.

I.1.4 Le contrôle par ressuage

Le ressuage, une technique historique de CND avec contact, est considéré comme la méthode la plus simple et la plus adaptée dans le domaine industriel. Elle est particulièrement utilisée pour détecter les discontinuités débouchantes de quelques dizaines de micromètres à la surface des matériaux diélectriques et non-ferromagnétiques [7, 3].

Le procédé de contrôle par ressuage est divisé en quatre étapes consécutives, comme illustré dans la figure I.2.

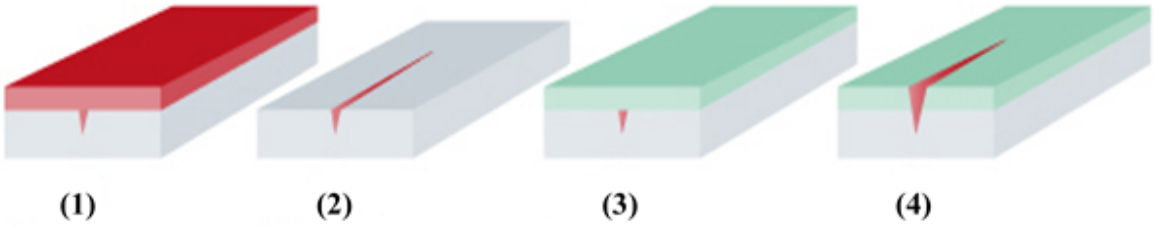


FIGURE I.2 – Les étapes du contrôle non destructif par ressuage.

L'étape (1) dure généralement entre quinze et trente minutes et consiste à préparer l'échantillon en nettoyant sa surface et en appliquant un liquide pénétrant dans les fissures débouchantes. Le liquide est choisi en fonction de la rugosité de la surface de l'échantillon à contrôler.

Ensuite, l'étape (2) implique le rinçage de l'excès de pénétrant de la surface de l'échantillon. Cette étape est à la fois importante et délicate étant donné qu'un rinçage excessif peut provoquer l'élimination du pénétrant des fissures, ce qui peut réduire l'efficacité de la détection des défauts, alors qu'un rinçage insuffisant peut entraîner la présence d'un excès de pénétrant à la surface, ce qui peut conduire à des indications inexactes de défauts.

Par la suite, lors de l'étape (3), un révélateur sous forme de poudre est appliqué sur la surface précédemment rincée et séchée. Ce révélateur a pour fonction d'absorber le pénétrant présent dans les fissures, permettant ainsi de les rendre visibles et faciliter leur détection. L'application soigneuse du révélateur sur toute la surface garantit une couverture uniforme et optimale, assurant ainsi une détection précise des défauts.

Enfin, l'étape (4) consiste en un examen visuel afin de détecter les fissures directement ou grâce à un éclairage spécifique, en fonction du type de pénétrant utilisé. C'est une évaluation fi-

nale dans le processus, permettant de confirmer la présence de fissures et d'évaluer leur nature, leur taille et leur étendue.

Cette méthode présente aussi certains inconvénients : une sensibilité limitée pour détecter les défauts débouchants en surface, des difficultés de contrôle sur des surfaces présentant des géométries complexes, et enfin, elle est considérée comme polluante en raison de l'utilisation de produits chimiques. [8].

I.1.5 La magnétoscopie

La magnétoscopie, également connue sous le nom de contrôle par flux de fuite magnétique, est une technique historique avec contact de CND. Cette méthode est applicable spécifiquement aux matériaux ferromagnétiques pour la détection des défauts débouchants ou sous-jacents [9]. Elle repose sur le principe des fuites magnétiques pour effectuer l'analyse et l'évaluation des structures.

Dans la première phase, le matériau à contrôler est magnétisé. Il est alors totalement ou localement soumis à un champ magnétique jusqu'à saturation. La magnétisation se fait soit par un électroaimant soit par une source d'alimentation électrique qui génère un courant d'injection. En présence du champ magnétique, le matériau est parcouru par des lignes de champ. Un défaut ou une discontinuité dans le matériau agit alors comme un obstacle au flux magnétique, ce qui provoque une dispersion des lignes de champ. Pour visualiser cette dispersion, un révélateur magnétique tel qu'une poudre de fer ou un liquide ferromagnétique est utilisé lors de la deuxième phase. Il est appliqué à la surface du matériau à inspecter. Les particules ferromagnétiques du révélateur sont accumulées par les fuites magnétiques qui, à leur tour, se comportent comme des aimants. L'accumulation visible des particules indique la présence du défaut.

La figure I.3 présente les deux phases de la magnétoscopie : la magnétisation du matériau et l'application du révélateur magnétique.

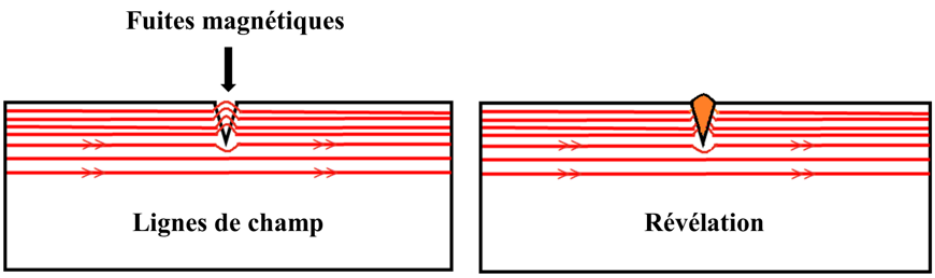


FIGURE I.3 – Les deux phases du contrôle par magnétoscopie.

Cette méthode se caractérise par sa simplicité et son efficacité à détecter des défauts surfaciques et subsurfaciques. Cependant, elle présente des inconvénients : son efficacité dépend de la perméabilité du matériau à contrôler et sa sensibilité de détection des défauts dépend de la nature du matériau, de l'orientation et de l'intensité de l'aimantation appliquée.

I.2 Le contrôle par ultrasons

Le CND par ultrasons est une méthode largement utilisée pour détecter et localiser des discontinuités dans les matériaux. Les ondes ultrasonores se propagent à la surface ou dans le volume de la plupart des matériaux solides même les isolants. Leur génération et détection dans un solide peuvent être réalisées par diverses méthodes :

— Méthode mécanique par les transducteurs piézoélectriques,
— Méthode magnétique par les transducteurs électro-magnéto-acoustiques (EMAT),
— Méthode optique par les lasers.

Le principe de fonctionnement de ces méthodes est présenté ci-dessous.

I.2.1 Transducteurs piézoélectriques

Le contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique est une méthode largement utilisée dans l'industrie pour la détection de défauts internes et surfaciques dans des matériaux élastiques. Leur principe de fonctionnement est basé sur le phénomène de piézoélectricité découvert par Pierre et Jacques Curie en 1880 [10]. Celui-ci repose sur les propriétés des matériaux piézoélectriques, tels que les cristaux, les céramiques et les polymères. Un matériau piézoélectrique présente la capacité de se polariser électriquement en réponse à des contraintes mécaniques, et inversement, l'application d'une tension électrique entraîne une déformation mécanique du matériau. Cette déformation mécanique génère des ondes ultrasonores qui se propagent dans le matériau à contrôler.

Les transducteurs piézoélectriques permettent alors de convertir l'énergie mécanique en énergie électrique et inversement. Ainsi, ils permettent à la fois la génération et la détection des ondes ultrasonores [11].

Généralement, le transducteur peut être appliqué directement sur le matériau à contrôler ou par application d'un agent de couplage. Quelques avantages et inconvénients des transducteurs sont résumés dans le tableau I.1.

Avantages	Inconvénients
Utilisable sur tout type de matériau	Mise en œuvre compliquée dans le cas des pièces à géométrie complexe
Utilisable pour la génération et la détection des ondes ultrasonores	Utilisation d'un produit de couplage qui ralentit le contrôle
Manipulation facile grâce à ses petites dimensions	Application avec contact et avec un agent de couplage qui possède un effet sur la rapidité du contrôle

TABLEAU I.1 – Avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par transducteur piézoélectrique.

I.2.2 Transducteur électro-magnéto-acoustique (EMAT)

Les transducteurs électro-magnéto-acoustiques (EMAT) sont utilisés pour générer et détecter des ondes acoustiques dans des matériaux conducteurs. Depuis la fin des années 1970, les (EMAT)s ont été considérés comme une alternative aux transducteurs piézoélectriques en CND par ultrasons pour l'inspection des barres métalliques et des tubes [12]. Ils permettent de détecter des défauts et de caractériser des matériaux.

Le transducteur EMAT est constitué de deux éléments principaux : une bobine alimentée par un courant électrique haute fréquence et un aimant permanent ou un électroaimant. Le fonctionnement de l'EMAT repose sur l'interaction entre le champ magnétique constant produit par l'aimant et les courants de Foucault induits par le courant électrique dans l'épaisseur de peau du matériau. Cette interaction permet la génération locale des forces de Lorentz, qui sont à l'origine de la génération des ondes ultrasonores dans le matériau [13].

Le mécanisme de génération des ondes ultrasonores par EMAT est réversible, ce qui rend possible d'utiliser le même transducteur en émission et en réception comme le cas d'un transducteur piézoélectrique. En revanche, l'empreinte d'un transducteur EMAT générateur est beaucoup plus grande qu'un transducteur de détection. Le contrôle ultrasonore par transducteurs EMAT présente plusieurs avantages et inconvénients, résumés dans le tableau I.2.

Avantages	Inconvénients
Fonctionnement dans des environnements hostiles (hautes températures, forte pression)	Faible rendement de conversion d'énergie électrique en énergie ultrasonore
Application sans contact et sans agent couplant avec le milieu à inspecter	Limitation aux matériaux électriquement conducteurs (Non applicable sur les matériaux isolants)
Génération des ondes de toutes polarités	Faible rapport signal sur bruit
Insensible à l'état de la surface du matériau	Diminution d'efficacité avec l'augmentation de distance entre la face de l'EMAT et la surface de l'objet à contrôler

TABLEAU I.2 – Avantages et inconvénients du contrôle ultrasonore par EMAT.

I.2.3 Ultrasons-Laser

La méthode des Ultrasons-Laser est une méthode particulière de CND dans laquelle la génération et la détection des ondes ultrasonores se font par voie optique grâce à des lasers [14]. La génération d'ondes ultrasonores par laser remonte presque à l'invention du premier laser Ruby. Elles est attractive pour plusieurs secteurs industriels puisqu'elle assure un contrôle des matériaux sans contact. Elle permet la caractérisation des matériaux conducteurs, non conducteurs ainsi que des structures de géométries complexes.

Les Ultrasons-Laser présentent une approche différente et avantageuse pour la génération et la détection des ultrasons dans le domaine de l'inspection des matériaux. Ils se distinguent des méthodes conventionnelles utilisant des transducteurs grâce à plusieurs caractéristiques adaptées à certaines applications. Les avantages et inconvénients des Ultrasons-Laser sont mentionnés dans le tableau I.3.

Avantages	Inconvénients
Génération et détection sans contact à distance variable (de quelques centimètres à quelques mètres) du matériau à caractériser.	Utilisation sensible et dangereuse du laser.
Contrôle des échantillons à géométrie complexe, difficiles d'accès et/ou exposés à des températures élevées.	Méthode coûteuse car elle nécessite l'utilisation de deux lasers, l'un pour la génération et l'autre pour la détection.
Génération à la fois des ondes de volume et de surface.	Méthode dépendante des propriétés de réflexion de la surface du matériau à contrôler
Contrôle de tout type de matériau et méthode large bande.	Possibilité d'endommager et d'affecter le matériau contrôlé en cas d'utilisation de puissances élevées du laser.

TABLEAU I.3 – Avantages et inconvénients de la méthode Ultrasons-Laser.

II Génération d'ondes ultrasonores par laser

Dans cette section, nous présentons les méthodes de génération et de détection d'ondes ultrasonores par laser. Nous décrivons les mécanismes de génération utilisant les propriétés optiques des lasers, tels que le mode thermoélastique et le mode d'ablation. De plus, nous présentons quelques méthodes de détection des ondes ultrasonores.

II.1 Généralités sur les lasers

Le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) repose sur le principe d'Amplification de la Lumière par Émission Stimulée du Rayonnement. La théorie de l'émission stimulée a été décrite par Einstein en 1917 et la mise en œuvre expérimentale du premier laser émettant dans le spectre visible a été réalisée en 1960 grâce aux travaux de Maiman [15].

Les trois parties principales d'un laser comprennent tout d'abord le milieu amplificateur, également appelé milieu actif, qui peut être solide, liquide ou gazeux. Ce milieu est essentiel pour le processus de génération laser, étant responsable de l'amplification des photons. La deuxième partie est le résonateur optique, constitué de deux miroirs partageant un axe commun. Au sein de ce résonateur, un miroir partiellement réfléchissant facilite le passage du faisceau de sortie, contribuant ainsi à la cohérence du faisceau laser. Enfin, la troisième partie, la source de pompage, revêt une importance particulière. Cette source de pompage, pouvant prendre la forme de lampes flash, de diodes laser ou d'autres dispositifs énergétiques, joue un

rôle essentiel en fournissant l'énergie nécessaire pour exciter le milieu amplificateur. La figure I.4 représente les parties principales d'un laser.

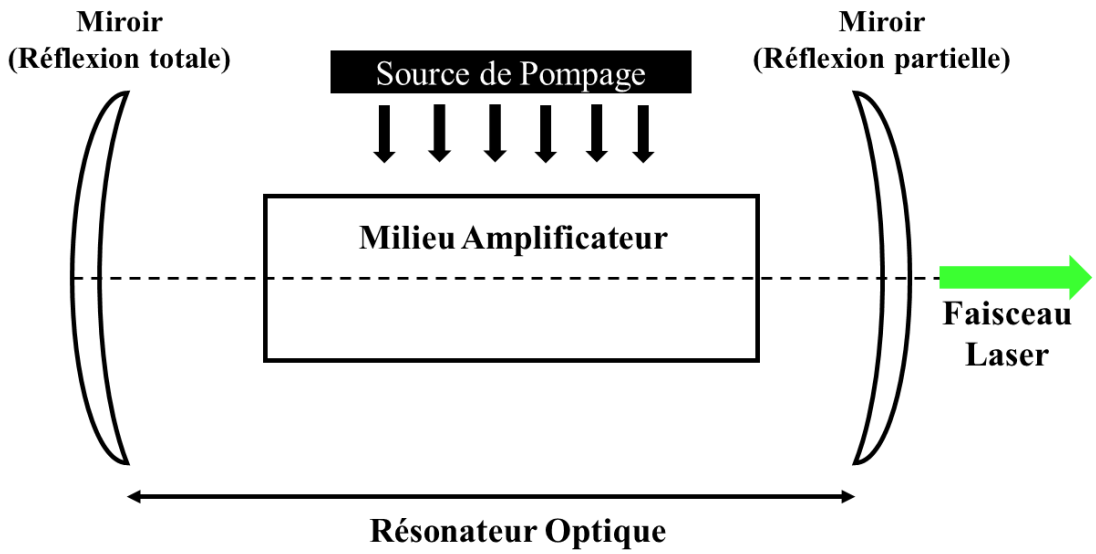


FIGURE I.4 – Mécanisme d'amplification lumineuse dans un laser.

Les lasers fonctionnent grâce à un processus quantique fondamental appelé émission stimulée, où des atomes ou des molécules excités émettent des photons cohérents. L'émission stimulée a lieu lorsque un photon incident généré par une source de pompage externe excite des atomes du milieu amplificateur du laser. Cette excitation cause une augmentation de la population d'atomes dans les niveaux énergétiques supérieurs, introduisant ainsi une inversion de population fondamentale pour l'émission stimulée.

Le schéma de passage entre les différents niveaux d'énergie, représenté dans la figure I.5, illustre la dynamique quantique à la base des phénomènes d'absorption et d'émission d'énergie au niveau atomique.

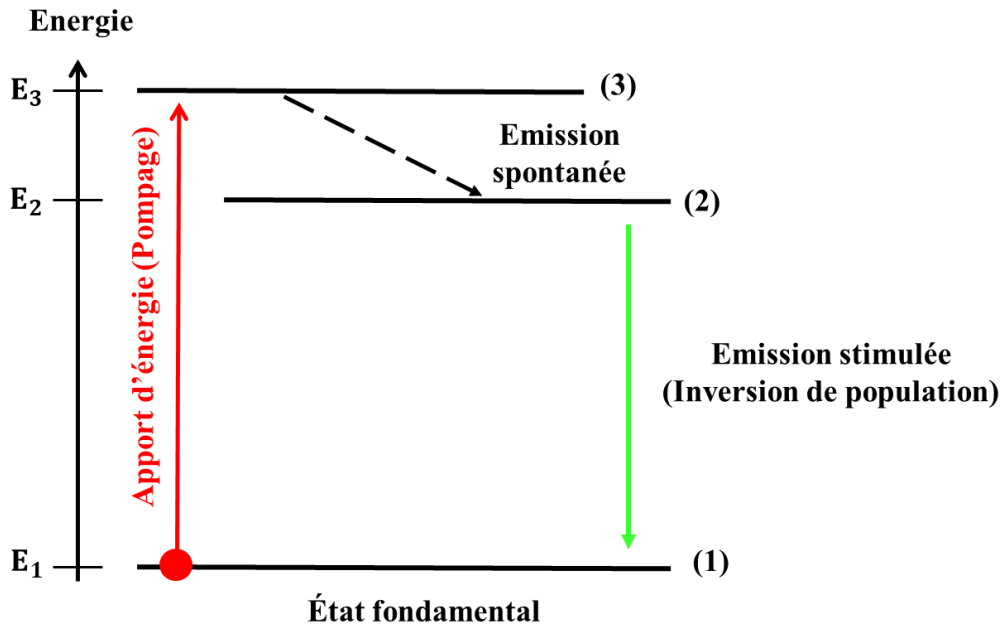


FIGURE I.5 – Schéma représentant le principe d'émission stimulée.

Initialement à l'état fondamental (E_1), l'atome absorbe de l'énergie externe d'une source de pompage, permettant aux électrons de s'exciter vers des niveaux supérieurs (E_3). Ces niveaux excités ne sont pas stables et les électrons tendent à retourner à des niveaux inférieurs, émettant de l'énergie sous forme de photons cohérents lors de leur transition. Durant cette transition, un autre photon est émis, parfaitement similaire au photon incident (provenant du pompage) en termes de fréquence, de phase et de direction.

Certains photons résultant de l'émission stimulée traversent le miroir semi-réfléchissant à l'une des extrémités de la cavité laser, constituant ainsi la sortie du laser. La lumière émise est alors caractérisée par une cohérence, une monochromaticité et une directionnalité élevées. L'inversion de population et la réflexion cohérente entre les miroirs d'une cavité laser sont des conditions nécessaires pour maintenir efficacement ce mécanisme.

II.2 Mécanisme de génération d'ondes élastiques par laser

Depuis le début des années 1960, la génération d'ondes ultrasonores par interaction d'un faisceau laser avec un solide a eu un intérêt considérable [16]. La génération des ondes élastiques dans les solides par une onde monochromatique est décrite premièrement par R.M.White [17] en 1963. Généralement, la génération des ondes acoustiques se fait par des lasers impulsionnels possédant une durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde ou de la picoseconde et ayant une forte puissance. L'interaction de l'impulsion lumineuse de courte durée avec un

matériau permet la génération d'ondes ultrasonores. Le matériau est alors lui-même le transducteur émetteur, ce qui distingue les Ultrasons-Laser des transducteurs piézoélectriques pour lesquels la source des ultrasons est un élément piézoélectrique séparé du matériau à contrôler.

Le principe de génération des ondes ultrasonores par laser repose sur l'interaction laser-matière [18]. Un faisceau laser incident sur la surface d'un matériau crée un échauffement rapide et local suite à l'absorption d'une partie de l'énergie incidente acquise par l'interaction entre le rayonnement électromagnétique du laser et les électrons situés à la surface du matériau. Cet échauffement provoque une dilatation locale du matériau qui produit un déplacement de particules et par conséquent une génération des ondes élastiques [19]. Le mécanisme de génération par laser ne permet pas de sélectionner un seul type d'ondes : les ondes de volume et de surface sont toutes émises en même temps ; ce qui peut être un avantage ou un inconvénient selon l'application.

La propagation des ondes ultrasonores dans le matériau permet la détection, la localisation et la caractérisation des défauts. Le faisceau ultrasonore généré par l'interaction laser-matière est partiellement ou totalement réfléchi par les discontinuités présentes dans le matériau. L'analyse du faisceau réfléchi et transmis permet de localiser et d'estimer les dimensions du défaut. La figure I.6 illustre le principe de génération des ondes ultrasonores (ondes de volume et de surface) dans un matériau solide suite à un impact laser.

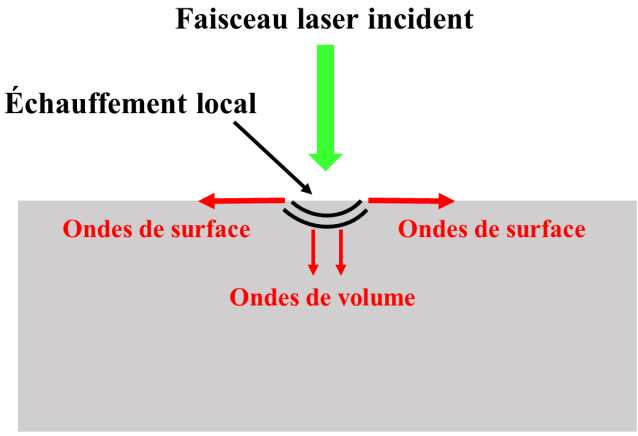


FIGURE I.6 – Principe de génération des ondes ultrasonores par laser.

Dans un matériau conducteur, la présence significative d'électrons libres, généralement un par atome, joue un rôle essentiel dans l'échauffement du matériau par l'effet Joule. Ce phénomène thermique provient de l'interaction entre ces électrons et le champ électrique du rayonnement incident. En réaction à ce champ, les électrons obtiennent de la vitesse, augmentant ainsi leur probabilité de collision avec les atomes du réseau, les imperfections cristallines ou les impuretés présentes dans le matériau.

Lorsqu'un matériau conducteur est exposé à un rayonnement laser, l'énergie du laser est absorbée sur une certaine épaisseur δ appelée "épaisseur de peau". Cette dimension, définie par l'expression 1.1, représente un paramètre influençant la profondeur de pénétration de l'énergie laser dans le matériau.

$$\delta = \left(\frac{\lambda_0}{\pi \sigma c \mu_m} \right)^{(1/2)} \tag{1.1}$$

Avec :
λ_0 : Longueur d'onde du laser,
σ : Conductivité électrique du matériau,
c : Vitesse de propagation de la lumière dans le vide,
μ_m : Perméabilité magnétique du matériau.

A partir de cette expression, il est observable que la profondeur de pénétration de l'énergie laser est directement influencée par les propriétés électriques et magnétiques du matériau, ainsi que la longueur d'onde du laser utilisé. Les grandes valeurs des propriétés électriques et magnétiques du matériau provoquent une diminution de l'épaisseur de peau, ce qui reduit la capacité de pénétration de l'énergie laser. Parallèlement, la longueur d'onde du laser exerce une influence significative : une diminution de celle-ci entraîne une réduction de l'épaisseur de peau. En résumé, l'interaction entre l'énergie du laser et le matériau est déterminée par la combinaison de ces paramètres.

L'absorption du rayonnement électromagnétique par le matériau est quantifiée par le coefficient d'absorption A, comme le représente l'équation 1.2. Ce coefficient, permettant d'évaluer l'efficacité avec laquelle le matériau absorbe l'énergie du laser, dépend des propriétés électriques et magnétiques spécifiques du matériau, ainsi que de la longueur d'onde du laser.

$$A = \frac{I_a}{I_i} = 4 \left(\frac{\pi}{\sigma c \lambda_0 \mu_m} \right)^{(1/2)} \tag{1.2}$$

Le coefficient d'absorption, inversement proportionnel à la longueur d'onde, est défini par le rapport de l'intensité absorbée I_a et l'intensité optique incidente I_i. Pour un échantillon d'aluminium et une longueur d'onde laser de 532 nm, l'épaisseur de peau est de $3,4$ nm et le coefficient d'absorption est de $7,9$ %. En intégrant ces données relatives à l'épaisseur de peau et au coefficient d'absorption, il devient possible d'acquérir une compréhension améliorée de l'interaction entre l'énergie du laser et le matériau.

La génération des ondes ultrasonores s'effectue en deux modes principaux : le mode ther-

moélastique et le mode d'ablation. Elle permet la propagation de différentes ondes élastiques comme les ondes de volumes longitudinale et transversale, l'onde de Rayleigh en surface ainsi que l'onde de tête. Les deux modes de génération d'ondes ultrasonores présentent des avantages distincts et sont utilisés dans différents contextes industriels pour diverses applications.

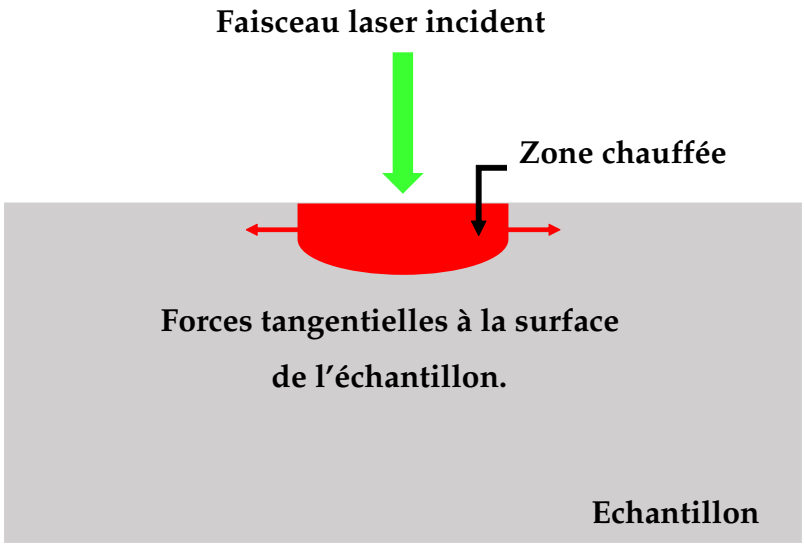
Le mode de génération des ultrasons est lié à un seuil d'ablation déterminé par l'expression 1.3. Chaque matériau possède un seuil d'ablation I_s qui correspond à une densité de puissance absorbée et dépend des caractéristiques propres au matériau ainsi que de la durée d'impulsion du laser utilisé pour la génération des ultrasons [20].

$$I_s = \left(\frac{\pi K \rho C}{4\Delta t}\right)^{(1/2)} (T_v - T_i) \tag{1.3}$$

où :
Δt : Durée d'impulsion laser.
Et pour le matériau :
K : Conductivité thermique,
ρ : Masse volumique,
C : Capacité thermique massique,
T_v et T_i : Repectivement la température de vaporisation et initiale.
Pour un échantillon d'aluminium et un laser impulsionnel ayant une durée $\Delta t = 10\ ns$ le seuil d'ablation est $I_s = 50\ MW/cm^2$.

II.2.1 Mode thermoélastique

Lors de l'interaction laser-matière, le rayonnement laser pénètre dans une couche superficielle du matériau. L'énergie optique absorbée est convertie en chaleur par effet Joule, provoquant ainsi une élévation de la température. Cette augmentation de température qui en découle ne parvient pas à atteindre le point de fusion du matériau, et aucune transition d'état n'est observée. Dans ce contexte, l'interaction laser-matière se produit de manière non destructive, correspondant au régime thermoélastique. Le laser agit alors comme une source de chaleur transitoire et l'élévation de température génère des contraintes mécaniques au sein du matériau à la base de la génération d'ondes acoustiques. Ces contraintes s'orientent parallèlement à la surface exposée au faisceau laser (voir la figure I.7 (a)), et lorsque l'impact laser est circulaire, la source peut être assimilée à un disque d'épaisseur réduite qui se dilate radialement (voir la figure I.7 (b)).



(a)



(b)

FIGURE I.7 – Principe de génération d'ondes ultrasonores par laser en mode thermoélastique.

Ce procédé thermoélastique permet de générer des ondes ultrasonores d'amplitude suffisante pour un contrôle non destructif de structures. Il n'affecte pas le matériau à contrôler et permet notamment la génération des ondes de surface. En CND, il est impératif de ne pas affecter la matière et par conséquent de générer des ondes ultrasonores en mode thermoélastique. Celui-ci présente un grand intérêt pour de nombreuses applications industrielles.

II.2.2 Mode d'ablation

Lorsque la densité de puissance absorbée dépasse la valeur seuil ($I_{abs} > I_s$), les ultrasons sont générés en mode d'ablation. À ce stade, des particules sont vaporisées et éjectées de la surface, entraînant la dégradation et la déformation du matériau. Dans ce mode, le transfert de quantité de mouvement résultant de l'éjection des particules produit des forces normales à la surface du

matériau, principalement dirigées vers l'intérieur, comme représenté dans la figure I.8.

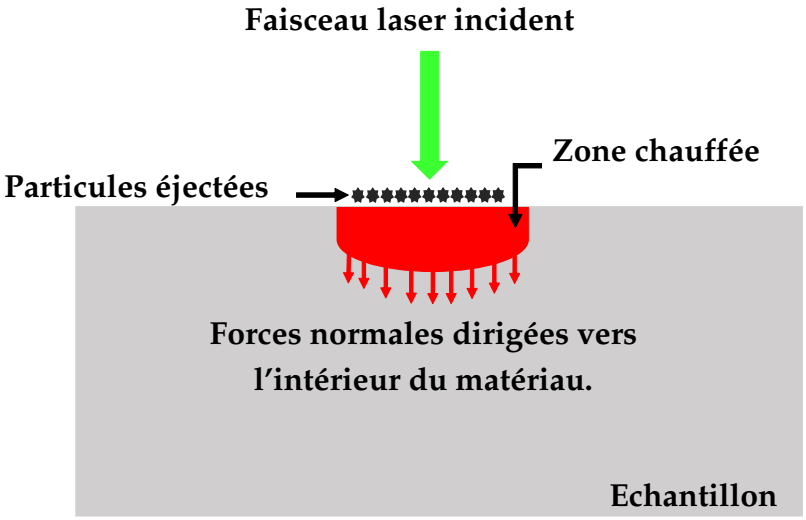


FIGURE I.8 – Principe de la génération d'ondes ultrasonores par laser en mode d'ablation.

Dans ce mode, les ondes ultrasonores générées présentent une amplitude significative. Cependant, il est essentiel de mettre en avant le caractère destructif de ce mode de génération. En effet, la vaporisation et l'éjection de particules de la surface entraînent la détérioration et la déformation du matériau, ce qui limite l'utilisation de ce mode de génération dans certaines applications. Une alternative consiste à appliquer une couche absorbante sur la surface de l'échantillon à contrôler et qui sera vaporisée. Cela permet de produire des ondes ultrasonores sans endommager le matériau, rendant ainsi ce mode de génération non destructif.

III Méthodes de détection optique

Les ondes acoustiques de surface peuvent être détectées par des techniques optiques. L'avantage notable des méthodes optiques réside dans leur capacité de sonder des petites surfaces et sans aucun contact. En effet, la surface est illuminée par un faisceau laser continu ou impulsionnel avec une durée d'impulsion suffisamment longue pour capturer tous les signaux ultrasonores d'intérêt. Le déplacement de surface dû à la propagation des ondes ultrasonores dans un matériau est mesuré à l'aide de différents dispositifs groupés en deux catégories. La première comprend les sondes à déflexion et à diffraction et la deuxième comprend les sondes interférométriques.

III.1 Les méthodes non-interférométriques

Deux principales méthodes non-interférométriques sont utilisées pour mesurer le déplacement de particules à la surface d'un matériau engendré par la propagation d'une onde élastique : les sondes à déflexion et les sondes à diffraction. Ces sondes, sensibles à l'ondulation de surface, sont notamment utilisées pour la détection des ondes de Rayleigh [11, 14] .

Pour distinguer ces deux sondes, il est nécessaire d'étudier le rapport entre la dimension de la tache focale du faisceau sonde (d) et la longueur d'onde acoustique de l'ondulation de surface (λ_{us}). Bien que ces méthodes présentent des avantages en termes de précision et de facilité d'utilisation, elles sont également sensibles à l'état de surface de l'échantillon, qui doit être le plus réfléchissant et poli possible [21].

III.1.1 Sonde à déflexion

Pour une tache focale de dimension inférieure à la longueur d'onde acoustique, la direction du faisceau lumineux incident sur la surface d'un échantillon est modifiée. La déflexion du faisceau se fait en fonction de l'angle α provoqué par l'ondulation de surface. Le faisceau réfléchi par la surface de l'échantillon est détecté par un photodétecteur, masqué par un coin afin que l'intensité du photocourant soit modulée à la fréquence de l'onde.

Cette méthode permet de mesurer les variations de déflexion du faisceau lumineux en fonction des ondulations de surface induites par les ondes ultrasonores, ce qui permet de détecter et de caractériser les propriétés du matériau. La figure I.9 illustre le principe de déflexion du faisceau lumineux par une onde de surface.

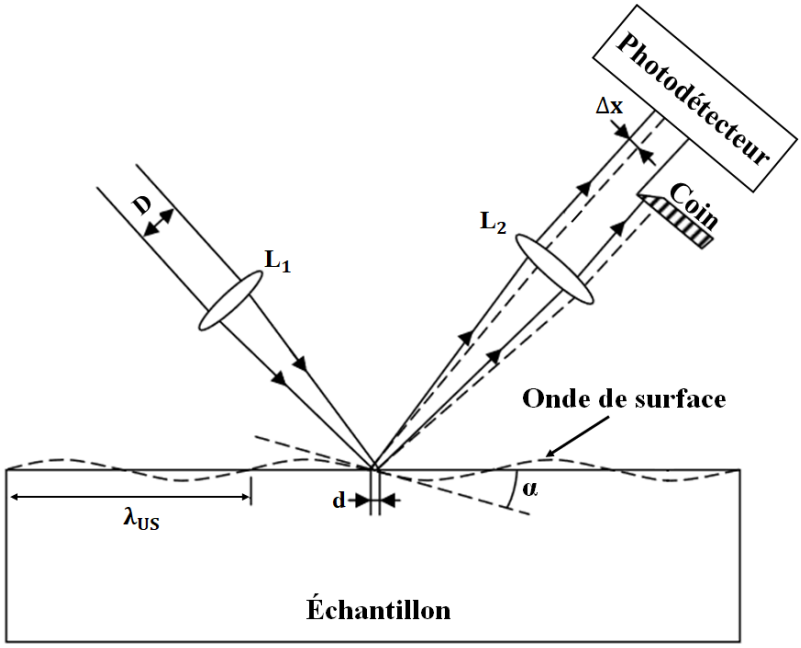


FIGURE I.9 – Principe de détection d'une onde de surface par une sonde à déflexion [20].

L'expression 1.4, développé par D. Royer et E. Dieulesaint, définit une relation entre l'intensité du courant mesurée par le photodétecteur et le déplacement normal de surface [22]. Cette expression permet une compréhension et une analyse des mesures effectuées avec la sonde à déflexion.

$$I(t) = \frac{4d}{\lambda_{us}} ku I_0 cos(wt + \phi) \tag{1.4}$$

Avec :
d : Diamètre de la tache focale,
k : nombre d'onde optique,
λ_{us} : Longueur d'onde de l'onde de surface,
u : Déplacement normal de surface,
I_0 : Partie continue du courant,
w : Pulsation de l'onde de surface,
ϕ : Retard de phase.

La détection par une sonde à déflexion se fait à des fréquences limitées et nécessite un bon état de surface. Ce type de sonde présente une insensibilité relative aux réponses transitoires, ce qui la rend adaptée aux mesures stationnaires et aux caractérisations à long terme.

III.1.2 Sonde à diffraction

Pour une tache focale de dimension largement supérieure à la longueur d'onde acoustique, le faisceau lumineux incident sur la surface de l'échantillon, recouvrant plusieurs fronts d'ondes, est divisé en plusieurs sous-faisceaux. Cette division du faisceau est due à la diffraction causée par l'ondulation de surface, qui agit comme un réseau de phase. Ce phénomène de diffraction du faisceau lumineux par une onde de surface est représenté par le schéma de la figure I.10.

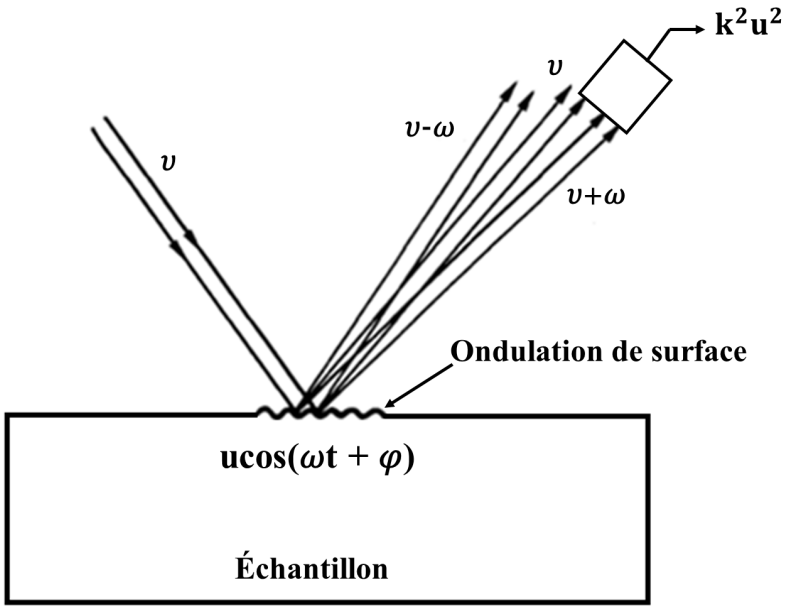


FIGURE I.10 – Principe de détection d'une onde de surface par une sonde à diffraction [20].

La figure met en évidence la formation de plusieurs sous-faisceaux résultants de la diffraction du faisceau incident à un angle θ_0 par l'ondulation de surface. Les angles θ_m par rapport à la normale de la surface des faisceaux diffractés sont déterminés par les propriétés de l'ondulation de surface et les principes de la diffraction tel que [21, 23] :

$$Sin(\theta_m) = Sin(\theta_0) + m\frac{\lambda_0}{\lambda_{us}} \tag{1.5}$$

Avec :
θ_m : Angles des faisceaux diffractés,
m : Ordre de diffraction,
θ_0 : Angle d'incidence du faisceau sur la surface,
λ_0 : Longueur d'onde du faisceau laser,
λ_{us} : Longueur d'onde de l'ondulation de surface.

L'équation 1.5 exprime que l'angle θ_m de chaque réflexion d'ordre m dépend du rapport entre la longueur d'onde du faisceau laser λ_0 et la longueur d'onde de l'ondulation de surface λ_{us}. Chaque sous-faisceau se propage dans une direction différente et subit également un décalage de fréquence proportionnel à la fréquence de l'ondulation de surface. Ces sous-faisceaux sont caractérisés par des fréquences particulières, déterminées par [1] :

$$\nu_m = \nu_0 \pm w \tag{1.6}$$

Avec :
ν_m : Fréquence du faisceau diffracté d'ordre m,
ν_0 : Fréquence du faisceau incident,
w : Fréquence de l'ondulation de surface.

Pour une surface parfaitement réfléchissante, la puissance optique du faisceau diffracté d'ordre m dépendante de la puissance du faisceau incident est définie par le rapport :

$$\frac{P_m}{P_L} = [J_m(\Delta\phi)]^2 \tag{1.7}$$

Avec :
J_m : Fonction de Bessel,
P_m : Puissance optique du faisceau d'ordre m,
P_L : Puissance optique du faisceau incident (puissance Laser),
$\Delta\phi$: Déphasage ($\Delta\phi$=2kucosθ_0)

Pour le faisceau diffracté d'ordre 1, J_1 ($\Delta\phi$) = $\Delta\phi/2$, ce qui implique une puissance du faisceau diffracté proportionnelle au carré de l'amplitude du déplacement mécanique provoqué par l'ondulation de surface :

$$\frac{P_1}{P_L} = [kucos\theta_0]^2 \tag{1.8}$$

Avec :
u : Amplitude de l'ondulation de surface,
k : Nombre d'onde du faisceau laser, k= $(2\pi)/\lambda_0$.

Cette sonde à diffraction, applicable seulement en régime permanent, permet de déterminer la distribution spatiale de puissance d'un faisceau d'onde élastique. Elle permet de caractériser la distribution de l'énergie acoustique dans l'espace, ce qui donne des informations précises sur

la propagation des ondes ultrasonores.

III.2 Méthodes interférométriques

Les méthodes interférométriques permettent de mesurer les déplacements normaux à la surface d'un échantillon, quel que soit leur origine ou leur régime (continu ou transitoire). Le fonctionnement des sondes interférométriques repose sur l'interférence optique entre un faisceau sonde réfléchi par la surface de l'échantillon et un faisceau de référence, permettant ainsi d'obtenir des mesures fiables des déplacements mécaniques. Pour obtenir des résultats précis, la surface de l'échantillon doit être en bon état afin de garantir une réflexion lumineuse optimale. De plus, elle doit être très sensible aux vibrations de basse fréquence [24].

Le principe de mesure par interférométrie consiste à mesurer la variation de phase entre le faisceau référence et le faisceau sonde réfléchi par la surface de l'échantillon. La phase du faisceau réfléchi par la surface est modulée par :

$$\Delta\phi = 2kU_{us}(t) \tag{1.9}$$

$$U_{us}(t) = u\cos(wt + \phi) \tag{1.10}$$

Avec :
U_{us}(t) : Déplacement normal de la surface,
u : Amplitude du déplacement,
w : Pulsation de l'onde acoustique,
ϕ : Phase de l'onde acoustique.

Plusieurs types d'interféromètres sont utilisés en Ultrasons-Laser. Le principe de fonctionnement des interféromètres les plus couramment utilisés sera détaillé ci-dessous.

III.2.1 Interféromètre homodyne

Dans un interféromètre homodyne, le faisceau laser sera divisé en un premier faisceau de référence et un second faisceau sonde qui interagit avec la surface du matériau. L'interféromètre de Michelson, classé dans cette catégorie, est un outil d'interférométrie très connu et utilisé depuis de nombreuses années pour des expérimentations en laboratoires [25]. Son principe de fonctionnement repose sur l'interférence entre deux faisceaux ayant la même longueur d'onde provenant d'une même source. La figure I.11 représente la configuration de l'interféromètre de Michelson utilisé pour la mesure de déplacements de surface.

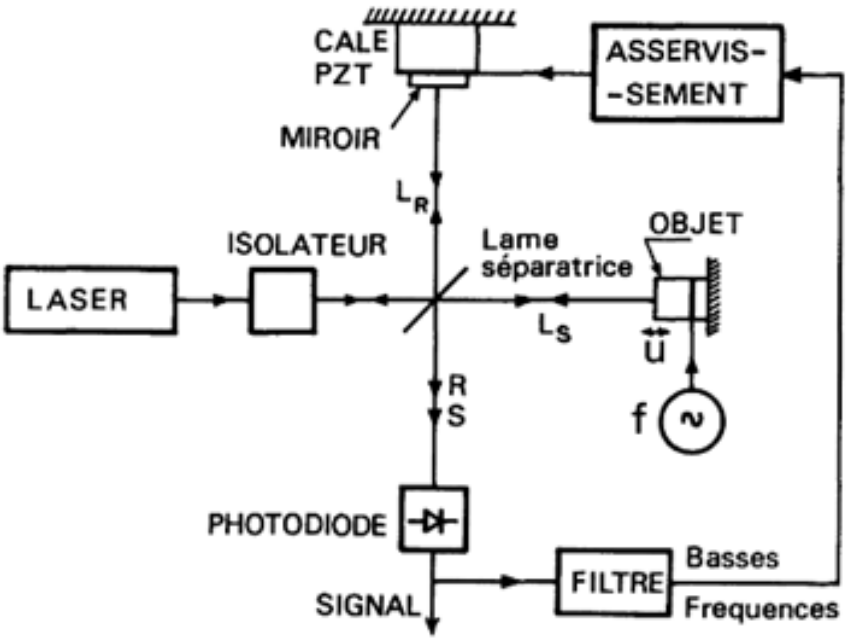


FIGURE I.11 – Schéma optique présentant le principe de fonctionnement d'une sonde homodyne de type Michelson [22].

Comme le montre le schéma optique de l'interféromètre, un faisceau laser de puissance P_L incident sur une lame séparatrice se divise en deux sous-faisceaux appelés faisceau sonde (S) et faisceau référence (R) possédant la même fréquence et la même polarité. Le faisceau sonde est réfléchi par la surface vibrante de l'objet en étude et sa phase est modulée par le déplacement normal de l'onde acoustique qui se propage pendant que le faisceau référence est réfléchi par un miroir monté sur une cale piézoélectrique. Les deux faisceaux sont ensuite recombinés sur la lame séparatrice pour être mesurés au moyen d'une photodiode. L'utilisation d'un isolateur optique est nécessaire pour éviter le retour et la pénétration de faisceaux dans la cavité laser qui engendrent une instabilité et une perturbation du fonctionnement du laser [22].

En considérant que l'onde acoustique produit un déplacement de la surface décrit par l'équation 1.10, les expressions des champs électriques E_R du faisceau de références et E_S du faisceau sonde sont respectivement données par les équations 1.11a et 1.11b selon Scruby [1] et Royer [26].

$$E_R = E_0 e^{i(wt+\phi_R)} \tag{1.11a}$$

$$E_S = E_0 e^{i(wt+\phi_S+\Delta\phi)} \tag{1.11b}$$

Avec :

E_0 : Amplitude du champ électrique de l'onde incidente,
ϕ_R : Phase du faisceau de référence (R),
ϕ_S : Phase du faisceau sonde (S).

Les composantes basses fréquences, filtrées du signal issu du photodétecteur, commandent le module d'asservissement de la cale piézoélectrique qui tient le miroir de façon à assurer le fonctionnement de l'interféromètre. Le déplacement normal de surface est alors lié à l'intensité détectée par le photodétecteur via la relation 1.12.

$$I = I_0 + I_0 cos(\Delta\phi + \phi_S - \phi_R) \tag{1.12}$$

L'intensité lumineuse au niveau du photodétecteur dépend sinusoïdalement de la différence de marche optique entre les faisceaux sonde et référence (L_S et L_R). Pour atteindre une sensibilité maximale de l'interféromètre au déplacement de surface de l'échantillon, il est essentiel de se placer dans la condition de quadrature de phase. En adoptant cette configuration, la phase du faisceau sonde est déphasée de 90 degrés par rapport à celle du faisceau de référence, ce qui donne un déphasage de :

$$\phi_S - \phi_R = \frac{2\pi(L_S - L_R)}{\lambda_0} = \pm\frac{\pi}{2}(mod.2\pi) \tag{1.13}$$

Dans ces conditions, l'expression de l'intensité détectée par le photodétecteur devient :

$$I = I_0 + I_0 sin(2kucos(wt + \phi)) \tag{1.14}$$

I_0 s'exprime par l'expression 1.15 pour une sensibilité maximale.

$$I_0 = \frac{SP_L}{2} \tag{1.15}$$

Avec :
S : Facteur de réponse du photodétecteur,
P_L : Puissance du faisceau laser.

L'intensité mesurée par le photodétecteur est alors directement proportionnelle au déplacement normal de surface causée par l'onde acoustique.

III.2.2 Interféromètre hétérodyne

L'interféromètre hétérodyne de type Mach-Zehnder SH-140, développée par D. Royer et E. Dieulesaint [27], est particulièrement adapté pour mesurer des déplacements normaux à la surface de l'ordre de 10^{-10} m [28]. Cette sonde est appréciée pour sa facilité d'utilisation et ses performances exceptionnelles, ce qui en fait un outil privilégié pour la mesure des déplacements engendrés par la propagation d'une onde acoustique dans un échantillon.

1. Configuration optique de la sonde hétérodyne

La figure I.12 présente la configuration optique de la sonde interférométrique hétérodyne du type Mach-Zehnder SH-140.

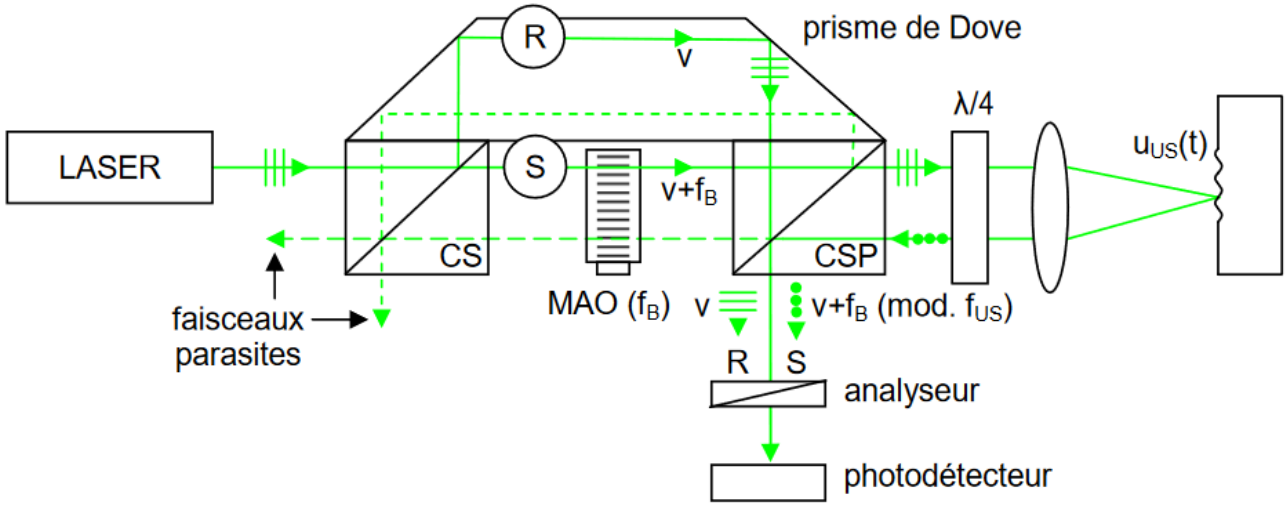


FIGURE I.12 – Configuration de la sonde interférométrique hétérodyne SH-140 de Royer-Dieulesaint [28, 11].

Un faisceau laser de fréquence ν, polarisé horizontalement, est divisé grâce à un cube séparateur (CS) en un faisceau de référence (R) et un faisceau sonde (S) qui sont aussi polarisés horizontalement. Le faisceau de référence est réfléchi deux fois par un prisme de Dove puis transmis par un cube séparateur de polarisation (CSP) vers le photodétecteur. Le faisceau sonde, dont la fréquence est décalée de f_B = 70 MHz par un modulateur acousto-optique (MAO) à entrée et sortie colinéaires, est dirigé par le cube séparateur de polarisation vers une lame quart d'onde ($\lambda_0/4$) qui rend sa polarisation circulaire avant d'être focalisé sur la surface de l'échantillon par une lentille. Ensuite, le faisceau sonde est réfléchi par l'échantillon, ce qui induit une modulation de phase à la fréquence de l'onde acoustique f_{us}. Le faisceau revient de nouveau vers la lame quart d'onde qui rend sa polarisation verticale du fait du déphasage π obtenu par la

réflexion. En retournant sur le cube séparateur de polarisation, le faisceau de référence et le faisceau sonde possédant deux polarisations croisées sont recombinés et traversent un analyseur avant d'être mesurés par le photodétecteur.

Dans le cas d'une sonde hétérodyne, les fréquences des faisceaux sonde et référence sont décalées l'une par rapport à l'autre, ce qui distingue ce type de sonde des sondes homodynes. Ce décalage de fréquence est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Les deux champs électriques décrits par les équations 1.11a et 1.11b n'ont plus la même fréquence.

2. Détection électronique de la sonde hétérodyne

Le principe d'exploitation du signal issu du photodétecteur dans un interféromètre de type Mach-Zehnder est représenté sur la figure I.13.

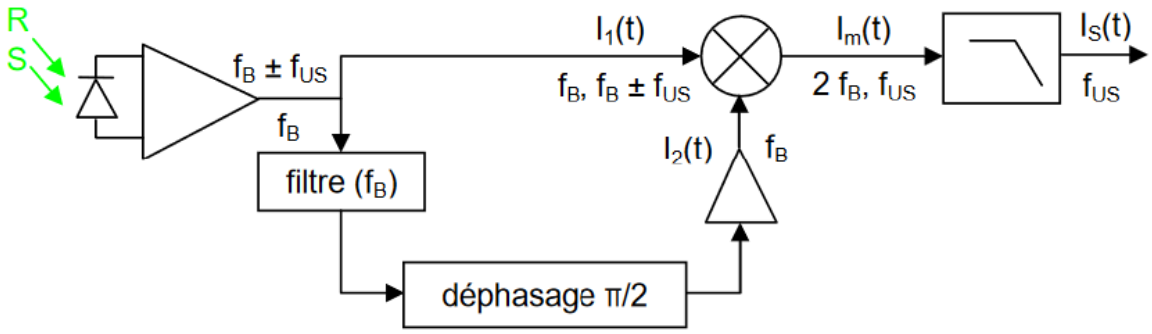


FIGURE I.13 – Circuit de détection de la sonde interférométrique hétérodyne SH-140 de Royer-Dieulesaint [28, 11].

L'interférence des faisceaux sonde et référence sur le photodétecteur génère des composantes de fréquence f_B et $f_B \pm f_{us}$. Le signal provenant du photodétecteur est divisé en deux parties distinctes : le signal $I_1(t)$ est directement envoyé vers un mélangeur, tandis que le signal $I_2(t)$ est dirigé vers un filtre centré sur la fréquence f_B et ensuite vers un déphaseur où il subit un déphasage de $\pi/2$. Les expressions des signaux $I_1(t)$ et $I_2(t)$ sont les suivantes :

$$I_1(t) \propto cos(w_B t + \Delta\phi + \phi_S - \phi_R) \tag{1.16a}$$

$$I_2(t) \propto cos(w_B t + \frac{\pi}{2} + \phi_S - \phi_R) \tag{1.16b}$$

L'expression du signal $I_m(t)$ en sortie du mélangeur est donnée par :

$$I_m(t) = I_1(t).I_2(t) \propto [sin(\Delta\phi) + sin(2(w_B t + \phi_S - \phi_R) + \Delta\phi)] \tag{1.17}$$

Ensuite, le signal est envoyé vers un filtre passe-bas afin d'éliminer la composante à $2w_B$. Lorsque les déplacements générés par l'onde acoustique sont de faible amplitude par rapport à la longueur d'onde lumineuse ($U_{us}(t) << \lambda$), le signal $I_s(t)$ peut être simplifié de la manière suivante (étant donné que $\Delta\phi$ est défini par l'équation 1.9) :

$$I_s(t) \propto sin(2kucos(wt + \phi)) \approx 2kucos(wt + \phi) \tag{1.18}$$

En analysant ce signal, qui est directement proportionnel au déplacement de la surface de l'échantillon, il devient possible de quantifier avec précision les déplacements mécaniques de la surface.

III.2.3 Interféromètre différentiel dans le temps

L'interférométrie différentielle dans le temps est largement utilisée en CND pour sa sensibilité élevée et sa capacité à détecter de petites variations de déplacement de surface. Le principe de fonctionnement repose sur l'interférence de deux faisceaux, dont l'un est retardé par rapport à l'autre. La figure I.14 présente une des configurations optiques de l'interféromètre différentiel dans le temps.

D'après cette configuration, le faisceau qui parcourt le chemin optique (2) le plus long subit un retard d'une durée τ par rapport au faisceau qui parcourt le chemin optique (1) le plus court. La valeur de τ est déterminée par la formule $\tau = 2L/c$, où L représente la différence de distance parcourue entre les deux faisceaux, et c désigne la vitesse de la lumière dans le vide.

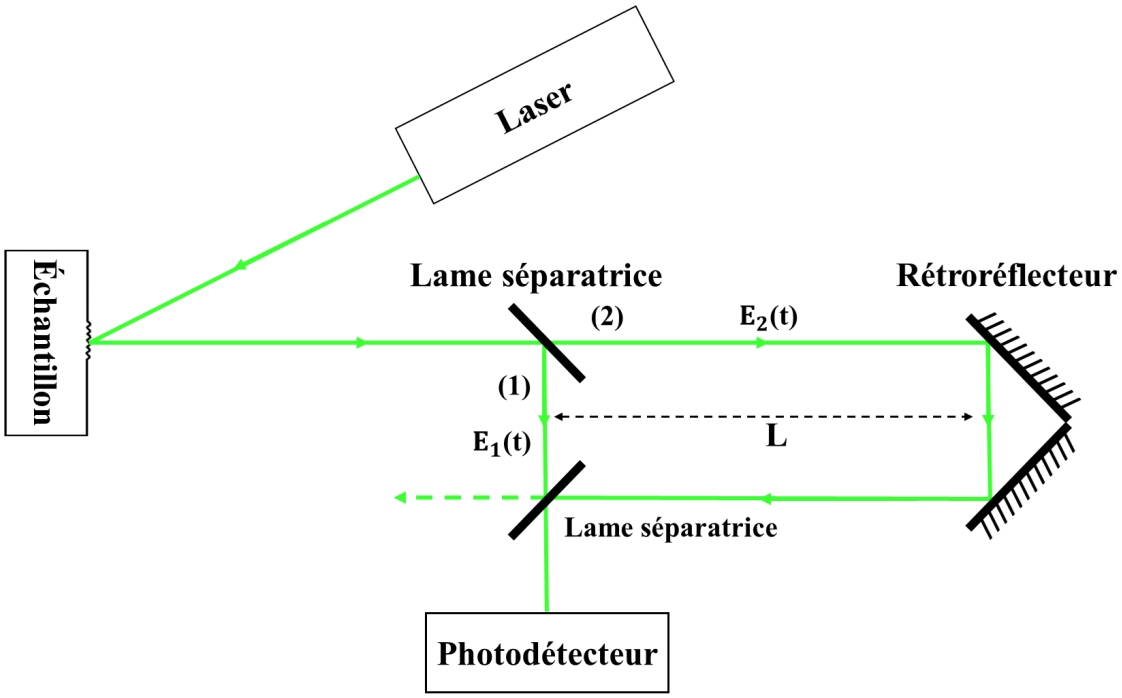


FIGURE I.14 – Principe de fonctionnement de l'interféromètre différentiel dans le temps [11].

Les champs électriques $E_1(t)$ et $E_2(t)$ des faisceaux qui parcourent les chemins optiques (1) et (2) sont respectivement les suivants :

$$E_1(t) \propto e^{i\left(wt + \frac{4\pi U_{us}(t)}{\lambda} + \theta\right)} \tag{1.19a}$$

$$E_2(t) \propto e^{i\left(w(t-\tau) + \frac{4\pi U_{us}(t-\tau)}{\lambda} + \theta\right)} \tag{1.19b}$$

où θ est une phase quelconque indépendante du temps et $U_{us}(t)$ l'amplitude du déplacement mécanique de la surface. Les deux faisceaux sont ensuite combinés et dirigés vers un photodétecteur.

Pour une sensibilité maximale et de petits déplacements de la surface par rapport à la longueur d'onde lumineuse, le courant fourni par le photodétecteur est directement proportionnel au déplacement normal $U_{us}(t)$ de la surface, comme représenté par la relation suivante :

$$I(t) \propto \frac{4\pi}{\lambda}(U_{us}(t) - U_{us}(t-\tau)) \tag{1.20}$$

III.2.4 Interférométrie holographique

L'holographie est une technique qui permet de former une image tridimensionnelle d'un objet en enregistrant les interférences lumineuses, entre un faisceau sonde diffracté par l'objet et un faisceau de réference, sur un matériau sensible à la lumière tel qu'un cristal photoréfractif.

Dans le contexte d'un échantillon en mouvement où une onde acoustique de surface se propage, cette méthode de reconstruction d'image considère les interférences entre les faisceaux sonde à plusieurs instants, ce qui permet de remonter aux différents états de l'échantillon. La méthode offre l'avantage d'être particulièrement efficace sur les surfaces rugueuses. Cependant, son efficacité est réduite sur les surfaces réfléchissantes.

En Ultrasons-Laser, différents dispositifs d'interférométrie holographique sont utilisés pour mesurer le déplacement des particules. L'interférométrie holographique par double exposition est l'une des plus utilisées. La figure I.15 présente son principe de fonctionnement. Le faisceau laser est divisé en un faisceau sonde (S) et un faisceau de référence (R) par une lame séparatrice (LS). Le faisceau de référence est dirigé directement vers le support photosensible via les miroirs m_1 et m_2 et le faisceau sonde est réfléchi par la surface de l'objet vers ce même support (voir figure I.15 (a)). L'hologramme enregistré représente les interférences entre ces faisceaux à différents instants (Σ_1 et Σ_2), permettant ainsi de caractériser l'évolution de l'objet. Ensuite en éclairant l'hologramme par le faisceau de référence, l'interférence entre les faisceaux sondes enregistrés à différents instants est restituée (montage de restitution (b) de la figure I.15).

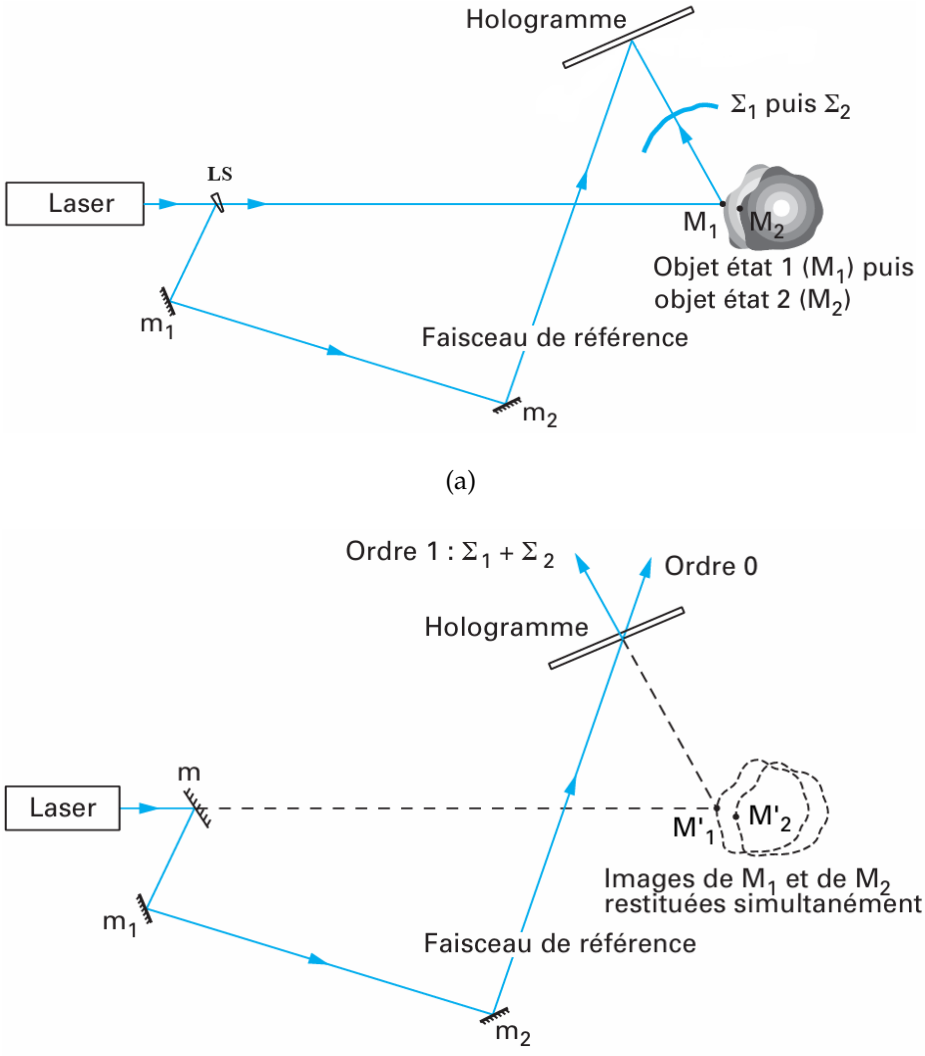


FIGURE I.15 – Principe de fonctionnement de l'interféromètre holographique : montage d'enregistrement (a) et de restitution (b) de l'hologramme.

L'étude des différentes méthodes interférométriques a été essentielle dans le choix de l'interférométrie pour notre étude expérimentale. Les échantillons étudiés sont des substrats en aluminium dont la surface est polie et réfléchissante. Dans ce contexte, la sonde interférométrique hétérodyne SH-140 de type Mach-Zehnder se révèle être un choix optimal, parfaitement adapté aux besoins de notre étude.

IV Applications des Ultrasons-Laser

Depuis la découverte de la génération d'ultrasons dans les solides par laser en 1963, de nombreuses applications ont été envisagées pour la source acoustique laser. La mesure de la vitesse

de propagation des ondes ultrasonores, l'obtention des constantes élastiques des matériaux et la détection des défauts ont été démontrées par plusieurs auteurs. Les premiers travaux sont mentionnés dans ce paragraphe.

En 1976, Bondarenko et al. [29] ont utilisé un laser rubis Q-switché pour générer des impulsions individuelles d'environ 2 J, d'une durée de 30 à 50 ns. Pour mesurer les impulsions acoustiques, ils ont utilisé un interféromètre du type Michelson stabilisé. Le détecteur était capable de mesurer la composante normale du déplacement élastique avec une sensibilité de 1 nm, couvrant une plage de fréquences allant de 5 kHz à 150 MHz. En observant en transmission, ils ont pu détecter la présence d'un défaut plan artificiel grâce à l'absorption de l'onde élastique directe se propageant à travers certaines parties de l'échantillon d'essai. En 1980, Calder et Wilcox [30] ont utilisé une configuration similaire pour détecter un défaut artificiel sous la forme d'un trou de $1,5$ mm de diamètre situé à mi-chemin à travers une plaque en aluminium de 25 mm. Ils ont utilisé un laser Q-switché avec une énergie de 15 J et ont pu observer des échos ultrasonores intenses. Cependant, ils ont constaté que l'impulsion laser provoquait des dommages locaux importants à la surface du matériau.
En 1980, Wellman [31] a utilisé un laser rubis Q-switché avec des énergies d'impulsion allant de $0,9$ J à $1,4$ J pour détecter des défauts simulés sur un disque en acier inoxydable poli. Dans ce cas, le générateur laser et le détecteur laser étaient situés du même côté du disque.
En 1984, Tam et Leung [32] ont réalisé des mesures d'anisotropie élastique sur un échantillon d'alliage d'aluminium extrudé de type 6061-T6 en utilisant des impulsions ultrasonores d'environ 10 ns générées par un laser à azote. L'échantillon, qui avait la forme d'un disque, a été tourné afin de mesurer le temps de propagation d'une impulsion acoustique à travers son diamètre pour différentes directions. La précision de la mesure de la vitesse de propagation des ondes ultraonores était d'environ $0,02$ %. Les vitesses longitudinales à $\pm 45^\circ$ par rapport à la direction d'extrusion Z étaient environ 2 % plus élevées que la vitesse le long de Z, ce qui indique que la majorité des cristaux d'aluminium est orientée avec un axe principal parallèle à Z. L'anisotropie acoustique observée est restée essentiellement inchangée après un recuit thermique, tandis que la vitesse ultrasonore a connu une augmentation d'environ $0,5$ % dans toutes les directions.
Ensuite, en 1982, Scruby et al. [33] ont proposé un système entièrement sans contact pour la mesure de l'atténuation ultrasonore, dans lequel des impulsions acoustiques à large bande sont générées par une source laser pulsée. Étant donné que cette source laser peut générer des fréquences allant jusqu'à 100 MHz, il est possible d'effectuer une analyse fréquentielle des signaux associés aux ondes de volume après leur propagation à travers une épaisseur de matériau connue, permettant ainsi de mesurer l'atténuation ultrasonore.
Par la suite, en 1985, Burov et al. [34] ont réalisé une mesure d'atténuation en utilisant la modulation du faisceau laser pour générer différentes fréquences sur une plaque de quartz taillée

dans la direction YX. En modulant la sortie d'un laser à argon incident sur deux sections de la plaque, ils ont généré des ondes acoustiques de surface à partir de deux sources linéaires. La modulation a entraîné des maxima et minima alternés dans l'intensité du champ acoustique en raison de l'interférence des ondes acoustiques de surface. Ces variations ont été surveillées à l'aide d'une sonde laser He-Ne. Grâce à cette technique, une précision de l'ordre de 10% a été obtenue pour les vitesses des ondes acoustiques de surface. Ils ont ainsi mesuré une vitesse de 3160 m/s et un coefficient d'atténuation de $0,025$ cm, à partir de valeurs expérimentales où la fréquence utilisée était de $5,489$ MHz à $6,016$ MHz.

Les applications des techniques ultrasonores basées sur le laser ont démontré leur capacité à caractériser les matériaux et à détecter les défauts de manière non destructive. Ces techniques sont largement adoptées dans l'industrie pour la caractérisation des matériaux et la détection des défauts, offrant une approche sans contact.

V Conclusion

Ce premier chapitre était consacré à la description générale des principales méthodes de contrôle non destructif utilisées dans les industries et les laboratoires de recherche pour la caractérisation des matériaux. Les méthodes de contrôle par ultrasons utilisant les transducteurs piézoélectriques, les transducteurs électro-magnéto-acoustique (EMAT)s et la méthode d'Ultrasons-Laser ont été explorées du point de vue de leurs principes de fonctionnement, leurs principaux avantages et inconvénients ont aussi été mentionnés.

Parmi les méthodes de contrôle par ultrasons, notre attention s'est focalisée sur la méthode Ultrasons-Laser qui permet un contrôle sans contact et ne nécessite pas d'agent de couplage. Nous avons détaillé le mécanisme de génération des ondes ultrasonores par laser en mode thermoélastique et ablatif. En outre, nous avons décrit les méthodes de détection des ultrasons par les sondes à déflexion, à diffraction et celles interférométriques. Dans la dernière partie du chapitre, nous avons présenté certaines applications des Ultrasons-Laser.

Dans le cadre de nos travaux de recherche, nous ne considérerons que le régime thermoélastique obtenu à partir d'un laser Nd :YAG, permettant l'excitation d'ondes ultrasonores dans un échantillon d'aluminium. Dans ce cadre, les résultats de modélisation de la propagation des différents types d'ondes élastiques seront détaillés dans le deuxième chapitre de ce mémoire.

Références du chapitre I

[1] C.B. SCRUBY et L.E. DRAIN. *Laser Ultrasonics Techniques and Applications*. Taylor & Francis, 1990.

[2] Sylvain CHATAIGNER et al. « Contrôle non destructif d'assemblages composite/béton collés par acousto-ultrasons ». In : *Journées Nationales sur les Composites (JNC)*. 2015, 10p.

[3] Yahya CHOUA. « Application de la méthode des éléments finis pour la modélisation de configurations de contrôle non destructif par courants de Foucault ». Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI, 2009.

[4] Paul E MIX. *Introduction to nondestructive testing : a training guide*. John Wiley & Sons, 2005.

[5] Dominique PAJANI. *Mesure par thermographie infrarouge*. ADD éditeur, 1989.

[6] BA AULD et JC MOULDER. « Review of advances in quantitative eddy current nondestructive evaluation ». In : *Journal of Nondestructive evaluation* 18 (1999), p. 3-36.

[7] Gérard FOREST. *Choix d'une méthode de contrôle*. FeniXX, 1992.

[8] Yannick CAULIER et Matthieu TAGLIONE. *la caméra photothermique active : une technique de controle industrielle automatique en alternative au ressuage et la magnétoscopie*. 2014.

[9] Ernst August Wilhelm MÜLLER. *Précis de magnétoscopie : contrôle des matériaux par la méthode des poudres magnétiques*. Dunod, 1957.

[10] Jaques CURIE et Pierre CURIE. « Les cristaux hémièdres à faces inclinées, comme sources constantes d'électricité ». In : *Comptes rendus de l'Académie des sciences* 93 (1881), p. 204-207.

[11] Frédéric FAËSE. « Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers : applications à la caractérisation sans contact de défauts ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[12] Robert E GREEN JR. « Non-contact ultrasonic techniques ». In : *Ultrasonics* 42.1-9 (2004), p. 9-16.

[13] Clémence ROUGE. « Rayonnement des traducteurs EMAT en milieu ferromagnétique ». In : ().

[14] Jean-Pierre MONCHALIN. « Laser-ultrasonics : principles and industrial applications ». In : *Ultrasonic and advanced methods for nondestructive testing and material characterization*. World Scientific, 2007, p. 79-115.

[15] Theodore H MAIMAN et al. « Stimulated optical radiation in ruby ». In : (1960).

[16] SJ DAVIES et al. « Laser-generated ultrasound : its properties, mechanisms and multifarious applications ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 26.3 (1993), p. 329.

[17] AM AINDOW, RJ DEWHURST et SB PALMER. « Laser-generation of directional surface acoustic wave pulses in metals ». In : *Optics communications* 42.2 (1982), p. 116-120.

[18] Mathieu PERTON. « Ultrasons rayonnés par une source laser ponctuelle dans des milieux isotropes transverses et applications à la mesure du tenseur d'élasticité de cylindres et de couches minces ». Thèse de doct. Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2006.

[19] Terry SANDERSON, Charles UME et Jacek JARZYNSKI. « Hyperbolic heat equations in laser generated ultrasound models ». In : *Ultrasonics* 33.6 (1995), p. 415-421.

[20] JOHN F READY. « Effects caused by absorption of laser radiation at opaque surfaces ». In : *Effects of High-Power Laser Radiation* (1971), p. 67-125.

[21] RL WHITMAN et A KORPEL. « Probing of acoustic surface perturbations by coherent light ». In : *Applied Optics* 8.8 (1969), p. 1567-1576.

[22] D ROYER et E DIEULESAINT. « Mesures optiques de déplacements d'amplitude 10ˆ-4 à 10ˆ 2 Angström. Application aux ondes élastiques ». In : *Revue de physique appliquée* 24.8 (1989), p. 833-846.

[23] Frédéric JENOT. « Génération et détection d'ondes élastiques par sources lasers : applications au contrôle non destructif ». Thèse de doct. Valenciennes, 2003.

[24] Eugène DIEULESAINT, Daniel ROYER et al. *Ondes élastiques dans les solides : application au traitement du signal*. T. 407. Masson Paris, 1974.

[25] J TERRIEN. « Observations photoélectriques à l'interféromètre de Michelson ». In : *J. Phys. Radium* 19.3 (1958), p. 390-396.

[26] Daniel ROYER. « Génération et détection optiques d'ondes élastiques ». In : *Techniques de l'ingénieur. Electronique* 6.E4415 (1996), E4415-1.

[27] D ROYER, E DIEULESAINT et Y MARTIN. « Improved version of a polarized beam heterodyne interferometer ». In : *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium*. IEEE. 1985, p. 432-435.

[28] Dieulesaint ROYER et Eugène DIEULESAINT. « Optical detection of sub-angstrom transient mechanical displacements ». In : *IEEE 1986 Ultrasonics Symposium*. IEEE. 1986, p. 527-530.

[29] AN BONDARENKO, IUB DROBOT et SV KRUGLOV. « Optical excitation and detection of nanosecond acoustic pulses in nondestructive testing ». In : *Soviet Journal of Nondestructive Testing* 12.6 (1977), p. 655-658.

[30] CA CALDER et WILCOX WW. « Noncontact material testing using laser energy deposition and interferometry ». In : (1980).

[31] RL WELLMAN. *Laser System for the Detection of Flaws in Solids, Harry Diamond Laboratories*. Rapp. tech. Report No. HDL-TR-1902, 1980.

[32] AC TAM et WP LEUNG. « Measurement of small elastic anisotropy in solids using laser-induced ultrasonic pulses ». In : *Applied physics letters* 45.10 (1984), p. 1040-1042.

[33] CB SCRUBY et al. « Laser generation of ultrasound in metals ». In : *Unknown* (1981).

[34] JI BUROV, KP BRANZALOV et DV IVANOV. « High accuracy noncontact laser-optical method for measuring surface acoustic wave velocity and attenuation ». In : *Applied physics letters* 46.2 (1985), p. 141-142.

Chapitre II
Caractéristiques des ondes de Rayleigh et modèles de propagation

Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la présentation des modèles analytique et numérique de la propagation des ondes de Rayleigh. Dans la première partie, nous déterminons la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans les matériaux et sa directivité pour différentes configurations de sources linéiques.

Ensuite, nous présentons l'étude théorique de la propagation des ondes de Rayleigh développée en considérant le mode thermoélastique. Nous introduisons les équations d'évolution de la température et du déplacement de surface dans un milieu homogène et isotrope lors d'un impact laser. De plus, nous déterminons l'expression du déplacement de surface dû à l'onde de Rayleigh à partir de l'expression du déplacement associé à une onde harmonique. Cette étude analytique nous permet d'analyser la propagation des ondes de Rayleigh dans des conditions spécifiques.

Dans la troisième partie, nous présentons le modèle numérique développé par éléments finis. Nous définissons le modèle du dipôle de force et mettons en évidence les différents paramètres de maillage utilisés. Grâce à celui-ci, nous simulons et étudions la propagation des ondes de Rayleigh avec une précision plus élevée, en tenant compte des caractéristiques du matériau et de la géométrie considérée.

Dans la dernière partie, nous nous concentrons sur le modèle de génération des ondes de Rayleigh par un réseau de sources linéiques thermoélastiques à la surface d'un échantillon d'aluminium. Nous présentons deux modèles : un premier modèle d'un réseau de trois sources linéiques et un deuxième modèle d'un réseau de cinq sources linéiques. Nous présentons les résultats de la modélisation obtenus pour chaque modèle en variant plusieurs paramètres, en prenant en compte la présence ou l'absence de défaut à la surface de l'échantillon.

I Caractéristiques des ondes de Rayleigh

L'onde de Rayleigh, décrite pour la première fois par Lord Rayleigh en 1885 [1], est facilement générée par laser ou par transducteurs piézoélectriques. Ce type d'onde se caractérise par un mouvement elliptique des particules constitué par une composante longitudinale et une composante transversale déphasées de $\pi/2$. C'est une onde de surface dont l'amplitude décroît exponentiellement de la surface vers la profondeur. Ses effets s'étendent sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde [2], ce qui permet d'effectuer des inspections non destructives sans avoir besoin d'accéder à l'intérieur du matériau.

Lorsqu'un faisceau laser est focalisé à la surface d'un matériau, plusieurs ondes élastiques sont générées dont une onde de Rayleigh qui se propage le long de cette surface avec une vitesse et une directivité particulières. L'amplitude de l'onde de Rayleigh générée par une source est proportionnelle à l'énergie du laser utilisé. De plus, les dimensions de la tache focale du laser ont un impact direct sur les propriétés des ondes élastiques générées [3].

Dans ce qui suit, nous présentons en détail deux caractéristiques de l'onde de Rayleigh : sa vitesse de propagation et sa directivité.

I.1 Vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh

Dans un solide homogène, isotrope et semi-infini situé dans le vide, l'onde de Rayleigh peut se propager. La vitesse de propagation de celle-ci dans un tel matériau pour une épaisseur dépassant la longueur d'onde acoustique, est déterminée par l'équation 2.1, également connue sous le nom de relation de Rayleigh selon [4].

$$\left(\frac{V}{V_T}\right)^6 - 8.\left(\frac{V}{V_T}\right)^4 + 8.\left(3 - 2.\left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2\right).\left(\frac{V}{V_T}\right)^2 - 16.\left(1 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2\right) = 0 \tag{2.1}$$

Avec :
V : Vitesse de propagation de l'onde de surface,
V_L : Vitesse de propagation de l'onde longitudinale,
V_T : Vitesse de propagation de l'onde transversale.

La solution approximative de la vitesse de l'onde de Rayleigh V_R, déterminée par la racine réelle de l'équation 2.1, est exprimée par la relation suivante [5] :

$$V_R = \frac{(0,87 + 1,12v)}{(1+v)}.V_T \tag{2.2}$$

Avec ν le coefficient de Poisson du matériau.

Cette relation permet une estimation de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh en fonction des propriétés physiques du matériau. Elle confirme que la valeur de la vitesse ne dépend pas de la fréquence ; ce qui engendre que l'onde de Rayleigh n'est pas dispersive. La vitesse de l'onde transversale peut être déterminée en utilisant l'équation 2.3.

$$V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{2.3}$$

Avec :
μ : Second coefficient de Lamé,
ρ : Masse volumique du matériau.

Dans le cadre de nos travaux de thèse, nous étudions la propagation de l'onde de Rayleigh dans un échantillon d'aluminium ayant un coefficient de Poisson de 0.33 [6, 7]. Pour la mesure de la vitesse de propagation de l'onde transversale dans cet échantillon, nous avons utilisé un capteur piézoélectrique de fréquence 5 MHz. La vitesse mesurée est de 3063 $m/s \pm 80\ m/s$, ce qui nous permet d'estimer la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh à environ 2857 $m/s \pm 80\ m/s$.

I.2 Directivité de l'onde de Rayleigh excitée par laser

La génération des ondes de Rayleigh peut être réalisée par des sources de différentes formes telles que les sources ponctuelles, circulaires et linéaires. Certains modèles décrivent le déplacement normal de surface dans le cas d'une source ponctuelle [8] ou circulaire [3] et d'une source linéique [9]. Le changement de forme de la source peut se faire par des éléments optiques qui permettent de contrôler la distribution spatiale de l'énergie ultrasonore émise, ce qui influence la génération et la propagation des ondes de Rayleigh dans le matériau.

Dans le cas d'une source circulaire, les ondes de Rayleigh générées se propagent simultanément dans toutes les directions avec la même amplitude. Aucune direction de propagation n'est alors privilégiée en raison de la symétrie circulaire de la source. L'énergie répartie dans toutes les directions permet une détection de l'onde sur toute la surface du matériau avec une faible amplitude.

Pour obtenir une certaine directivité, une lentille cylindrique peut être utilisée pour focaliser le faisceau laser et permettre ainsi la génération d'ondes de Rayleigh par une source linéique. Cette source permet d'obtenir une directivité remarquable ce qui apporte un intérêt pour le CND. En effet, elle définit une direction de propagation perpendiculaire à la ligne passant par

son centre où l'énergie acoustique y est maximale [1].

Le modèle mathématique décrivant la directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source linéique thermoélastique à la surface d'un matériau métallique, proposé par A.M. Aindows, R.J. Dewhurst et S.B. Palmer [10], est donné par l'équation suivante :

$$D_R(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda_R}\sin(\theta)\right)}{\frac{\pi a}{\lambda_R}\sin(\theta)} \tag{2.4}$$

Avec :
$D_R(\theta)$: Dépendance angulaire de l'onde de Rayleigh générée par une source ligne,
θ : Angle entre la normale à la source ligne passant par son milieu et la direction d'observation,
λ_R : Longueur d'onde acoustique de l'onde de Rayleigh,
a : Longueur de la source ligne.

D'après cette équation, la directivité de l'onde de Rayleigh dépend du rapport (a/λ_R). La longueur de la source ligne et la fréquence de l'onde de Rayleigh influencent donc la directivité de l'onde [2].

La figure II.1 présente les diagrammes de directivités théoriques des ondes de Rayleigh, obtenus par l'équation 2.4, pour quatre valeurs distinctes de longueur de la source ligne a et pour une fréquence constante $f = 6\ MHz$ et une longueur d'onde de $\lambda_R = 486\ \mu m$. Ces diagrammes illustrent la répartition de l'énergie associée à l'onde de Rayleigh en fonction de la longueur de la source.

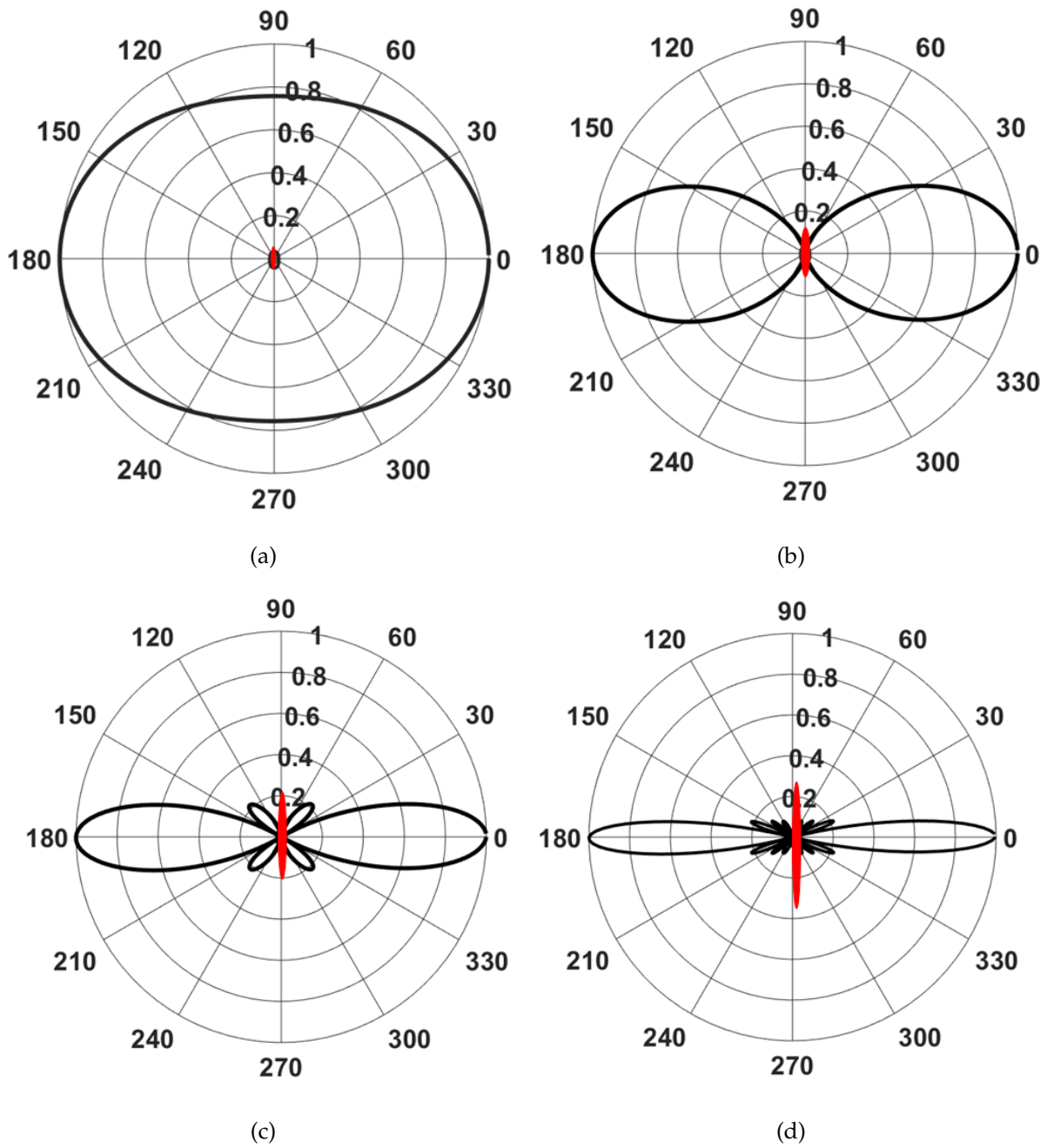


FIGURE II.1 – Diagrammes de directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source linéique en régime thermoélastique pour les valeurs a/λ_R= 0.4 (a) ,1 (b), 2 (c), 4 (d).

Pour le diagramme (a), caractérisé par un rapport a/λ_R inférieur à 1, nous observons une faible directivité de l'onde de Rayleigh. En passant au diagramme (b), où le rapport a/λ_R équivaut à 1, deux lobes se forment de part et d'autre de la source linéique, avec une amplitude maximale dans les directions de 0° et 180° . Lorsque la longueur de la source linéique atteint deux fois la longueur d'onde acoustique, comme illustré dans le diagramme (c), une directivité plus remarquable se révèle, avec deux lobes principaux similaires au cas (b) et quatre lobes se-

condaires de faible amplitude. Enfin, dans le diagramme (d), la longueur de la source linéique est quatre fois plus grande que la longueur d'onde acoustique. Nous remarquons alors une directivité importante dans les deux directions perpendiculaires à la source linéique. L'amplitude des lobes principaux diminue et apparaissent plusieurs lobes secondaires ayant une très faible amplitude.

Ainsi, pour une fréquence constante, plus la longueur de la source ligne est grande par rapport à la longueur d'onde acoustique plus l'énergie rayonnée est concentrée dans la direction normale à celle-ci.

II Modèle analytique

Le modèle analytique permet de décrire le comportement des ondes de Rayleigh en utilisant des équations différentielles ou des équations aux dérivées partielles qui décrivent les principes fondamentaux de la propagation des ondes. Il permet d'analyser divers aspects des ondes de Rayleigh, tels que leur vitesse de propagation, leur amplitude, leur fréquence. Dans ce qui suit, nous nous intéressons au déplacement de surface causé par l'onde de Rayleigh, notamment les facteurs qui influencent son amplitude et sa direction.

II.1 Théorie de la génération des ondes ultrasonores en mode thermoélastique

La génération d'ultrasons par des lasers implique de pouvoir délivrer une densité d'énergie moyennement élevée sur une petite zone de l'échantillon, avec une durée d'impulsion comprise entre 1 et 100 ns [11]. En mode thermoélastique, lors de l'interaction laser-matière, le rayonnement laser pénètre dans une couche superficielle du matériau d'une épaisseur de quelques dizaines de microns. L'énergie optique absorbée est convertie en chaleur par effet Joule, provoquant ainsi une élévation de la température et le laser agit simplement comme une source de chaleur transitoire.

Dans le cadre du modèle classique de conduction de chaleur, les équations 2.5 et 2.6 définissent l'évolution de la température T et du déplacement $\vec{U}$ dans un milieu homogène et isotrope lors de l'absorption de l'énergie incidente [12, 13].

$$\nabla^2 T - \frac{1}{k}\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{T_0}{K}\alpha_{LT}(3\lambda + 2\mu)\vec{\nabla}\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = -\frac{D_a}{K} \tag{2.5}$$

$$\rho\frac{\partial^2\vec{U}}{\partial t^2} = (\lambda+\mu)\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{U}) + \mu\nabla^2\vec{U} - \alpha_{LT}(3\lambda+2\mu)\vec{\nabla}T \tag{2.6}$$

Avec :
K : Conductivité thermique,
k : Diffusivité thermique du matériau,
T_0 : Température initiale du matériau,
D_a : Densité de puissance absorbée par unité de volume et de temps par le milieu,
ρ : Masse volumique du matériau,
λ, μ : Constantes élastiques de Lamé,
α_{LT} : Coefficient de dilatation linéique.

Dans la plupart des cas, le terme $\frac{T_0}{K}\ \alpha_{LT}\ (3\lambda + 2\mu)\vec{\nabla}\ \frac{\partial\vec{U}}{\partial t}$ de l'équation 2.5, qui représente le couplage thermoélastique, est souvent considéré comme négligeable par rapport aux autres termes de l'équation. En effet, α_{LT} est typiquement très petit (de l'ordre de 10^{-6} à $10^{-5}\ K^{-1}$), ce qui réduit considérablement la contribution de ce terme par rapport aux autres [14].

La densité de puissance absorbée dans le matériau, par unité de volume et de temps, peut être exprimée par l'équation 2.7 pour une distribution spatiale gaussienne de l'intensité du faisceau laser pulsé.

$$D_a(r,z,t) = \frac{Q}{\pi a^2\delta}.e^{\left(\frac{-z}{\delta}\right)}.e^{\left(\frac{-r^2}{a^2}\right)}.q(t) \tag{2.7}$$

Avec :
a : Rayon du faisceau laser,
Q : Énergie absorbée par le matériau,
δ : Profondeur de pénétration,
r : Distance au centre de l'impact,
z : Profondeur dans l'échantillon,
$q(t)$: Variation temporelle de la puissance lumineuse normalisée à l'unité.

En 1971, Ready a développé l'expression 2.8 en appliquant le théorème de Duhamel pour décrire l'élévation de la température dans un métal, en négligeant les transferts thermiques hors de l'échantillon [15].

$$\Delta T(r,z,t) = \frac{Q}{\pi.K}\left(\frac{k}{\pi}\right)^{1/2}.\int_0^t \frac{q(t-t')}{(t')^{1/2}(4.k.t'+a^2)}e^{-\frac{z^2}{4.k.t'}-\frac{r^2}{4.k.t'+a^2}}\,dt' \tag{2.8}$$

Avec t' une variable de temps qui varie de 0 à t.

Cette expression permet d'estimer l'élévation de la température (ΔT) à un point spécifique de l'échantillon, en fonction du temps (t), des coordonnées radiale (r) et axiale (z), ainsi que des paramètres de conductivité et de diffusivité thermiques du matériau. Elle néglige les transferts thermiques externes à l'échantillon pour se concentrer sur les interactions thermiques internes. Dans la plupart des cas où une impulsion laser de durée Δt (largeur à mi-hauteur) est utilisée, la relation $\Delta t.k << a^2$ est satisfaite. Le produit 4.k.t' caractéristique de la diffusion thermique dans l'équation 2.8 est donc négligeable par rapport à a^2 [16]. En conséquence, l'expression de la variation de température se réduit à :

$$\Delta T(r,z,t) = \frac{Q}{\pi.K.a^2}\sqrt{\frac{k}{\pi}}.e^{-\frac{r^2}{a^2}}.\int_0^t \frac{q(t-t')}{(t')^{1/2}}e^{-\frac{z^2}{4.k.t'}}\,dt' \tag{2.9}$$

La variation temporelle de la puissance lumineuse est supposée être de la forme suivante :

$$q(t) = \frac{t}{\tau^2}e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{2.10}$$

Où τ représente le temps correspondant à l'amplitude maximale q_{max}.

Cette équation permet de modéliser la variation temporelle de la puissance lumineuse dans différentes situations et d'analyser son comportement en fonction du temps et de la durée caractéristique de l'impulsion laser.

II.2 Expression des déplacements relatifs aux ondes de Rayleigh

Dans ce paragraphe, nous présentons l'expression générale du déplacement de surface induit par l'onde de Rayleigh générée par un laser à la surface d'un échantillon.

Dans un milieu semi-infini et isotrope, le vecteur $\vec{U}$, qui représente le déplacement de surface dû à l'onde de Rayleigh, est défini en fonction du potentiel scalaire ϕ et du potentiel vecteur ψ par la relation 2.11 [17].

$$\vec{U} = g\vec{r}ad\phi + r\vec{o}t\vec{\psi} \tag{2.11}$$

La composante du potentiel scalaire traduit la déformation liée à la dilatation qui entraîne un changement local de volume [18, 19]. Elle est associée à l'onde longitudinale, qui se propage dans la direction de compression et de détente du matériau. D'autre part, le potentiel vecteur représente la déformation causée par le cisaillement, qui entraîne un déplacement des

particules sans modifier leur densité globale. Il est donc associé à l'onde transversale, qui se propage perpendiculairement à la direction de déformation.

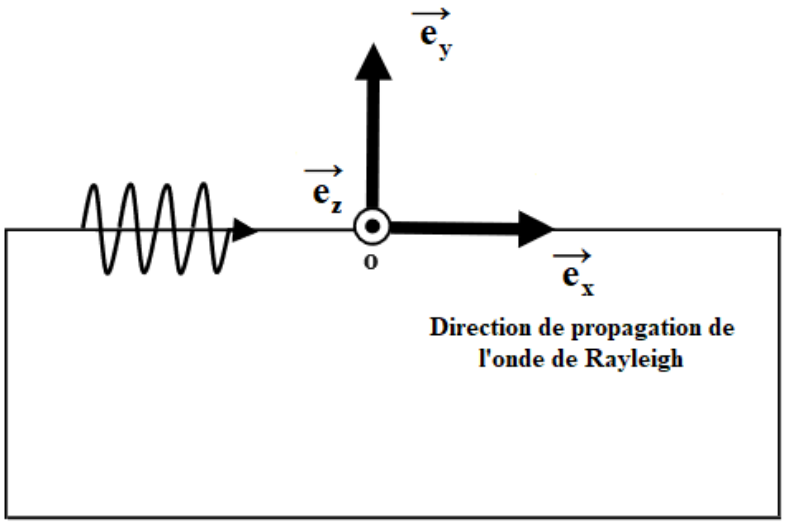


FIGURE II.2 – Propagation de l'onde de Rayleigh à la surface d'un solide semi-infini.

Les vecteurs unitaires des axes x, y et z sont respectivement définis par $\vec{e_x}$, $\vec{e_y}$ et $\vec{e_z}$. En considérant que la dimension du matériau selon l'axe z est infiniment grande, les déformations se limitent au plan (x-y). Par conséquent, la composante U_z le long de l'axe z est négligeable, ce qui indique qu'il n'y a pas de variation ou de déformation significative dans la direction normale au plan $e_x e_y$. En raison de ces déformations planes ($U_z = 0$), le potentiel vecteur $\vec{\psi}$ peut être exprimé par :

$$\vec{\psi} = \psi_z . \vec{e_z} \tag{2.12}$$

Dans ces conditions, les expressions des composantes longitudinale U_x et transversale U_y du vecteur de déplacement de particules le long des axes x et y sont les suivantes :

$$\begin{cases} U_x = \dfrac{\partial \phi}{\partial x} + \dfrac{\partial \psi_z}{\partial y} \\ U_y = \dfrac{\partial \phi}{\partial y} - \dfrac{\partial \psi_z}{\partial x} \end{cases} \tag{2.13}$$

En régime harmonique les potentiels ϕ et ψ_z satisfont les équations d'onde suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\phi}{\partial y^2} = \dfrac{1}{{V_L}^2}\dfrac{\partial^2\phi}{\partial t^2} \\ \dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial y^2} = \dfrac{1}{{V_T}^2}\dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial t^2} \end{cases} \tag{2.14}$$

Avec :
V_L : Vitesse de l'onde longitudinale,
V_T : Vitesse de l'onde transversale.

Les expressions qui décrivent la variation temporelle et spatiale des potentiels d'une onde de surface plane harmonique se propageant dans la direction de l'axe x sont les suivantes :

$$\begin{cases} \phi = F_1(y)e^{i(kx-wt)} \\ \psi_z = F_2(y)e^{i(kx-wt)} \end{cases} \tag{2.15}$$

Avec :

w : Pulsation de l'onde de Rayleigh,

k : Nombre d'onde associé à l'onde de Rayleigh.

Lorsque les équations 2.15 sont introduites dans les équations 2.14, le résultat est le suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 F_1(y)}{\partial y^2} = (k^2 - {k_L}^2)F_1(y) \quad avec \quad k_L = \dfrac{w}{V_L} \\ \dfrac{\partial^2 F_2(y)}{\partial y^2} = (k^2 - {k_T}^2)F_2(y) \quad avec \quad k_T = \dfrac{w}{V_T} \end{cases} \tag{2.16}$$

Avec k_L et k_T les nombres d'onde associés respectivement aux ondes longitudinale et transversale. Les solutions de ces deux équations sont de la forme :

$$\begin{cases} F_1(y) = Ae^{\pm y\sqrt{k^2-{k_L}^2}} \\ F_2(y) = Be^{\pm y\sqrt{k^2-{k_T}^2}} \end{cases} \tag{2.17}$$

Avec A et B deux constantes arbitraires.
Ces solutions ne possèdent de sens physique que lorsque le nombre d'onde k satisfait les conditions suivantes : $k^2 - {k_L}^2 > 0$ et $k^2 - {k_T}^2 > 0$. De plus, la valeur de l'exponentielle impliquée dans la solution doit décroître avec la profondeur pour qu'elle soit physiquement significative,

indiquant ainsi un déplacement dans le matériau.

Posons [20] :

$$\begin{cases} q = \sqrt{1 - \left(\frac{k_L}{k}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{V}{V_L}\right)^2} \\ s = \sqrt{1 - \left(\frac{k_T}{k}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{V}{V_T}\right)^2} \end{cases} \tag{2.18}$$

Les expressions 2.15 deviennent :

$$\begin{cases} \phi = Ae^{kqy}e^{i(kx-wt)} \\ \psi_z = Be^{ksy}e^{i(kx-wt)} \end{cases} \tag{2.19}$$

Les contraintes dans un matériau sont déduites à partir de la loi de Hooke généralisée, dont l'écriture respecte la convention d'Einstein, et s'exprime par [21] :

$$\sigma_{ij} = \lambda\epsilon_{kk}\delta_{ij} + 2\mu\epsilon_{ij} \tag{2.20}$$

Avec :
σ_{ij} : Composantes des tenseurs des contraintes,
ϵ_{ij} : Composantes des tenseurs des déformations ($\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i})$),
λ : Coefficient de Lamé associé à la compressibilité volumétrique du matériau,
μ : Coefficient de Lamé associé à la rigidité du matériau,
δ_{ij} : Symbole de Kronecker qui est égal à 1 si $i = j$ et 0 sinon.

L'expression de la loi de Hooke 2.20 et les expressions 2.13 des composantes longitudinale U_x et transversale U_y du vecteur de déplacement de particules nous permettent de déduire les contraintes dans le matériau :

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \lambda\left(\dfrac{\partial U_x}{\partial x} + \dfrac{\partial U_y}{\partial y}\right) + 2\mu\left[\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial U_x}{\partial x} + \dfrac{\partial U_x}{\partial x}\right)\right] = \lambda\left(\dfrac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\phi}{\partial y^2}\right) + 2\mu\left(\dfrac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial y \partial x}\right) \\ \sigma_{yy} = \lambda\left(\dfrac{\partial U_x}{\partial x} + \dfrac{\partial U_y}{\partial y}\right) + 2\mu\left[\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial U_y}{\partial y} + \dfrac{\partial U_y}{\partial y}\right)\right] = \lambda\left(\dfrac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\phi}{\partial y^2}\right) + 2\mu\left(\dfrac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial x \partial y}\right) \\ \sigma_{xy} = 2\mu\left[\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial U_x}{\partial y} + \dfrac{\partial U_y}{\partial x}\right)\right] = \mu\left(2\dfrac{\partial^2\phi}{\partial x \partial y} + \dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial x^2} - \dfrac{\partial^2\psi_z}{\partial y^2}\right) \end{cases} \tag{2.21}$$

En présence d'une surface libre dans un matériau, les contraintes passives σ_{yy} et σ_{xy} s'annulent lorsque la coordonnée y est égale à zéro. Par conséquent, les relations suivantes sont obtenues :

$$B = -\frac{2iq}{(1+s^2)}A \tag{2.22}$$

$$\left(1+s^2\right)^2 - 4qs = 0 \tag{2.23}$$

L'équation 2.22 ainsi que les équations 2.15 nous permettent de déduire les expressions des potentiels. Les équations 2.13 nous permettent également de déduire les composantes longitudinale et transversale du déplacement induit par l'onde de Rayleigh.

$$\begin{cases} (U_x)_r = -k_r A\left[e^{k_r q_r y} - \dfrac{-2q_r s_r}{(1+{s_r}^2)}e^{k_r s_r y}\right] sin(k_r x - wt) \\ (U_y)_r = -k_r q_r A\left[e^{k_r q_r y} - \dfrac{-2}{(1+s_r^2)}e^{k_r s_r y}\right] cos(k_r x - wt) \end{cases} \tag{2.24}$$

Les deux équations révèlent que les composantes du déplacement provoqué par l'onde de Rayleigh sont déphasées de $\pi/2$. Ce déphasage entre les composantes longitudinale et transversale du déplacement entraîne un mouvement elliptique des particules. Ce mouvement elliptique est une caractéristique fondamentale des ondes de Rayleigh.

III Modèle numérique par éléments finis

Un modèle a été développé afin d'étudier la génération des ondes ultrasonores par laser et d'analyser leur interaction avec des défauts en utilisant la méthode des éléments finis (MEF).

Dans la littérature, les premières études ont analysé l'interaction entre les ultrasons générés par un transducteur piézoélectrique et les défauts, tels que les fissures et les inclusions [22]. Les résultats de ces modélisations ont permis de caractériser les modes de propagation des ondes ultrasonores ainsi que d'analyser des paramètres tels que l'amplitude et la fréquence de ces ondes en présence de défauts [23]. Par la suite, une autre approche basée sur le modèle du dipôle de force a été utilisée pour simuler la génération d'ultrasons à partir d'une source laser [11]. Les simulations étudient différents paramètres tels que la puissance du laser, la durée de l'impulsion et la répartition spatiale de la source. Plus récemment, des articles se sont focalisés sur l'interaction entre une rainure débouchante et les ondes acoustiques générées par Ultrasons-Laser [24]. Ces travaux permettent de comprendre l'influence de la géométrie de la rainure sur la propagation des ondes ultrasonores, ainsi que sur les caractéristiques des ondes réfléchies ou diffusées par la rainure.

Dans cette partie, nous décrivons le modèle numérique développé pour étudier la propagation des ondes ultrasonores excitées par laser et leur interaction avec des défauts pour un matériau métallique.

III.1 Modèle du dipôle de forces

Le modèle du dipôle de forces développé par Rose [8], connu sous le nom de SCOE (surface centre of expansion), est utilisé pour décrire l'interaction entre le faisceau laser et la surface d'un échantillon d'aluminium. Ce modèle associe l'impact du laser à deux forces tangentielles opposées qui agissent à la surface de l'échantillon [23]. Ces forces représentent l'effet mécanique résultant de l'interaction laser-matière. Un avantage de ce modèle est sa capacité à simplifier la modélisation en se focalisant sur l'aspect mécanique de l'interaction, négligeant ainsi les aspects optique et thermique [25].

Une source ligne thermoélastique obtenue à la surface d'un échantillon par focalisation d'un faisceau laser est représentée par deux positions séparées d'une distance équivalente à sa largeur. La figure II.3 présente le modèle du dipôle de forces pour une source ligne thermoélastique de largeur L.

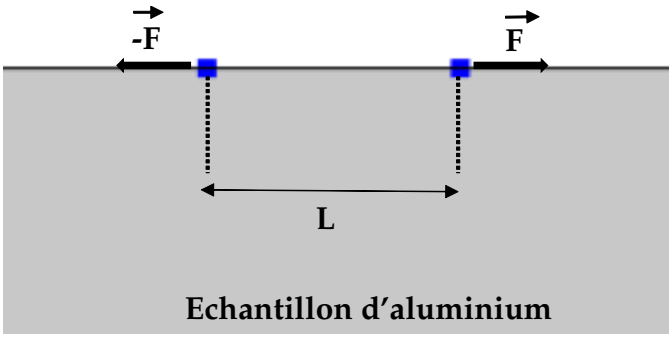


FIGURE II.3 – Modèle du dipôle de forces pour une source ligne de largeur L.

Sur chaque position représentative de la source, une force tangentielle est appliquée. Les deux forces de sens opposé expriment l'effet mécanique qui se produit suite à l'impact laser. L'évolution temporelle du dipôle de forces est exprimée par l'équation suivante [24, 8] :

$$F(t) = \frac{t}{\tau^2} e^{\left(\frac{-t}{\tau}\right)}.H(t) \tag{2.25}$$

H(t) est la fonction de Heaviside qui permet de limiter la force aux valeurs positives de t et τ représente le temps de montée de l'impulsion laser correspondant à l'amplitude maximale F_{max}. Dans ce modèle, les deux paramètres à prendre en compte sont la largeur de la source thermoélastique et le temps de montée de l'impulsion laser. Dans la suite, nous présentons des modèles dans lesquels nous ajustons ces deux paramètres afin d'étudier leur impact sur les résultats obtenus.

III.2 Paramètres de maillage

Afin d'améliorer les résultats numériques et de réduire le temps de simulation, il est nécessaire de prendre en considération certaines conditions relatives aux paramètres de maillage du modèle. Les pas d'échantillonnage temporel Δt et spatial Δx doivent alors satisfaire les deux conditions suivantes, en fonction de la fréquence acoustique maximale f_{max} et de la longueur d'onde minimale λ_{min} [26] :

1. Condition d'échantillonnage temporel :

$$\Delta t < \frac{1}{20 f_{max}} \tag{2.26}$$

2. Condition d'échantillonnage spatial :

$$\Delta x < \frac{\lambda_{min}}{20} \tag{2.27}$$

Dans le but de minimiser le temps de calcul, il est essentiel d'effectuer plusieurs essais en optimisant ces deux paramètres de maillage. La Figure II.4 représente le maillage non uniforme utilisé pour un échantillon d'aluminium.

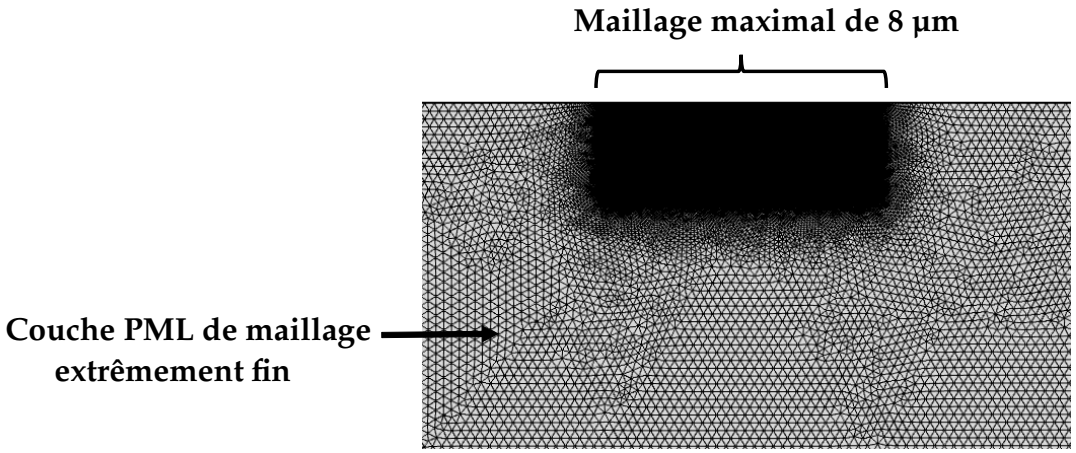


FIGURE II.4 – Maillage non uniforme de l'échantillon en aluminium

Pour respecter les équations 2.26 et 2.27, un pas d'échantillonnage temporel fixe de 2 ns et une taille d'élément de maillage maximale $\Delta x = 8\ \mu m$ sont choisis, en supposant que la fréquence acoustique maximale est d'environ 18 MHz. Une couche d'absorption parfaitement adaptée (PML) avec un maillage extrêmement fin de 250 μm est intégrée pour absorber les ondes élastiques de volume et de surface éliminant ainsi les réflexions. L'application efficace de cette couche permet d'obtenir des résultats plus précis et exploitables.

III.3 Simulation de la propagation des ondes élastiques dans un solide isotrope

Une source ligne thermoélastique génère plusieurs types d'ondes acoustiques telles que les ondes longitudinales, transversales, ainsi que les ondes de tête et de Rayleigh. La figure II.5

représente une vue en coupe de l'échantillon d'aluminium semi-infini avec une surface libre, mettant en évidence le déplacement normal correspondant aux différents types d'ondes générées par une source ligne thermoélastique de largeur $L = 200\ \mu m$.

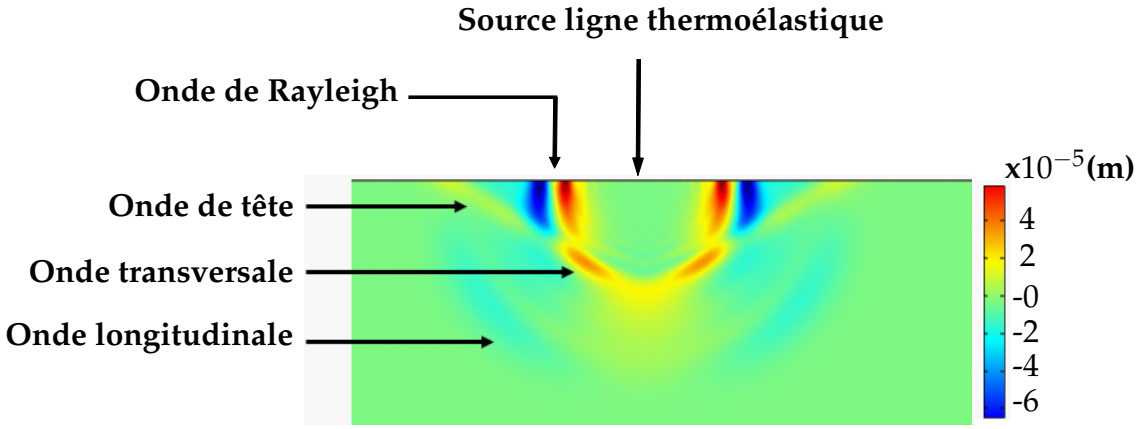


FIGURE II.5 – Déplacement normal calculé 0.3 μs après le début de l'excitation laser en régime thermoélastique pour un échantillon d'aluminium.

Dans la figure II.5, les différents types d'ondes pouvant se propager sont observés, notamment les ondes de Rayleigh qui se propagent de part et d'autre de la source. L'onde longitudinale et le premier pôle de l'onde de Rayleigh sont représentés par des couleurs froides, indiquant un déplacement des particules vers l'intérieur du matériau. En revanche, l'onde de tête, l'onde transversale et le deuxième pôle de l'onde de Rayleigh sont représentés par des couleurs chaudes, signifiant un déplacement des particules vers l'extérieur du matériau.

Afin d'analyser le déplacement normal de la surface engendré par la propagation de l'onde de Rayleigh, nous définissons un point de détection à la surface de l'échantillon. Le signal obtenu relatif à l'amplitude du déplacement normal de surface en fonction du temps, est représenté dans la figure II.6.

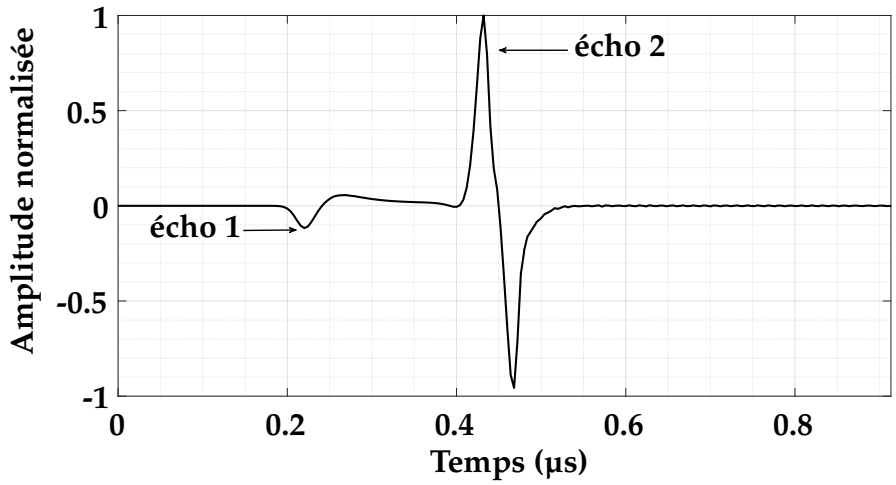


FIGURE II.6 – Déplacement normal à la surface d'un échantillon d'aluminium des ondes acoustiques excitées par une source linéique (mode thermoélastique).

Le signal montre la présence de deux échos distincts. L'écho 1, est relatif au déplacement normal de surface dû à l'onde rampante, également connue sous le nom "Surface Skimming Longitudinal Wave (SSLW)". Cette onde se propage le long de la surface du matériau, résultant de la superposition de l'onde de tête avec la composante de surface du front d'onde longitudinal. Elle se caractérise par des vibrations principalement parallèles à la direction de propagation de l'onde, formant ainsi une onde longitudinale [27]. L'écho 2 est associé au déplacement normal de surface dû à l'onde de Rayleigh. Cette onde est caractérisée par un premier pôle correspondant à un déplacement des particules vers l'intérieur du matériau, suivi d'un second pôle inversé correspondant à un déplacement des particules vers l'extérieur du matériau.

Dans ce qui suit, nous développons un modèle numérique représentant un réseau de sources linéiques qui aura pour objectif principal de permettre l'analyse et l'interprétation des résultats obtenus expérimentalement.

IV Étude de réseaux de sources linéiques thermoélastiques par MEF

Dans notre travail, nous nous intéressons particulièrement à la simulation de la propagation des ondes élastiques générées par un réseau de sources linéiques réparties spatialement à la surface d'un échantillon d'aluminium. Ces simulations sont présentées dans ce paragraphe.

IV.1 Étude préliminaire d'un réseau de trois sources linéiques

Afin d'évaluer l'intérêt de la présence de plusieurs sources linéiques à la surface d'un échantillon d'aluminium, nous développons un modèle que nous appliquerons à un échantillon avec et sans défaut, puis nous comparons les résultats obtenus.

IV.1.1 Modélisation pour une structure sans défaut

Le modèle défini comprend trois sources linéiques équidistantes d'une largeur $L = 200\ \mu m$. Afin de minimiser le temps de calcul, la distance entre les sources est fixée à $d = 3\ mm$. En effet, la modélisation avec des distances de l'ordre du centimètre implique une augmentation significative du nombre de points et de calculs nécessaires pour obtenir des résultats précis. En fixant la distance à 3 mm, le temps de calcul est réduit tout en maintenant des résultats acceptables. La figure II.7 illustre la configuration du modèle défini.

Comme décrit dans le paragraphe III.1, chaque source est représentée par deux points, et sur chaque point est appliquée une force tangentielle de même module mais de sens opposé telle que définie par l'équation 2.25. Dans ce modèle nous étudions l'effet de variation de la durée caractéristique de l'impulsion laser τ sur les ondes élastiques générées par les trois sources. Pour cela, nous avons défini trois forces distinctes de modules F_1, F_2 et F_3 correspondant respectivement à $\tau_1 = 10\ ns$, $\tau_2 = 20\ ns$ et $\tau_3 = 30\ ns$, comme illustré dans la figure II.7.

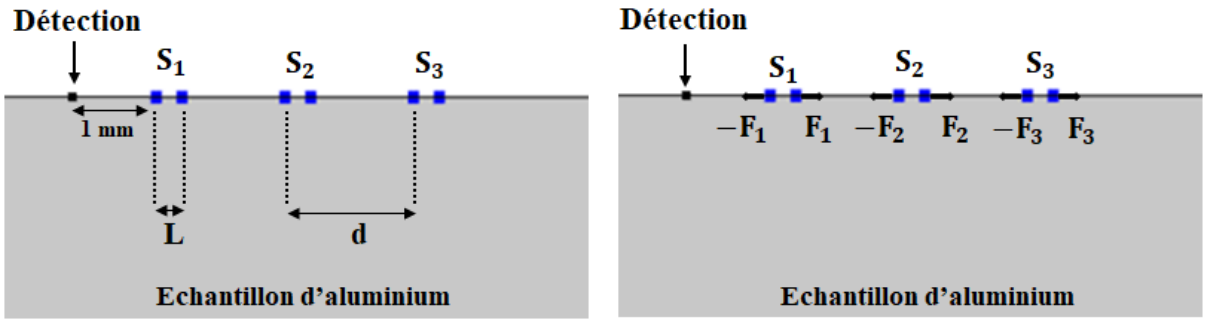


FIGURE II.7 – Répartition spatiale de trois sources linéiques ayant une largeur $L = 200\ \mu m$ et séparées d'une distance $d = 3\ mm$.

La variation de chaque force en fonction du temps pour trois valeurs distinctes de τ est représentée dans la figure II.8.

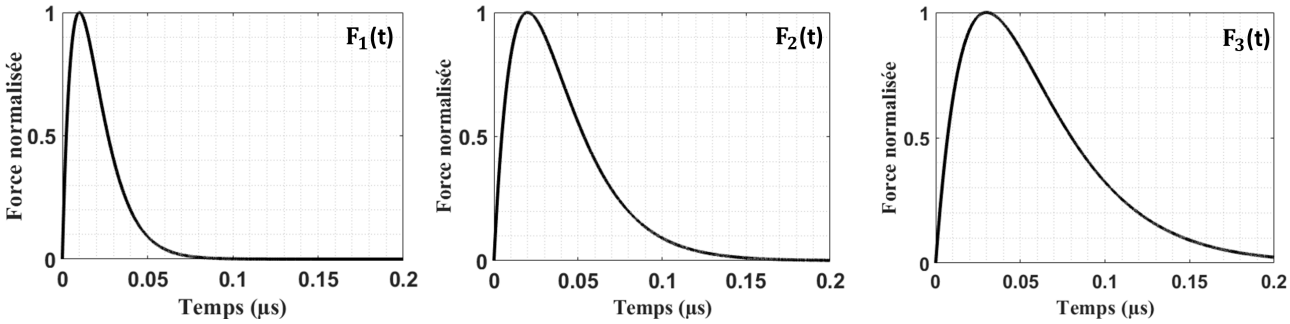


FIGURE II.8 – Variation temporelle des modules F_1, F_2, F_3 des forces considérées pour différentes valeurs de τ : $\tau_1 = 10\ ns$ (a), $\tau_2 = 20\ ns$ (b) et $\tau_3 = 30\ ns$ (c).

Pour présenter les résultats du modèle du réseau de trois sources linéiques, il est d'abord nécessaire de comparer les signaux détectés en présence d'une seule source ligne et en ajustant la valeur de τ pour une même distance de propagation (distance source-détection fixe).

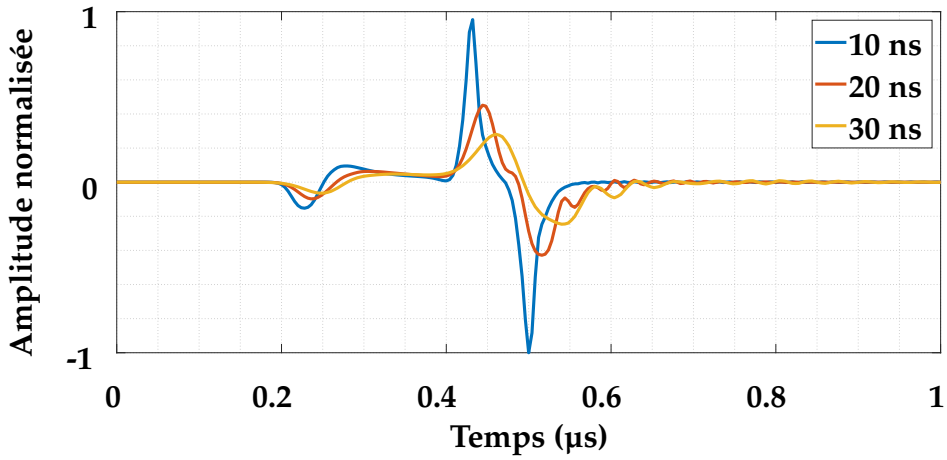


FIGURE II.9 – Déplacement normal des ondes de surface calculé pour une source ligne thermoélastique et différentes valeurs de τ.

En comparant les résultats obtenus pour les trois valeurs différentes de τ, nous observons une diminution de l'amplitude et une augmentation de la largeur temporelle du signal associé à l'onde de Rayleigh avec l'augmentation de τ.

La figure II.10 présente le résultat en 2D de la modélisation avec trois sources linéiques thermoélastiques réparties spatialement sur la surface de l'échantillon d'aluminium. Elle met en évidence le déplacement normal correspondant aux différents types d'ondes générées par ces sources.

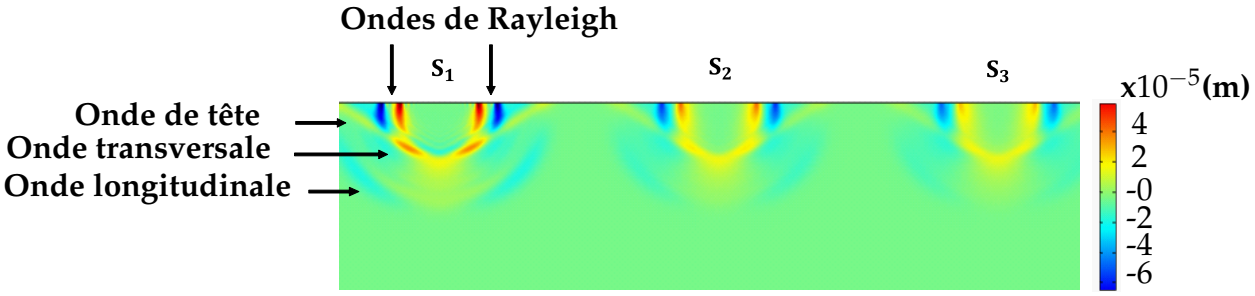


FIGURE II.10 – Déplacement normal calculé 0.3 μs après le début de l'excitation de trois sources linéiques en régime thermoélastique pour un échantillon d'aluminium.

Le résultat obtenu montre que chaque source génère à la fois des ondes de volume et des ondes de surface, tout comme le modèle d'une seule source linéique. De plus, il est clairement observé une différence d'amplitude des déplacements selon la source considérée, illustrée par les variations de couleur dans le modèle 2D. Nous pouvons conclure alors que la force pour $\tau = 10\ ns$ est plus concentrée temporellement et l'énergie initialement appliquée par la source est plus importante.

L'amplitude normalisée du déplacement normal obtenu au point de détection (voir figure II.7) en fonction du temps est représenté dans le signal de la figure II.11.

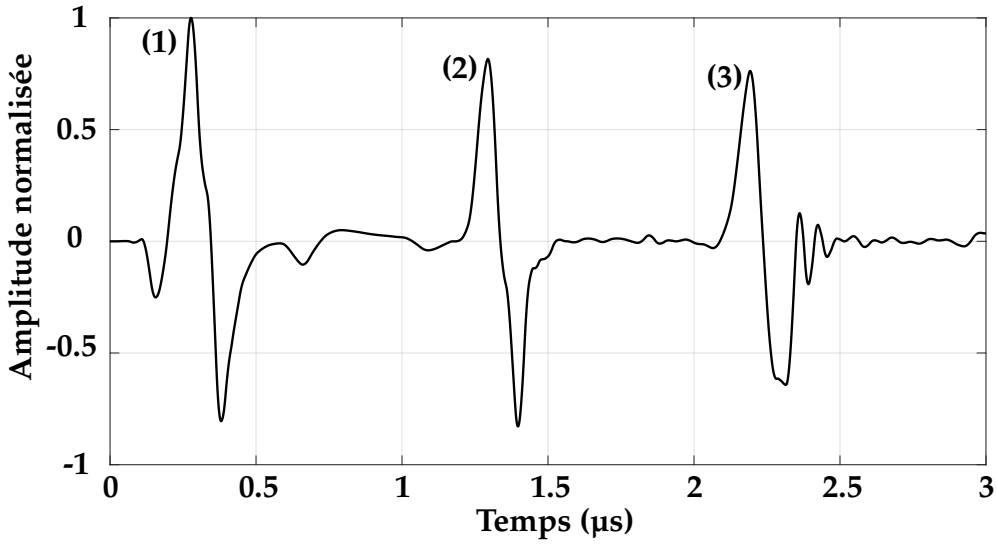


FIGURE II.11 – Signal représentant le déplacement normal de surface calculé pour trois sources linéiques thermoélastiques.

Les trois signaux obtenus correspondent aux ondes de Rayleigh générées par les trois sources linéiques. Les temps de vol, correspondant aux minima des échos, sont indiqués dans le tableau II.1.

Échos détectés	Source	Temps de vol (μs)
(1)	S_1	0,37
(2)	S_2	1,40
(3)	S_3	2,36

TABLEAU II.1 – Temps de vol associés aux différents échos obtenus par simulation.

En se référant à la distance entre les sources et en calculant la différence de temps de vol entre les échos, il est possible de déduire une vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium de 2941 $m/s \pm 60\ m/s$.

IV.1.2 Modélisation pour une structure avec défaut

Dans le modèle développé, un défaut débouchant à fond circulaire est placé à la surface de l'échantillon d'aluminium. Il est défini avec un diamètre de 200 μm et une profondeur de 300 μm. Les sources S_1, S_2 et S_3 sont positionnées de part et d'autre du défaut, comme le montre la figure II.12.

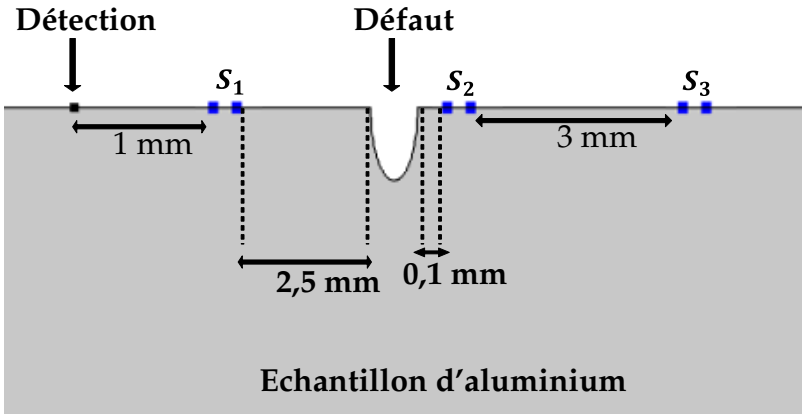


FIGURE II.12 – Répartition spatiale des trois sources linéiques par rapport à un défaut débouchant à fond circulaire.

La répartition des sources et du point de détection permet de prédire que le trajet de l'onde de Rayleigh générée par la source S_1 vers la détection n'est pas affecté par la présence du défaut. Cependant, les ondes de Rayleigh générées par les sources S_2 et S_3 vers la détection devraient être affectées par le défaut.

Les signaux présentés dans la figure II.13 permettent de comparer les déplacements normaux de surface obtenus avec et sans défaut à la surface de l'échantillon.

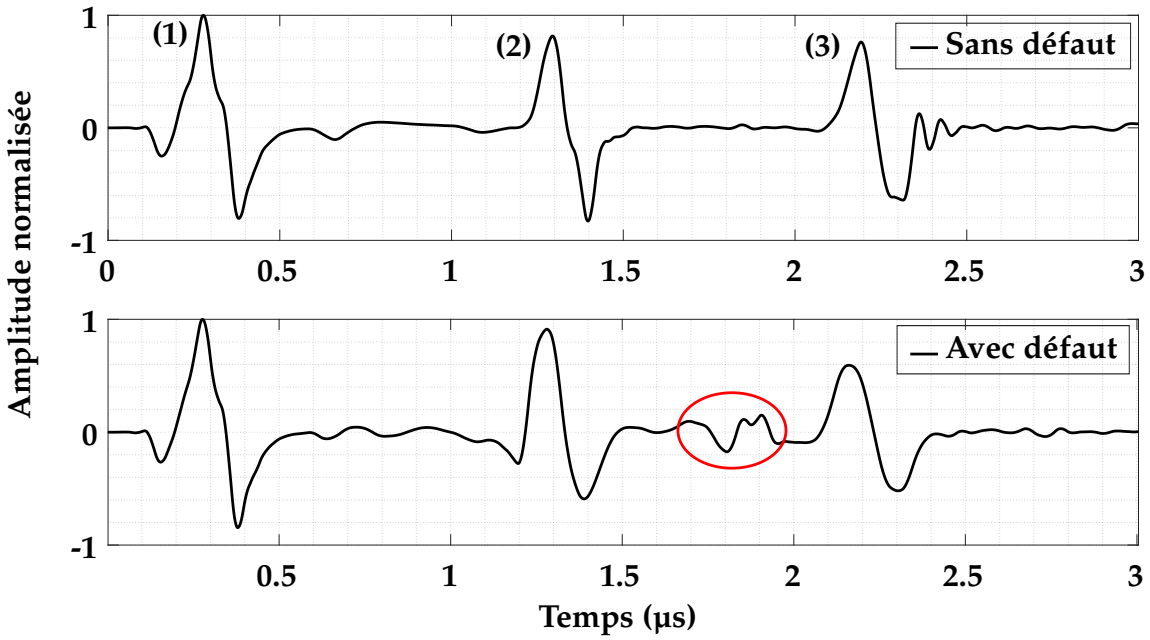


FIGURE II.13 – Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes ultrasonores excitées par trois sources linéiques thermoélastiques dans un échantillon d'aluminium avec et sans défaut.

En comparant les deux signaux, nous observons que l'écho (1), relatif à l'onde de Rayleigh générée par la source S_1, n'est pas modifié. En revanche, les échos (2) et (3), correspondant aux ondes de Rayleigh générées par les sources S_2 et S_3, sont atténués respectivement d'environ 22 % et 35 %. Cette atténuation confirme la présence du défaut. De plus, un nouvel écho entre $1,5\ \mu s$ et $2\ \mu s$ est observé sur l'oscillogramme associé à la simulation de la structure avec défaut. Cet écho est clairement représentatif de l'interaction des ondes de Rayleigh excitées avec le défaut. Cette comparaison entre les deux signaux permet alors de localiser le défaut entre la source S_1 et S_2.

En plus de la localisation du défaut, cette configuration de sources présente l'avantage de pouvoir étudier simultanément différentes zones de l'échantillon.

IV.2 Étude d'un réseau de cinq sources linéiques

Nous avons développé aussi un modèle qui comprend un réseau de cinq sources linéiques, avec τ fixé à 10 ns. L'objectif de cette configuration est d'augmenter le nombre de sources à la surface de l'échantillon afin de générer une onde de Rayleigh quasi-monochromatique et de pouvoir maîtriser sa fréquence. La figure II.14 illustre la configuration qui correspond au modèle.

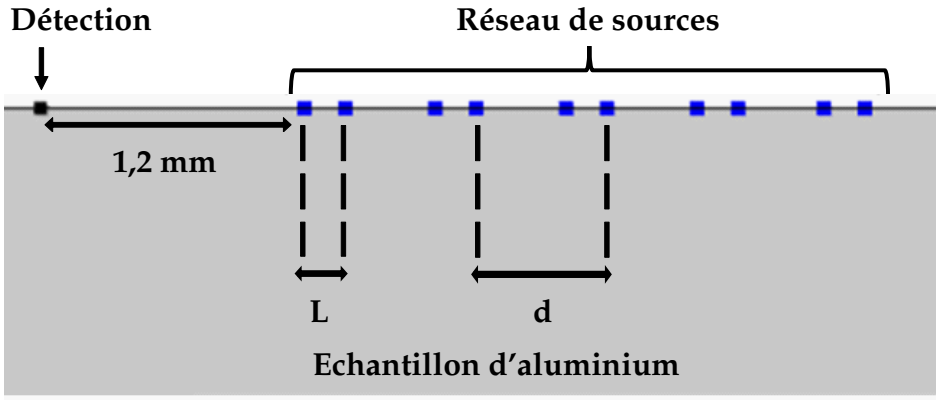


FIGURE II.14 – Configuration de la répartition spatiale de cinq sources linéiques à la surface d'un échantillon d'aluminium.

La figure II.14 présente la configuration de cinq sources espacées d'une distance d, dont chacune a une largeur L. La figure II.15 présente les résultats en 2D de la modélisation des déplacements normaux de surface des ondes acoustiques excitées par le réseau de sources linéiques thermoélastiques, répartis spatialement sur la surface de l'échantillon, à quatre moments distincts après le début de l'excitation laser.

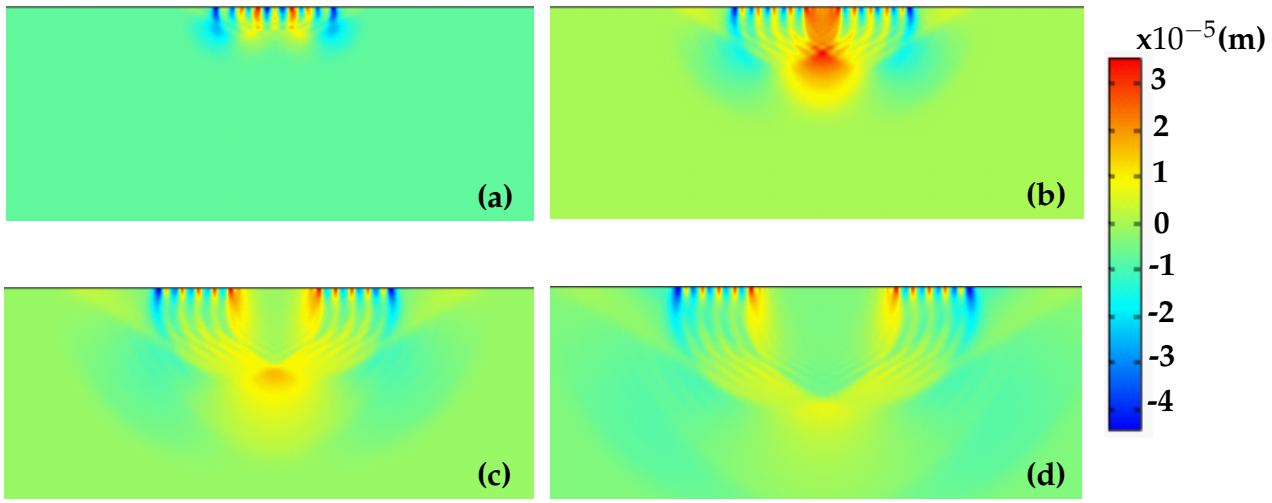


FIGURE II.15 – Déplacement normal résultant des différentes ondes générées par le réseau de cinq sources linéiques sur un échantillon d'aluminium $0,1\ \mu s$ (a), $0,2\ \mu s$ (b), $0,3\ \mu s$ (c), $0,4\ \mu s$ (d) après le début de l'excitation laser.

Les graphes de cette figure montrent que chaque source linéique génère à la fois des ondes de volume et des ondes de surface. Il est à noter que les forces appliquées aux différentes sources sont les mêmes dans cette configuration.

Afin d'étudier l'influence des paramètres L et d sur les résultats et les caractéristiques des ondes générées par ce réseau, nous modifions séparément ces paramètres.

IV.2.1 Variation de la largeur des sources

Dans cette section, nous présentons les résultats du modèle pour une distance d constante entre les sources, fixée à 200 μm, tout en variant la largeur L de ces dernières.

Nous comparons les résultats obtenus pour une largeur de 25 μm et 50 μm. La figure II.16 représente les positions des sources et de la détection pour ces deux valeurs.

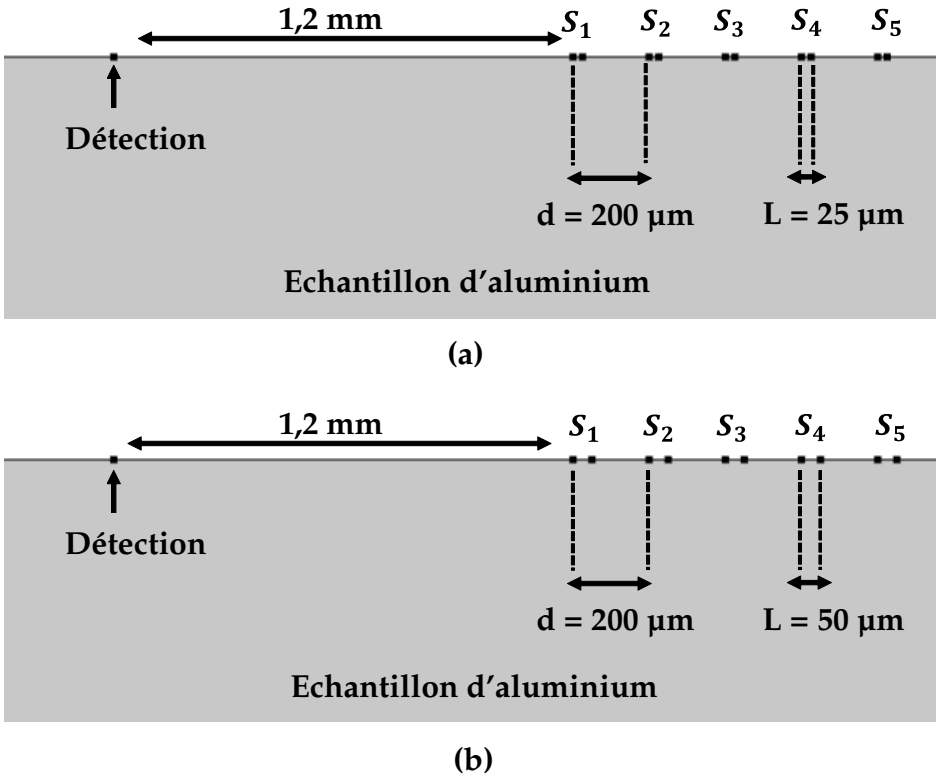


FIGURE II.16 – Configuration de cinq sources linéiques espacées de $d = 200\ \mu m$ et de largeur $L = 25\ \mu m$ (a) et $L = 50\ \mu m$ (b) à la surface de l'échantillon d'aluminium.

Le déplacement normal de la surface obtenu au point de détection en fonction du temps pour les deux valeurs de L est représenté dans la figure II.17.

En comparant les deux signaux normalisés par rapport au même maximum, nous constatons que lorsque la largeur de la source est doublée, l'amplitude crête à crête des échos augmente d'environ 30 % ce qui vérifie l'influence directe de la largeur de la source linéique sur l'énergie de l'onde de Rayleigh.

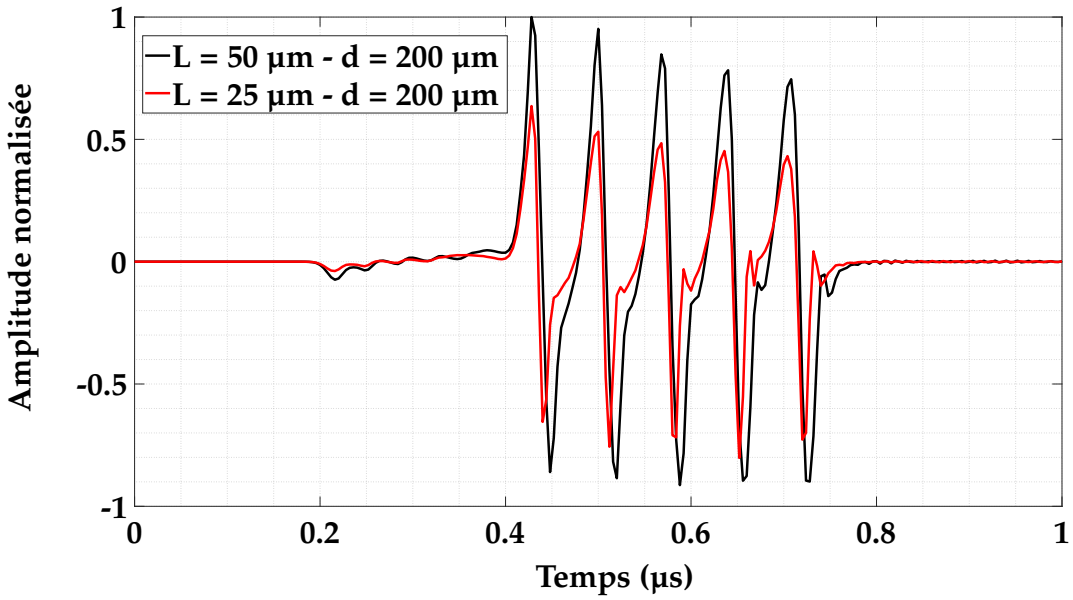
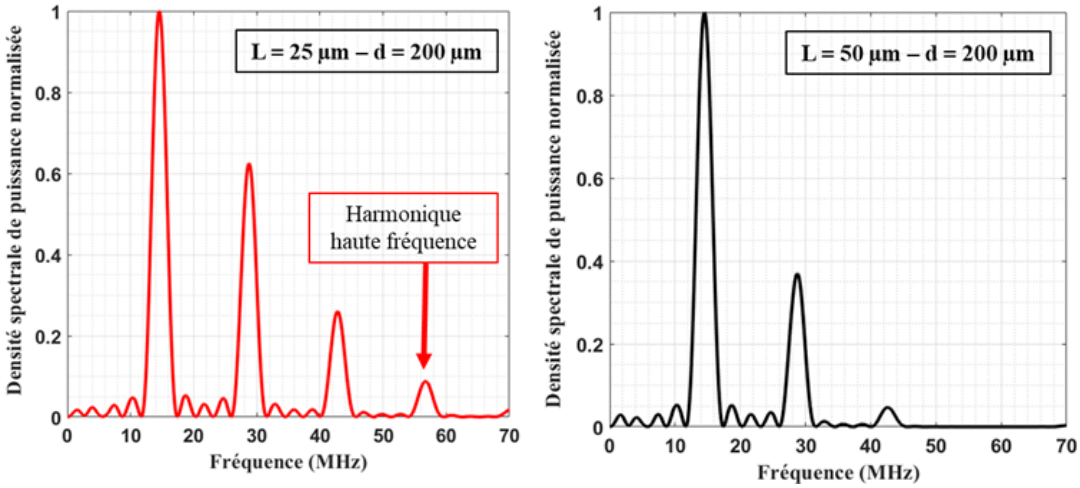


FIGURE II.17 – Déplacement normal de la surface calculé pour des sources de largeur $L = 25\ \mu m$ (rouge) et $L = 50\ \mu m$ (noir).

Pour étudier l'influence de la largeur de la source sur la variation de fréquence et la largeur de bande, la figure II.18 présente les spectres du signal pour $L = 25\ \mu m$ et $L = 50\ \mu m$.



(a) (b)

FIGURE II.18 – Densité spectrale de puissance des ondes de Rayleigh pour $L = 25\ \mu m$ (a) et $L = 50\ \mu m$ (b).

En analysant les spectres, nous remarquons des fréquences centrales identiques avec une même largeur de bande pour les deux valeurs de L. De plus, la diminution de la largeur de la source introduit de plus hautes fréquences dans le spectre des ondes de Rayleigh. Une har-

monique plus haute fréquence est observée dans le spectre pour $L = 25\ \mu m$. Le tableau II.2 présente les différentes fréquences des spectres et les longueurs d'onde associées.

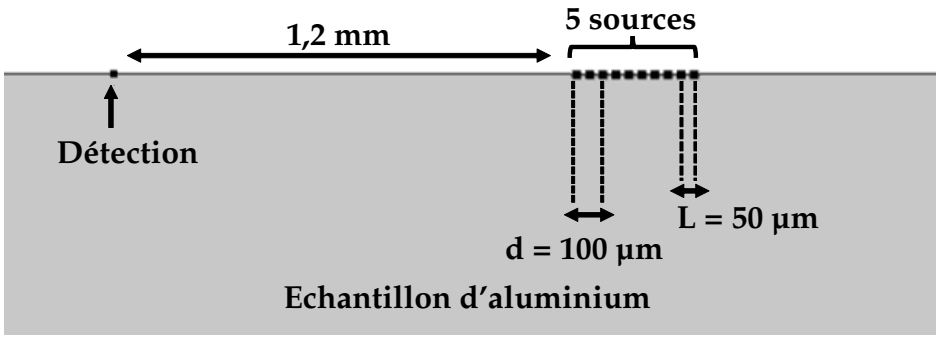
Fréquence (MHz)	14,6	28,8	42,9	56,8
Longueur d'onde (μm)	201,4	102,1	68,6	51,8

TABLEAU II.2 – Fréquences et longueurs d'onde associées des ondes de Rayleigh.

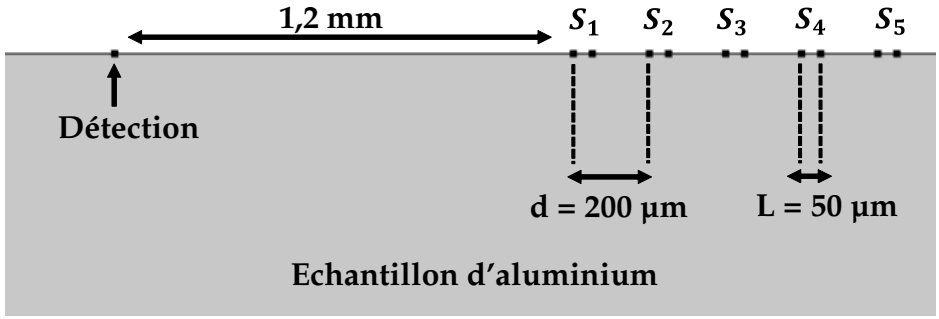
Ces résultats confirment que la modification de la largeur des sources provoque un changement des fréquences, permettant ainsi d'obtenir une gamme de longueurs d'onde allant de 50 à 200 μm d'où la possibilité d'étudier des défauts présentant différentes caractéristiques dimensionnelles.

IV.2.2 Variation de la distance inter-sources

Dans cette section, nous présentons les résultats de simulation pour une largeur de source L fixée à 50 μm, tout en faisant varier la distance d séparant ces dernières. Nous comparons les résultats obtenus pour une distance d de 100 μm et de 200 μm. La figure II.19 représente les positions des sources et de la détection pour ces deux valeurs.



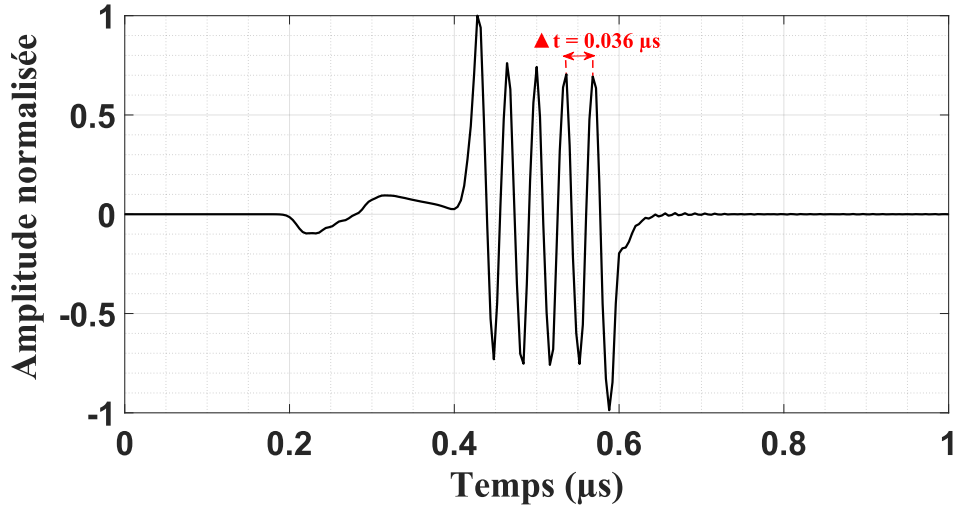
(a)



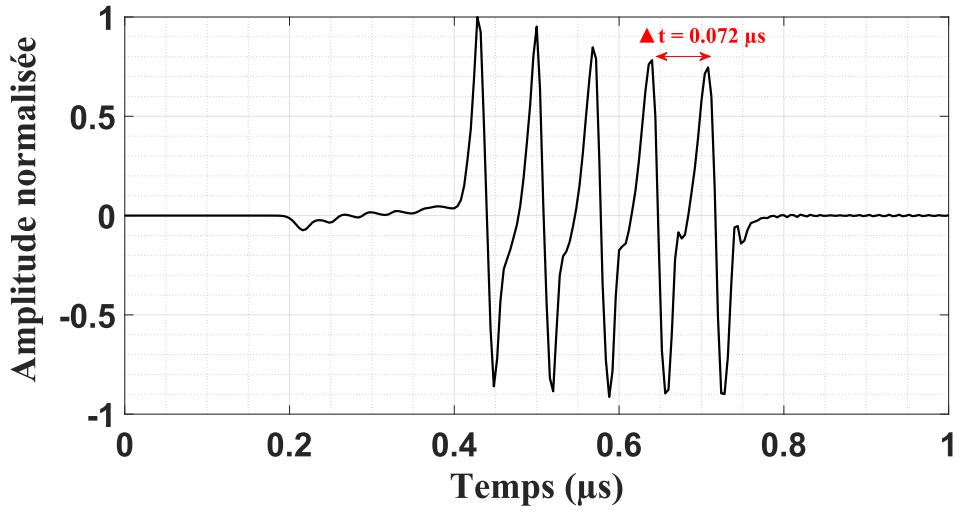
(b)

FIGURE II.19 – Configuration de cinq sources linéiques de largeur $L = 50\ \mu m$ et espacées de $d = 100\ \mu m$ (a) et $d = 200\ \mu m$ (b) à la surface de l'échantillon d'aluminium.

Les déplacements normaux de surface calculés au point de détection en fonction du temps pour une distance d de 100 μm et 200 μm sont présentés dans la figure II.20.



(a)



(b)

FIGURE II.20 – Déplacement normal de surface calculé pour deux réseaux de sources : $d = 100\ \mu m$ (a) et $d = 200\ \mu m$ (b) à L constant (50 μm).

Nous observons cinq échos associés aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques. Nous observons que pour $d = 200\ \mu m$, ces échos sont plus éloignés que dans le cas où $d = 100\ \mu m$ et que, en conséquence, la distribution temporelle des échos est plus importante avec l'augmentation du pas. Nous remarquons également que la différence de temps de vol entre deux échos consécutifs augmente comme la distance d et double donc.

D'après ces résultats, nous vérifions que la distance entre les sources a une influence importante sur les ondes de Rayleigh générées. En ajustant le pas du réseau, il est possible de maîtriser la distribution temporelle des signaux relatifs au déplacement normal des ondes de

Rayleigh.

Pour bien comprendre cette influence, il a été nécessaire d'analyser les spectres associés aux déplacements normaux de surface pour les deux valeurs du pas du réseau. La figure II.21 représente les spectres correspondant à $d = 100\ \mu m$ et $d = 200\ \mu m$.

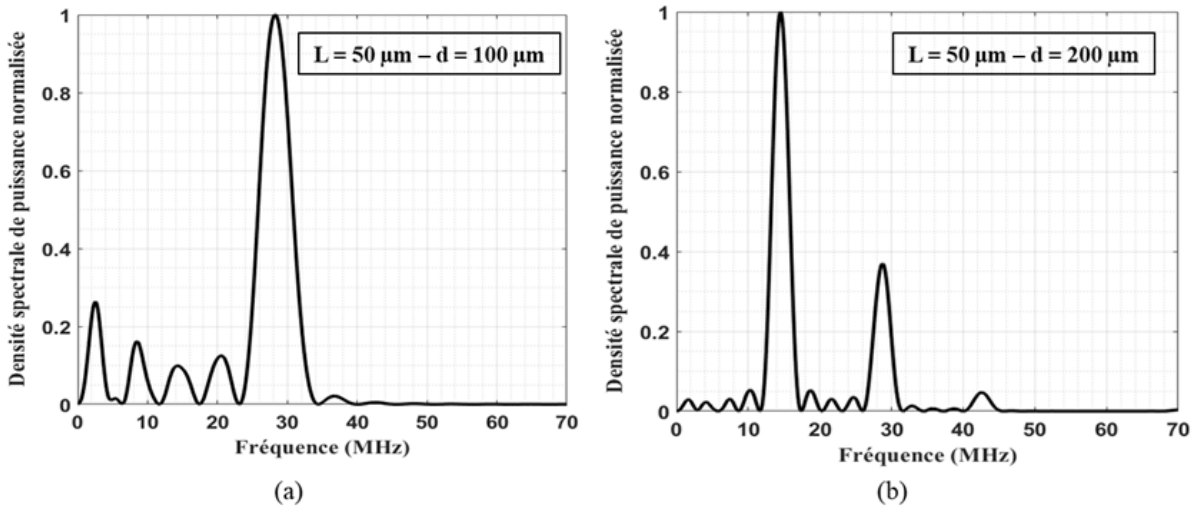


FIGURE II.21 – Densité spectrale de puissance des signaux associés aux ondes de Rayleigh pour $d = 100\ \mu m$ (a) et $d = 200\ \mu m$ (b).

En se référant à ces spectres, une différence de fréquence est clairement observée. Nous observons une composante haute fréquence à $28,8\ MHz$ pour $d = 100\ \mu m$ et $14,6\ MHz$ pour $d = 200\ \mu m$. Nous remarquons aussi que les composantes spectrales pour $d = 200\ \mu m$ sont plus étroites, ce qui résulte de l'étalement temporel du signal.

Par conséquent, en modifiant le pas, le spectre de fréquence des ondes acoustiques excitées peut être ajusté.

IV.2.3 Modélisation de la propagation des ondes acoustiques en présence d'un défaut

Un défaut débouchant à fond circulaire est placé sur le chemin de propagation des ondes de Rayleigh à la surface de l'échantillon d'aluminium. Pour cette étude, la largeur des sources est fixée à 50 μm et la distance entre celles-ci à 200 μm. Dans ce cas, la longueur d'onde obtenue est de 195 μm, selon les résultats du paragraphe précédent. Le défaut sera étudié à la fois en réflexion et en transmission.

Théoriquement, pour qu'une onde de Rayleigh de longueur d'onde λ_R soit réfléchie par un défaut, la profondeur de celui-ci doit être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde ou supérieure. Le défaut est alors considéré, d'un point de vue fréquentiel pour le signal associé

à l'onde de Rayleigh, comme un filtre passe-haut en réflexion et passe-bas en transmission [28, 29]. En se référant aux fréquences contenues dans les spectres de la figure II.21 et en tenant compte de ce qui précède, nous avons défini un défaut ayant un diamètre de 200 μm et une profondeur de 300 μm.

La figure II.22 représente la répartition spatiale des sources par rapport au défaut. Le point de détection 1 permet l'étude en réflexion et le point de détection 2 en transmission.

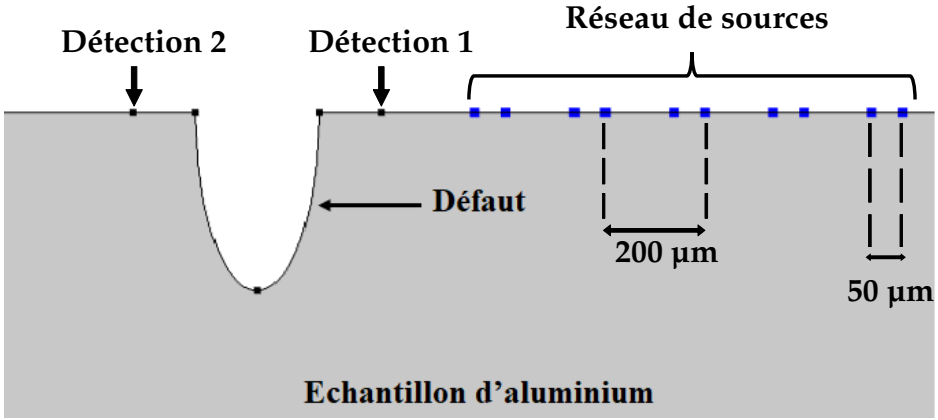


FIGURE II.22 – Répartition spatiale des sources en présence d'un défaut débouchant à fond circulaire de diamètre 200 μm et de profondeur de 300 μm à la surface de l'échantillon.

La figure II.23 présente les signaux associés aux déplacements normaux de surface obtenus sans et avec défaut en réflexion (point de détection 1).

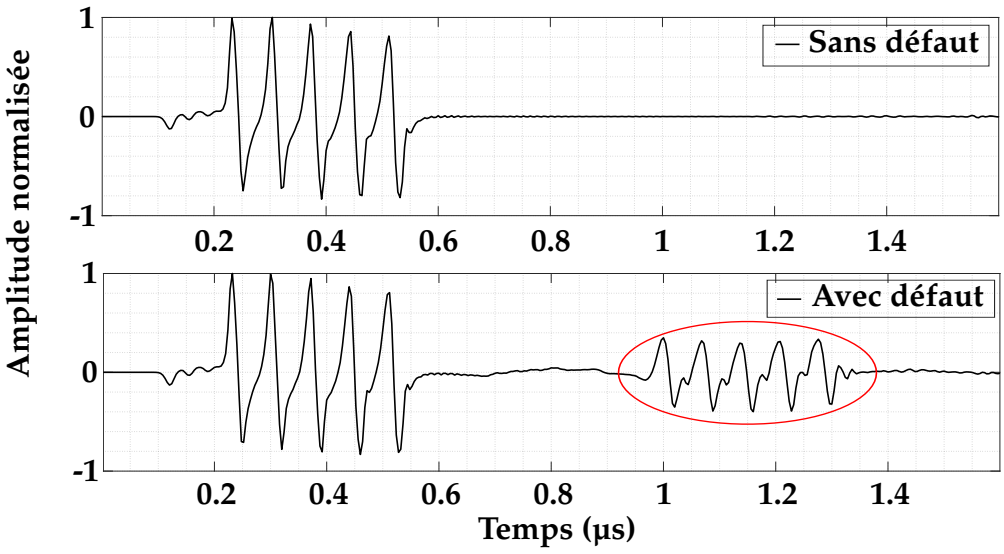


FIGURE II.23 – Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées obtenu en réflexion sans et avec défaut.

Pour ces deux simulations, les échos détectés entre 0 et 0, 5 μs correspondent au déplacement

normal de la surface généré par les cinq sources linéiques. Les échos détectés entre 1 μs et 1,4 μs dans la simulation avec défaut sont relatifs à la réflexion des ondes acoustiques par le défaut.

Nous comparons également les signaux obtenus en transmission avec et sans défaut. La figure II.23 présente les signaux associés aux déplacements normaux de surface obtenus dans les configurations avec et sans défaut en transmission (point de détection 2).

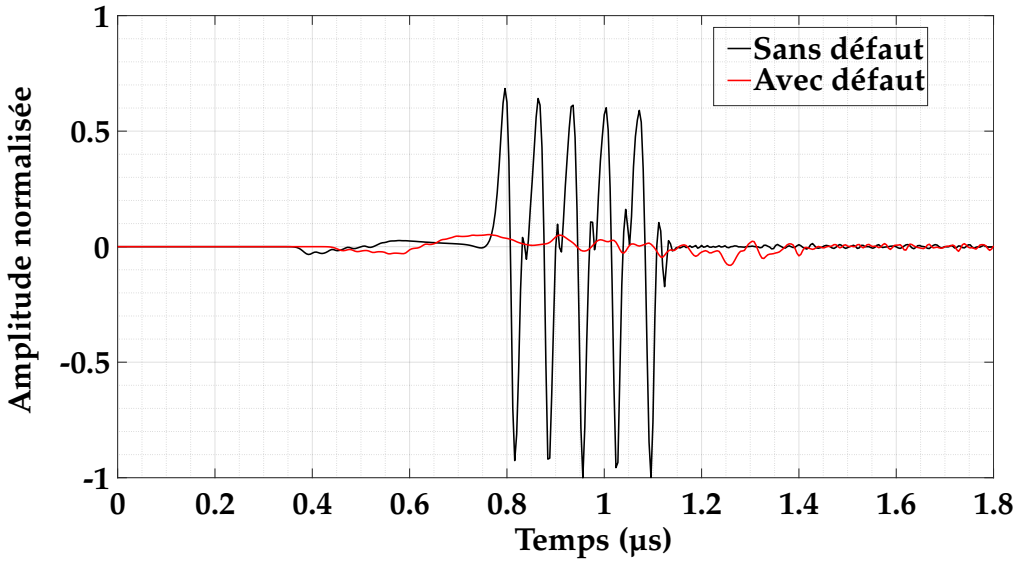


FIGURE II.24 – Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées obtenus en transmission sans et avec défaut.

Nous remarquons que les signaux obtenus en transmission sont d'une amplitude faible par rapport à celle de la configuration sans défaut. Nous pouvons alors déduire qu'en présence d'un défaut de profondeur comparable aux longueurs d'onde composant principalement l'onde de Rayleigh quasi-monochromatique excitée, les signaux obtenus en réflexion sont à privilégier pour étudier l'interaction de l'onde de surface avec le défaut.

Par la suite, nous ajustons le diamètre et la profondeur du défaut afin d'analyser l'influence de ces paramètres sur la propagation des ondes de Rayleigh.

1. Variation du diamètre du défaut

Premièrement, nous modifions le diamètre du défaut avec une profondeur constante fixée à 300 μm. Afin d'évaluer la réflexion de l'onde de Rayleigh par le défaut pour différents diamètres, nous considérons le rapport entre la longueur d'onde λ_R associée à la fréquence principale du spectre du signal relatif à l'onde de Rayleigh et la profondeur du défaut P_d donné par l'expression suivante :

$$\frac{P_d}{\lambda_R} = 1,49 \tag{2.28}$$

Le rapport montre que la profondeur du défaut est significativement supérieure à la longueur d'onde de Rayleigh, confirmant ainsi une forte réflexion de l'onde par le défaut. La figure II.25 présente les signaux associés aux déplacements normaux de la surface calculés pour des défauts de diamètres variables en réflexion.

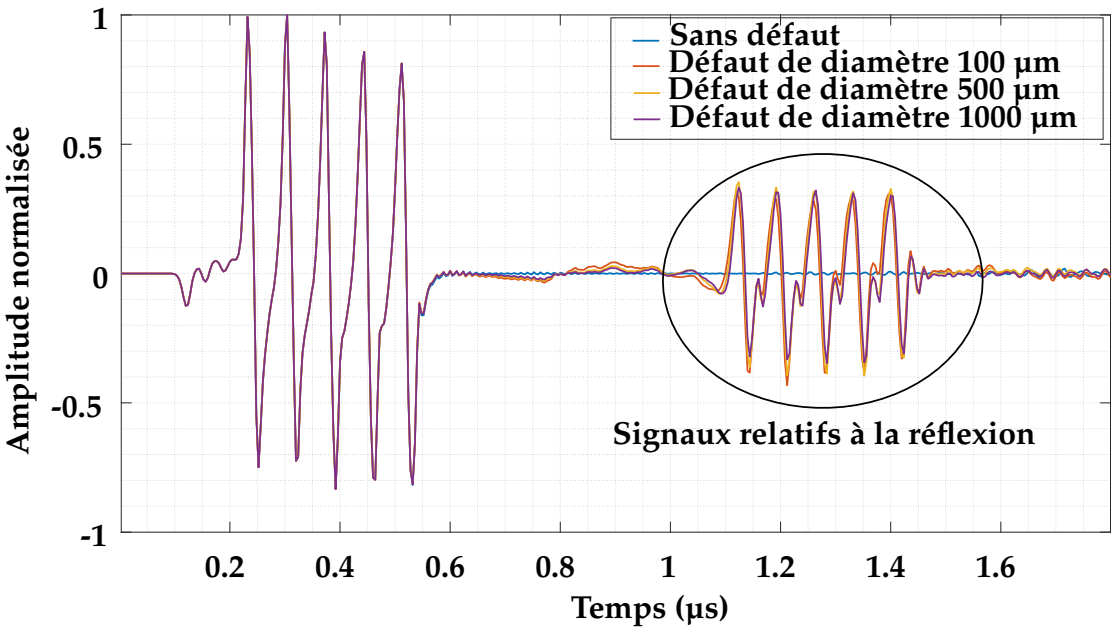


FIGURE II.25 – Signaux représentant les déplacements normaux de la surface des ondes acoustiques excitées obtenus en présence des défauts de différents diamètres et une profondeur de 300 μm en réflexion.

Sur la figure II.25, le signal observé entre 0 et 0,5 μs correspond au chemin de propagation sources linéiques-détection 1 et celui entre 1 μs et 1,4 μs est relatif à la réflexion des ondes de Rayleigh émises par le réseau de sources par le défaut.

En comparant les signaux obtenus en présence des défauts de différents diamètres, nous constatons que les échos relatifs à la réflexion sont quasiment identiques et qu'une très faible variation d'amplitude est observée. L'étude en réflexion ne permet donc pas de détecter correctement la variation du diamètre du défaut.

Afin de comprendre l'effet des variations de diamètre en transmission, la figure II.26 représente la répartition spatiale des sources par rapport au point de détection et au bord fixe du défaut pour trois diamètres différents. La figure II.27 présente les signaux associés aux déplacements normaux de surface des ondes acoustiques excitées obtenus avec des défauts de diamètres variables en transmission.

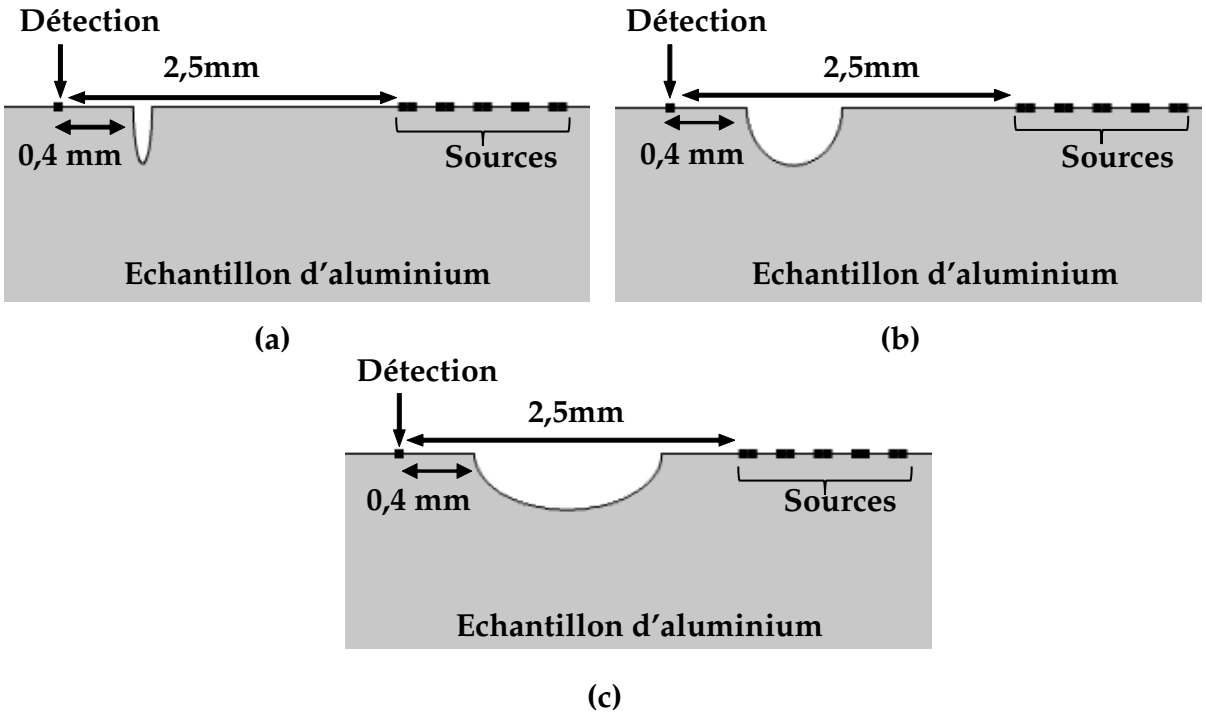


FIGURE II.26 – Configuration de transmission en présence des défauts de profondeur constante de 300 μm pour des diamètres de 100 μm (a), 500 μm (b) et 1000 μm (c).

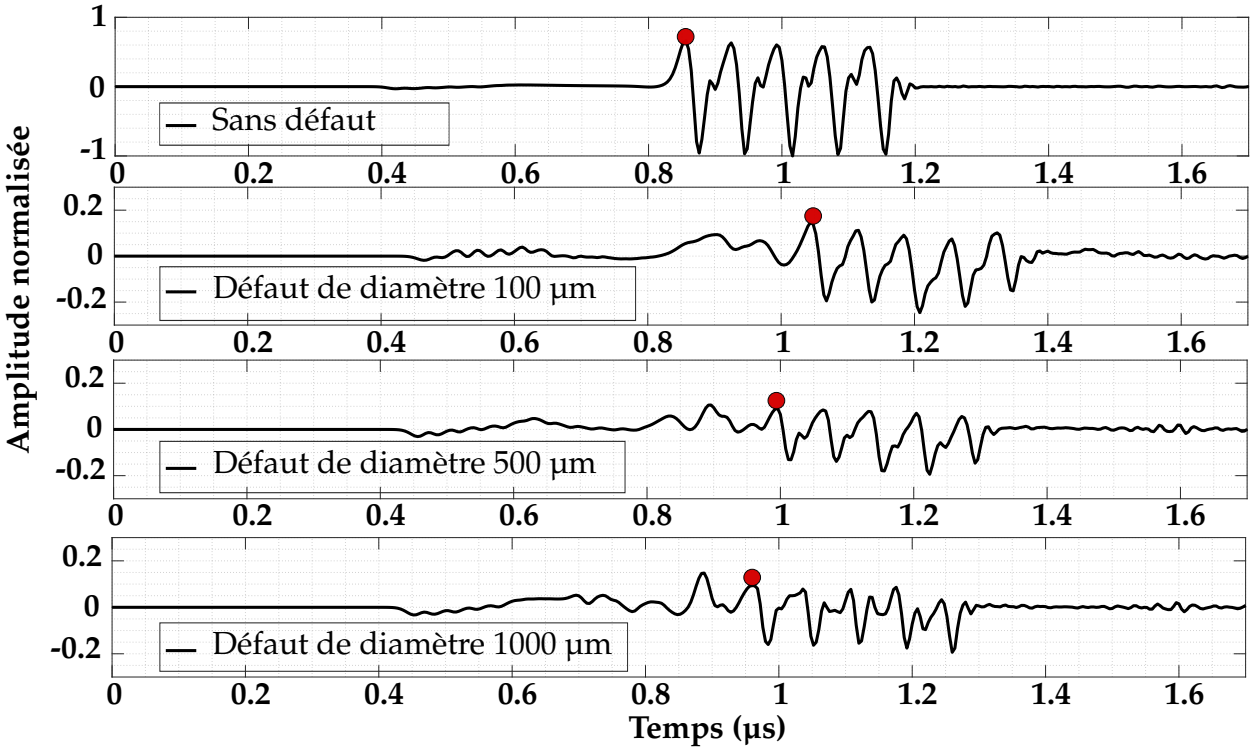


FIGURE II.27 – Signaux représentant les déplacements normaux de la surface obtenus en transmission pour des défauts de différents diamètres ayant une profondeur constante de 300 μm.

En comparant ces résultats, nous observons : une diminution significative de l'amplitude entre le signal sans défaut et ceux présentant un défaut ainsi qu'un décalage temporel. Dans le tableau II.3, nous indiquons le retard par rapport au signal sans défaut (le point de référence est indiqué en rouge sur la figure II.27) pour chaque valeur du diamètre et la distance calculée associée à ce retard.

Défaut	1	2	3
Diamètre défini dans le modèle (μm)	100	500	1000
Retard des signaux transmis (μs)	0,198	0,130	0,104
Distance Δx, associé au retard (μm)	572	376	301

TABLEAU II.3 – Retards des signaux observés en transmission pour les différents défauts étudiés - Distances correspondantes à ces retards.

Dans le modèle utilisé, le défaut est représenté par une ellipse comme présenté à la figure II.28.

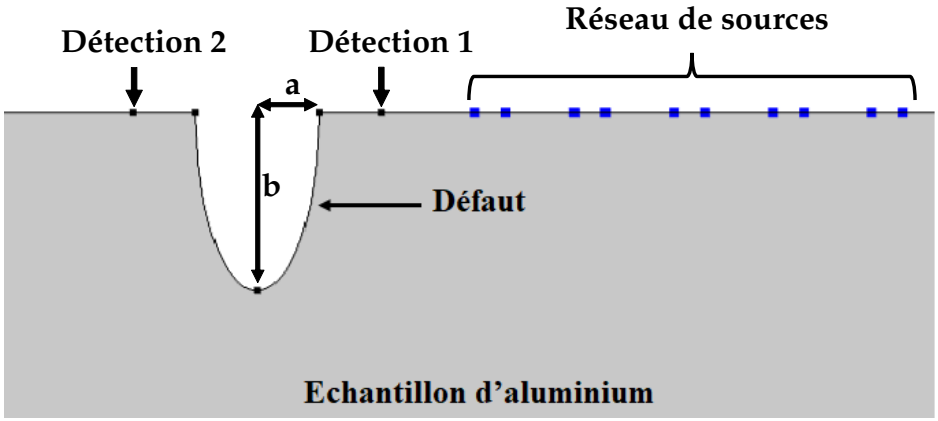


FIGURE II.28 – Représentation du défaut et les paramètres associés.

Le retard observé pourrait correspondre à la variation du diamètre entre les défauts. Théoriquement, cette différence de propagation est décrite par une relation entre le périmètre du défaut et son diamètre, exprimée par la relation suivante :

$$\Delta x = P - D = \pi\sqrt{\frac{a^2 + b^2}{2}} - 2a \tag{2.29}$$

Avec :

Δx : Distance correspondante au retard temporel des échos,

a : Longueur du demi-axe horizontal du défaut,

b : Profondeur du défaut,
D : Diamètre du défaut égal à $2a$ dans la modélisation,
P : Périmètre du défaut.

Le tableau II.4 présente les périmètres des défauts calculés théoriquement et ceux déduits des résultats de modélisation, basés sur le retard temporel des échos.

Défaut	1	2	3
Périmètre théorique (μm)	676	868	1295
Périmètre obtenu en fonction du retard Δx (μm)	672	876	1301

TABLEAU II.4 – Correspondance entre le périmètre des défauts et celui obtenu à partir des retards observés sur les signaux simulés.

La variation du diamètre d'un défaut de profondeur constante semble corrélable aux retards observés sur les signaux des ondes de Rayleigh transmises. En effet, cette variation peut être déterminée par ce retard qui permet d'estimer le diamètre avec une erreur inférieure à 3%.

2. Variation de la profondeur du défaut

Nous modifions dans cette partie la profondeur du défaut tout en fixant son diamètre à 200 μm. Le tableau II.5 représente le rapport entre la profondeur de chaque défaut et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh.

Pronfondeur (μm)	100	500	1000
P_d / λ_R	0,50	2,5	5

TABLEAU II.5 – Rapport entre la profondeur des défauts et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh.

La figure II.29 présente les signaux associés aux déplacements normaux de surface des ondes acoustiques excitées calculés pour des défauts de profondeur variable dans la configuration en réflexion.

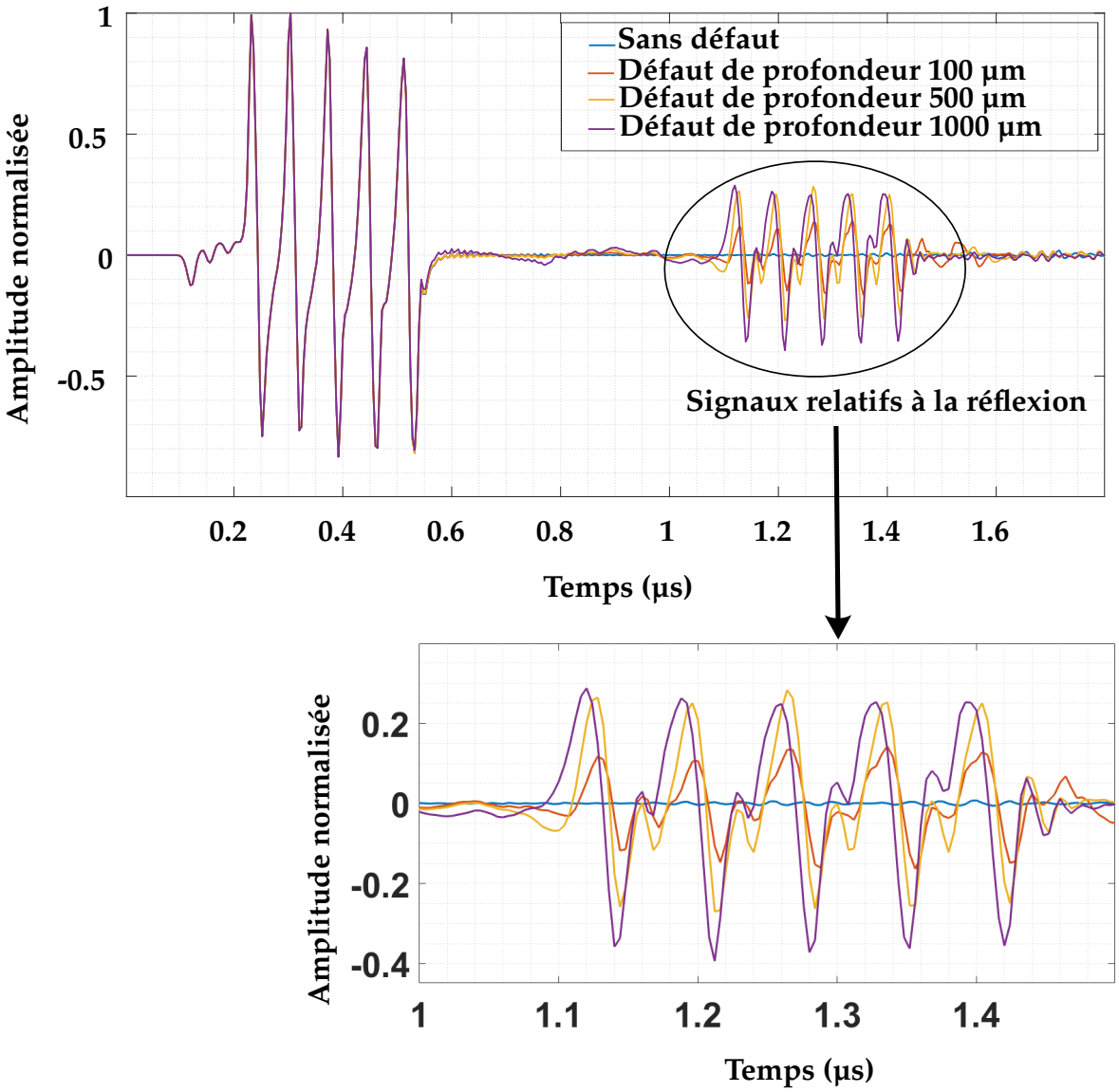


FIGURE II.29 – Signaux représentant les déplacements normaux de surface des ondes acoustiques excitées pour des défauts de différentes profondeurs et un diamètre de 200 μm en réflexion.

Une variation d'amplitude entre ces signaux est clairement observable. En augmentant la profondeur du défaut de 100 μm à 1000 μm, une diminution importante de l'amplitude crête à crête est observée conformément à l'augmentation du rapport P_d/λ_R .

Un faible décalage temporel d'environ 4 ns est aussi observable ce qui peut être dû à la variation de profondeur, représentée par la longueur du demi-axe vertical de l'ellipse. Plus la profondeur est grande, plus l'ellipse est allongée, ce qui influence la réflexion des ondes acoustiques par le défaut.

Les défauts sont ensuite étudiés en transmission. Les figures II.30, II.31 et II.32 présentent les signaux associés aux déplacements normaux de surface calculés pour des défauts de profondeur variable en transmission.

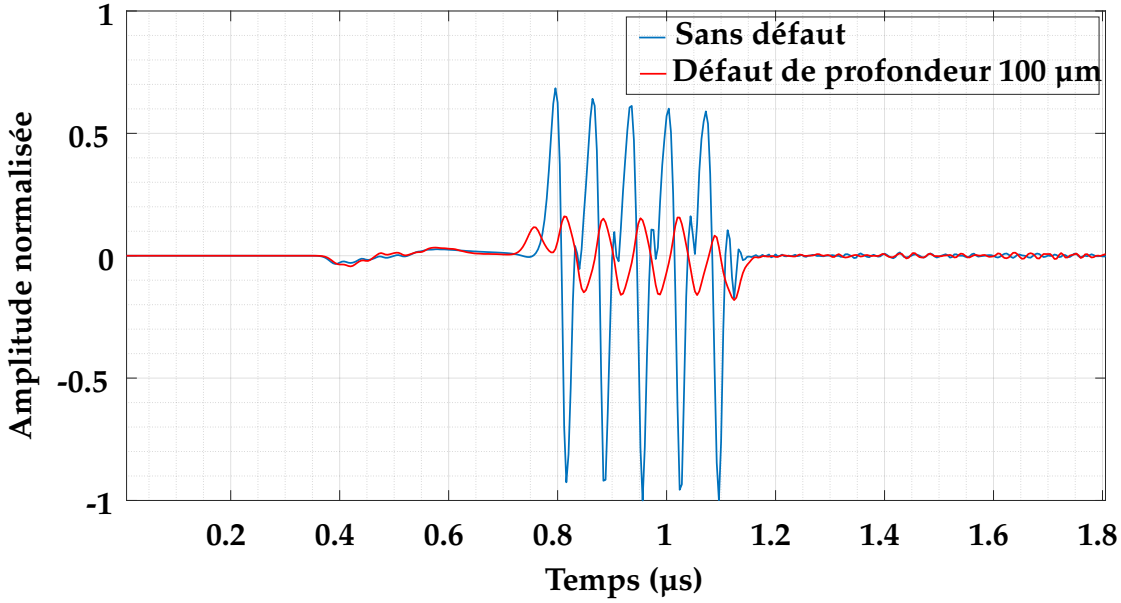


FIGURE II.30 – Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées calculé pour un échantillon sans et avec défaut (diamètre 200 μm, profondeur 100 μm).

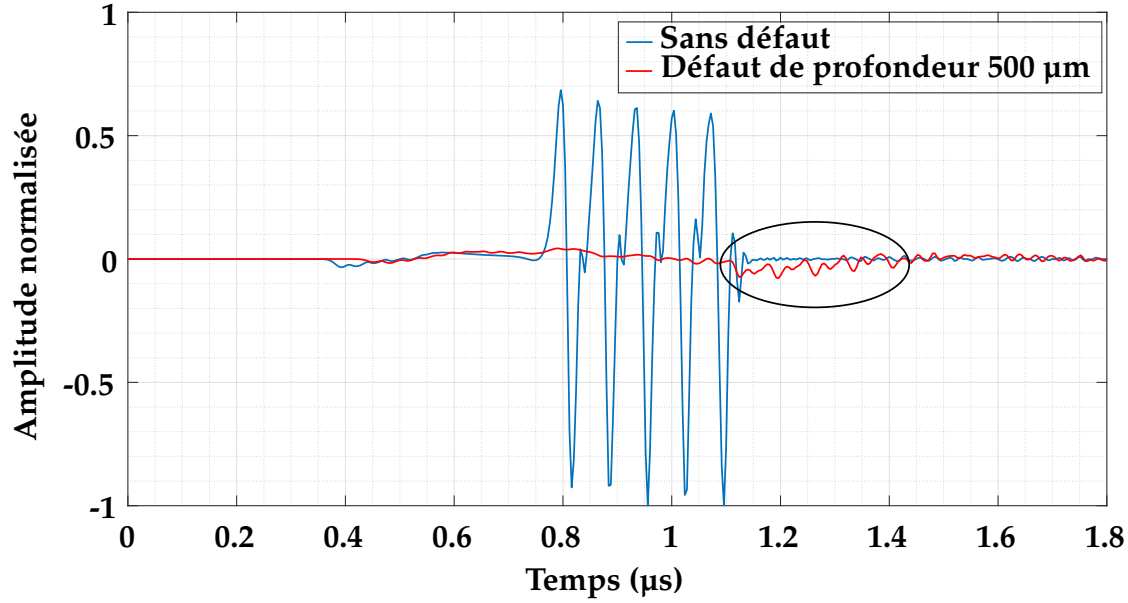


FIGURE II.31 – Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées calculé pour un échantillon sans et avec défaut (diamètre 200 μm, profondeur 500 μm)

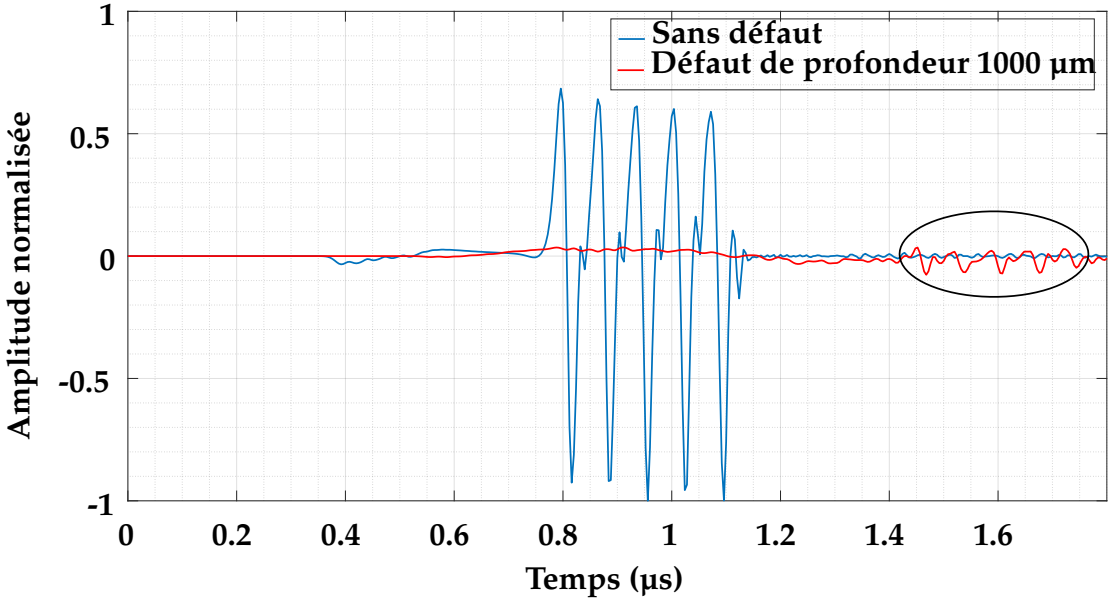


FIGURE II.32 – Signaux représentant le déplacement normal de surface des ondes acoustiques excitées calculé pour un échantillon sans et avec défaut (diamètre 200 μm, profondeur 1000 μm)

En comparant ces signaux, nous observons une diminution significative de l'amplitude des échos entre le signal sans défaut et ceux avec défaut. En plus, un décalage temporel significatif est observé. Dans le tableau II.6, nous indiquons la profondeur caractéristique des défauts ainsi que les retards associés.

Défaut	1	2	3
Profondeur défini dans le modèle (μm)	100	500	1000
Retard des signaux transmis (μs)	0,035	0,310	0,695
Distance Δx (μm), associée au retard	101	896	2008

TABLEAU II.6 – Retards des signaux observés en transmission pour les différents défauts étudiés - Distances correspondantes à ces retards.

En utilisant la distance correspondante au retard temporel des échos calculée dans ce tableau et en se référant à l'équation 2.28, nous pouvons déterminer le périmètre du défaut. Le tableau II.7 compare les périmètres des défauts calculés théoriquement avec ceux déduits des résultats de simulations basés sur les retards observés.

Défaut	1	2	3
Périmètre théorique (μm)	314	1132	2231
Périmètre obtenu en fonction du retard $\Delta x(\mu m)$	301	1096	2208

TABLEAU II.7 – Périmètre des défauts calculé théoriquement et grâce aux retards observés.

Ces résultats montrent que la variation de la profondeur d'un défaut est détectable dans une configuration en transmission grâce aux ondes de Rayleigh excitées par un réseau de sources. En effet, cette variation peut être déterminée par le retard entre les signaux associés aux défauts considérés qui permet d'estimer la profondeur du défaut avec une erreur inférieure à 4%.

Grâce aux résultats de simulation, nous avons pu calculer le périmètre du défaut, représenté par celui d'une demi-ellipse. Cela nous permet de connaître la profondeur et le diamètre des défauts en analysant les signaux des ondes acoustiques de surface pour les configurations en réflexion et transmission.

V Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les caractéristiques des ondes de Rayleigh et nous avons réalisé une étude de la propagation de celles-ci, en présentant divers modèles numériques.

Des développements analytiques ont permis de décrire théoriquement le déplacement de particules engendré par la propagation d'une onde de Rayleigh en régime harmonique. De plus, nous avons détaillé la théorie de la génération des ondes ultrasonores par laser en régime thermoélastique. Pour compléter cette approche, nous avons présenté un modèle numérique par éléments finis basé sur des forces dipolaires. Ce modèle a permis de simuler la propagation des ondes ultrasonores générées par une source ligne thermoélastique à la surface d'un échantillon d'aluminium.

En outre, nous avons simulé la génération d'ondes acoustiques par un réseau de plusieurs sources linéiques thermoélastiques, en détaillant deux modèles distincts :

Dans le premier, nous avons présenté un réseau de trois sources linéiques permettant notamment d'exciter simultanément différentes ondes de Rayleigh. Nous avons fait varier τ, étant un paramètre important de la modélisation, et nous avons pu déduire son influence sur la force appliquée ainsi que sur l'énergie de la source pour trois valeurs distinctes. Ensuite, nous avons comparé les résultats de modélisation pour un échantillon avec et sans défaut dans le but de mettre en évidence l'interaction ondes-défauts.

Dans le deuxième, nous avons défini un réseau de cinq sources linéiques permettant la gé-

nération d'une onde de Rayleigh quasi-monochromatique. Nous avons étudié la variation de la largeur des sources ainsi que la distance entre celles-ci, et nous avons déduit l'impact de ces deux paramètres sur les résultats obtenus. Ensuite, nous avons effectué une étude comparative des résultats obtenus sur la propagation des ondes acoustiques excitées en considérant la présence ou l'absence d'un défaut dans l'échantillon. En ajustant à la fois la profondeur et le diamètre du défaut, puis en comparant les résultats de simulation dans les configurations de transmission et de réflexion, nous avons pu déduire ces deux paramètres.

Ces deux modèles nous ont permis d'examiner les propriétés et le comportement des ondes de Rayleigh générées par des sources linéiques thermoélastiques, ainsi que d'analyser l'impact des défauts sur les caractéristiques des signaux associés au déplacement normal des ondes ultrasonores générées. Ces études nous ont permis de mieux comprendre les phénomènes de propagation des ondes de Rayleigh excitées par des réseaux de sources thermoélastiques ainsi que certaines de leurs interactions avec des défauts spécifiques.

Références du chapitre II

[1] Lord RAYLEIGH. « On waves propagated along the plane surface of an elastic solid ». In : *Proceedings of the London mathematical Society* 1.1 (1885), p. 4-11.

[2] F FAËSE et al. « Ondes de Rayleigh générées et détectées par laser—applications à la détection de défauts ». In : *Proc. COFREND (Dunkirk)* (2011), p. 141.

[3] CM SCALA et PA DOYLE. « Time-and frequency-domain characteristics of laser-generated ultrasonic surface waves ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 85.4 (1989), p. 1569-1576.

[4] Daniel ROYER et Eugene DIEULESAINT. *Ondes élastiques dans les solides : propagation libre et guidée*. Masson, 1996.

[5] Igor Aleksandrovich VIKTOROV. « Rayleigh and Lamb Waves : Physical Theory and Applications ». In : 1967.

[6] Jean ROUSSEAU. « Etude d'ondes de type Rayleigh sur des milieux stratifiés ». Thèse de doct. 1979.

[7] L BEAUJARD, G LABBE et J MANNENC. « Métallographie-Essais non destructifs ». In : *Encyclopædia Universalis* (2012).

[8] LRF ROSE. « Point-source representation for laser-generated ultrasound ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 75.3 (1984), p. 723-732.

[9] Yves H BERTHELOT. « Half-order derivative formulation for the analysis of laser-generated Rayleigh waves ». In : *Ultrasonics* 32.2 (1994), p. 153-154.

[10] AM AINDOW et al. « Laser-generated ultrasonic pulses at free metal surfaces ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 69.2 (1981), p. 449-455.

[11] C.B. SCRUBY et L.E. DRAIN. *Laser Ultrasonics Techniques and Applications*. Taylor & Francis, 1990.

[12] Jan D ACHENBACH. « Modeling for quantitative non-destructive evaluation ». In : *Ultrasonics* 40.1-8 (2002), p. 1-10.

[13] Roderick VN MELNIK. « Discrete models of coupled dynamic thermoelasticity for stress–temperature formulations ». In : *Applied mathematics and computation* 122.1 (2001), p. 107-132.

[14] Irene ARIAS, Todd W MURRAY et Jan D ACHENBACH. « Near field analysis of laser-generated ultrasound : the effects of thermal diffusion and optical penetration ». In : *AIP Conference Proceedings*. T. 615. 1. American Institute of Physics. 2002, p. 324-331.

[15] John F. READY. *Effect of High Power Radiation*. New York : Academic Press, 1971.

[16] Marie-Hélène NOROY. « Generation d'ondes elastiques par un reseau de sources photothermiques. Application au controle non destructif ». Thèse de doct. Paris 7, 1994.

[17] Eugene DIEULESAINT et Daniel ROYER. *Ondes élastiques dans les solides-Tome 1 : Propagation libre et guidée*. 1996.

[18] Daniel AURIBAULT. « Etude par la technique laser-ultrasons des ondes acoustiques de surface guidees ». Thèse de doct. Paris 7, 1996.

[19] I. A. VIKTOROV et Warren P. MASON. *Rayleigh and Lamb Waves : Physical Theory and Applications*. New York : Plenum Press, 1967.

[20] Frédéric FAËSE. « Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers : applications à la caractérisation sans contact de défauts ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[21] Márcio AA CAVALCANTE et Severino PC MARQUES. « Homogenization of periodic materials with viscoelastic phases using the generalized FVDAM theory ». In : *Computational Materials Science* 87 (2014), p. 43-53.

[22] Waled HASSAN et William VERONESI. « Finite element analysis of Rayleigh wave interaction with finite-size, surface-breaking cracks ». In : *Ultrasonics* 41.1 (2003), p. 41-52.

[23] Jan D ACHENBACH. « Laser excitation of surface wave motion ». In : *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 51.11-12 (2003), p. 1885-1902.

[24] Yong DAI et al. « Finite element modeling of the interaction of laser-generated ultrasound with a surface-breaking notch in an elastic plate ». In : *Optics & Laser Technology* 42.4 (2010), p. 693-697.

[25] Frédéric JENOT. « Génération et détection d'ondes élastiques par sources lasers : applications au contrôle non destructif ». Thèse de doct. Valenciennes, 2003.

[26] Jijun WANG et al. « Numerical simulation of laser-generated surface acoustic waves in the transparent coating on a substrate by the finite element method ». In : *Optics & Laser Technology* 39.1 (2007), p. 21-28.

[27] D. ROYER et E. DIEULESAINT. *Ondes élastiques dans les solides Tome 2*. Paris : Masson, 1999.

[28] G HEVIN et al. « Characterization of surface cracks with Rayleigh waves : a numerical model ». In : *Ndt & E International* 31.4 (1998), p. 289-297.

[29] Bernard MASSEREY et Edoardo MAZZA. « Ultrasonic sizing of short surface cracks ». In : *Ultrasonics* 46.3 (2007), p. 195-204.

Chapitre III
Réseaux de sources pour le CND par Ultrasons-Laser

Introduction

Dans la plupart des applications concernant les Ultrasons-Laser, l'onde de Rayleigh est générée par une source ligne thermoélastique pour la caractérisation des matériaux et la détection des défauts [1]. Dans ce travail, nous nous intéressons à la génération simultanée de plusieurs ondes de Rayleigh pour le contrôle non destructif des structures. Un dispositif expérimental permettant l'obtention de plusieurs sources linéiques est mis en œuvre. Nous présentons une étude expérimentale ayant pour objectif de démontrer l'intérêt de l'utilisation d'un réseau de diffraction pour le CND.

Plus précisément, ce chapitre se divise en trois parties. Dans la première, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé pour la génération d'une source ligne thermoélastique à la surface d'un échantillon d'aluminium à l'aide d'un laser impulsionnel Nd :YAG. Nous détaillons également la mesure de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh générée par cette source, ainsi que sa directivité.

Dans la deuxième partie, nous présentons le dispositif expérimental adapté pour la génération d'un réseau de sources circulaires en utilisant un réseau de diffraction en transmission. Nous étudions les résultats obtenus et comparons les valeurs d'interfranges théoriques, mesurées et calculées dans le cas d'un réseau de sources circulaires, en vérifiant la fiabilité de cette configuration.

Enfin, dans la troisième partie, nous décrivons la génération d'un réseau de sources linéiques thermoélastiques. Nous présentons une mesure de la vitesse de propagation par deux méthodes différentes et nous déduisons les dimensions de l'échantillon d'aluminium. De plus, nous démontrons la possibilité de positionner un défaut débouchant à la surface de l'échantillon par rapport à la position des différentes sources.

I CND de structure à défaut par sources lasers

Dans cette première partie, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes ultrasonores par lasers. Nous limitons notre étude à l'analyse des ondes de Rayleigh.

I.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh par laser est représenté dans la figure III.1.

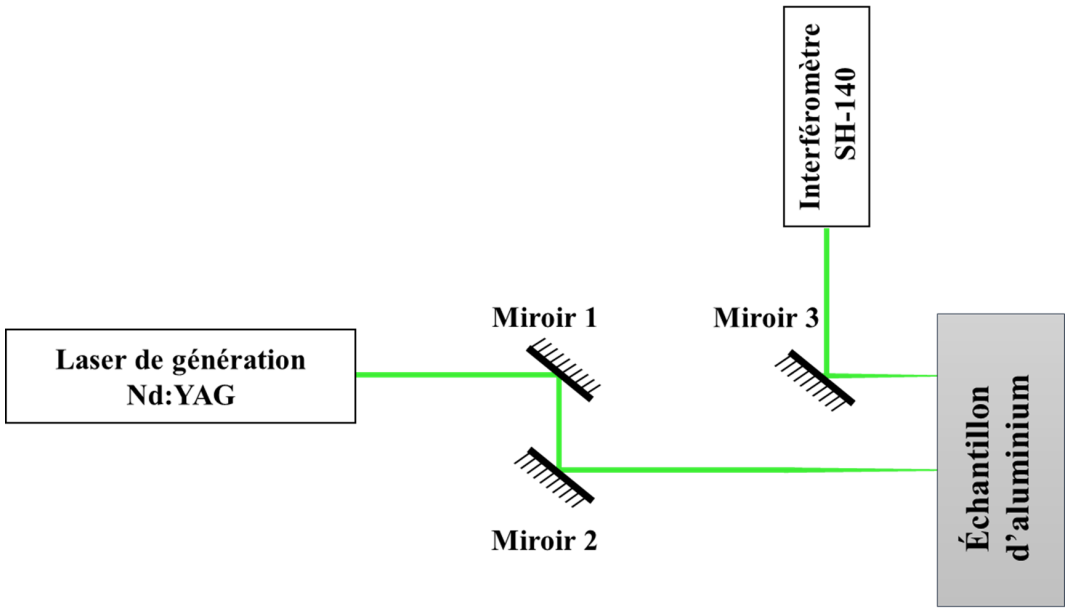


FIGURE III.1 – Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh au niveau d'un échantillon d'aluminium [2].

Le laser utilisé pour la génération des ondes ultrasonores est un laser impulsionnel Nd :YAG Q-switché de type Continuum Surelite SL I-10, doublé en fréquence. Il émet des impulsions de forme gaussienne d'une durée d'environ 10 ns et une longueur d'onde de 532 nm à une fréquence de 10 Hz. Le faisceau laser est réfléchi successivement par le miroir 1 et 2, puis il est dirigé vers un échantillon d'aluminium de $9,90\ cm$ x $9,90\ cm$ x $4,45\ cm$. La translation de l'échantillon est assurée par un système de platines motorisées spécialement adapté, sur lequel l'échantillon est fixé. Ce système assure un contrôle précis et facilite le mouvement contrôlé de l'échantillon lors des expérimentations.

La détection du déplacement normal de la surface est réalisée à l'aide de l'interféromètre SH-140, décrit dans le paragraphe III.2 du chapitre 1 [3]. Les signaux obtenus sont échantillonnés, moyennés à l'aide d'un oscilloscope numérique, puis enregistrés. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, un moyennage sur 16 tirs laser est réalisé.

I.2 CND d'une structure avec défaut

L'échantillon d'aluminium étudié possède un défaut circulaire de diamètre $2,3\ mm$ et de profondeur de $3,5\ mm$. Le diagramme de la figure III.2 représente les mesures faites sur un papier millimétré des distances séparant la source, le défaut et la détection en exprimant les dimensions en cm.

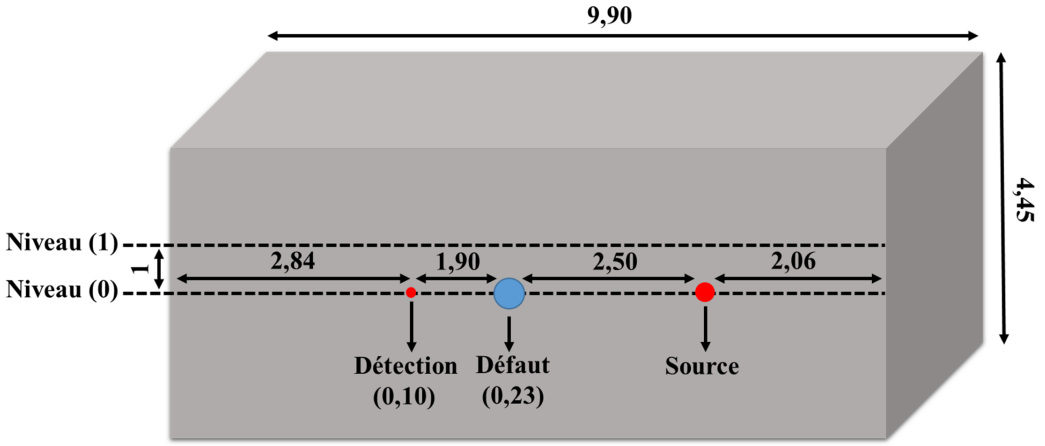


FIGURE III.2 – Échantillon d'aluminium (vue de face) précisant la position de la source ponctuelle, le défaut et la détection.

Le faisceau laser dirigé vers l'échantillon d'aluminium génère une source ponctuelle à la surface. La source et la détection sont réparties de part et d'autre du défaut. Nous comparons le signal détecté lorsque la source et la détection sont alignées au niveau du défaut (Niveau 0) avec celui du niveau sans défaut (Niveau 1) afin de déduire l'influence du défaut sur la propagation de l'onde de Rayleigh. La Figure III.3 représente les signaux détectés sans et avec défaut.

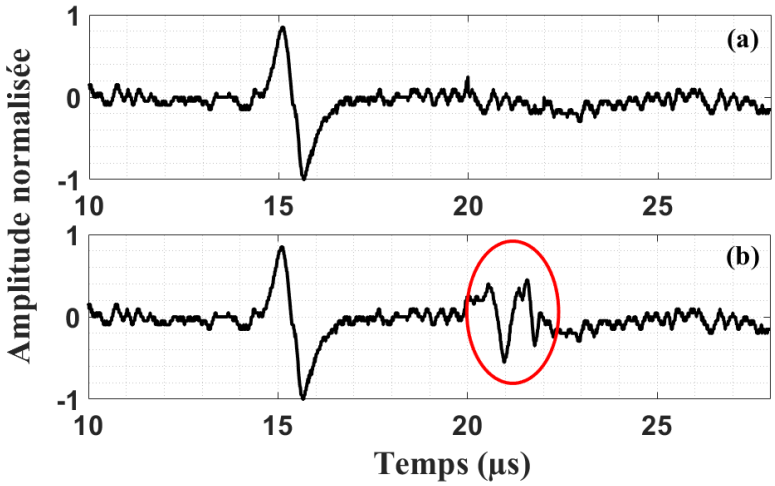


FIGURE III.3 – Signaux détectés sans (a) et avec (b) défaut dans le cas d'une source ponctuelle.

En comparant les deux signaux, nous observons la présence d'un nouvel écho (entouré en rouge) dans le signal détecté au niveau du défaut. Cet écho confirme la présence du défaut sur le trajet de propagation de l'onde de Rayleigh générée par la source ponctuelle.

Le spectre associé à l'onde de Rayleigh générée par ce type de source est calculé en absence du défaut et présenté dans la figure III.4.

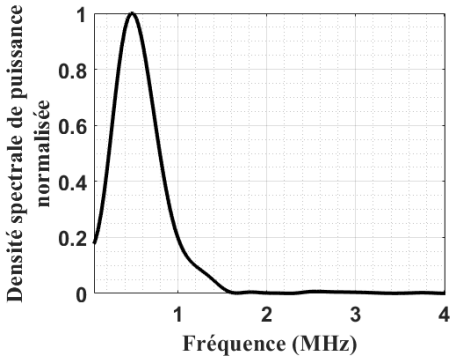


FIGURE III.4 – Densité spectrale de puissance normalisée associée à l'onde de Rayleigh générée par une source ponctuelle.

En analysant le spectre de fréquence, nous identifions une fréquence centrale de $0,5\ MHz$ ce qui représente la fréquence dominante de l'onde de Rayleigh émise par la source étudiée.

I.3 Génération d'ondes acoustiques par une source thermoélastique linéique

Dans ce paragraphe, sont présentés les travaux menés lorsque la source de l'onde de Rayleigh est une source ligne thermoélastique. Comme présenté dans le chapitre II, une source linéique thermoélastique génère une onde de Rayleigh avec une directivité spécifique. Celle-ci peut être avantageuse dans certaines applications où il est nécessaire de contrôler la propagation de l'onde ou de concentrer son énergie dans une direction particulière [4, 5].

I.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection d'une onde de Rayleigh générée par une source ligne est représenté dans la figure III.5.

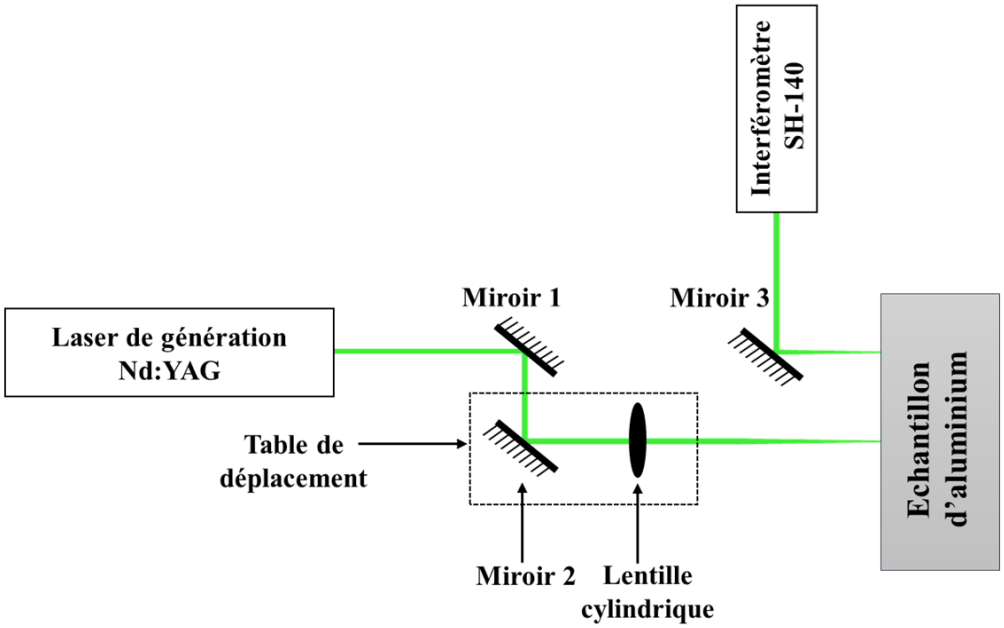


FIGURE III.5 – Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection d'une onde de Rayleigh par une source ligne.

Le faisceau laser est réfléchi par le miroir 1 et 2, puis il est focalisé à l'aide d'une lentille cylindrique pour générer une source ligne thermoélastique à la surface de l'échantillon. Le miroir 2 et la lentille cylindrique sont montés sur une platine de translation motorisée de haute précision, permettant ainsi de déplacer la source le long de la surface de l'échantillon.

Grâce à cette configuration, nous obtenons une source ligne d'environ 4 mm de longueur et 200 μm de largeur. Cette source présente une énergie maximale de 2 mJ, ce qui correspond à une densité de puissance incidente de 25 MW/cm^2 [6]. Étant donné que le coefficient d'absorption de l'aluminium à une longueur d'onde de 532 nm est d'environ 8%, la densité de puissance

maximale absorbée par l'échantillon est d'environ 2 MW/cm^2. Cette valeur est inférieure au seuil d'ablation de 50 MW/cm^2, ce qui nous permet de travailler dans le régime thermoélastique [7].

I.3.2 Application au CND d'une structure avec défaut

L'onde de Rayleigh générée par une source ligne thermoélastique se propage dans une direction perpendiculaire au centre de la ligne. Par conséquent, l'énergie acoustique se concentre dans cette direction, ce qui se traduit par des signaux de plus grande amplitude.

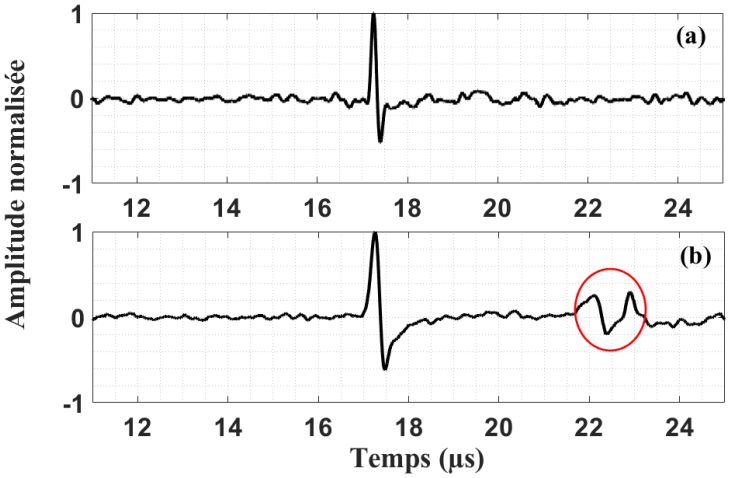


FIGURE III.6 – Signaux détectés sans (a) et avec (b) défaut de diamètre 2,3 mm et de profondeur 3,5 mm dans le cas d'une source ligne thermoélastique.

Le spectre associé à l'onde de Rayleigh générée par ce type de source est déterminé avec le signal obtenu en absence du défaut et présenté dans la figure III.7.

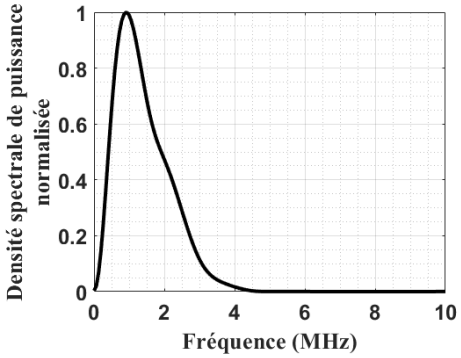


FIGURE III.7 – Densité spectrale de puissance normalisée associée à l'onde de Rayleigh générée par une source ligne.

En analysant le spectre de fréquence, nous identifions une fréquence centrale de 1 MHz ce qui représente la fréquence dominante de l'onde de Rayleigh émise par la source étudiée.

Dans le cas d'une source linéique les signaux détectés sont moins bruités par rapport à ceux détectés dans le cas d'une source ponctuelle. De plus, la fréquence centrale est presque doublée et la gamme de fréquences est également plus large dans ce cas.

Ces résultats mettent en évidence l'avantage de l'utilisation de ce type de source qui permet d'améliorer la qualité du signal et d'obtenir une résolution spatiale supérieure par rapport à celle obtenue en utilisant une source circulaire.

I.3.3 Mesure de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh

Afin de déterminer la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh, il est essentiel d'effectuer une mesure précise du temps de vol. Pour cela, nous procédons au déplacement contrôlé du miroir 2 via la platine motorisée sur laquelle ce dernier est fixé (voir Figure III.5).

La figure III.8 représente les signaux obtenus suite à la génération de l'onde de Rayleigh par une source ligne avant et après le déplacement d'une distance de 2 mm.

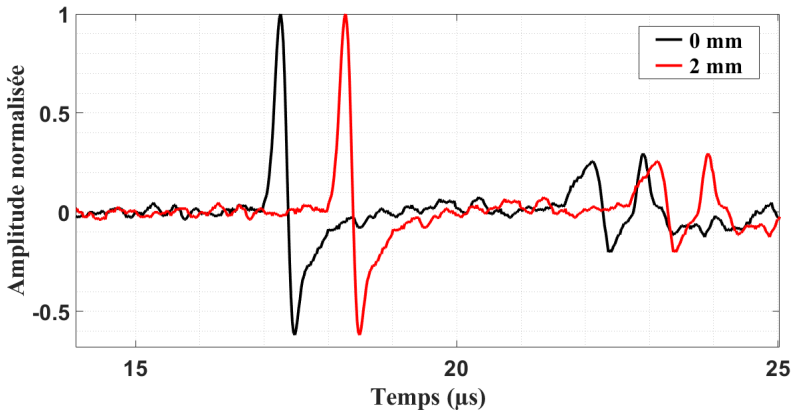


FIGURE III.8 – Signaux obtenus à l'aide d'une source ligne pour deux distances de propagation présentant un écart de 2 mm.

D'après les deux signaux de la figure III.8, la différence de temps de vol est de $0,67\ \mu s$. En calculant le rapport entre l'écart de distance et la différence de temps de vol, nous déduisons que la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans l'échantillon d'aluminium est de 2956 m/s avec une précision d'environ $\pm$ 5%.

Le tableau III.1 présente les différentes valeurs de vitesse, comprenant à la fois la valeur calculée théoriquement dans le chapitre 1, la valeur obtenue par modélisation dans le chapitre 2, ainsi que la valeur mesurée expérimentalement.

Vitesse théorique (m/s)	Vitesse calculée par modélisation (m/s)	Vitesse mesurée (m/s)
2857	2941	2956

TABLEAU III.1 – Vitesses de propagation de l'onde de Rayleigh obtenues théoriquement, par modélisation et d'après les résultats expérimentaux.

Les résultats présentés dans le tableau montrent que les valeurs de vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh obtenues par les différentes méthodes de calcul sont en bon accord, avec une erreur inférieure à 3 %. La présence d'une source ligne à la surface de l'échantillon nécessite un déplacement du système pour obtenir une estimation approximative de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh. Toutefois, en raison de ces déplacements, les résultats obtenus peuvent présenter une grande variabilité, ce qui introduit une incertitude de 3 % dans les mesures de vitesse.

La deuxième caractéristique importante des ondes de Rayleigh est leur directivité [8]. Par conséquent, il est nécessaire d'étudier la directivité de la source ligne obtenue. La figure III.9 présente le diagramme de directivité associé à une source ligne de 4 mm de longueur et de fréquence 2 MHz. Cette source est identique celle obtenue expérimentalement, et la fréquence définie correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre de la figure III.7.

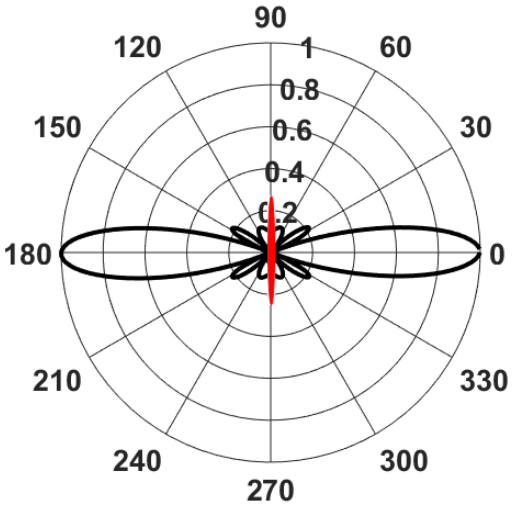


FIGURE III.9 – Diagramme de directivité d'une onde de Rayleigh générée par une source ligne ayant une longueur égale à 4 mm dans l'aluminium.

Ce diagramme prend en compte la valeur de vitesse de propagation mesurée expérimentalement, offrant ainsi une représentation complète de la directivité bidirectionnelle de la source linéique.

II CND sans contact d'une structure avec défaut par réseau de sources

Le but de ce travail est la mise en forme de la source laser pour la génération des ondes ultrasonores afin de détecter un défaut au niveau d'un échantillon. Les études expérimentales sont réalisées via un réseau de diffraction en transmission de 600 $traits/mm$. Ce réseau est utilisé pour la génération d'un réseau de sources circulaires et d'un réseau de sources linéiques au niveau d'un échantillon d'aluminium ayant un défaut circulaire en son centre. Nous débutons notre étude par une description du dispositif utilisé pour la génération et la détection des ondes ultrasonores.

II.1 Étude d'un réseau de diffraction

Le phénomène de diffraction optique est utilisé pour obtenir des sources multiples dans diverses applications. Lorsqu'un faisceau laser est incident sur un réseau de diffraction, cela permet de générer un ensemble de sources équidistantes à la surface d'un échantillon placé à une distance définie. Ce réseau peut être utilisé pour des expériences qui nécessitent une distribution spatiale précise de l'énergie lumineuse.

La distance entre les différentes sources thermoélastiques obtenues par le réseau dépend directement de la distance entre ce réseau et l'échantillon. Cette distance peut être modifiée en fonction des besoins spécifiques de l'étude, ce qui permet un contrôle précis de la répartition spatiale des sources. L'interfrange entre les sources est déterminé par l'équation suivante :

$$i = \frac{\lambda D}{A} \tag{3.1}$$

Avec :
λ : Longueur d'onde du faisceau laser,
D : Distance séparant le réseau de diffraction de l'échantillon,
A : Pas du réseau.

Cette équation permet de déterminer la distribution spatiale des sources à la surface de l'échantillon. Une simulation d'un système optique formé d'un réseau de diffraction utilisé en transmission de 600 $traits/mm$ muni d'une lentille cylindrique de focalisation est réalisée. Les paramètres, utilisés dans la simulation, permettront de valider le choix de la configuration pour l'étude expérimentale.

La figure III.10 montre le trajet d'un faisceau laser de diamètre 6 *mm* représenté par les rayons extrêmes (1) et (2), traversant un réseau de 600 *traits/mm* puis focalisé par une lentille cylindrique ayant une distance focale de 7,5 *cm*. L'échantillon est placé au foyer image de la lentille et la distance séparant la lentille du réseau est de 1 *cm*.

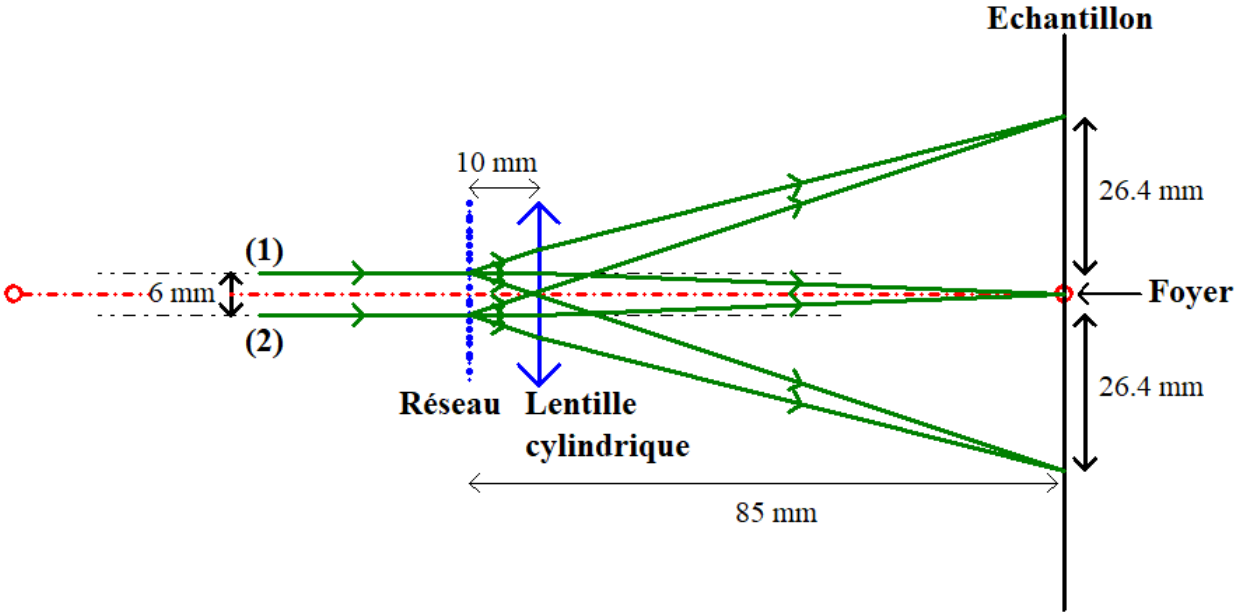


FIGURE III.10 – Parcours optique d'un faisceau laser à travers un réseau de diffraction de 600 *traits/mm* et puis une lentille de 7,5 *cm* de distance focale.

La figure montre que le système optique ainsi constitué permet d'obtenir trois sources optiques linéiques équidistantes séparées de 2,64 cm. Notons que l'interfrange calculé par l'équation 3.1 est en bon accord avec ce résultat. De plus, la distance entre la lentille et le réseau n'a aucun effet sur la distance entres les sources obtenues.

L'intensité d'une source générée par un réseau de diffraction est liée à l'ordre de diffraction, qui représente le nombre d'interférences constructives ou destructives entre les faisceaux. Cet ordre est exprimé par un entier positif dans le cas d'un réseau de diffraction. La relation entre l'ordre de diffraction n et l'intensité I_n de la source peut être décrite par l'équation [9] :

$$I_n = I_0 \left(\frac{\sin(N\pi n)}{N \sin(\pi n)} \right)^2 \tag{3.2}$$

Avec :

I_0 : Intensité du maximum principal (pour n=0),

N : Nombre de fentes.

Plus l'ordre de diffraction est élevé, plus l'intensité des maxima d'interférence diminue et par conséquence l'intensité de la source sera plus faible pour des ordres de diffractions plus élevés [10]. Il est important de noter que cette relation est valable pour un réseau de diffraction et des conditions d'interférence idéaux. Dans la pratique, d'autres facteurs tels que l'efficacité de diffraction du réseau et les pertes d'énergie peuvent influencer l'énergie de la source diffractée.

II.2 Mise en oeuvre d'un réseau de sources ponctuelles

L'onde de Rayleigh générée par une source circulaire ne présente aucune direction de propagation privilégiée en raison de sa symétrie circulaire. L'onde est donc émise dans toutes les directions, ce qui permet sa détection sur l'ensemble de la surface de l'échantillon. Les sources circulaires facilitent ainsi la génération d'ondes de Rayleigh uniformes et cohérentes dans toutes les directions.

Afin de générer plusieurs sources circulaires à la surface de l'échantillon, un réseau de diffraction en transmission de 600 $traits/mm$ est utilisé [11]. Ce dispositif optique permet de diviser le faisceau incident en plusieurs faisceaux diffractés, générant ainsi une configuration de sources multiples réparties sur la surface de l'échantillon.

II.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh émises par plusieurs sources circulaires est représenté dans la figure III.11.

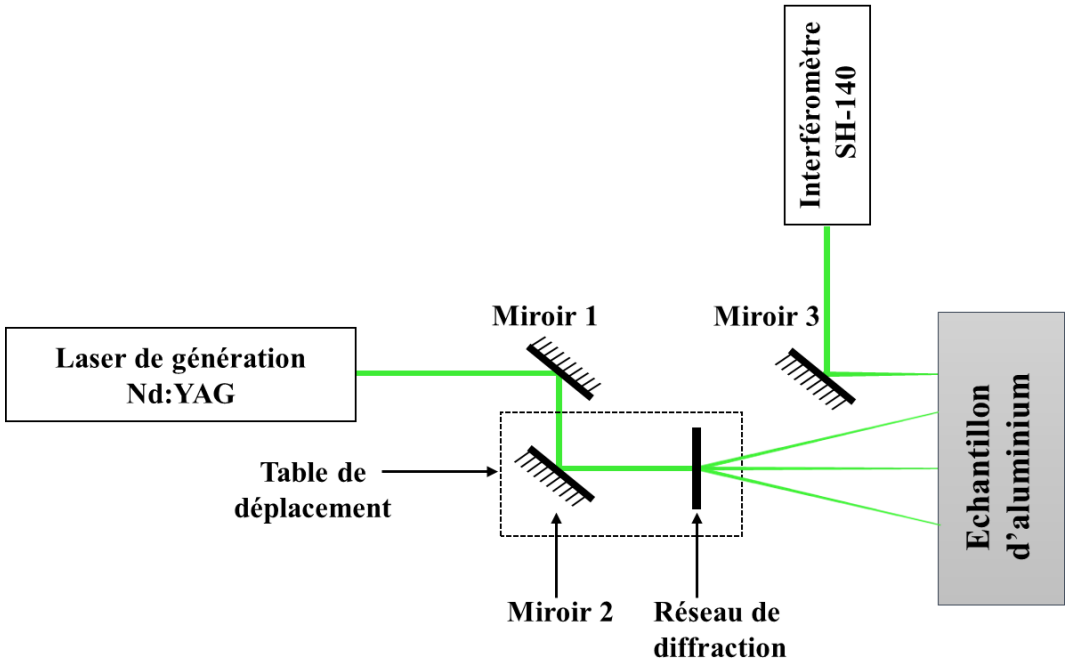


FIGURE III.11 – Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh par un réseau de sources circulaires.

Dans cette configuration expérimentale, les miroirs 1 et 2 réfléchissent le faisceau laser vers le réseau de diffraction en transmission. La diffraction du faisceau engendre ainsi la formation d'un réseau de sources circulaires à pas constant.

Le réseau de diffraction est fixé sur la table de déplacement. La distance le séparant de l'échantillon est un paramètre qui influence directement la distance séparant les sources circulaires, également appelée interfrange. En modifiant cette distance, la répartition spatiale des sources est ajustée. Dans ce paragraphe, les mesures sont réalisées avec le réseau de diffraction positionné à une distance d'environ 2 cm de l'échantillon. Pour cette distance, l'interfrange théorique calculé par l'équation 3.1, est de $i_{\text{thé}} = 0,638 \pm 0,05\ cm$.

II.2.2 Propagation de l'onde de Rayleigh

Les premières mesures du déplacement normal de surface sont effectuées dans le cas où le réseau de sources et la détection sont alignés avec le défaut. En utilisant un papier thermosensible sur la surface de l'échantillon, cinq sources circulaires équidistantes présentant des intensités variables sont observées. Les distances entre ces sources ont été mesurées à l'aide d'un microscope calibré et d'un logiciel de traitement d'images. La figure III.12 représente les différentes mesures avec une précision d'environ $\pm 5\%$.

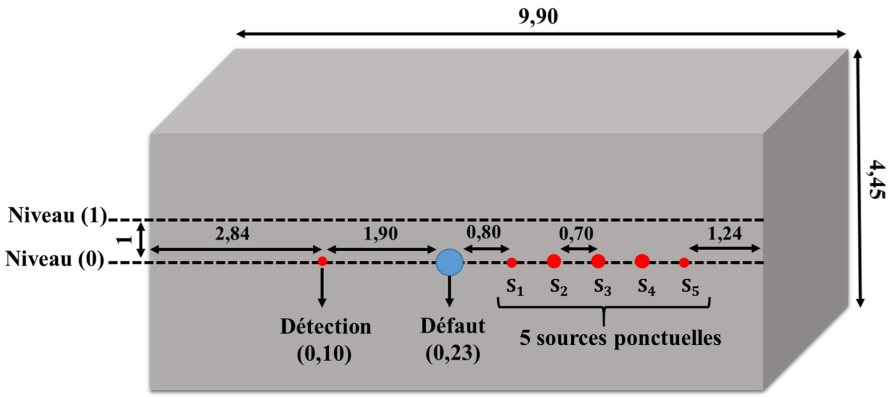


FIGURE III.12 – Echantillon d'aluminium (vue de face) précisant les positions des sources circulaires, de la détection et du défaut. Les distances indiquées sur le schéma sont en centimètres.

Les résultats de mesures indiquent que les sources S_1 et S_5 ont un diamètre d'environ 1 mm et leur intensité est très faible, tandis que les autres sources ont un diamètre de 2 mm. L'intensité des sources augmente progressivement de la source S_2 jusqu'à la source S_4, qui est la plus intense. La détection est ponctuelle, avec un diamètre approximatif de 1 mm, et les mesures consistent à détecter les ondes de Rayleigh transmises au voisinage du défaut.

La Figure III.13 présente le signal obtenu lorsque le réseau de sources circulaires est aligné avec le défaut.

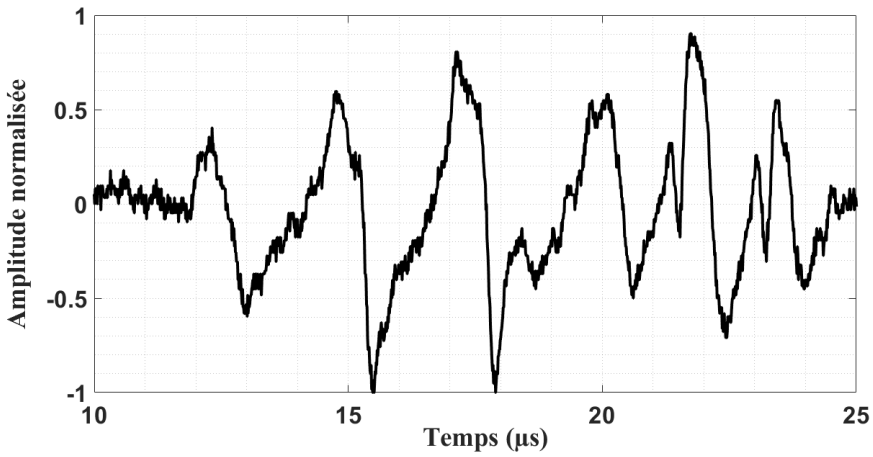


FIGURE III.13 – Déplacement normal de surface en présence d'un réseau de 600 tr/mm placé à une distance de 2 cm d'un échantillon d'aluminium avec défaut.

Les temps de vol, correspondant aux maxima des échos observés dans ce signal, sont indiqués dans le tableau III.2.

Échos détectés	Temps de vol (µs)
1	12,32
2	14,75
3	17,15
4	20,12
5	21,75
6	23,47

TABLEAU III.2 – Temps de vol associés aux différents échos obtenus.

Afin d'identifier les échos associés aux différentes ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources circulaires, nous avons procédé au masquage des différentes sources au niveau de l'échantillon. Cette approche a permis de sélectionner et de masquer chaque source individuellement pour étudier son impact sur les échos détectés. Les signaux obtenus après le masquage des sources S_2, S_3 et S_4, chacune indépendamment sont présentés dans la Figure III.14. Notons également que les signaux détectés en masquant les sources S_1 et S_5 ont été analysés et traités.

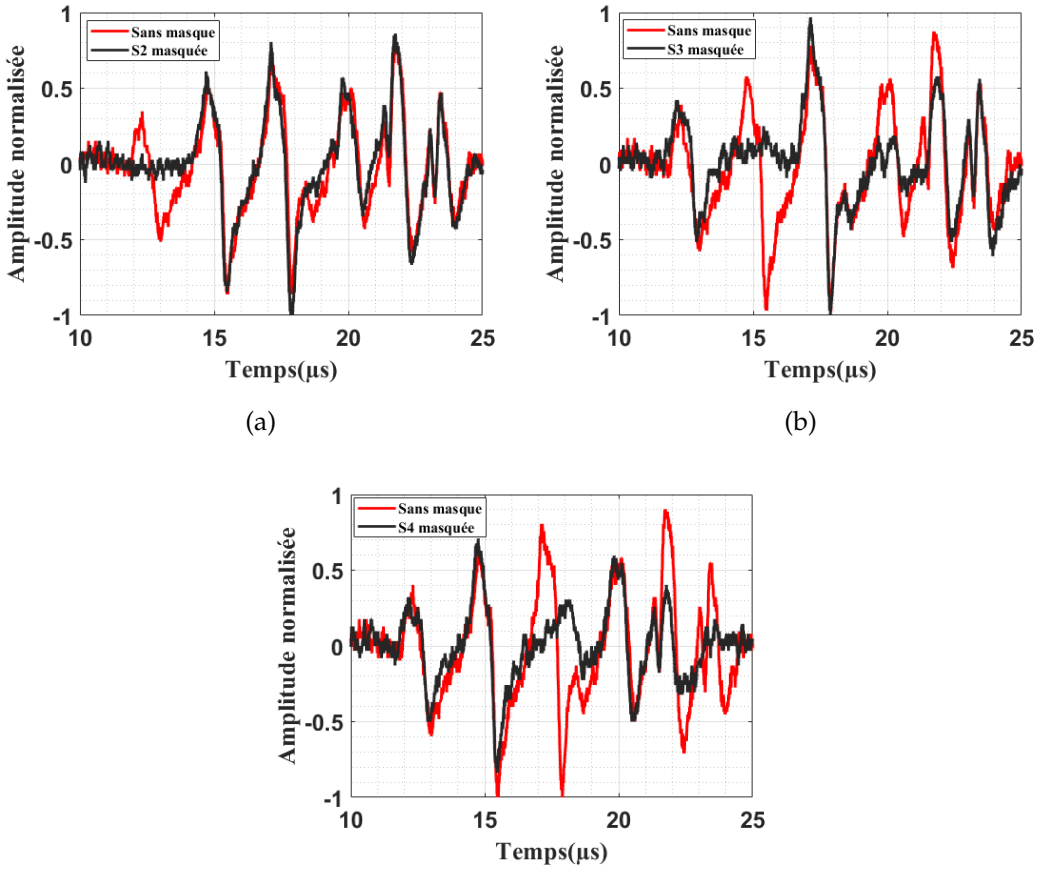


FIGURE III.14 – Signaux détectés en masquant la source S_2 (a), S_3 (b) et S_4 (c).

En masquant les sources au niveau de l'échantillon, nous constatons que :

- Lorsque les sources S_1 et S_5 sont masquées, aucune modification n'est observée sur le signal détecté, ce qui confirme que ces sources ont une intensité faible et ne sont pas capables de générer une onde de Rayleigh détectable.

- Lorsque la source S_2 est masquée (figure III.14 (a)), l'écho détecté à 12,32 µs n'est plus présent, ce qui indique que cet écho est relatif au trajet S_2-détection. Cette observation met en évidence la capacité de la source S_2 à générer une onde de Rayleigh qui se propage jusqu'au point de détection, engendrant ainsi cet écho distinctif.

- Lorsque la source S_3 est masquée (Figure III.14 (b)), l'écho détecté à 14,75 µs n'est plus présent, confirmant ainsi que cet écho est spécifique au trajet S_3-détection. De plus, l'écho détecté à 20,12 µs disparaît également, ce qui nous permet de supposer que cet écho est caractéristique de l'interaction entre l'onde de Rayleigh générée par la source S_3 et le défaut débouchant.

- Lorsque la source S_4 est masquée (Figure III.14 (c)), l'écho détecté à 17,15 µs n'est plus présent, ce qui indique que cet écho est spécifique au trajet S_4-détection. De plus, l'écho détecté à 23,47 µs disparaît également, ce qui nous permet de supposer que cet écho est caractéristique de l'interaction entre l'onde de Rayleigh générée par la source S_4 et le défaut débouchant.

À partir de ces résultats expérimentaux, nous concluons que les sources S_2, S_3 et S_4 ont généré des ondes de Rayleigh avec des niveaux d'intensité distincts, ce qui est observable par la différence d'amplitude des échos détectés. Cette variation d'amplitude est directement liée à la différence d'intensité des ondes de Rayleigh émises par chaque source, ce qui se traduit par des réponses détectées distinctes.

Les distances entre les sources et le point de détection sont déterminées à partir de la valeur mesurée de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans l'échantillon, qui est de 2956 m/s, ainsi que les temps de vol mesurés. Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau suivant :

Source	Temps de vol (µs)	Distance calculée (cm)
S_2	12,32	3,641
S_3	14,75	4,360
S_4	17,15	5,069

TABLEAU III.3 – Temps de vol et distances de propagation associés aux ondes de Rayleigh générées par les différentes sources.

Les résultats présentés dans le Tableau III.3 nous permettent de déterminer les distances entre les sources, ce qui nous permet ensuite de comparer les interfranges théoriques, mesurés et calculés. Ces comparaisons sont présentées dans le tableau suivant avec une précision d'environ $\pm 5\%$.

Interfrange théorique (cm)	Interfrange mesurée (cm)	Interfranges calculée (cm)
0,638	0,700	0,714

TABLEAU III.4 – Les valeurs d'interfranges théoriques, mesurées et calculées dans le cas d'un réseau de sources circulaires.

Les valeurs des interfranges obtenues sont en très bon accord, ce qui montre la fiabilité de notre approche expérimentale pour estimer les distances entre les sources.

Nous avons ensuite procédé au déplacement de la platine sur laquelle l'échantillon est fixé vers le bas. L'objectif de ce déplacement est d'obtenir le déplacement normal de surface d'une zone sans défaut et d'observer l'influence de ce dernier sur les signaux détectés.

La figure III.15 met en évidence la différence entre le signal détecté lorsque les sources et la détection sont au niveau 0 (avec défaut) puis au niveau 1 (sans défaut).

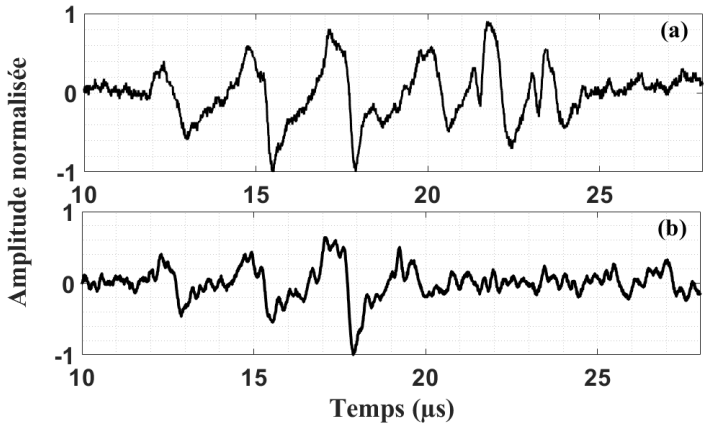


FIGURE III.15 – Comparaison des signaux détectés avec (a) et sans (b) alignement des sources circulaires et de la détection avec le défaut.

En comparant les deux signaux, nous observons que les trois premiers échos associés aux sources S_2, S_3 et S_4 sont présents dans les deux signaux détectés et possèdent les mêmes temps de vol. Cette observation confirme que ces échos sont directement liés aux ondes de Rayleigh générées par ces sources. De plus, les échos détectés entre 20 μs et 25 μs ont complètement disparu dans la zone sans défaut et sont donc relatifs à celui-ci.

D'après ces résultats, le réseau de sources circulaires génère plusieurs ondes de Rayleigh à la surface de l'échantillon, ce qui permet une analyse d'une large zone de la surface. Cependant, il est important d'indiquer que la présence d'un défaut est bien représenté sur le signal relatif au déplacement normal. Par contre, ces résultats n'ont pas permis de caractériser le défaut ni de dimensionner précisément l'échantillon.

II.3 Mise en oeuvre d'un réseau de sources linéiques

En utilisant le même réseau de diffraction, nous avons pu générer un réseau de sources linéiques à la surface de l'échantillon. Cette configuration offre une directivité supérieure à celle d'une source circulaire. Dans cette partie, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé ainsi que le système optique mis en œuvre. Nous présentons la mesure de la vitesse de propagation et analysons les résultats obtenus.

II.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la génération d'un réseau de sources linéiques est identique à celui de la génération du réseau de sources circulaires, en y incluant une lentille cylindrique de focalisation. Les figures III.16 et III.17 illustrent le dispositif expérimental mis en œuvre.

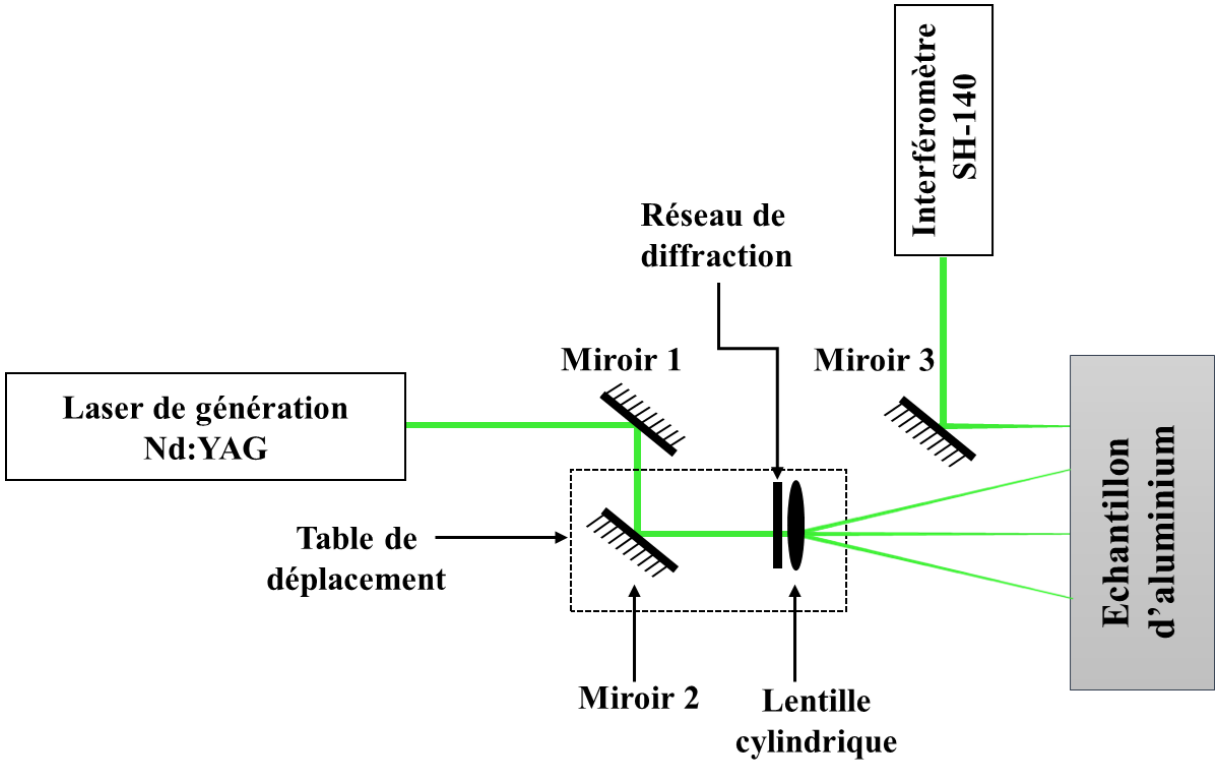


FIGURE III.16 – Dispositif expérimental utilisé pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh par un réseau de sources linéiques.

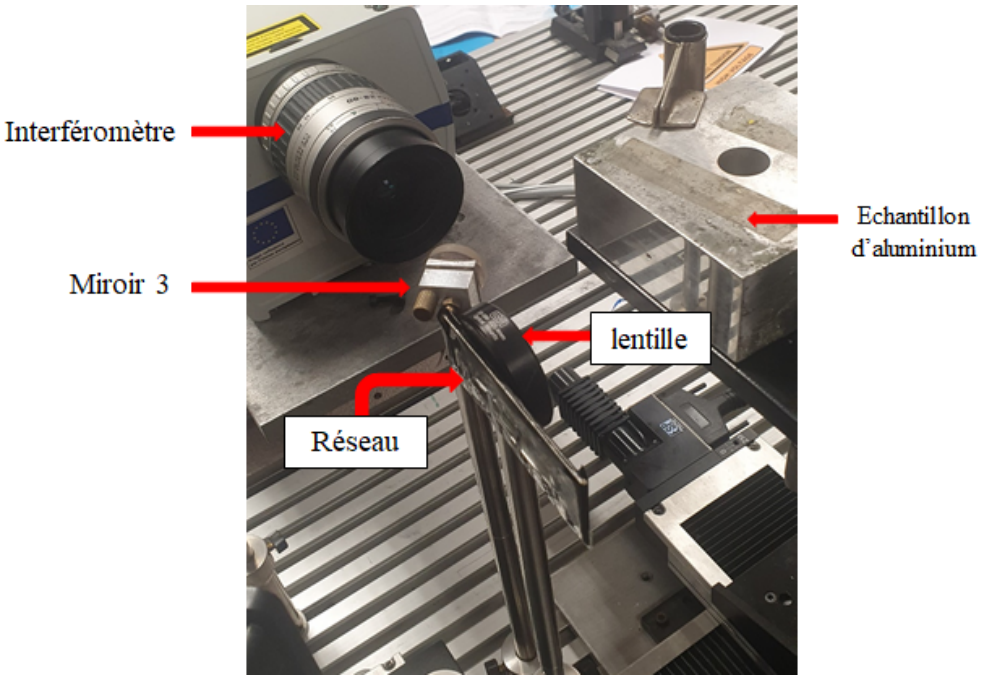
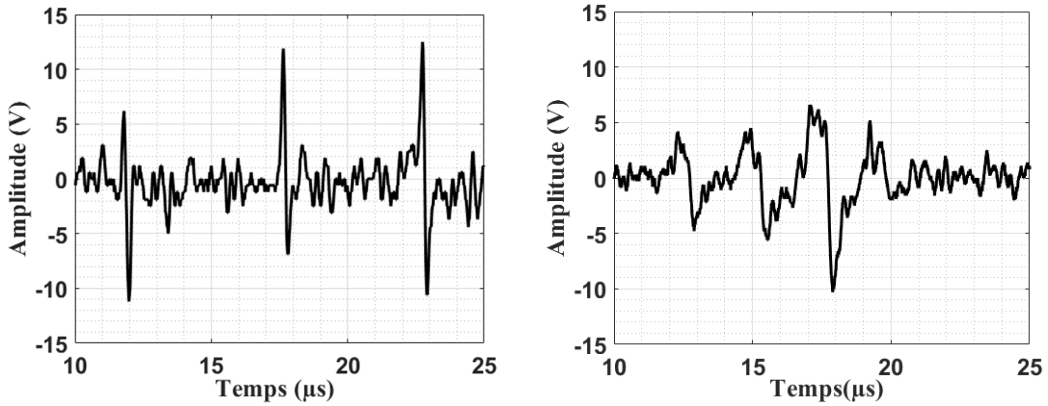


FIGURE III.17 – Image du dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh dans le cas d'un réseau de sources linéiques.

L'obtention d'un réseau de sources linéiques est réalisé en couplant le réseau de diffraction à une lentille cylindrique comme illustré dans la figure III.17. La figure III.18 présente les signaux obtenus dans le cas d'un réseau de sources linéiques et d'un réseau de sources circulaires.



(a) (b)

FIGURE III.18 – Signaux associés aux ondes de Rayleigh excitées par un réseau de sources linéiques (a) et un réseau de sources circulaires (b).

Les deux signaux montrent la nature bipolaire de l'onde, qui présente une variation d'amplitude des échos entre des valeurs positives et négatives, tout en présentant une évolution

similaire du déplacement normal de surface en terme de fréquence. En revanche, alors que les densités de puissance des impulsions laser émises dans les deux cas sont équivalentes, l'amplitude du déplacement mesuré ainsi que le rapport signal sur bruit sont plus faibles dans le cas des sources circulaires par rapport aux sources linéiques.

II.3.2 Mesure de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh

La présence de plusieurs sources linéiques équidistantes au niveau de l'échantillon permet la génération de plusieurs ondes de Rayleigh ce qui permet d'obtenir la vitesse de propagation de l'onde de surface par deux différentes méthodes. La première consiste à considérer la distance inter-source pour le calcul de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh. Il n'est alors plus nécessaire de procéder à un déplacement ce qui peut simplifier le dispositif expérimental et améliorer la précision de mesure. La deuxième méthode consiste à réaliser un déplacement du système pour récupérer un second signal comme dans le cas d'une seule source ligne.

Pour les premières mesures, le réseau de diffraction est placé à une distance de $5,4\ cm$ de l'échantillon. Trois sources linéiques espacées de $1,7\ cm$ sont ainsi obtenues. La Figure III.19 représente le signal associé aux ondes de Rayleigh générées par ces trois sources et détectées pour l'échantillon d'aluminium.

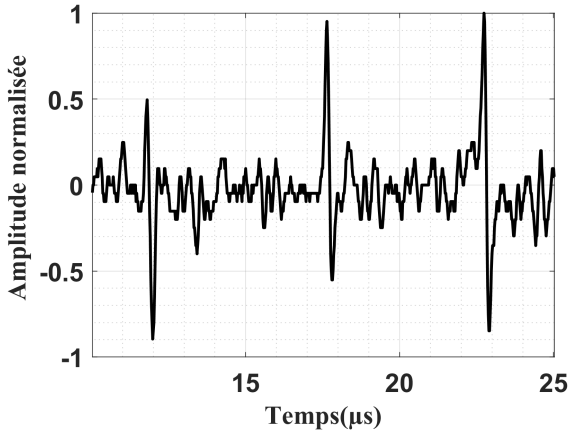


FIGURE III.19 – Signal associé aux ondes de Rayleigh générées par les trois sources linéiques obtenues pour l'échantillon d'aluminium via le réseau de diffraction.

Comme dans le cas d'un réseau de sources circulaires, l'association des échos à chacune des sources est effectuée en masquant chaque source séparément au niveau de l'échantillon. Les ondes de Rayleigh générées par les trois sources sont représentées par les trois échos détectés.

A partir de ce signal, nous calculons la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh pour l'échantillon considéré par la première méthode. En connaissant la distance séparant les sources

et en calculant la différence de temps de vol entre les échos obtenus, nous déduisons une vitesse de propagation de 2910 $m/s \pm 5\%$.

La deuxième méthode de mesure de la vitesse nécessite un déplacement du miroir 2. Ce qui provoque un décalage temporel du signal obtenu. La Figure III.20 représente les signaux avant et après un déplacement de 3 mm.

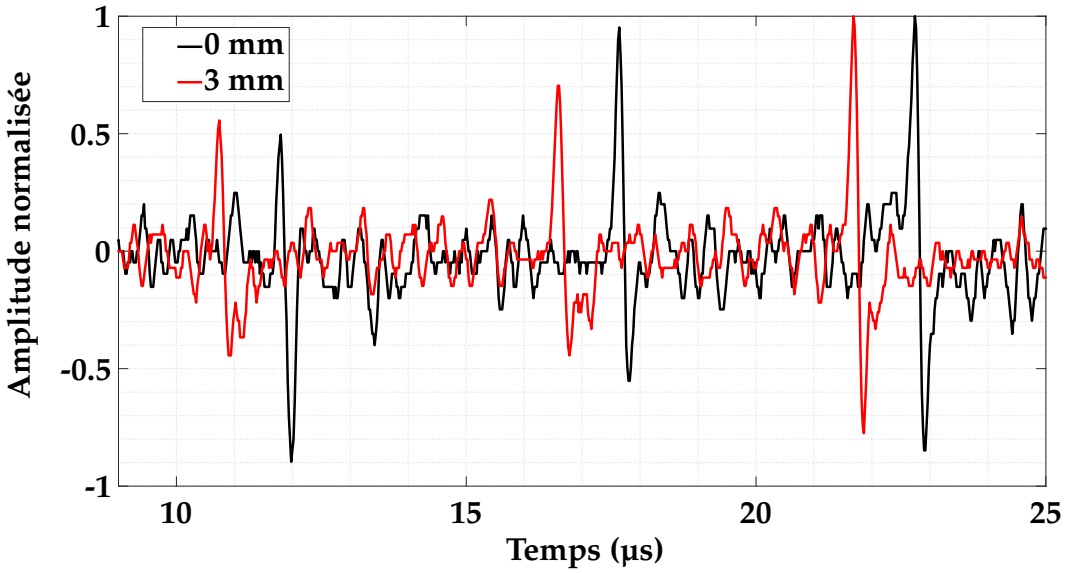


FIGURE III.20 – Signaux obtenus en présence de trois sources linéiques pour deux distances de propagation présentant un écart de 3 mm.

Le tableau III.5 présente les temps de vol des ondes de Rayleigh générées par les trois sources dans les deux signaux.

Source	Temps de vol signal 1 (μs)	Temps de vol signal 2 (μs)
S_1	10,72	11,74
S_2	16,60	17,62
S_3	21,71	22,73

TABLEAU III.5 – Temps de vol des ondes de Rayleigh dans les deux signaux

En se référant aux résultats du tableau, la différence de temps de vol entre les échos d'une même source est de $1,02\ \mu s$ pour un déplacement de 3 mm. Nous en déduisons que la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans l'échantillon d'aluminium est égale à 2941 $m/s \pm 5\%$.

Les vitesses de propagation obtenues par les deux méthodes sont cohérentes à 1%. Cependant, il est important de noter que le déplacement du miroir peut entraîner des erreurs imprévues dans les mesures de vitesse, ce qui justifie l'utilisation de plusieurs sources à la surface pour obtenir des mesures plus précises et améliorer la fiabilité des résultats obtenus.

II.3.3 Dimensionnement de l'échantillon

Les sources linéiques obtenues par le réseau de diffraction sont réparties sur toute la longueur de l'échantillon. Compte-tenu de la directivité de l'onde de Rayleigh associée à chaque source ligne, le dimensionnement et la détection d'un défaut débouchant peuvent être envisagés.

Pour pouvoir déterminer la longueur de l'échantillon, le système optique composé du réseau et de la lentille est positionné à une distance de $7,5\ cm$ de l'échantillon. Trois sources équidistantes sont ainsi obtenues comme détaillé précédemment. La figure III.10 représente la simulation optique de cette configuration expérimentale.

La figure III.21 précise les positions respectives entre les sources et par rapport aux bords de l'échantillon, obtenues via un papier thermosensible et mesurées à l'aide d'un microscope.

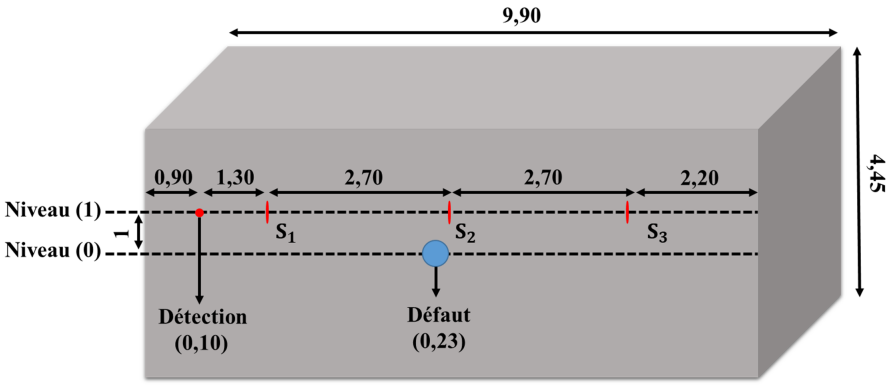


FIGURE III.21 – Echantillon d'aluminium (vue de face) précisant les positions des différentes sources linéiques. Les distances indiquées sur le schéma sont en cm.

Chaque source possède une largeur d'environ $0,5\ mm$ et une longueur d'environ $2\ mm$. Suite à de nombreux essais de distribution spatiale des sources à la surface de l'échantillon, cette configuration est choisie afin d'assurer une détection efficace et une répartition permettant d'obtenir le maximum d'informations de la zone analysée.

La figure III.22 représente le signal obtenu lorsque la détection et les sources linéiques sont alignées au niveau 1 défini à la figure III.21.

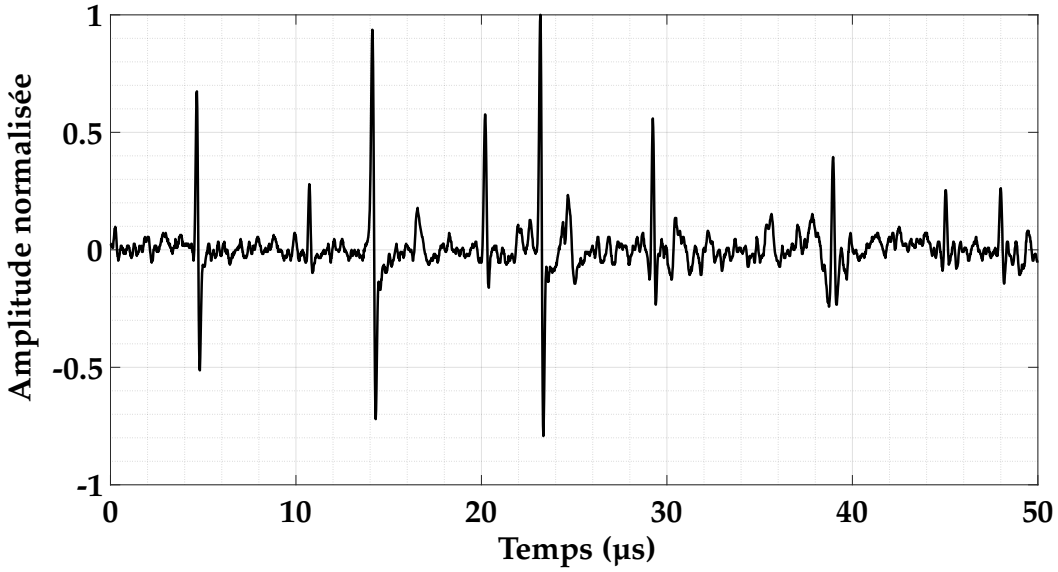


FIGURE III.22 – Signal associé aux ondes de Rayleigh générées par les trois sources linéiques.

Afin d'associer les échos du signal aux sources linéiques, un masquage de chacune est effectué au niveau de l'échantillon. Dans le tableau III.6 le temps de vol ainsi que la distance entre chaque source et la détection sont donnés. La vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh considérée est de 2956 m/s, ce qui correspond à la valeur déduite précédemment à partir de la méthode sans déplacement de l'échantillon.

Source	Temps de vol (µs)	Distance calculée (cm)
S_1	4,72	1,40
S_2	14,12	4,17
S_3	23,36	6,91

TABLEAU III.6 – Temps de vol et distance de propagation associés aux différentes sources.

Les résultats nous permettent de conclure que la distance inter-source calculée est égale à $2,75\ cm$ avec une précision approximative de $\pm$ 5 %. Le tableau ci-dessous présente les valeurs de l'interfrange théorique obtenues par la modélisation, l'interfrange mesuré expérimentalement sur un papier thermosensible, ainsi que celui calculé à partir du signal détecté.

Interfrange théorique (cm)	Interfrange mesurée (cm)	Interfrange calculée (cm)
2,64	2,70	2,75

TABLEAU III.7 – Les valeurs d'interfranges théorique, mesuré et calculé dans le cas d'un réseau de sources linéiques.

Nous observons une cohérence entre les différentes valeurs obtenues, avec une marge d'erreur inférieure à 4 % ce qui renforce la fiabilité de l'analyse.

D'autre part, le signal acquis contient plusieurs échos associés notamment aux réflexions des ondes de Rayleigh par les bords de l'échantillon. Afin d'identifier les échos associés à ces réflexions, un masquage des sources S_1 et S_3 est effectué. Le masquage de la source S_1, qui est la plus proche du bord gauche de l'échantillon, nous permet de déduire la distance entre la détection et le bord gauche de l'échantillon. La figure III.23 présente les signaux détectés avec et sans source S_1.

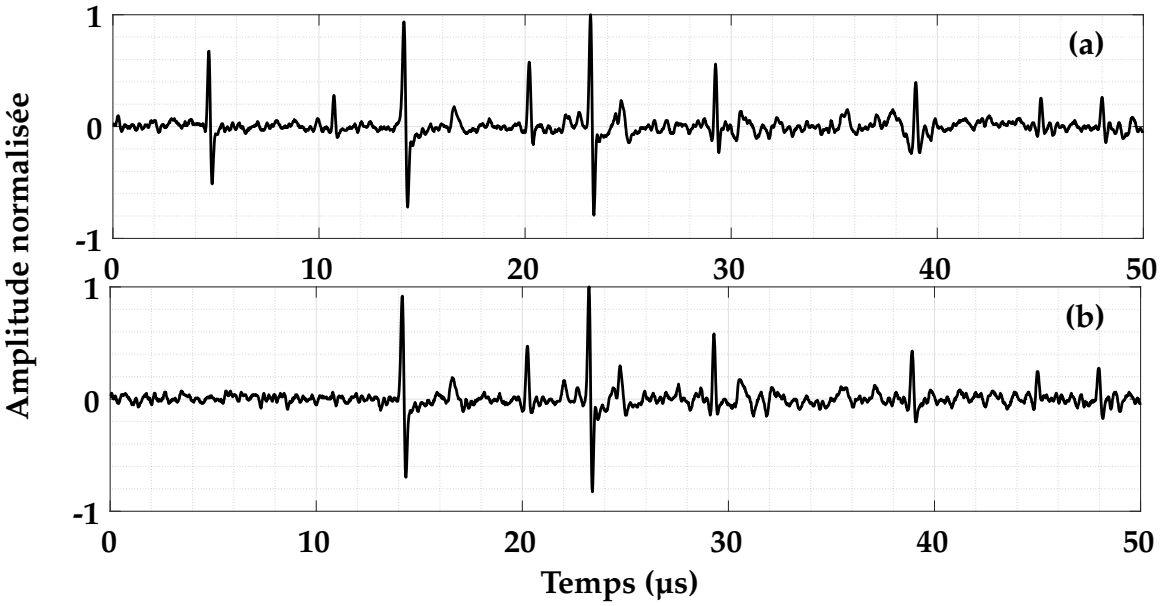


FIGURE III.23 – Signaux détectés avec (a) et sans (b) source S_1.

Nous constatons que lorsque la source S_1 est masquée, deux échos ne sont plus présents :
-L'écho détecté à $4,64\ \mu s$ est relatif au trajet S_1-détection,
-L'écho détecté à $10,72\ \mu s$ est relatif à la réflexion de l'onde de Rayleigh émise par la source S_1 sur le bord gauche de l'échantillon.

La différence de temps de vol entre ces deux échos, nous permet de déduire que la distance entre la détection et le bord gauche de l'échantillon est d'environ $0,9\ cm$ avec une précision approximative de $\pm$ 5 %.

De la même manière, le masquage de la source S_3, qui est la plus proche du bord droit de l'échantillon, nous permet de déduire la distance qui la sépare de ce bord. La Figure III.24 présente les signaux détectés avec et sans source S_3.

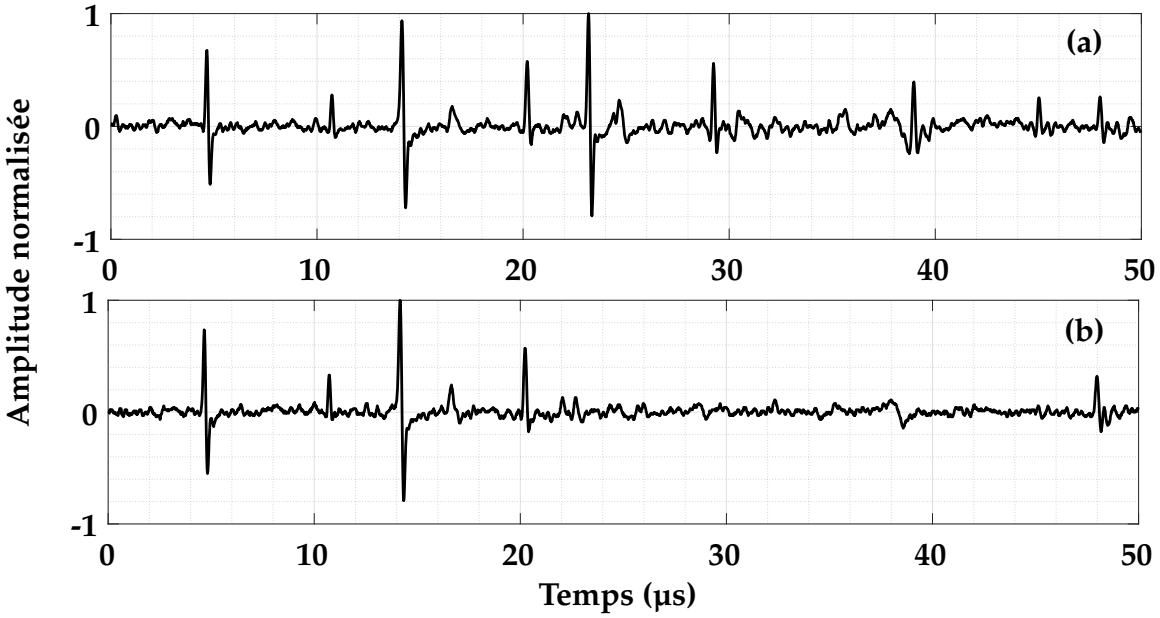


FIGURE III.24 – Signaux détectés avec (a) et sans (b) source S_3.

Nous constatons que lorsque la source S_3 est masquée, trois échos ne sont plus présents :
-L'écho détecté à $23,28\ \mu s$ est relatif au trajet S_3-détection,
-L'écho détecté à $29,24\ \mu s$ est relatif à la réflexion de l'onde de Rayleigh émise par la source S_3 sur le bord gauche de l'échantillon,
-L'écho détecté à $38,96\ \mu s$ est relatif à la réflexion de l'onde de Rayleigh émise par la source S_3 sur le bord droit de l'échantillon.

Ceci nous permet de déduire que la distance entre la source S_3 et le bord droit de l'échantillon est d'environ $2,27\ cm \pm 5$ % et que la distance entre la détection et le bord gauche est d'environ $0,9\ cm \pm 5$ %. En nous basant sur ces résultats, nous pouvons conclure que la longueur totale de l'échantillon est approximativement de $9,9\ cm \pm 5$ %. Notons que, le masquage de la source S_2 permet aussi la confirmation de ces résultats.

L'utilisation de plusieurs sources linéiques, générant chacune une onde de Rayleigh de part et d'autre de la source, a permis de déterminer la longueur de l'échantillon à l'aide des réflexions des ondes sur les deux bords de l'échantillon. La répartition de plusieurs sources linéiques à la surface de l'échantillon nous a permis d'obtenir des signaux d'amplitude suffisante quelque soit la position de la détection choisie ce qui n'est pas le cas avec les sources circulaires.

II.4 Localisation du défaut

L'échantillon testé possède un défaut circulaire situé en son centre, avec un diamètre de $0,23\ cm$ et une profondeur de $0,35\ cm$. Afin de détecter ce défaut avec le réseau de sources linéiques nous déplaçons verticalement l'échantillon d'$1\ cm$ pour positionner les sources et la détection au niveau (0) comme présenté sur la figure III.25 de façon à les aligner précisément avec le défaut.

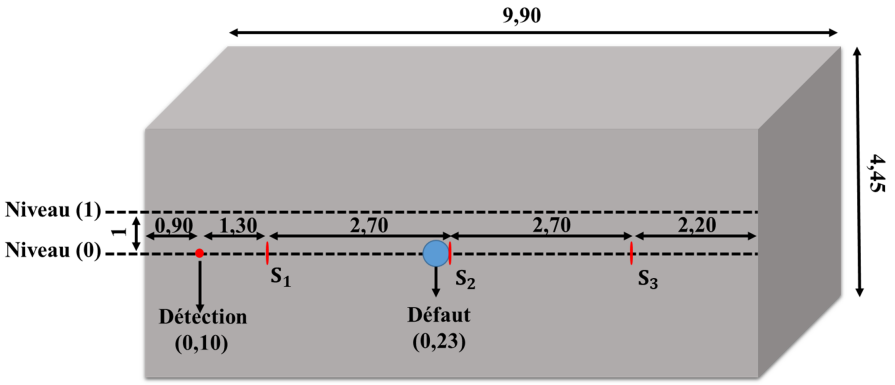


FIGURE III.25 – Echantillon d'aluminium (vue de face) précisant les positions des différentes sources. Les distances indiquées sont en cm.

Les trois sources sont ainsi positionnées de part et d'autre du défaut. Afin de déduire les échos relatifs au défaut, il est nécessaire de comparer les signaux détectés avec et sans défaut. La figure III.26 représente les signaux (a) et (b) respectivement acquis dans le cas où la détection et les sources sont au niveau 0 puis au niveau 1. Notons que les deux signaux sont normalisés par rapport au maximum du signal (a) détecté sans présence du défaut.

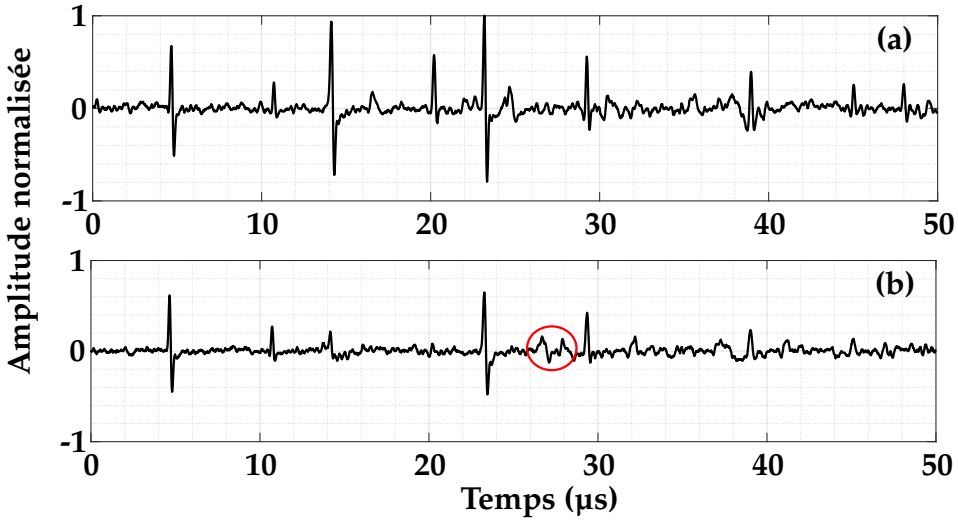


FIGURE III.26 – Signaux acquis lorsque la détection et les sources sont positionnées au niveau 1 (a), au niveau 0 (b).

En comparant les deux signaux, nous remarquons que :
-Pour la source S_1, en considérant le signal temporel jusqu'à 12 μs, il n'y a pas de modification apparente sur la série d'échos du signal (a) par rapport au signal (b). Il n'y a donc pas de défaut sur les trajets associés.
-Pour la source S_2, entre 12 μs et 21 μs, il y a une atténuation importante de l'écho situé à $14,16$ μs et correspondant au trajet direct S_2-détection. La conséquence est aussi l'atténuation quasi-totale de l'écho correspondant à la réflexion de l'onde concernée sur le bord de l'échantillon. Cette atténuation est caractéristique de l'interaction de l'onde avec le défaut, ce qui nous permet d'affirmer sa présence sur le parcours acoustique de l'onde étudiée et émise par la source S_2.
-Pour la source S_3, aux alentours de 22 μs, nous constatons aussi l'atténuation de l'écho correspondant au trajet S3-détection. Ceci confirme bien la présence du défaut sur cette zone de l'échantillon. De plus, un nouvel écho (identifié en rouge sur le signal (b)) est observé. Cet écho est aussi clairement représentatif de l'interaction de l'onde de Rayleigh avec le défaut débouchant.

Cette comparaison nous a permis de localiser le défaut par rapport à la position des sources à la surface de l'échantillon. Ceci nous permet d'affirmer que les ondes émises par chaque source et parcourant notamment un trajet différent, permettent d'obtenir des informations significatives sur le CND de chaque zone sondée de l'échantillon.

De plus, les résultats du traitement du signal par FFT indiquent une fréquence centrale approximative de 1 MHz pour chaque onde de Rayleigh générée par les trois sources. À partir de ces données, nous pouvons déduire que la longueur d'onde acoustique de l'onde de Rayleigh λ_R est égale à 1455 μm. Cependant, il est important de noter que ces ondes de Rayleigh à basse fréquence produites par les sources linéiques ne permettent pas la détection des défauts dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde acoustique.

III Avantages d'un réseau de sources

Dans les sections précédentes, nous avons mesuré la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans un échantillon d'aluminium, dans le cas d'une seule source ligne thermoélastique et dans le cas de plusieurs sources linéiques réparties sur la surface de l'échantillon. Ces mesures sont rappelées dans le tableau III.8.

Différentes configurations	Vitesse de propagation (m/s)
Une source linéique avec déplacement	2956
Plusieurs sources linéiques sans déplacement	2910
Plusieurs sources linéiques avec déplacement	2941

TABLEAU III.8 – Vitesses de propagation de l'onde de Rayleigh obtenues pour les différentes configurations envisagées.

Les vitesses de propagation obtenues pour les différentes configurations sont cohérentes à 2%. En outre, la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh théorique, calculée précédemment dans le paragraphe I.1 du chapitre 1, est de $2856 \pm 80\ m/s$. Nous remarquons que cette valeur est presque équivalente à la vitesse calculée en présence de plusieurs sources linéiques par la méthode sans déplacement. La cohérence entre ces deux vitesses de propagation indique l'un des avantages de l'utilisation d'un réseau de sources linéiques.

D'autre part, la présence de plusieurs sources linéiques à la surface nous a permis de dimensionner l'échantillon et d'étudier une plus grande partie de sa surface, ce qui n'est pas réalisable avec une seule source ligne. De plus, la répartition spatiale des sources à la surface nous a donné des informations plus claires sur la position du défaut, étant liée à la position des sources, même en travaillant à des basses fréquences.

Ces résultats renforcent la validité de notre approche expérimentale ainsi que l'efficacité de la méthode utilisée pour la mesure des vitesses de propagation, le dimensionnement de l'échantillon à tester et la détection des défauts. Ils soulignent également que l'utilisation d'un réseau de sources linéiques est une approche fiable pour étudier les propriétés des ondes de Rayleigh, offrant ainsi des perspectives intéressantes pour de futures applications en contrôle non destructif et en caractérisation de matériaux. La configuration multi-sources peut donc être appliquée au CND par ondes de surface de différentes structures.

IV Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en œuvre un dispositif optique basé sur l'utilisation d'un réseau de diffraction afin d'obtenir plusieurs sources thermoélastiques à la surface d'un échantillon d'aluminium. Ces différentes sources nous ont permis d'exciter simultanément des ondes de Rayleigh parcourant différents trajets. Les essais réalisés avec un réseau de sources linéiques et un réseau de sources circulaires nous ont permis de déduire les principaux avantages d'une source ligne pour la génération d'onde de Rayleigh. En comparaison avec une source circulaire, une source ligne génère des ondes de Rayleigh plus directrives et avec une amplitude plus élevée tout en restant dans le régime thermoélastique.

De plus, nous avons montré qu'en positionnant précisément l'échantillon à une certaine distance du système optique, l'espacement entre les sources est déterminé, ce qui nous a permis d'obtenir la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh. En considérant les différents temps de vol obtenus pour les ondes excitées, nous avons également montré qu'il était possible d'obtenir une des dimensions de l'échantillon et de localiser un défaut débouchant. La méthode mise en œuvre présente l'avantage de ne pas nécessiter le déplacement des sources qui sont directement réparties à la surface de l'échantillon étudié.

La génération d'un réseau de sources linéiques nous a permis alors d'obtenir des informations plus détaillées sur les dimensions de l'échantillon ainsi que d'identifier plus précisément la localisation d'un défaut à la surface de celui-ci. Cependant, il est important de noter que les informations obtenues grâce à la répartition spatiale des sources linéiques peuvent être limitées en présence d'une seule source ligne.

Dans le chapitre suivant nous allons optimiser la source thermoélastique en utilisant un autre dispositif optique et en passant à des fréquences plus élevées pour la caractérisation des défauts.

Références du chapitre III

[1] Daniel ROYER et C CHENU. « Experimental and theoretical waveforms of Rayleigh waves generated by a thermoelastic laser line source ». In : *Ultrasonics* 38.9 (2000), p. 891-895.

[2] Frédéric JENOT et al. « Interferometric detection of acoustic waves at air-solid interface applications to non-destructive testing ». In : *Journal of applied physics* 97.9 (2005).

[3] Dieulesaint ROYER et Eugène DIEULESAINT. « Optical detection of sub-angstrom transient mechanical displacements ». In : *IEEE 1986 Ultrasonics Symposium*. IEEE. 1986, p. 527-530.

[4] AM AINDOW et al. « Laser-generated ultrasonic pulses at free metal surfaces ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 69.2 (1981), p. 449-455.

[5] AM AINDOW, RJ DEWHURST et SB PALMER. « Laser-generation of directional surface acoustic wave pulses in metals ». In : *Optics communications* 42.2 (1982), p. 116-120.

[6] Frédéric FAËSE. « Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers : applications à la caractérisation sans contact de défauts ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[7] Betty Isabelle BLEANEY, Betty Isabelle BLEANEY et Brebis BLEANEY. *Electricity and Magnetism, Volume 2*. T. 2. Oxford University Press (UK), 2013.

[8] DA HUTCHINS, RJ DEWHURST et SB PALMER. « Directivity patterns of laser-generated ultrasound in aluminum ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 70.5 (1981), p. 1362-1369.

[9] Christopher PALMER et Erwin G LOEWEN. « Diffraction grating handbook ». In : (2005).

[10] James E HARVEY et Richard N PFISTERER. « Understanding diffraction grating behavior : including conical diffraction and Rayleigh anomalies from transmission gratings ». In : *Optical Engineering* 58.8 (2019), p. 087105-087105.

[11] Jin HUANG, Sridhar KRISHNASWAMY et Jan D ACHENBACH. « Laser generation of narrow-band surface waves ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 92.5 (1992), p. 2527-2531.

Chapitre IV

Etude et mise en oeuvre de sources thermoélastiques multiples en basse et haute fréquence

Introduction

Dans notre étude expérimentale précédente, un réseau de sources thermoélastiques a été utilisé pour générer des ondes acoustiques. Nous avons vérifié que chaque source linéique agit comme une source d'ondes ultrasonores [1, 2]. Cette configuration de réseau de sources, obtenue par un réseau de diffraction, a prouvé son efficacité dans l'interaction des ondes acoustiques de surface avec les défauts et l'étude de différentes zones indépendantes de l'échantillon.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la génération simultanée de plusieurs ondes de Rayleigh grâce à un dispositif optique spécifique. La première partie présente une description de ce dispositif ainsi que la théorie de génération de sources linéiques par celui-ci. La deuxième est consacrée à une étude expérimentale de l'influence des paramètres de montage sur la figure d'interférence obtenue par ce dispositif. Ensuite, nous étudions la propagation des ondes de Rayleigh en mesurant le déplacement normal de surface et en calculant les spectres fréquentiels. Nous analysons également la propagation de ces ondes en présence de plusieurs défauts de caractéristiques différentes pour une configuration en réflexion et en transmission. Enfin, nous comparons les résultats numériques et expérimentaux et déduisons l'effet d'utilisation de ce dispositif en CND.

I Obtention d'un réseau de sources par miroirs de Fresnel

Pour encore plus exploiter le phénomène de diffraction, nous avons utilisé un dispositif optique nommé miroirs de Fresnel afin d'optimiser la source laser en générant un réseau de sources linéiques thermoélastiques sur la surface d'un échantillon d'aluminium.

Dans ce paragraphe, nous présentons le principe des miroirs de Fresnel et leur intégration

au dispositif expérimental utilisé en analysant la figure d'interférence obtenue, ainsi que les paramètres du montage qui influencent cette figure.

I.1 Principe d'obtention d'un réseau de sources linéiques grâce aux miroirs de Fresnel

L'interférence est un phénomène optique permettant de générer plusieurs sources linéiques thermoélastiques. Des études précédentes ont permis de générer des franges d'interférence en croisant deux faisceaux laser soit provenant de deux différents lasers soit par l'utilisation des cubes séparateurs et des éléments optiques [3, 4].

Dans l'étude expérimentale qui suit, nous utilisons un dispositif optique à miroirs de Fresnel afin de générer un réseau de sources linéiques à la surface d'un échantillon d'aluminium pour la caractérisation et la détection des défauts surfaciques. Le principe fondamental repose sur l'interférence des ondes lumineuses réfléchies par les deux miroirs [5]. Il est représenté sur le schéma de la figure IV.1.

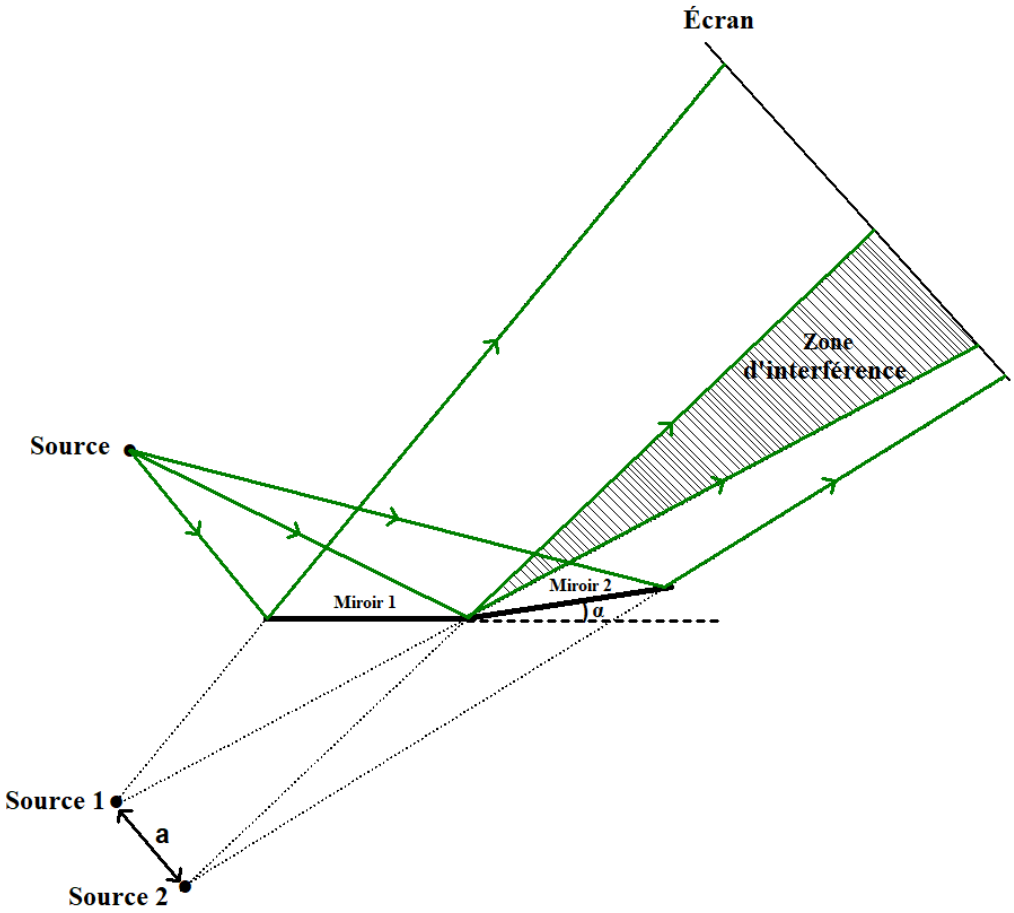


FIGURE IV.1 – Système optique illustrant l'interférence entre les faisceaux provenant des sources virtuelles générées par les miroirs de Fresnel.

Un faisceau lumineux émis par une source ponctuelle S est réfléchi par les deux miroirs de Fresnel (miroir 1 et 2) de façon à générer deux faisceaux lumineux provenant de deux sources virtuelles cohérentes S_1 et S_2. Lorsque ces faisceaux se superposent, ils interagissent et donnent lieu à des phénomènes d'interférence constructive ou destructive. Ces phénomènes se produisent en raison des variations de phase entre les ondes lumineuses, ce qui entraîne la formation de franges lumineuses brillantes ou sombres. L'intensité totale I obtenue sur l'écran est donnée par [6, 7] :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}cos[\Delta\phi] \tag{4.1}$$

Avec I_1 et I_2 représentant l'intensité du premier et du second faisceau provenant des sources virtuelles S_1 et S_2 respectivement et $\Delta\phi$ la différence de phase entre ces deux faisceaux qui est donnée par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(L_2 - L_1)}{\lambda} \tag{4.2}$$

Avec L_1 et L_2 les longueurs de chemin optique parcourues par les faisceaux respectifs. L'interférence constructive est observée lorsque la différence de chemin optique est un multiple de la longueur d'onde, ce qui se traduit par l'apparition d'une frange brillante sur l'écran.

Par ailleurs, l'angle d'inclinaison entre les deux miroirs, noté α, joue un rôle essentiel dans le processus d'interférence. En modifiant cet angle, la différence de chemin optique entre les deux faisceaux est contrôlée, ce qui affecte l'interférence observée. La distance entre les franges d'interférence, nommée aussi interfrange, est déterminée par [8] :

$$d = \frac{L\lambda}{a} \tag{4.3}$$

L : Distance entre les sources virtuelles et l'écran,
λ : Longueur d'onde du faisceau incident,
a : Distance entre les deux sources virtuelles.

Cette équation montre la dépendance de l'interfrange aux deux paramètres : la distance entre les miroirs de Fresnel et l'écran, ainsi que l'angle entre les deux miroirs.

I.2 Dispositif expérimental

Les figures IV.2 et IV.3 présentent le montage expérimental mis en oeuvre pour la génération d'un réseau de sources linéiques à pas constant en intégrant le dispositif à miroirs de Fresnel.

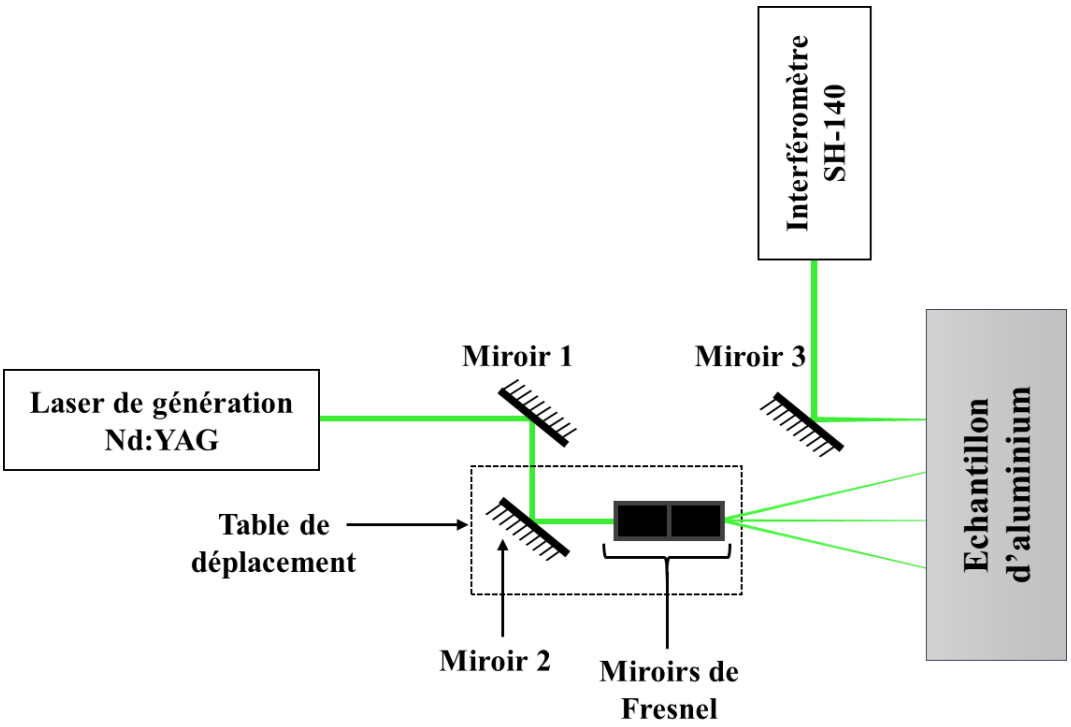


FIGURE IV.2 – Dispositif expérimental mis en œuvre pour la génération et la détection des ondes de Rayleigh dans le cas d'un réseau de sources linéiques à pas constant généré par un dispositif à miroirs de Fresnel.

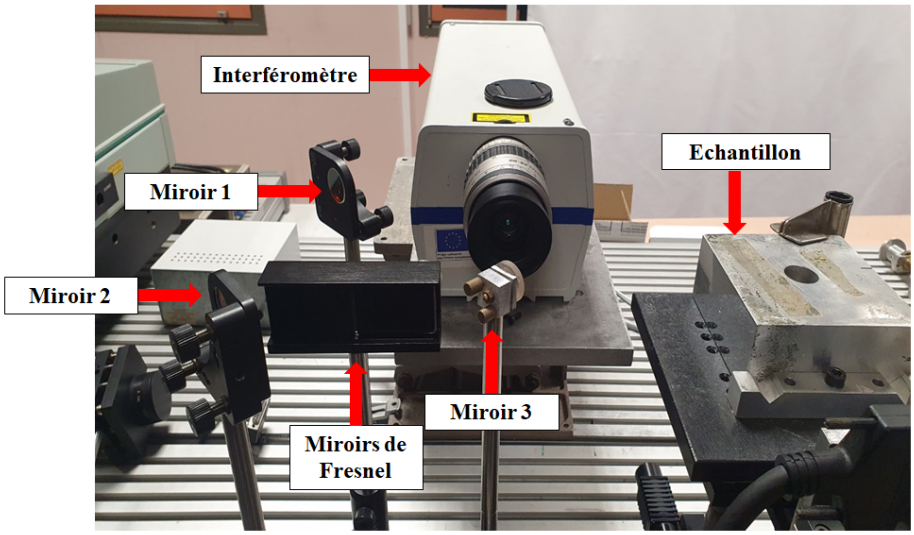


FIGURE IV.3 – Image du montage expérimental.

Un laser Nd :YAG doublé en fréquence d'une longueur d'onde de 532 nm émettant des impulsions de forme gaussienne d'une durée d'environ 10 *ns* est utilisé. Un bloc d'aluminium de $8,1\ cm\ x\ 8,1\ cm\ x\ 2\ cm$ est étudié. Le déplacement normal est détecté à l'aide d'un interféromètre hétérodyne Mach-Zehnder.

Le dispositif à miroirs de Fresnel est placé entre le miroir 2, qui dirige le faisceau laser, et l'échantillon d'aluminium. Cette configuration est prévue pour garantir que le faisceau laser rase la surface des miroirs de Fresnel. La figure IV.4 représente ce dispositif.

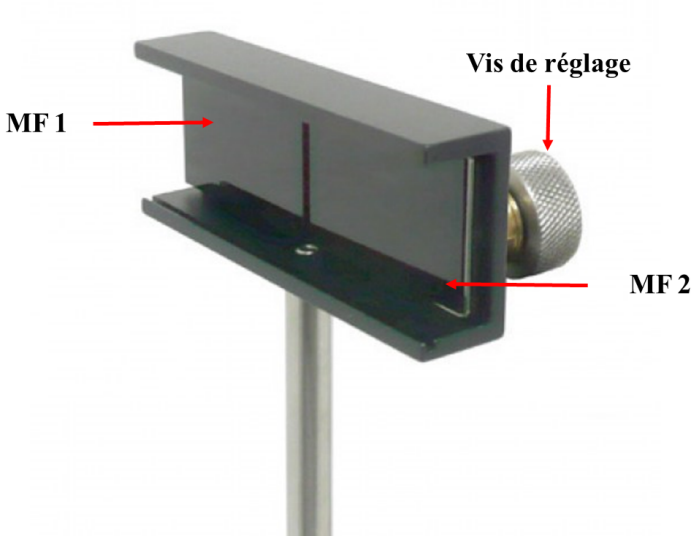


FIGURE IV.4 – Dispositif optique à miroirs de Fresnel.

Il est constitué de deux miroirs partiels en glace noire réfléchissante. Le premier miroir est fixé au boîtier (MF 1) et le second (MF 2) peut être incliné à un angle allant de $-4°$ à $6°$ par une vis de réglage. En modifiant l'angle entre les deux miroirs, il devient possible de contrôler le chemin optique de la lumière incidente, ce qui entraîne des variations dans les phénomènes d'interférences constructives ou destructives des ondes lumineuses.

I.3 Influence des paramètres expérimentaux sur la figure d'interférence

Dans ce paragraphe nous étudions les deux principaux paramètres qui ont une influence sur la figure d'interférence obtenue par le dispositif à miroirs de Fresnel. Premièrement nous modifions l'angle entre les deux miroirs et deuxièmement nous étudions l'effet de la distance dispositif - échantillon.

I.3.1 Variation de l'angle entre les miroirs

Dans cette section, nous présentons une étude expérimentale modifiant l'angle α entre les deux miroirs de Fresnel de manière contrôlée afin d'analyser le changement de la figure d'interférence. Comme mentionné précédemment, cet angle peut être modifié à l'aide d'une vis de réglage de $-4°$ à $6°$.

Nous varions cet angle avec un pas de $0,5°$ et nous examinons les figures d'interférence obtenues pour chaque angle. Ces figures enregistrées au niveau de l'échantillon sur un papier thermosensible pour quatre valeurs de l'angle sont présentées dans la figure IV.5.

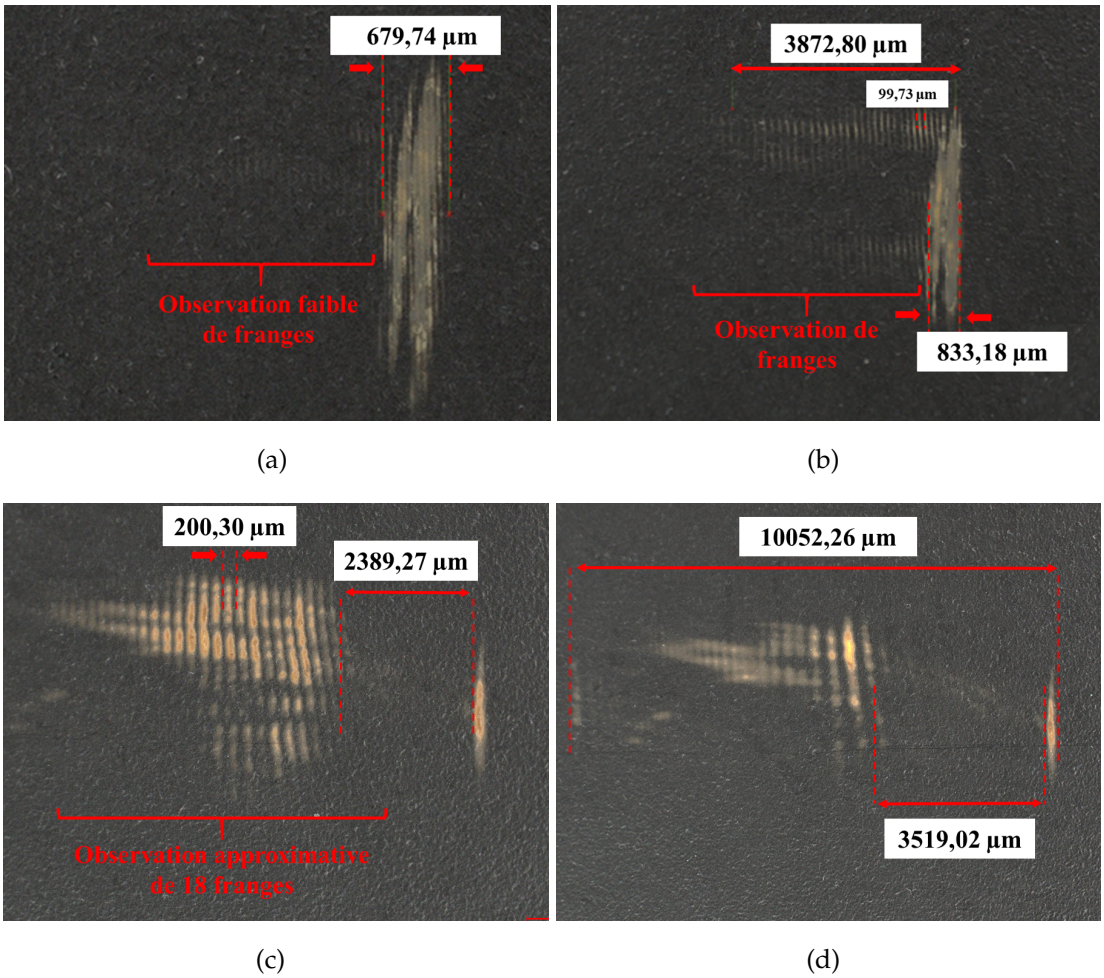


FIGURE IV.5 – Les figures d'interférence enregistrées sur un papier thermosensible et examinées avec un microscope pour des angles de 6°(a), 5°(b), 4,5°(c) et 4°(d) entre les deux miroirs de Fresnel.

Ces figures illustrent la possibilité de modifier la configuration de sources au niveau de l'échantillon par un simple ajustement de l'angle. La figure d'interférence (a) présente une tâche formée de plusieurs franges très proches l'une de l'autre. À proximité, grâce à la focalisation

effectuée par la lentille du microscope, nous distinguons aussi des franges de très faible intensité presque visibles. Dans la figure d'interférence (b), une tâche est encore visible ainsi que des franges séparées par une distance d'environ 100 µm. Par contre, les figures d'interférence (c) et (d) montrent un changement de configuration : les franges obtenues sont plus intenses et nettement plus larges.

En examinant les différentes figures d'interférence, nous remarquons que celle enregistrée à un angle de $4,5°$ est la plus optimale, caractérisée par une série de franges consécutives et régulièrement espacées ainsi qu'une source ligne individuelle. Les signaux détectés pour chaque valeur d'angle sont présentés dans la figure IV.6.

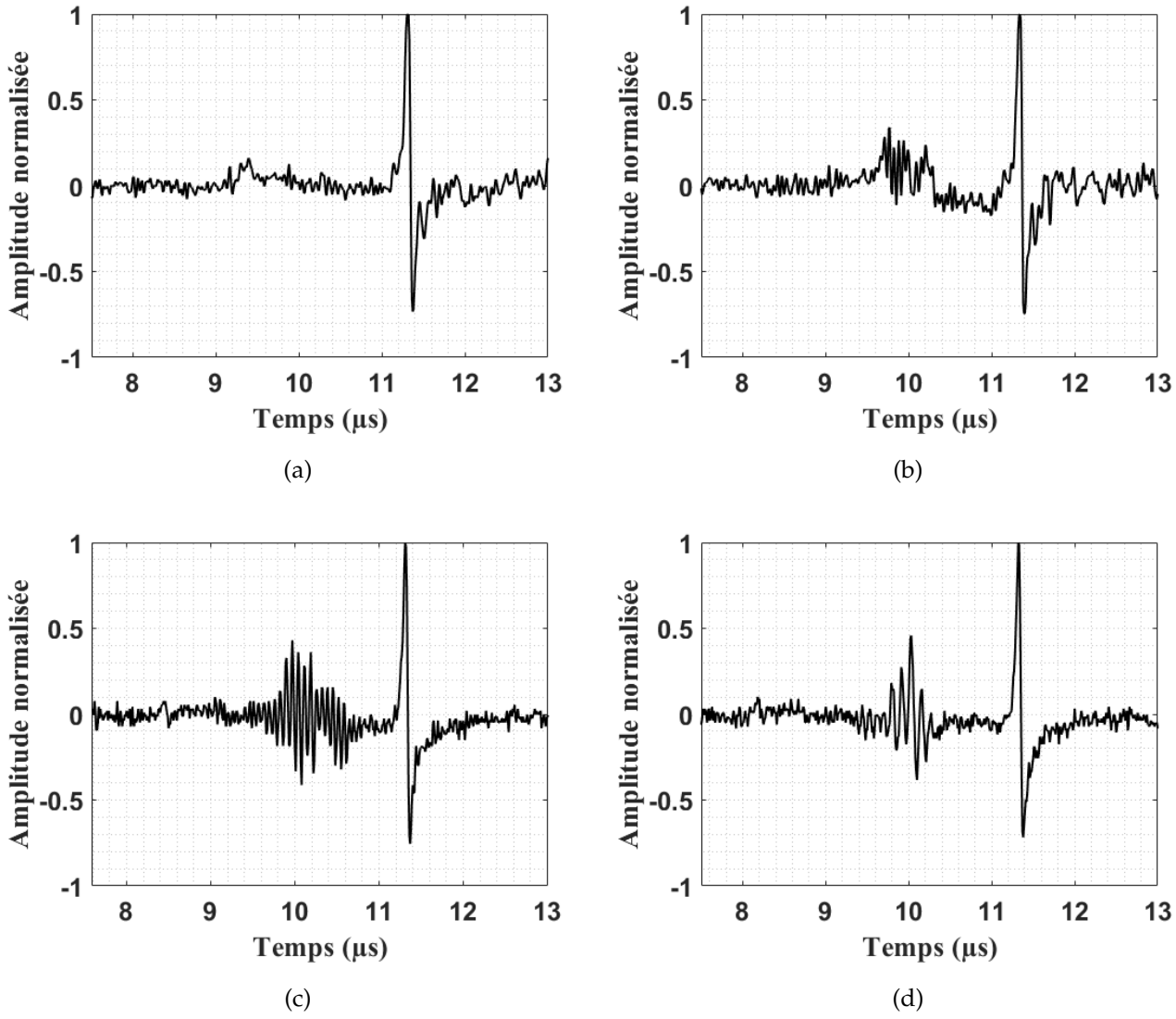


FIGURE IV.6 – Signaux représentant le déplacement normal de surface détecté pour un angle de 6°(a), 5°(b), 4,5°(c) et 4°(d) entre les deux miroirs de Fresnel.

Les signaux détectés sont en accord avec les figures d'interférence observées. Nous constatons que la modification de l'angle permet d'obtenir une onde de Rayleigh d'étalement temporel et de fréquence ajustables.

Notamment, le signal détecté pour un angle de $4,5°$ se distingue par une série d'échos équidistants associés aux ondes de Rayleigh générées. Nous allons donc poursuivre notre analyse en examinant l'intérêt de cette configuration.

I.3.2 Variation de la distance miroirs de Fresnel - échantillon

Précédemment, nous avons confirmé que le dispositif est capable de générer un réseau de sources linéiques. Dans cette section, nous allons étudier l'effet de la variation de la distance D entre les miroirs de Fresnel et l'échantillon. Notons que l'angle entre les deux miroirs est fixé à $4,5°$. Pour cela, l'échantillon placé sur une table motorisée comme indiqué dans la figure IV.2 est déplacé avec un pas de 1 *cm* afin d'augmenter la distance échantillon-miroir D et ainsi d'augmenter l'interfrange. La distance varie de 13 *cm* à 22 *cm*, comme illustré dans la figure IV.7.

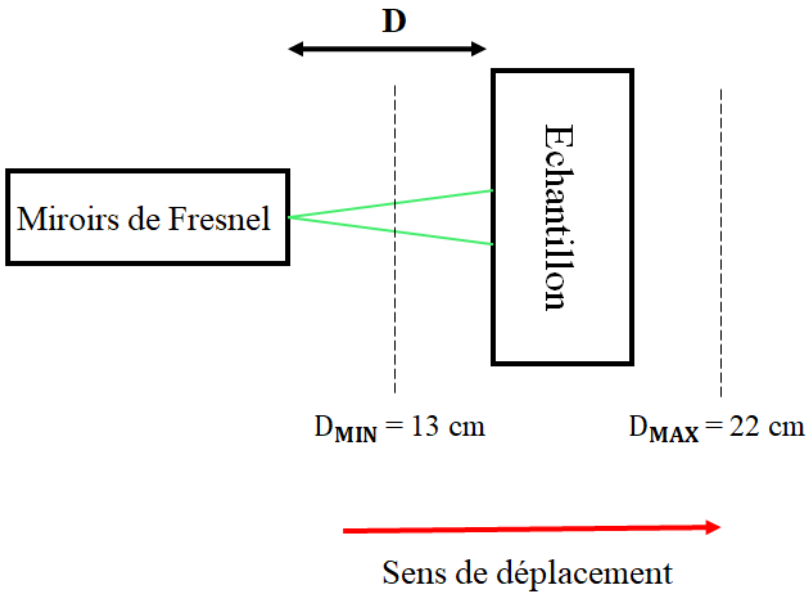


FIGURE IV.7 – Schéma illustrant la variation de la distance entre le dispositif et l'échantillon.

Pour chaque distance, la figure d'interférence est analysée et la mesure du déplacement normal de surface est obtenue. Les figures IV.8 et IV.9 représentent les signaux détectés à la distance minimale et maximale respectivement.

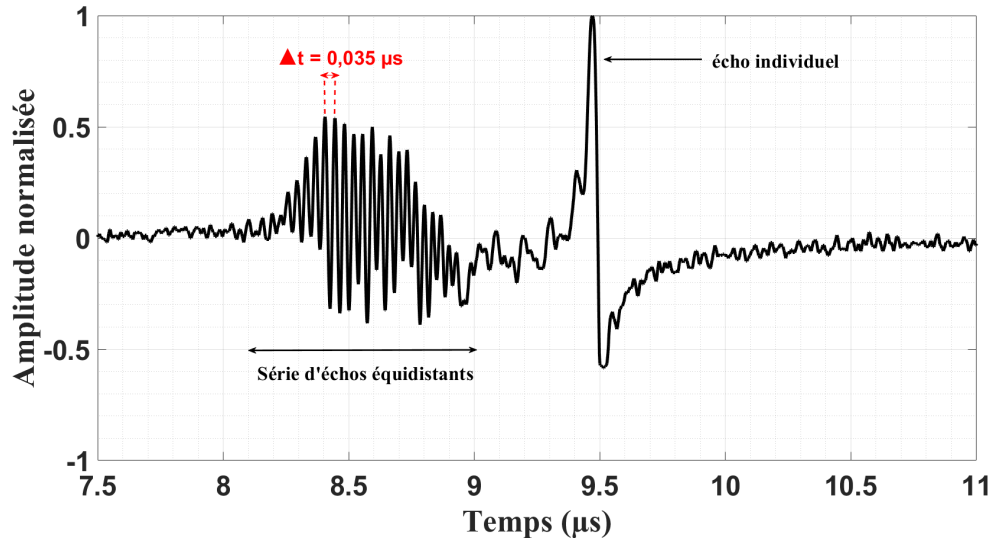


FIGURE IV.8 – Signal représentant le déplacement normal de surface détecté à $D = 13\ cm$.

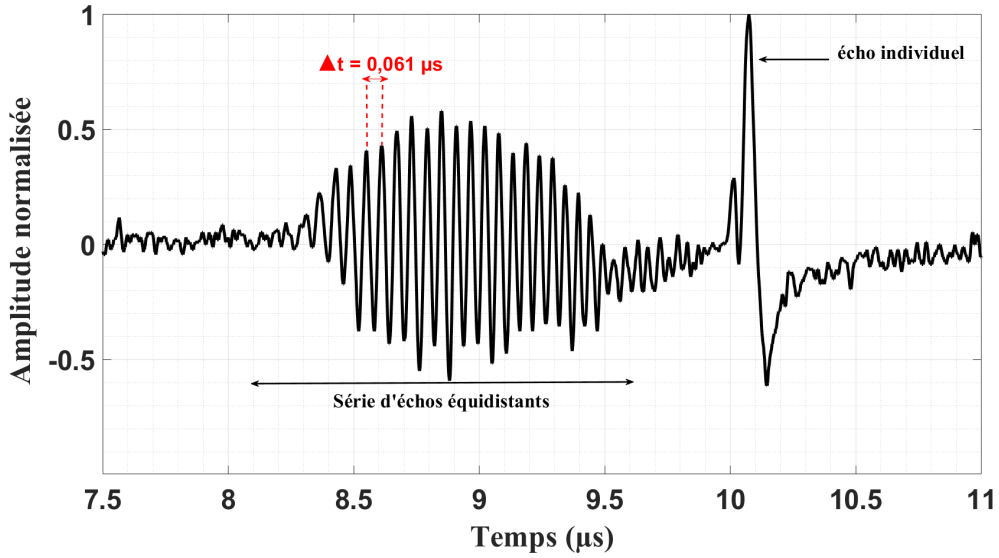


FIGURE IV.9 – Signal représentant le déplacement normal de surface détecté à $D = 22\ cm$.

Dans ces signaux, nous observons une série de 20 échos associés aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques. En comparant les deux signaux, nous observons que pour $D = 22\ cm$, l'étalement temporel des échos est plus important que pour $D = 13\ cm$. Nous remarquons également que la différence de temps de vol entre deux échos consécutifs augmente avec la distance. La présence de l'écho individuel sera discutée par la suite.

Par conséquent, nous déduisons que la distance dispositif - échantillon a une influence directe sur les échos détectés, ce qui vérifie qu'elle a une influence sur les ondes de Rayleigh générées. Plus la distance D est grande, plus le contenu fréquentiel de l'onde de Rayleigh est

basse fréquence. Pour bien comprendre cette influence, il est nécessaire d'analyser les spectres de ces deux signaux. La figure IV.10 représente les spectres du signal à $D = 13\ cm$ (noir) et $D = 22\ cm$ (rouge).

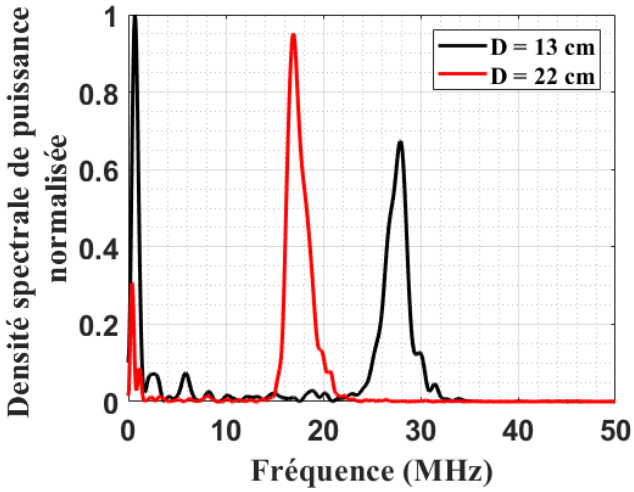


FIGURE IV.10 – Densité spectrale de puissance normalisée des ondes de Rayleigh pour $D = 13\ cm$ et $D = 22\ cm$.

En se référant aux spectres, une différence de fréquences est clairement identifiée. Nous observons une composante haute fréquence à environ 17 MHz pour $D = 22\ cm$ et 28 MHz pour $D = 13\ cm$. Le tableau IV.1 montre les fréquences obtenues pour chaque distance.

Distance (cm)	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
Fréquence (MHz)	28,20	25,87	24,38	22,13	21,05	20,30	19,18	18,40	17,36	16,81

TABLEAU IV.1 – Les valeurs de fréquence obtenues pour chaque distance.

La figure IV.11 présente la variation des fréquences en fonction de la distance. Il est à noter que le seul paramètre qui varie pour les différentes mesures est la distance entre l'échantillon et le dispositif.

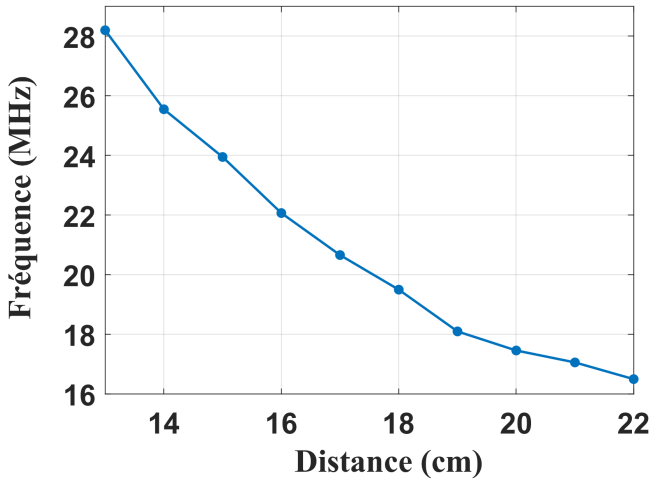


FIGURE IV.11 – Fréquences de l'onde de Rayleigh obtenues pour les différentes valeurs de distance.

Les résultats confirment que la variation de la distance entre les sources linéiques possède une influence directement sur la fréquence de l'onde de Rayleigh, ce qui a également été confirmé par l'étude numérique présentée dans le paragraphe IV.2.2 du chapitre II.

Ce dispositif se distingue alors par la possibilité d'ajuster facilement la fréquence centrale de l'onde de Rayleigh excitée par l'intermédiaire de la distance miroirs de Fresnel-échantillon. Ce qui fait de lui un outil efficace pour le contrôle non destructif des structures et son principal avantage réside dans sa capacité à sonder une surface avec une gamme variée de fréquences.

I.4 Étude expérimentale de la propagation des ondes de Rayleigh excitées à l'aide des miroirs de Fresnel

Dans cette section, nous présenterons la figure d'interférence générée à la surface de l'échantillon d'aluminium pour des valeurs spécifiques de l'angle et de la distance. Nous détaillerons également la mesure du déplacement normal de surface ainsi que son analyse spectrale.

I.4.1 Analyse de la figure d'interférence

Dans les mesures suivantes, la distance entre le dispositif à miroirs de Fresnel et l'échantillon est à 19 cm, avec un angle entre les deux miroirs du dispositif fixé à $4,5°$. Ce choix a été privilégié afin de générer des ondes de Rayleigh à des fréquences élevées tout en obtenant des signaux de haute qualité. La figure d'interférence, obtenue sur un papier thermosensible, ainsi que la mesure de l'interfrange à l'aide d'un microscope, sont présentées dans la Figure IV.12.

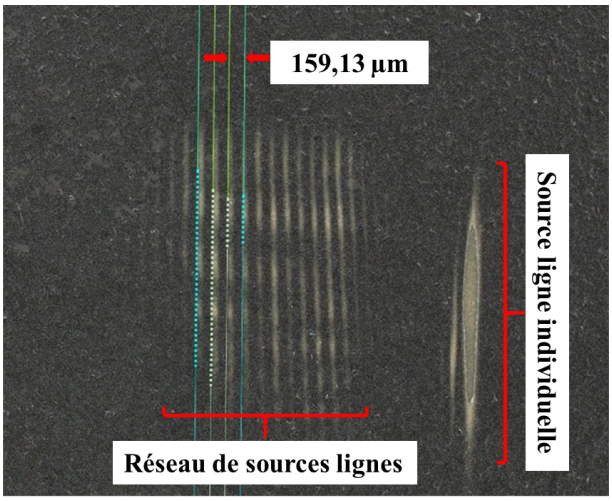


FIGURE IV.12 – Figure d'interférence obtenue sur un papier thermosensible et mesure de l'interfrange à l'aide d'un microscope optique.

D'après la figure d'interférence, nous observons un réseau d'environ 16 sources linéiques d'une largeur de 50 μm, séparées par une distance de $159,13$ μm. De plus, une source ligne individuelle d'une largeur de 200 μm, séparée du réseau de sources, est visible. Les mesures sont effectuées avec une précision de $\pm$ 5 %.

La source individuelle observée provient de la lumière qui n'atteint pas le miroir en raison des différences entre le diamètre du faisceau laser et l'épaisseur du miroir, qui est approximativement égale à la moitié du diamètre du faisceau laser. Cette hypothèse est confirmée par la disparition de la source lorsqu'un masque est placé à côté du miroir.

L'analyse de la figure d'interférence montre une différence d'intensités de sources, indiquant une variation possible de l'énergie de l'onde de Rayleigh à la surface de l'échantillon. Pour vérifier ces résultats, une étude expérimentale du déplacement normal détecté à la surface de l'échantillon d'aluminium avec cette configuration de sources est présentée dans le paragraphe suivant.

I.4.2 Analyse temporelle et spectrale des signaux obtenus

Le déplacement normal de surface correspondant à la configuration de sources linéiques de la figure IV.12 est représenté dans la figure IV.13.

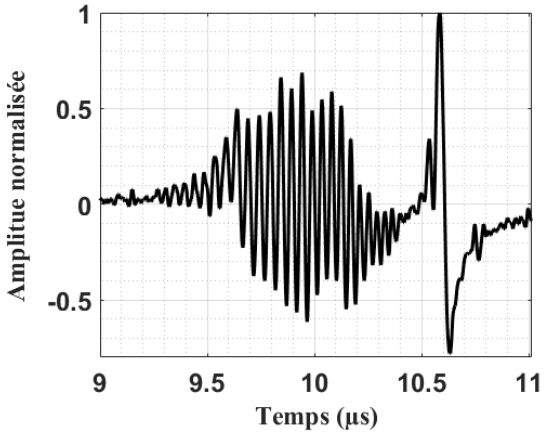
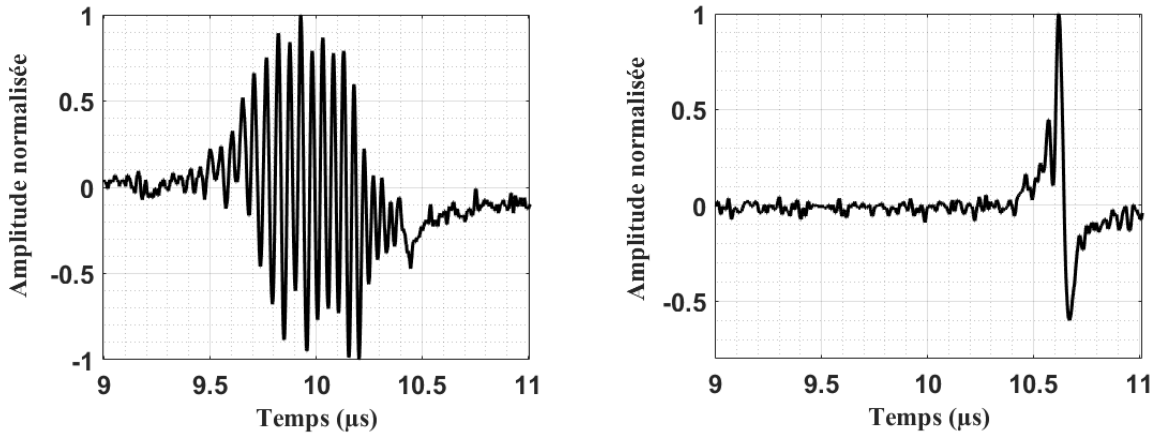


FIGURE IV.13 – Déplacement normal de surface obtenu en présence du réseau de sources linéiques et de la source ligne individuelle.

Dans ce signal, nous constatons la présence d'une série d'échos monochromatiques, ainsi qu'un écho intense. Afin d'associer ces différents échos aux ondes de Rayleigh générées par les sources, un processus de masquage est mis en œuvre au niveau de l'échantillon. La figure IV.14 représente les signaux obtenus en masquant la source ligne individuelle et le réseau de sources linéiques.



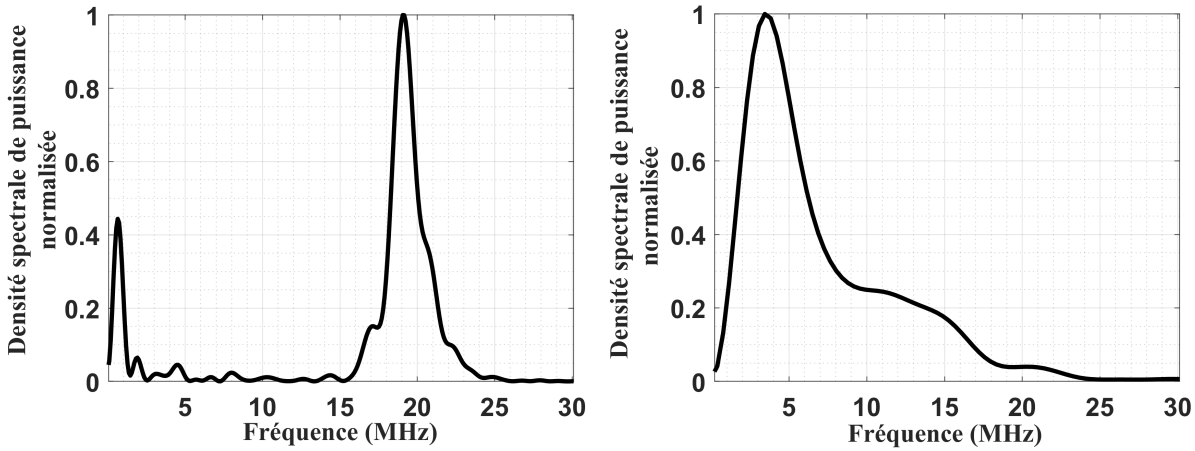
(a) (b)

FIGURE IV.14 – Signaux détectés en masquant la source ligne individuelle (a) et en masquant le réseau de sources linéiques (b).

En masquant la source ligne individuelle, l'écho observé à 10.6 μs n'est plus présent dans le signal. Ce qui indique que cette source a généré une onde de Rayleigh. De même, en masquant le réseau de sources linéiques, tous les échos détectés entre 9.5 μs et 10.5 μs disparaissent du signal.

Sachant que la distance entre les sources linéiques est approximativement de 159 μm (Voir figure IV.12), et $\Delta t = 0,054\ \mu s$ entre les échos associés aux ondes de Rayleigh, nous déduisons que la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans cet échantillon est de 2945 $m/s \pm 5\%$.

D'après ces résultats, nous avons vérifié que plusieurs ondes de Rayleigh peuvent être générées en utilisant cette configuration de sources linéiques. Les transformées de Fourier correspondant aux signaux de la figure IV.14 (a) et (b) sont présentées dans la figure IV.15 (a) et (b) respectivement.



(a) (b)

FIGURE IV.15 – Densité spectrale de puissance associée au réseau de sources linéiques (a) et à la source ligne individuelle (b).

D'après ces résultats, nous déduisons les longueurs d'ondes et les fréquences des ondes de Rayleigh générées par les sources à la surface de l'échantillon présentées dans le tableau IV.2.

Fréquence (MHz)	Longueur d'onde (µm)
19	155
0,63	4673
3,42	861

TABLEAU IV.2 – Les longueurs d'ondes et les fréquences des ondes de Rayleigh générées par l'ensemble des sources linéiques.

Cette configuration permet d'obtenir une onde de Rayleigh quasi-monochromatique à bande étroite ainsi qu'une onde de Rayleigh impulsionnelle basse fréquence ce qui est avantageux pour la détection et la caractérisation des défauts.

II Application au CND d'une structure avec défauts

Dans ce paragraphe, nous étudions l'analyse numérique et expérimentale de l'interaction entre les ondes de Rayleigh générées via le dispositif exploitant les miroirs de Fresnel et les défauts de surface. Nous présentons une étude dans le contexte des configurations de réflexion et de transmission pour analyser cette interaction.

II.1 Usinage des défauts

Pour cette étude, il est nécessaire d'analyser différents défauts à la surface de l'échantillon d'aluminium. Quatre défauts de forme circulaires à fond plat sont usinés par un foret sur un même échantillon avec des diamètres identiques et des profondeurs différentes. La figure IV.16 présente la machine à foret utilisée pour l'usinage des défauts.

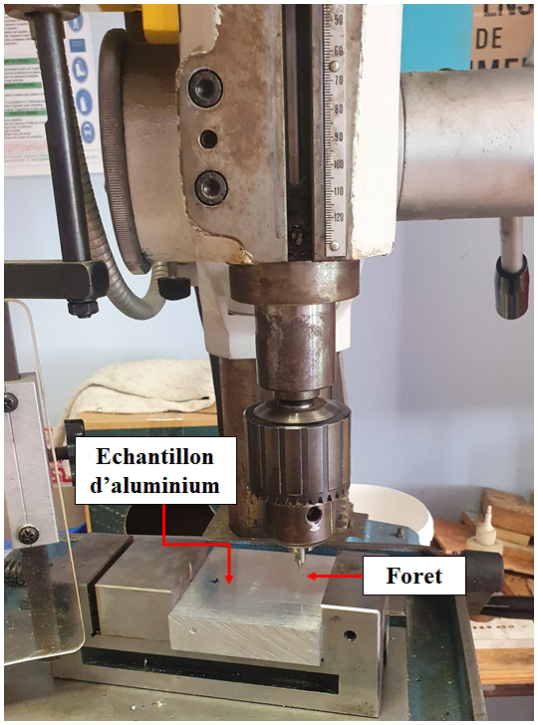


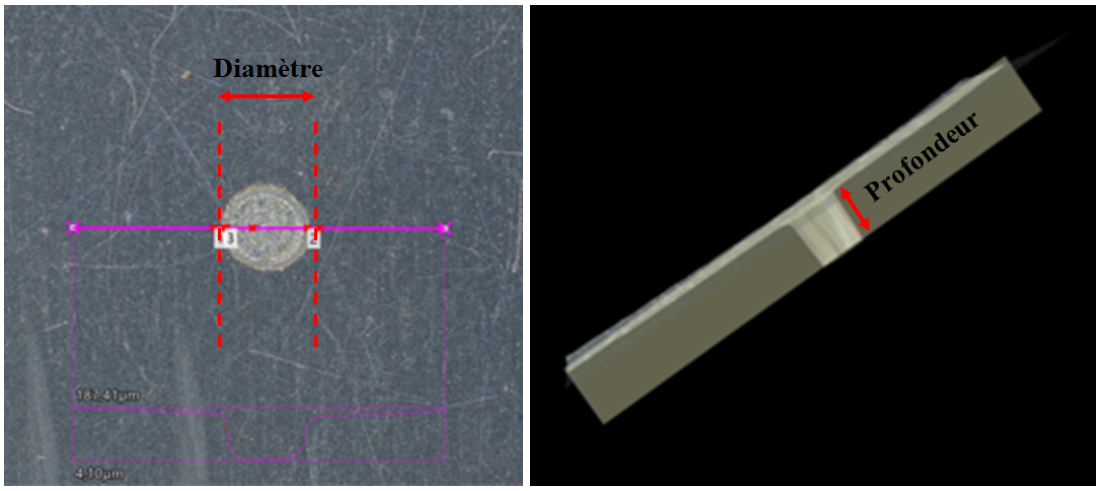
FIGURE IV.16 – Image de la machine d'usinage.

Ces défauts débouchants sont usinés perpendiculairement sur une des faces de l'échantillon. Le tableau IV.3 présente les caractéristiques de chaque défaut mesuré à l'aide d'un microscope optique.

Défaut	D_1	D_2	D_3	D_4
Diamètre (mm)	1	1	1	1
Profondeur (mm)	0,160	0,260	0,700	1

TABLEAU IV.3 – Les diamètres et les profondeurs des défauts usinés.

L'effet de cette différence de profondeur sur la propagation des ondes de Rayleigh générées par les sources sera étudié. La figure IV.17 présente une image réalisée par le microscope optique d'un des défauts usiné sur l'échantillon d'aluminium.



(a) (b)

FIGURE IV.17 – Image optique d'un défaut usiné à la surface de l'échantillon d'aluminium pour la mesure du diamètre (a) et de la profondeur (b).

Il est important de noter que les défauts usinés ne sont pas parfaitement alignés les uns par rapport aux autres à la surface de l'échantillon en raison du déplacement manuel de l'échantillon. Cette faible différence d'alignement sera visible lors de l'étude des ondes réfléchies par les défauts dans le paragraphe suivant.

La figure IV.18 présente l'image d'une des faces de l'échantillon d'aluminium montrant les quatre défauts débouchants de forme circulaire. Cette figure présente également une fente linéique formée par une ablation laser entre le défaut 2 et 3, qui sera aussi étudiée.

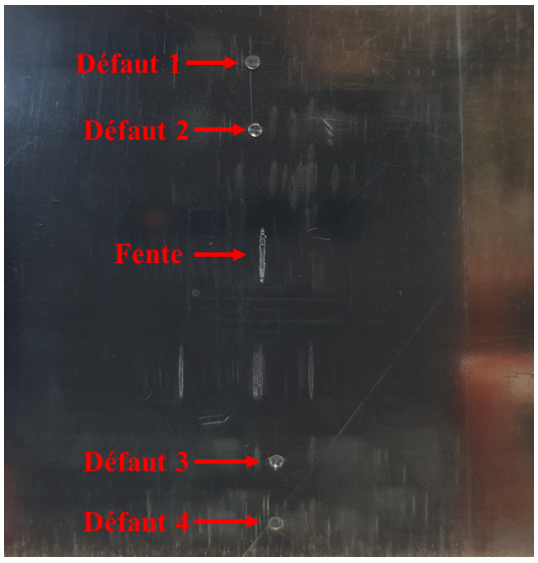


FIGURE IV.18 – Vue de face de l'échantillon usiné avec les différents défauts.

Les défauts seront étudiés numériquement et expérimentalement dans des configurations de réflexion et de transmission.

II.2 Simulation par éléments finis de l'interaction ondes de Rayleigh - défauts

En se référant aux résultats expérimentaux présentés au paragraphe I.4.2, nous fixons dans notre modèle numérique, décrit au Chapitre II de ce manuscrit, la distance entre les sources à $d = 160\ \mu m$. Par ailleurs, nous ajoutons une source individuelle d'une largeur de 200 μm. La figure IV.19 illustre la configuration et la distribution spatiale des sources sur la surface de l'échantillon d'aluminium.

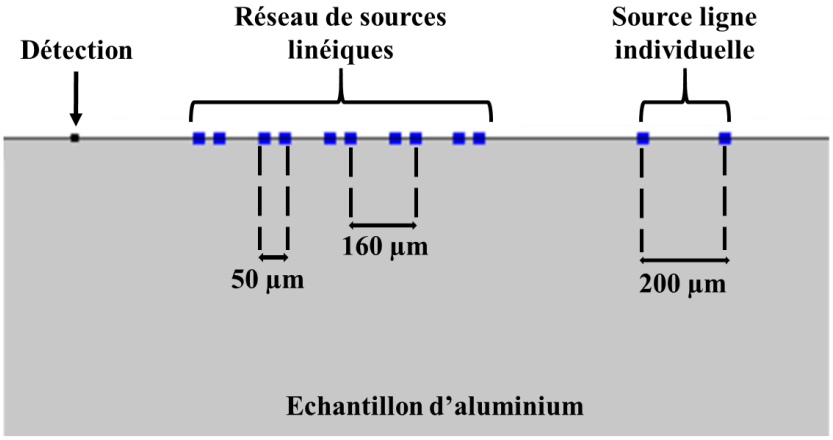


FIGURE IV.19 – Diagramme illustrant la distribution spatiale d'un réseau de sources linéiques et d'une source ligne individuelle sur la surface d'un échantillon d'aluminium.

Le déplacement normal obtenu au point de détection à la surface de l'échantillon est représenté dans la figure IV.20.

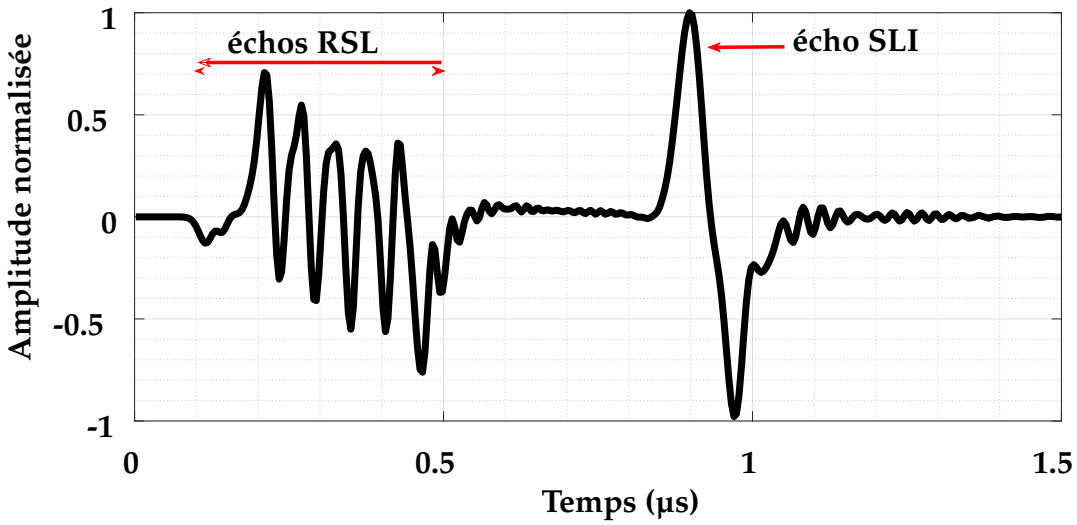
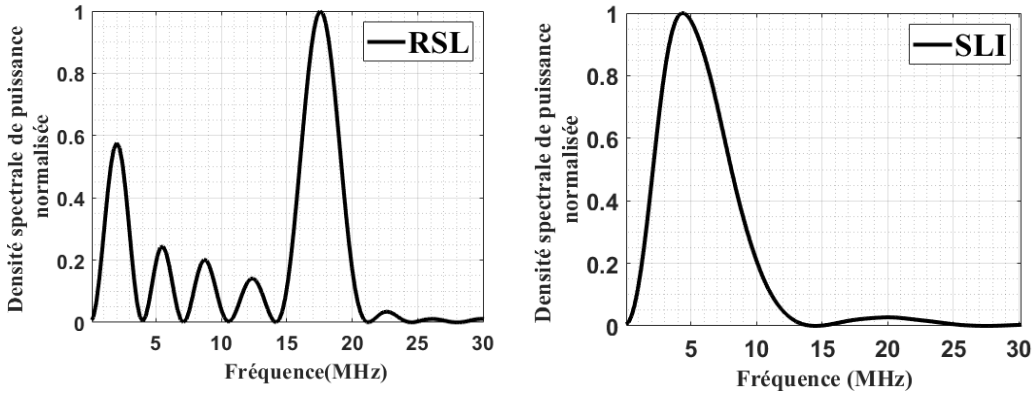


FIGURE IV.20 – Signal représentant le déplacement normal associé aux ondes de Rayleigh générées par un réseau de sources linéiques et une source ligne individuelle.

Dans ce signal, les cinq échos détectés jusqu'à $0,5\ \mu s$ sont relatifs au trajet réseau de sources linéiques (RSL)-détection. L'écho détecté à environ $0,9\ \mu s$ est relatif au trajet de la source ligne individuelle (SLI)-détection. Les spectres correspondants sont présentés dans la figure IV.21.



(a) (b)

FIGURE IV.21 – Densité spectrale de puissance normalisée associée aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques (a) et la source ligne individuelle (b).

Les deux spectres démontrent que la configuration de sources obtenue par le dispositif à miroirs de Fresnel permet de générer des ondes de Rayleigh à la fois à basse et à haute fréquence.

Ce phénomène a également été introduit dans les résultats expérimentaux obtenus dans le paragraphe I.4.2.

D'après ces résultats, nous déduisons les longueurs d'ondes et les fréquences des ondes de Rayleigh obtenues par le modèle et présentées dans le tableau IV.4. Notons que la vitesse de l'onde de Rayleigh dans notre modèle est de 2890 m/s.

Fréquences (MHz)	Longueurs d'onde (µm)
18,56	156
1,72	1680
4,45	649

TABLEAU IV.4 – Les longueurs d'ondes et les fréquences des ondes de Rayleigh générées par l'ensemble des sources linéiques.

Dans le modèle, nous avons intégré un défaut à fond plat de profondeur et diamètre variables. La figure IV.22 illustre la distribution spatiale des sources et du défaut à la surface de l'échantillon.

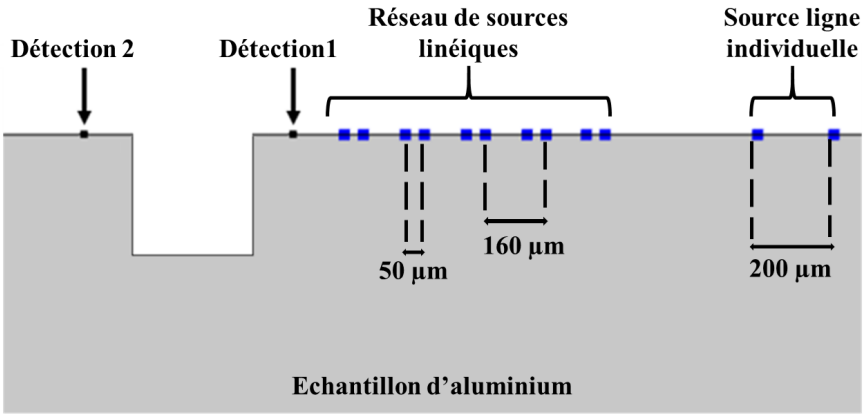


FIGURE IV.22 – Schéma montrant la distribution spatiale des sources en présence d'un défaut à fond plat.

Nous avons défini quatre défauts dont les diamètres et les profondeurs sont conformes aux défauts expérimentaux et indiqués précédemment dans le tableau IV.3.

Le tableau IV.5 représente les rapports entre les profondeurs des défauts et les longueurs d'onde des ondes de Rayleigh à haute et basse fréquence.

Profondeur du défaut (µm)	$P_d/\lambda_{R,HF}$	$P_d/\lambda_{R,BF}$
160	1,03	0,25
260	1,67	0,4
700	4,55	1,08
1000	6,6	1,56

TABLEAU IV.5 – Rapports entre la profondeur des défauts et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à haute et basse fréquence.

Les défauts sont étudiés dans les deux configurations : en réflexion et en transmission et les résultats sont présentés dans les deux paragraphes qui suivent.

II.2.1 Résultats pour une configuration en réflexion

Pour l'étude des défauts en réflexion, nous récupérons les signaux par modélisation au point de détection 1, positionné à $1,5\ mm$ du bord droit du défaut, comme le montre la figure IV.22. Les signaux associés au déplacement normal de la surface, obtenus en ce point de détection pour les quatre défauts, sont présentés dans la figure IV.23.

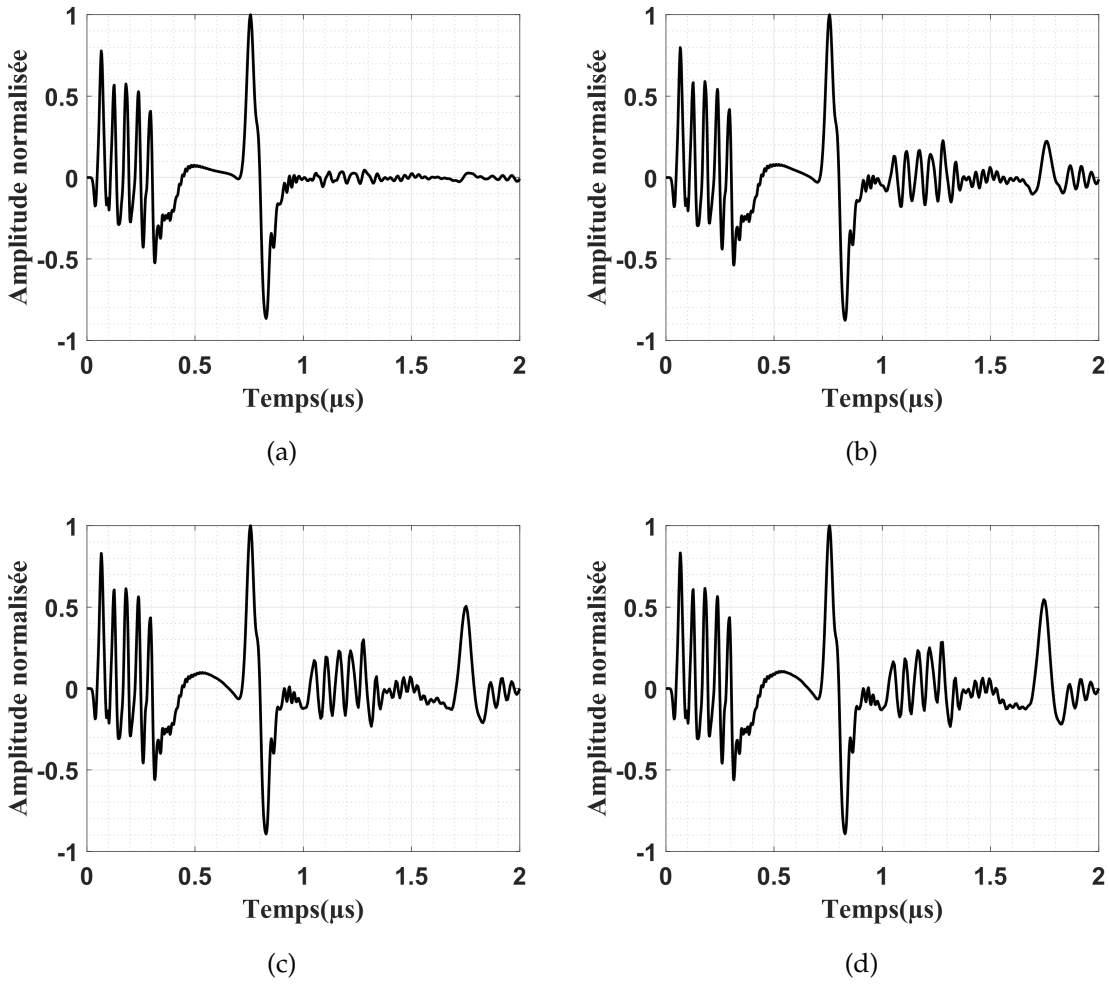


FIGURE IV.23 – Résultats numériques obtenus en présence des défauts D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en réflexion.

- Sur chacune des figures précédentes, nous observons les cinq échos entre 0 μs et $0,5$ μs correspondant aux trajet réseau de sources linéique - détection 1 et un écho à $0,9$ μs correspondant au trajet source ligne individuelle - détection 1. De plus, nous observons des échos entre 1 μs et $1,5$ μs, correspondant à la réflexion de l'onde de Rayleigh haute fréquence générée par le réseau de sources linéiques sur le défaut. Nous pouvons remarquer que l'amplitude de ces échos est relativement faible dans le signal (a) et augmente en fonction de la profondeur du défaut.

- Dans les signaux (b), (c) et (d), nous observons un écho à $1,8$ μs relatif à la réflexion de l'onde de Rayleigh basse fréquence générée par la source ligne individuelle sur le défaut.

La figure IV.24 présente une superposition des signaux obtenus pour les différents défauts.

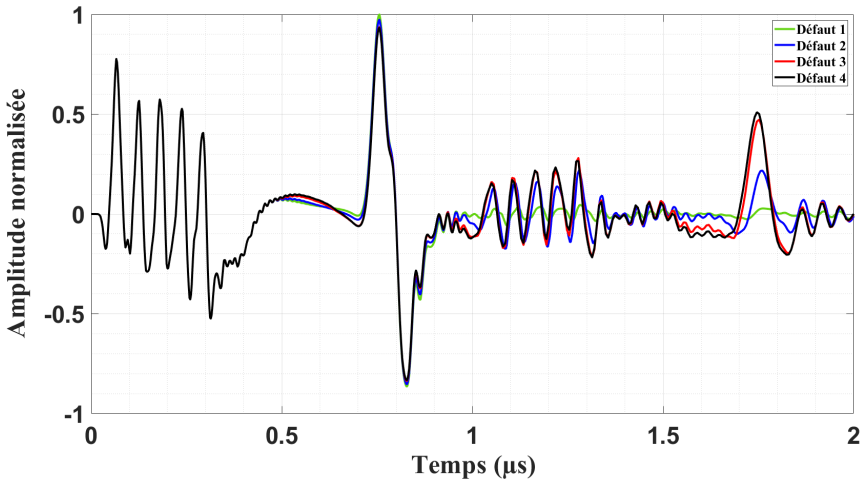


FIGURE IV.24 – Superposition des signaux obtenus par modélisation pour les différents défauts.

En étudiant ces défauts de même diamètre et de profondeur différente, nous remarquons que l'amplitude des échos réfléchis associés aux ondes de Rayleigh de haute et de basse fréquence augmente avec la profondeur du défaut.

Les figures IV.25 et IV.26 montrent la variation relative de l'amplitude crête à crête du signal correspondant à la réflexion de l'onde de Rayleigh à basse et à haute fréquence par rapport à son amplitude initiale.

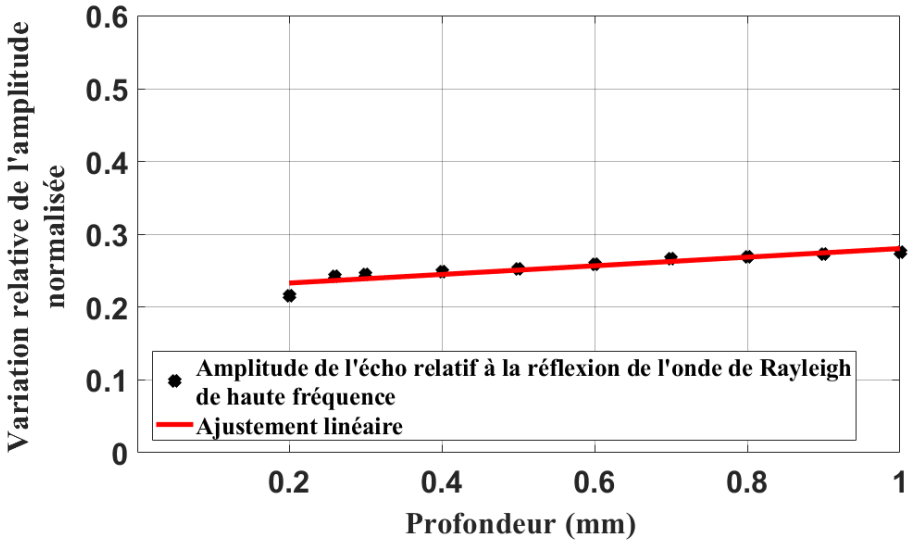


FIGURE IV.25 – Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la réflexion de l'onde de Rayleigh de haute fréquence en fonction de la profondeur obtenue par modélisation.

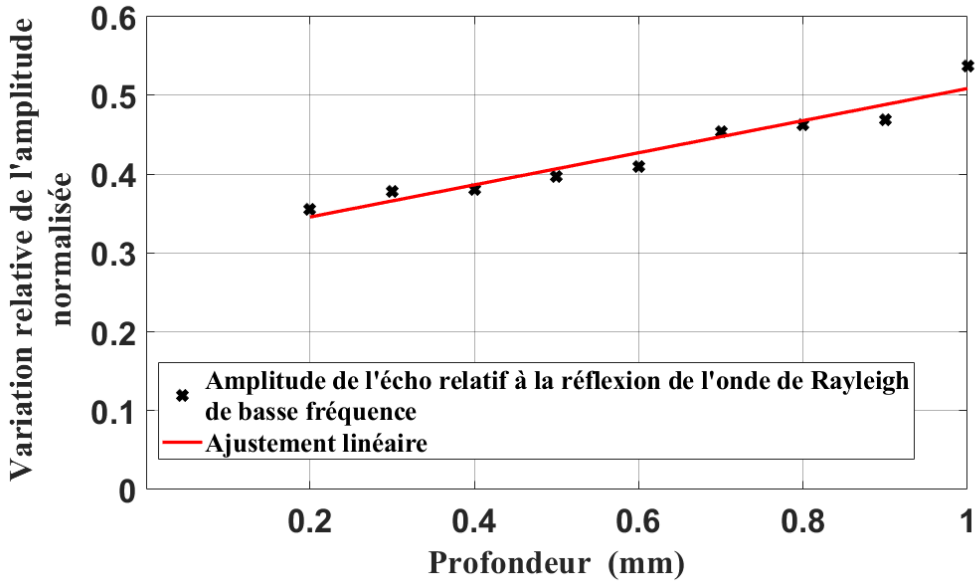


FIGURE IV.26 – Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la réflexion de l'onde de Rayleigh de basse fréquence en fonction de la profondeur obtenue par modélisation.

Les figures IV.25 et IV.26 affichent un ajustement linéaire avec une pente de $0,15\ mm^{-1}$ et $0,30\ mm^{-1}$ respectivement. D'après ces résultats, nous concluons que la présence d'un défaut de faible profondeur $(160\ \mu m)$ ne peut être détecté que par les ondes de Rayleigh à haute fréquence. De plus, nous observons que l'amplitude des échos associés à la réflexion des ondes de Rayleigh basse et haute fréquence par un défaut augmente avec la profondeur de celui-ci.

II.2.2 Résultats pour une configuration en transmission

Pour vérifier les résultats précédents, les défauts sont étudiés en transmission. Nous récupérons les signaux par modélisation au point de détection 2, situé à $1,7\ mm$ du bord gauche du défaut, comme le montre la figure IV.22. Les signaux associés au déplacement normal de surface, obtenus en ce point de détection pour les quatre défauts, sont présentés dans la figure IV.27. Notons que la normalisation des signaux est effectuée en référence au maximum du signal sans défaut.

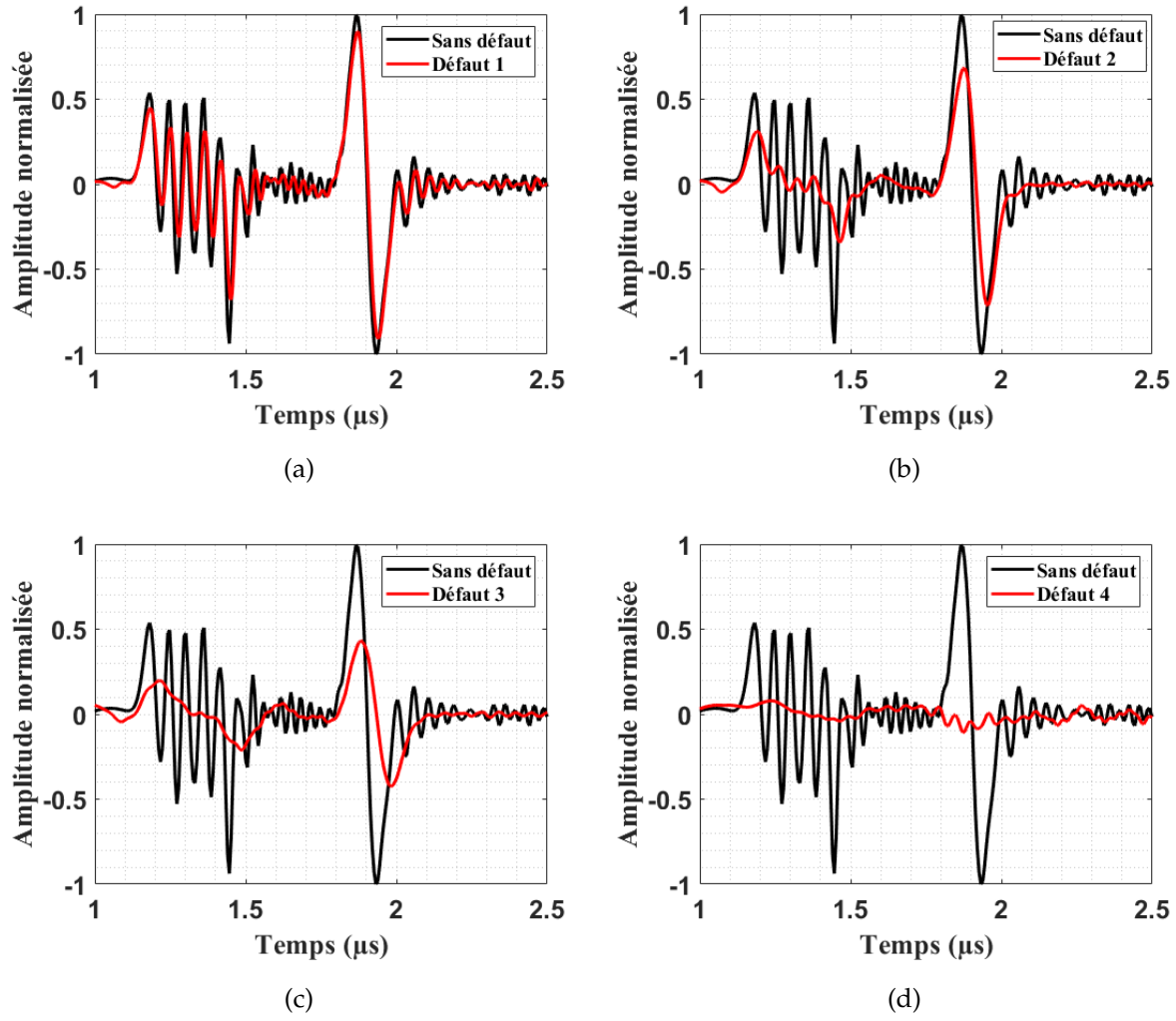


FIGURE IV.27 – Résultats numériques obtenus en présence des défauts D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en transmission.

D'après les signaux :

- Pour le défaut D_1 , nous observons une atténuation de l'amplitude des échos correspondant au chemin du réseau de sources linéiques (RSL) - détection 2. L'écho détecté correspondant au trajet source ligne individuelle - détection 2 est très faiblement atténué, ce qui indique que l'onde de Rayleigh à basse fréquence est totalement transmise par le défaut.

- Pour les défauts D_2 et D_3, nous constatons une atténuation plus importante de l'amplitude des échos associés aux ondes de Rayleigh de basse et haute fréquence. Cette atténuation est plus prononcée pour le défaut D_2 que pour D_3 comme le montre clairement les signaux de la figure IV.27 (b) et (c).

- Pour le défaut D_4, qui a la plus grande profondeur, nous observons que l'amplitude des

échos associés aux ondes de Rayleigh à basse et haute fréquence est totalement atténuée.

La variation relative de l'amplitude crête à crête de l'écho associé à l'onde de Rayleigh de basse fréquence générée par la source de ligne individuelle en fonction de la profondeur des défauts est présentée dans la figure IV.28.

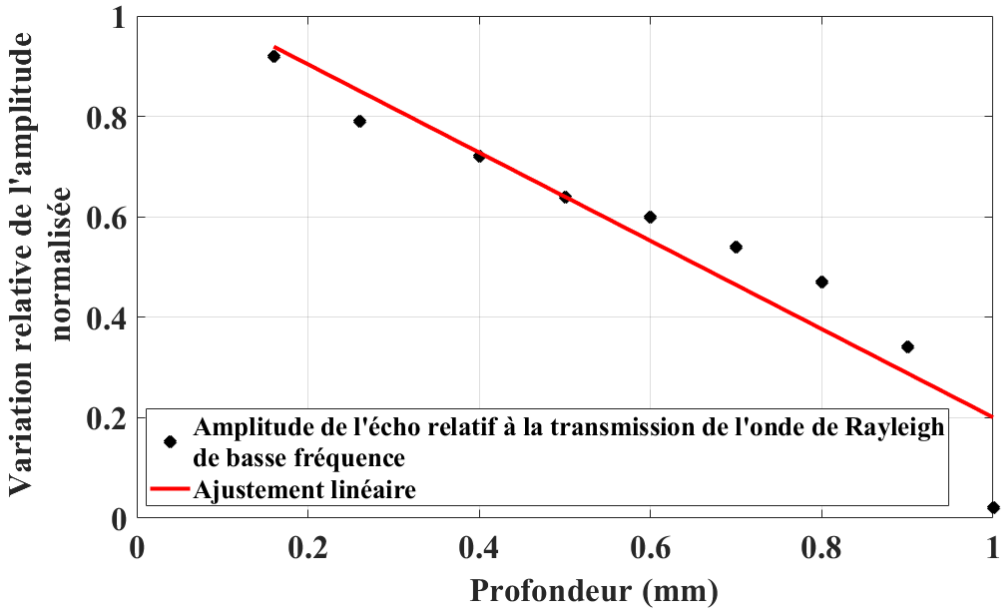


FIGURE IV.28 – Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la transmission de l'onde de Rayleigh de basse fréquence en fonction de la profondeur.

La figure précédente montre un ajustement linéaire avec une pente négative de $0,88\ mm^{-1}$. Ces résultats confirment que l'amplitude de l'écho correspondant aux ondes de Rayleigh transmises par le défaut diminue avec l'augmentation de la profondeur de ce dernier.

Une étude comparable est menée afin d'analyser l'atténuation des échos associés à l'onde de Rayleigh de haute fréquence, générée par le réseau de sources linéiques, en tenant compte des maxima de ces échos. La figure IV.29 présente la variation relative de l'amplitude de ces échos en fonction de la profondeur des défauts.

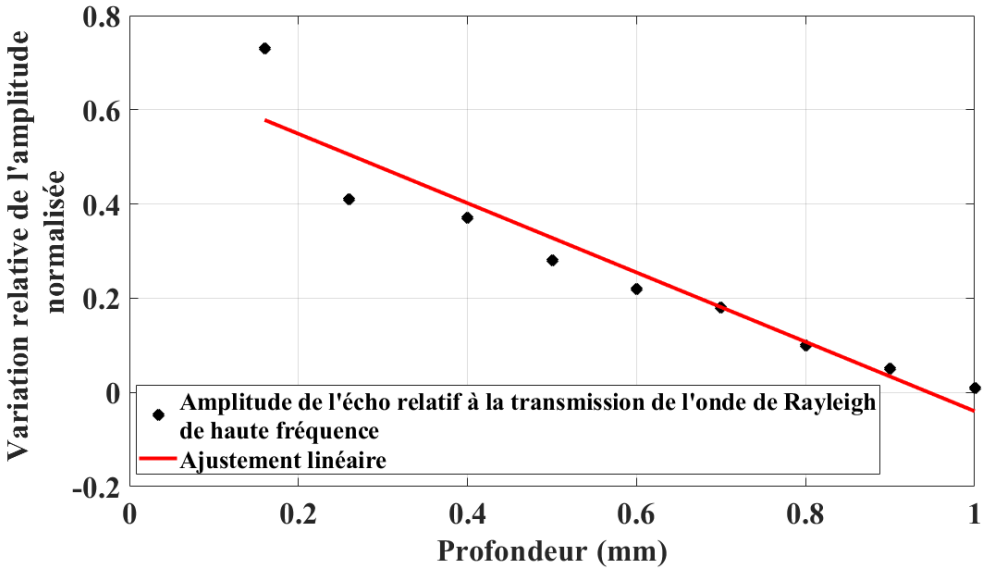


FIGURE IV.29 – Évolution de l'amplitude de l'écho associé à la transmission de l'onde de Rayleigh de haute fréquence en fonction de la profondeur.

La figure précédente affiche un ajustement linéaire avec une pente négative de $0,69\ mm^{-1}$. Ces résultats montrent que l'amplitude de l'écho correspondant à l'onde de Rayleigh de haute fréquence transmise par le défaut diminue avec l'augmentation de la profondeur de ce dernier.

Cette étude en transmission montre la relation entre la variation d'amplitude des échos et la profondeur des défauts et vérifie les résultats obtenus en réflexion.

II.3 Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats expérimentaux correspondant à l'étude des quatre défauts de même diamètre et différentes profondeurs usinés sur l'échantillon d'aluminium à travers l'utilisation du dispositif des miroirs de Fresnel.

Le tableau IV.6 représente les rapports entre les profondeurs des défauts et les longueurs d'onde des ondes de Rayleigh à haute et basse fréquence. Les différents défauts sont ensuite étudiés en réflexion et en transmission.

Profondeur du défaut (µm)	$P_d/\lambda_{R,HF}$	$P_d/\lambda_{R,BF}$
160	1,03	0,19
260	1,66	0,30
700	4,55	0,81
1000	6,25	1,16

TABLEAU IV.6 – Rapports entre la profondeur des défauts et la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à haute et basse fréquence.

II.3.1 Mesures en réflexion

La figure IV.30 montre la position du réseau de sources linéiques, de la source ligne individuelle et du point de détection par rapport aux bords de l'échantillon et du défaut pour une configuration en réflexion.

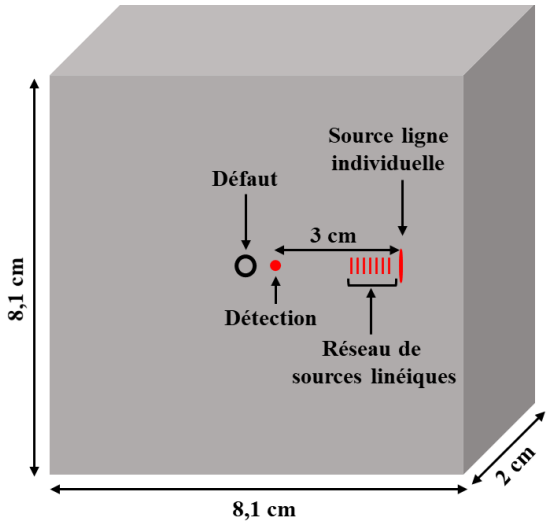


FIGURE IV.30 – Diagramme présentant la position des sources et du point de détection pour une configuration en réflexion.

En théorie, la réflexion de l'onde de Rayleigh par un défaut se produit lorsque la taille du défaut (D) est d'un ordre de grandeur similaire ou supérieur à sa longueur d'onde ($\lambda \leq D$). Dans le domaine fréquentiel, le défaut se comporte comme un filtre passe haut en réflexion. En se référant aux longueurs d'onde calculées dans le tableau IV.2, les ondes de Rayleigh à hautes fréquences sont réfléchies par les défauts de profondeur supérieure à 155 μm et l'onde de Rayleigh à basse fréquence est réfléchie par des défauts de profondeur supérieure à 966 μm.

Les signaux représentant les déplacements normaux détectés en présence des défauts de profondeur variable pour une configuration en réflexion sont présentés dans la figure IV.31.

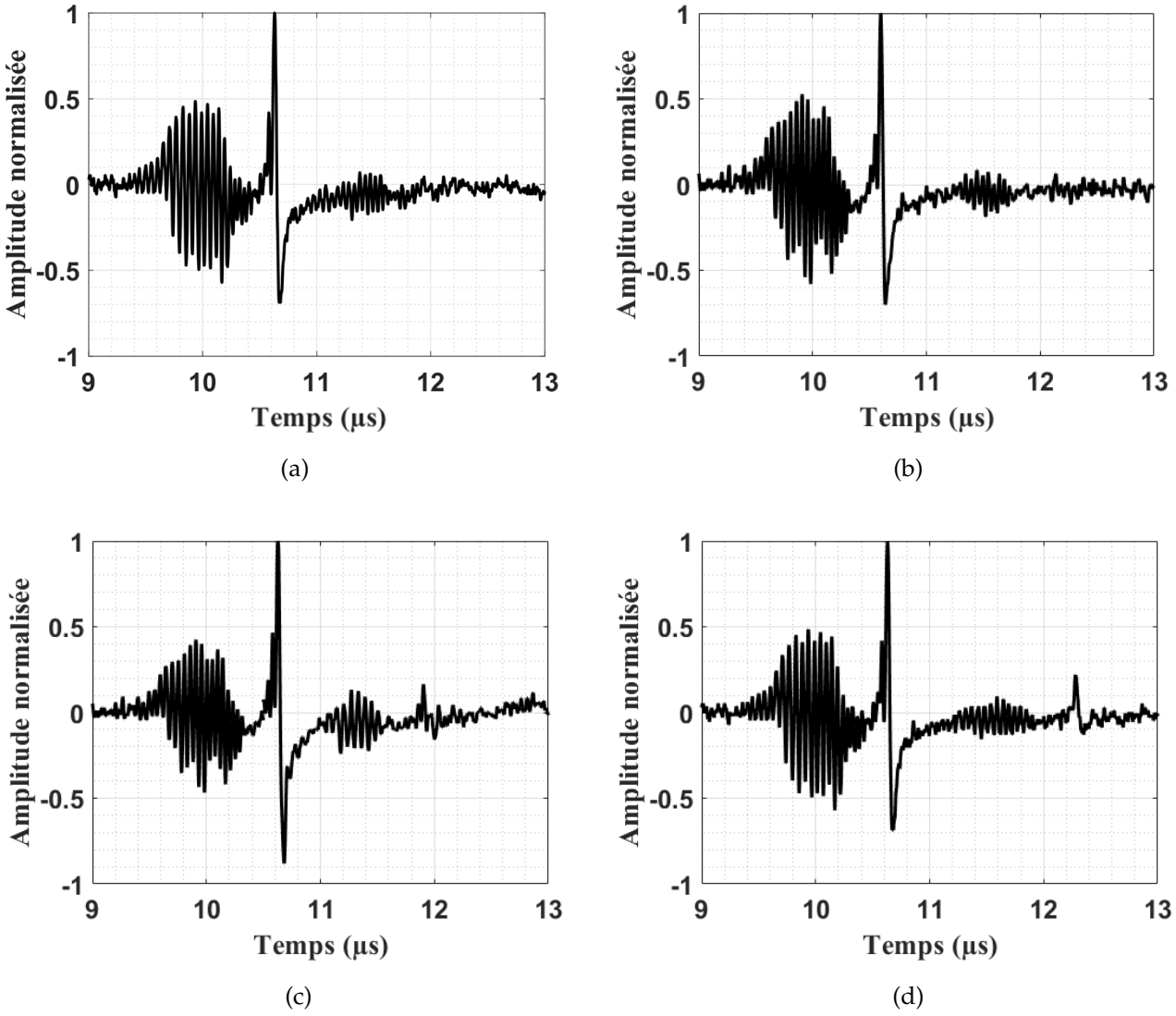


FIGURE IV.31 – Signaux détectés au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en réflexion.

Dans les signaux observés, nous remarquons la présence de plusieurs échos qu'il est nécessaire d'identifier afin de comprendre les phénomènes inhérents. Les échos détectés entre 9 μs et 11 μs dans les quatre signaux sont associés aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques et la source ligne individuelle présentes à la surface de l'échantillon. Ces échos sont alors relatifs au trajet direct sources-détection. Cette identification est basée sur un masquage précis des sources au niveau de l'échantillon.

Dans ces signaux nous observons aussi une série d'échos entre 11 μs et 12 μs, liée à la réflexion des ondes de Rayleigh par les défauts. Pour vérifier cette hypothèse, nous effectuons un

masquage des sources au niveau de l'échantillon afin de caractériser les différents échos.

Il faut noter que la différence temporelle entre les échos associés aux ondes de Rayleigh générées par les sources est due à un léger décalage de la position du point de détection à chaque changement de position de l'échantillon pour le passage au niveau de chaque défaut ce qui rend cette différence non significative.

1. Masquage du réseau de sources linéiques

Nous masquons en premier le réseau de sources linéiques au niveau de l'échantillon, seule la source ligne individuelle est présente à la surface de celui-ci. Les amplitudes des déplacements normaux de surface obtenus dans ce cas sont présentées dans la figure IV.32.

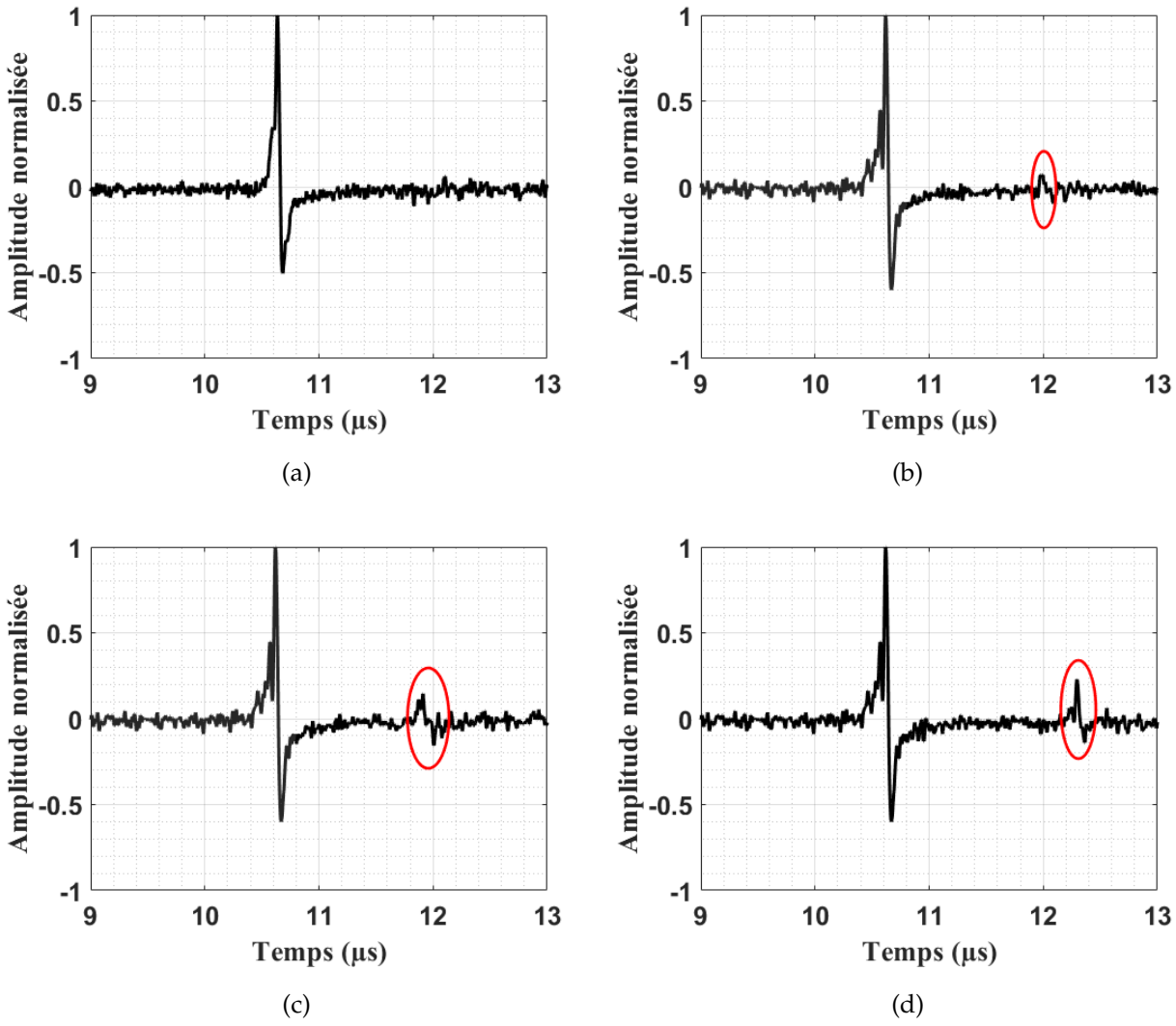


FIGURE IV.32 – Signaux détectés pour une configuration en réflexion au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) sans le réseau de sources linéiques.

La première différence observée dans ces signaux obtenus par masquage du réseau de

sources linéiques au niveau des défauts est la disparition totale des échos détectés entre 9 μs et 10, 5 μs qui sont relatifs au trajet réseau de sources linéiques-détection.

L'analyse comparative des signaux met en évidence la présence d'un écho détecté approximativement à 12 μs dans les signaux (b), (c), (d) (entouré en rouge). Cet écho est relatif à l'onde de Rayleigh générée par la source ligne individuelle et réfléchie par les défauts. En revanche, cet écho n'est pas détecté dans le signal du défaut D_1, ce qui indique l'absence de réflexion d'onde à ce niveau en raison de la faible profondeur du défaut par rapport à la longueur d'onde.

La différence de temps de vol des échos, relatif à la réflexion de l'onde de Rayleigh générée par la source ligne individuelle et observée dans les signaux de la figure IV.32, est due à un alignement imparfait des défauts à la surface de l'échantillon.

L'amplitude du déplacement normal de la surface, liée à l'onde de Rayleigh impulsionnelle basse fréquence réfléchie par le défaut, varie considérablement en fonction de la profondeur du défaut. La figure IV.33 représente la variation relative de l'amplitude crête à crête de cet écho en fonction de la profondeur des différents défauts.

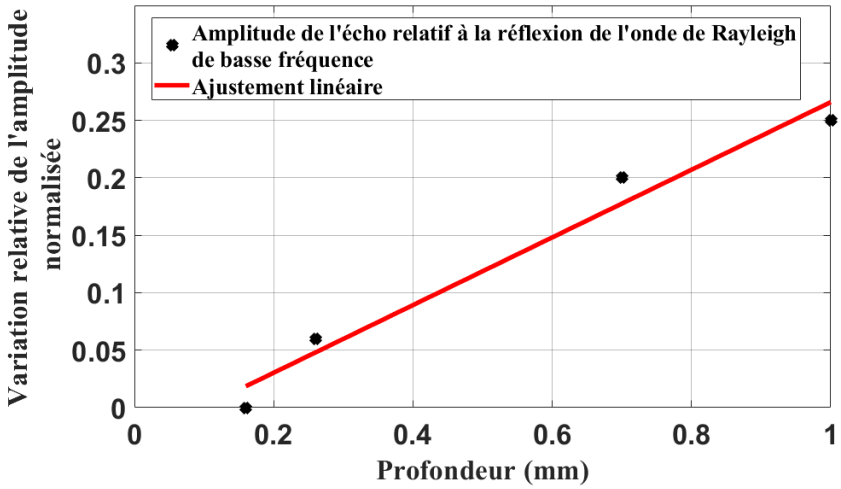


FIGURE IV.33 – Évolution de l'amplitude de l'écho réfléchi associé à l'onde de Rayleigh de basse fréquence en fonction de la profondeur.

La figure IV.33 présente un ajustement linéaire avec une pente de $0,29\ mm^{-1}$, indiquant que lorsque la profondeur du défaut augmente, l'amplitude de l'écho réfléchi augmente également. Les résultats expérimentaux confirment ceux obtenus numériquement, nous constatons une bonne corrélation linéaire entre la profondeur du défaut et l'écho réfléchi.

2. Masquage de la source ligne individuelle

Ensuite, nous masquons la source ligne individuelle au niveau de l'échantillon. Les ampli-

tudes des déplacements normaux de surface obtenus dans ce cas sont présentées dans la figure IV.34.

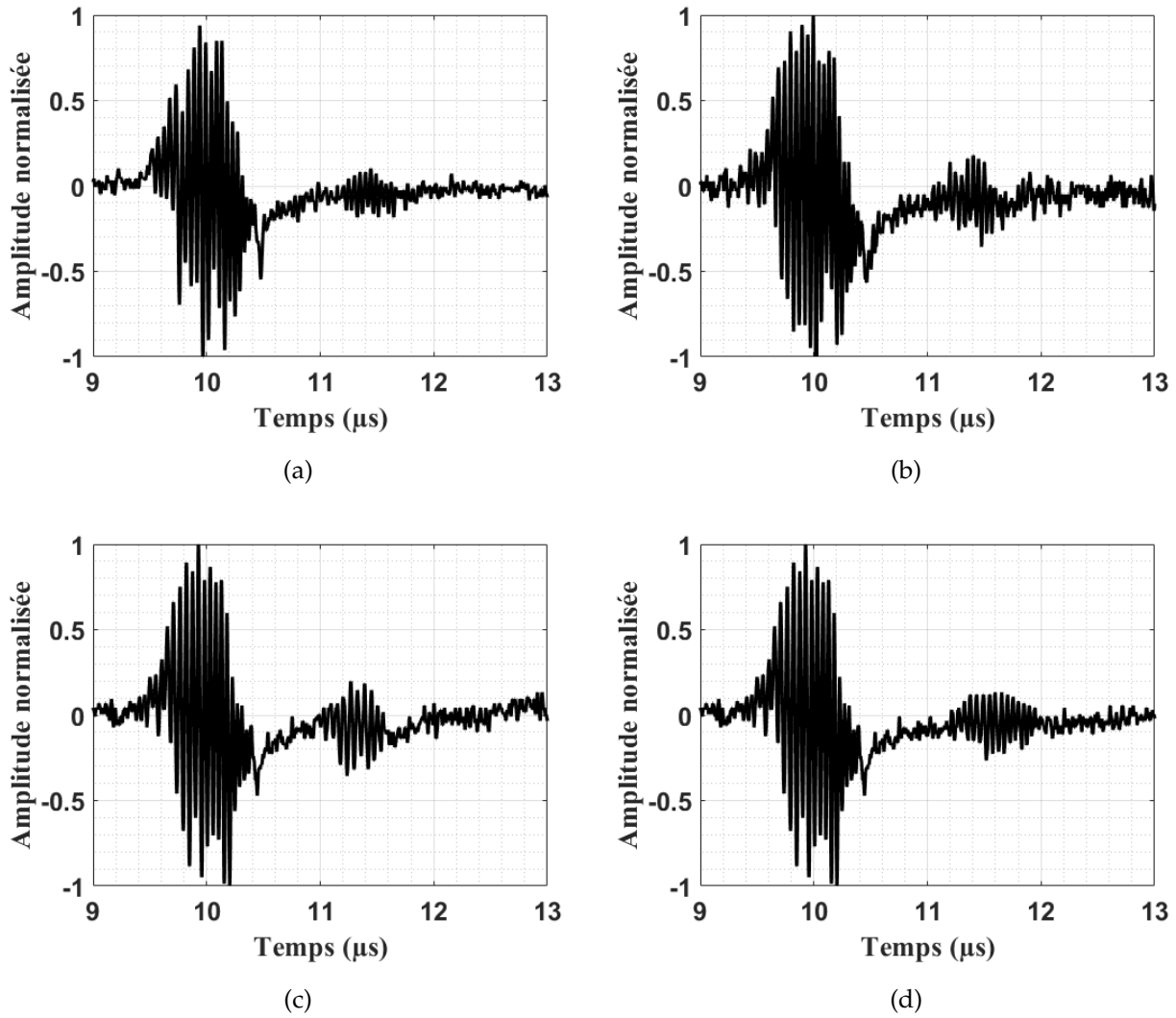


FIGURE IV.34 – Signaux détectés pour une configuration en réflexion au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) sans la source ligne individuelle.

Dans les signaux, nous observons les échos associés aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques entre 9 μs et $10,5$ μs, ainsi que des échos entre 11 μs et 12 μs, associés aux ondes de Rayleigh à haute fréquence réfléchies par les défauts.

L'étude des défauts en réflexion présente un comportement distinct des ondes de Rayleigh selon leur fréquence surtout dans le cas du défaut D_1 possédant la plus petite profondeur. Ce défaut qui agit comme un filtre passe-haut en réflexion. Les ondes de Rayleigh de haute fréquence sont réfléchies par le défaut, tandis que les ondes de Rayleigh à basse fréquence traversent le défaut sans être réfléchies. Cette différence de réponse en fonction de la fréquence

met en évidence l'importance des composantes à haute fréquence dans l'interaction avec le défaut. De plus, l'étude de propagation des ondes de Rayleigh permet d'obtenir des indications sur la position des défauts par rapport aux sources de génération ainsi que des informations sur leurs dimensions approximatives.

Les résultats expérimentaux confirment ceux obtenus numériquement, sans l'onde de Rayleigh à haute fréquence, nous n'aurions pas la possibilité de détecter le défaut avec la plus petite profondeur et nous confirmons également la corrélation linéaire entre la profondeur du défaut et l'écho réfléchi.

II.3.2 Mesures en transmission

L'objectif de l'étude des défauts en transmission est de confirmer les résultats obtenus en réflexion. La figure IV.35 précise la position du réseau de sources linéiques, de la source ligne individuelle et de la détection par rapport aux bords de l'échantillon et du défaut pour une configuration en transmission.

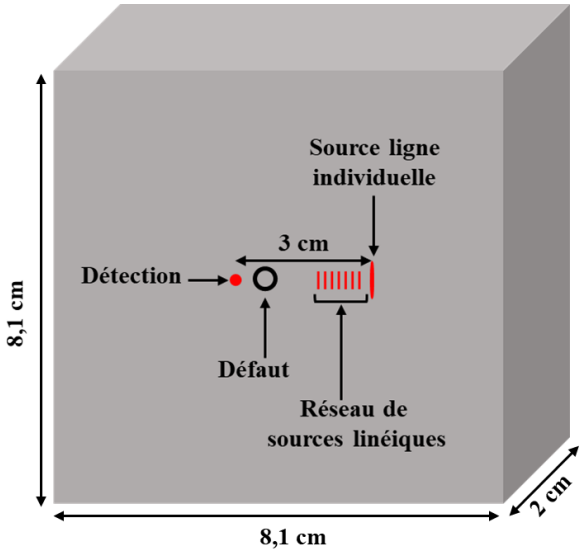


FIGURE IV.35 – Configuration expérimentale associée à l'étude des ondes de Rayleigh transmises par le défaut.

Lorsque les dimensions du défaut sont inférieures à la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh, cette dernière se propage à travers le défaut sans réflexion, mais plutôt en étant transmise. L'atténuation des ondes fournit des indications sur la profondeur du défaut.

Comme en réflexion, les défauts de différentes profondeurs sont étudiés en transmission. Les signaux représentant les déplacements normaux détectés en présence des défauts de profondeur variable pour une configuration en transmission sont présentés dans la figure IV.36.

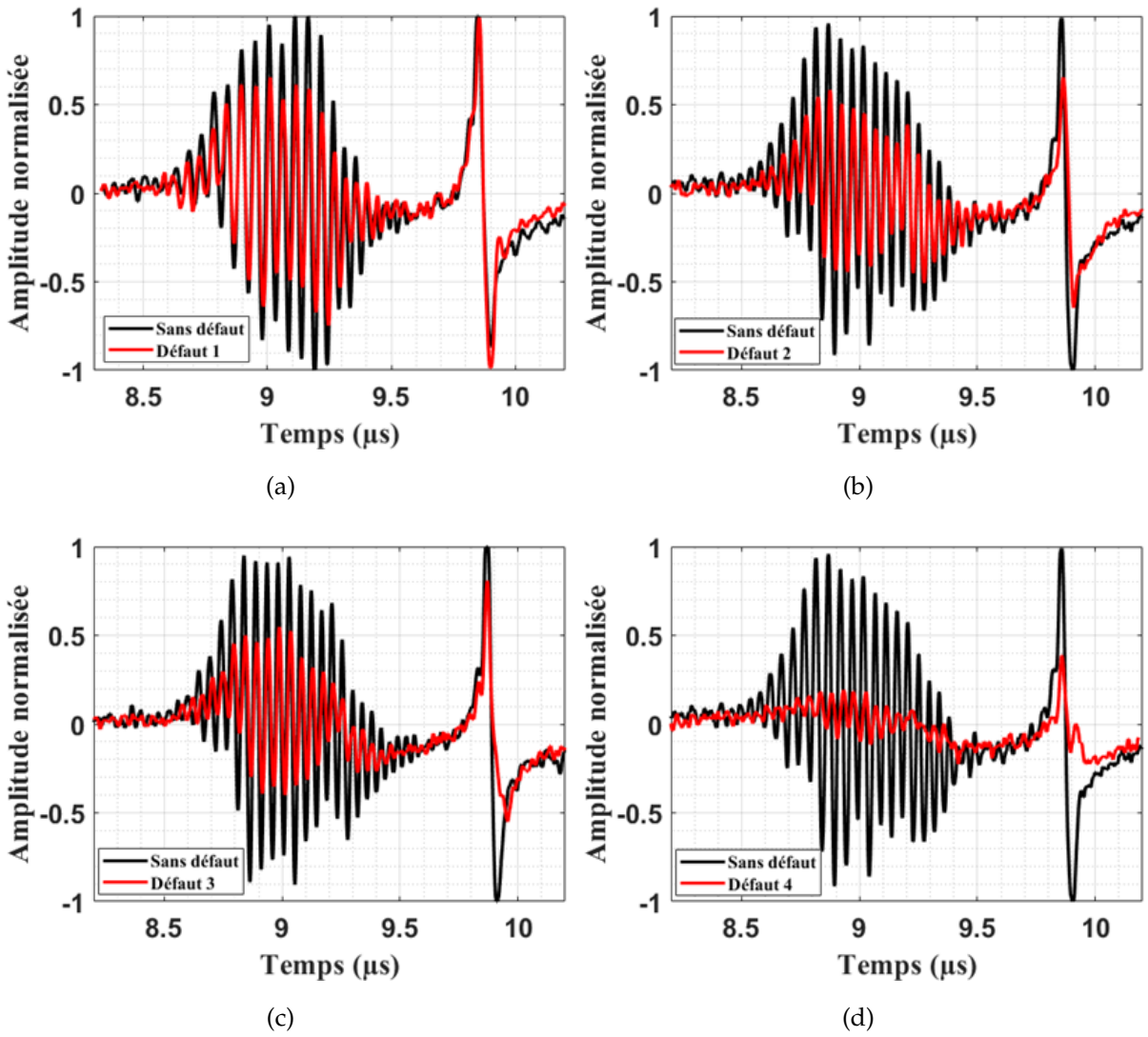


FIGURE IV.36 – Signaux détectés au niveau du défaut D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d) pour une configuration en transmission.

Pour le défaut D_1 (voir Figure IV.36 (a)), qui possède une profondeur comparable à la longueur d'onde en haute fréquence, nous observons une atténuation d'amplitudes des échos entre $8,5\ \mu s$ et $9,5\ \mu s$ relatifs au trajet sources linéiques-détection. Cependant, l'écho détecté à $9,8\ \mu s$ relatif au trajet source ligne individuelle - détection n'est pas atténué ce qui indique que l'onde de Rayleigh à basse fréquence est totalement transmise par le défaut. Ce résultat confirme l'importance des composantes à haute fréquence pour la détection des défauts de faible profondeur.

Pour les défauts D_2 et D_3 (voir Figure IV.36 (b) et (c)), nous remarquons une diminution d'amplitude des échos associés aux ondes de Rayleigh à basse et haute fréquences. Notons également que l'atténuation en présence du défaut D_3 est plus importante que celle du défaut D_2 possédant une profondeur plus importante.

Pour le défaut D_4 (voir Figure IV.36 (d)), ayant la plus grande profondeur, nous observons une forte atténuation d'amplitude des échos associés aux ondes de Rayleigh à basse et haute fréquence.

La variation relative de l'amplitude crête à crête de l'écho associé à l'onde de Rayleigh de basse fréquence générée par la source de ligne individuelle en fonction de la profondeur des défauts est présentée dans la figure IV.37.

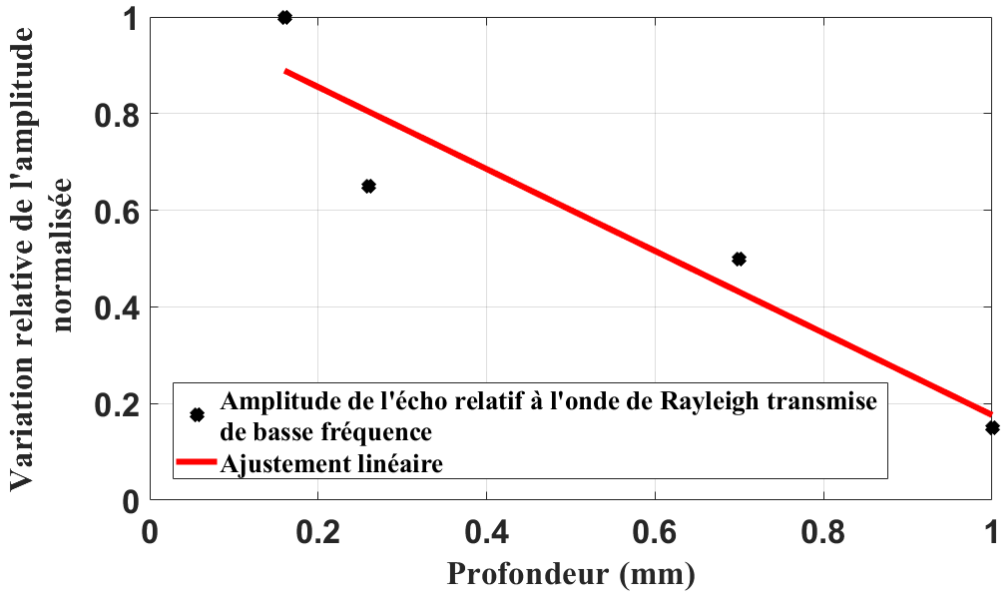


FIGURE IV.37 – Evolution de l'amplitude de l'écho transmis associé à l'onde de Rayleigh à basse fréquence en fonction de la profondeur.

La figure précédente montre un ajustement linéaire avec une pente négative de $0,8\ mm^{-1}$, ce qui indique que l'amplitude de l'écho transmis diminue au fur et à mesure que la profondeur du défaut augmente. Cette pente est cohérente à celle obtenue par modélisation avec une différence de 9 %.

Par ailleurs, afin d'analyser l'atténuation des échos associés à l'onde de Rayleigh de haute fréquence générée par le réseau de sources linéiques, il est essentiel de tracer l'enveloppe de tous les signaux. La figure IV.38 montre ce procédé, facilitant ainsi l'étude du phénomène d'atténuation.

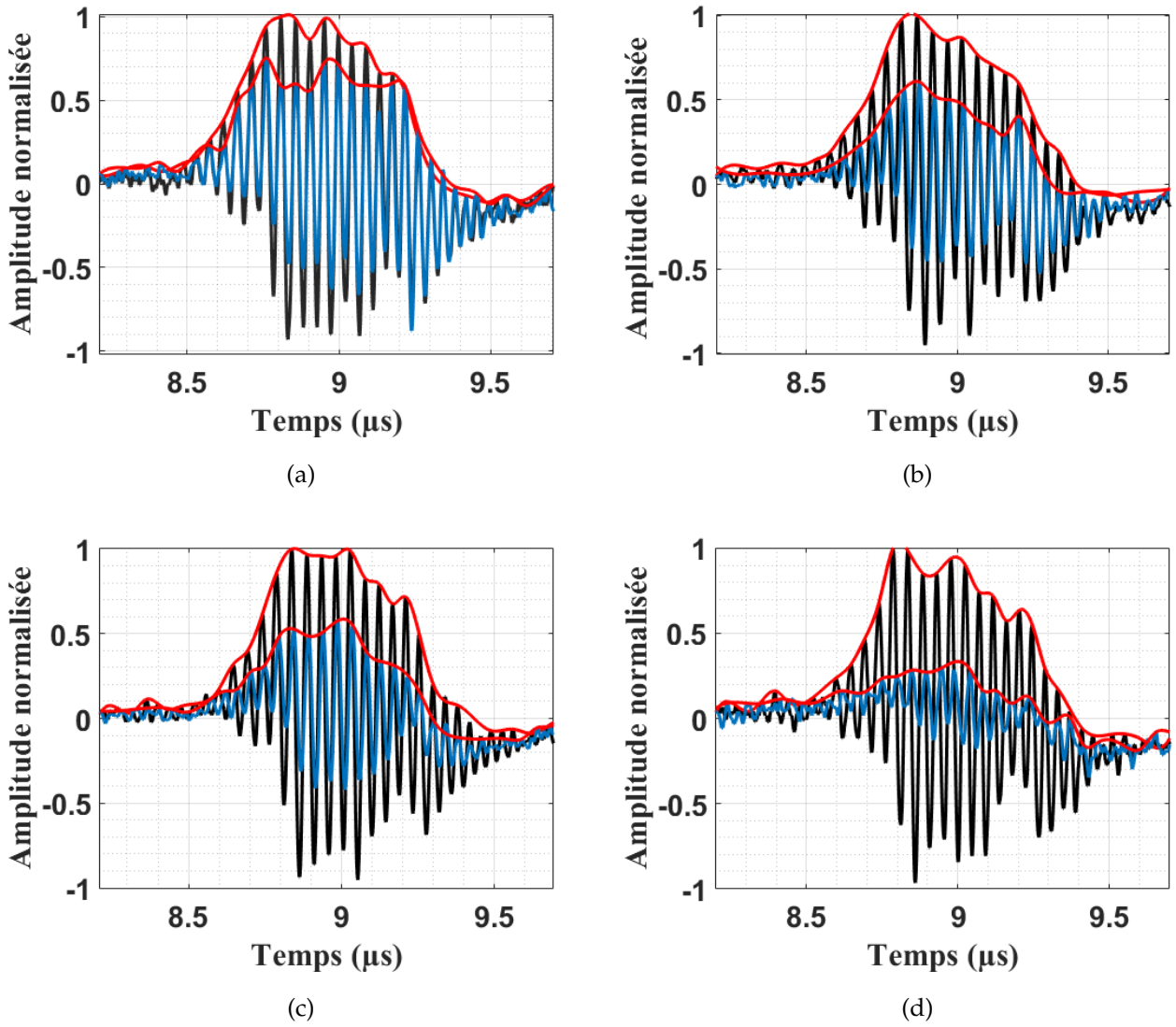


FIGURE IV.38 – Enveloppes des signaux associés aux ondes de Rayleigh générées par le réseau de sources linéiques pour une configuration en transmission sans défaut (noir) et avec défaut (bleu) D_1 (a), D_2 (b), D_3 (c) et D_4 (d).

Les signaux obtenus montrent clairement une atténuation de l'amplitude en fonction de la profondeur du défaut. La figure IV.39 représente la variation relative de l'amplitude de l'écho associé à l'onde de Rayleigh de haute fréquence générée par le réseau de sources linéiques en fonction de la profondeur des défauts.

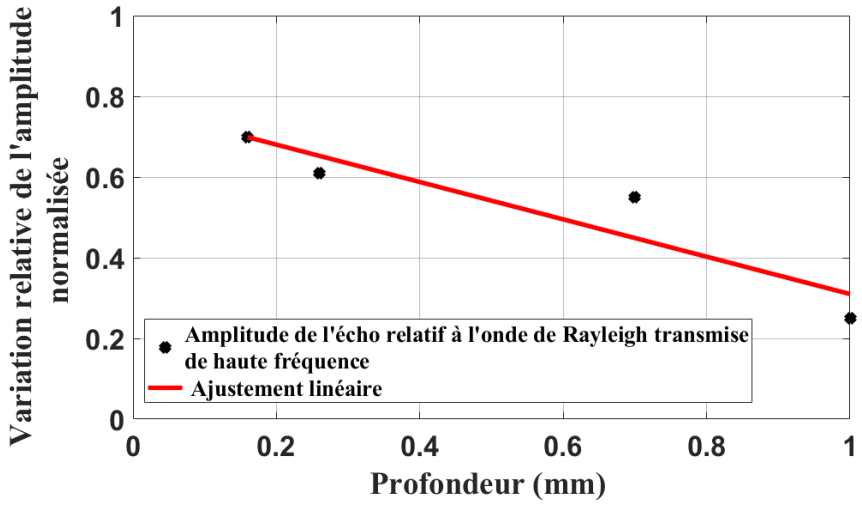


FIGURE IV.39 – Évolution de l'amplitude de l'écho transmis associé à l'onde de Rayleigh de haute fréquence en fonction de la profondeur.

La figure IV.39 présente un ajustement avec une pente négative de $0,46\ mm^{-1}$, ce qui vérifie le fait que l'amplitude de l'écho transmis diminue avec l'augmentation de la profondeur du défaut.

Les résultats obtenus dans le cas d'une configuration en réflexion et en transmission sont cohérents et mettent en évidence l'importance de l'utilisation du dispositif optique à miroirs de Fresnel par rapport à d'autres méthodes de génération de réseaux de sources pour le contrôle non destructif des matériaux et la détection des défauts de petites dimensions.

La cohérence des résultats expérimentaux et numériques avec une variation inférieure à 9 %, permet de confirmer que l'atténuation des ondes fournit des informations sur l'ordre de grandeur de la profondeur du défaut par rapport à la longueur d'onde des ondes de Rayleigh générées. De plus, en l'absence de l'onde de Rayleigh à haute fréquence générée par le réseau de sources, il était impossible de visualiser la présence du défaut D_1 dans les signaux détectés dans les configurations en réflexion et en transmission. Ces résultats confirment l'importance des composantes haute fréquence pour la détection de défauts et aussi l'importance de la composante basse fréquence qui confirme l'ordre de grandeur du défaut, ainsi que sa localisation à la surface de l'échantillon.

III Caractérisation des défauts pour une configuration en réflexion

Après l'étude des défaut dans les configurations en réflexion et en transmission nous avons pu observer une corrélation entre la profondeur des défauts et l'amplitude des échos relatifs aux ondes de Rayleigh à haute et basse fréquences. Pour obtenir plus d'informations sur la forme et le diamètre des défauts, nous procédons à une étude de balayage autour de chaque défaut.

Nous présentons dans cette section les mesures du déplacement normal de la surface réalisée autour du défaut D_4. Pour scanner le défaut du bord supérieur au bord inférieur, l'échantillon est déplacé le long de l'axe des Z avec un pas de 20 μm, en étant positionné sur une platine motorisée. La figure IV.40 décrit cette procédure.

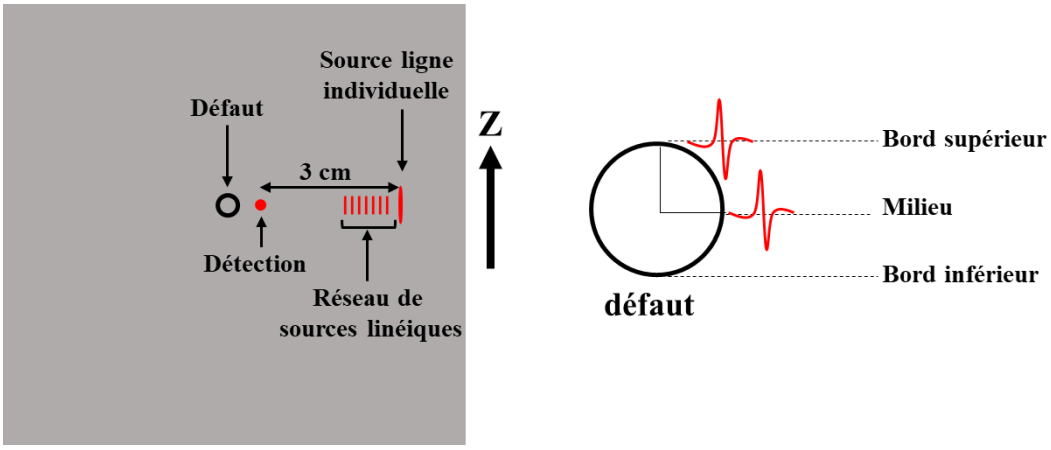


FIGURE IV.40 – Diagramme présentant la procédure d'inspection de défaut par balayage en présence de la configuration de sources obtenue par le dispositif à miroirs de Fresnel.

L'amplitude du déplacement normal de surface détecté à différents niveaux du défaut est présentée dans la figure IV.41.

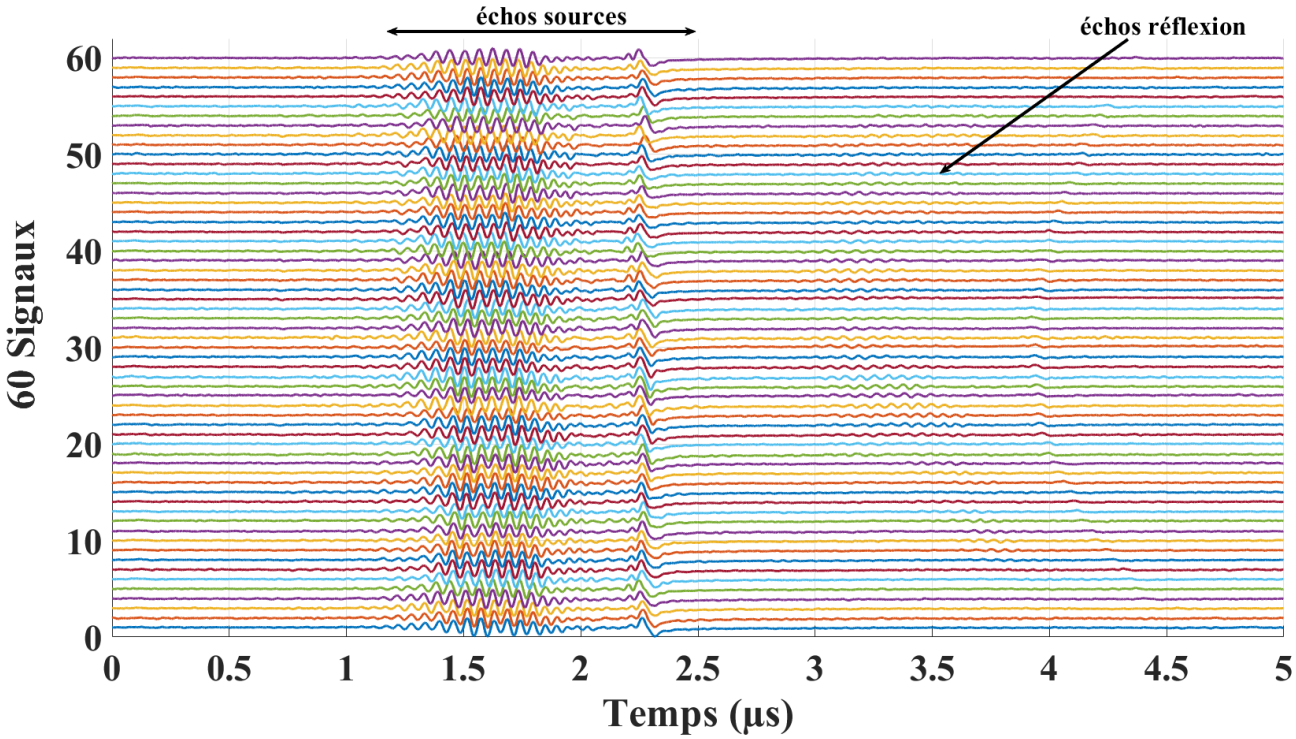


FIGURE IV.41 – Signaux détectés autour du défaut D_4 du bord inférieur au bord supérieur.

Dans ces signaux, nous observons les échos relatifs aux ondes de Rayleigh générées par les sources linéiques, ainsi que les échos relatifs à la réflexion de ces ondes sur les bords du défaut. Pour une meilleure visualisation des résultats, nous présentons dans la figure IV.42 la variation d'intensité en fonction du temps et du niveau (Z) du défaut.

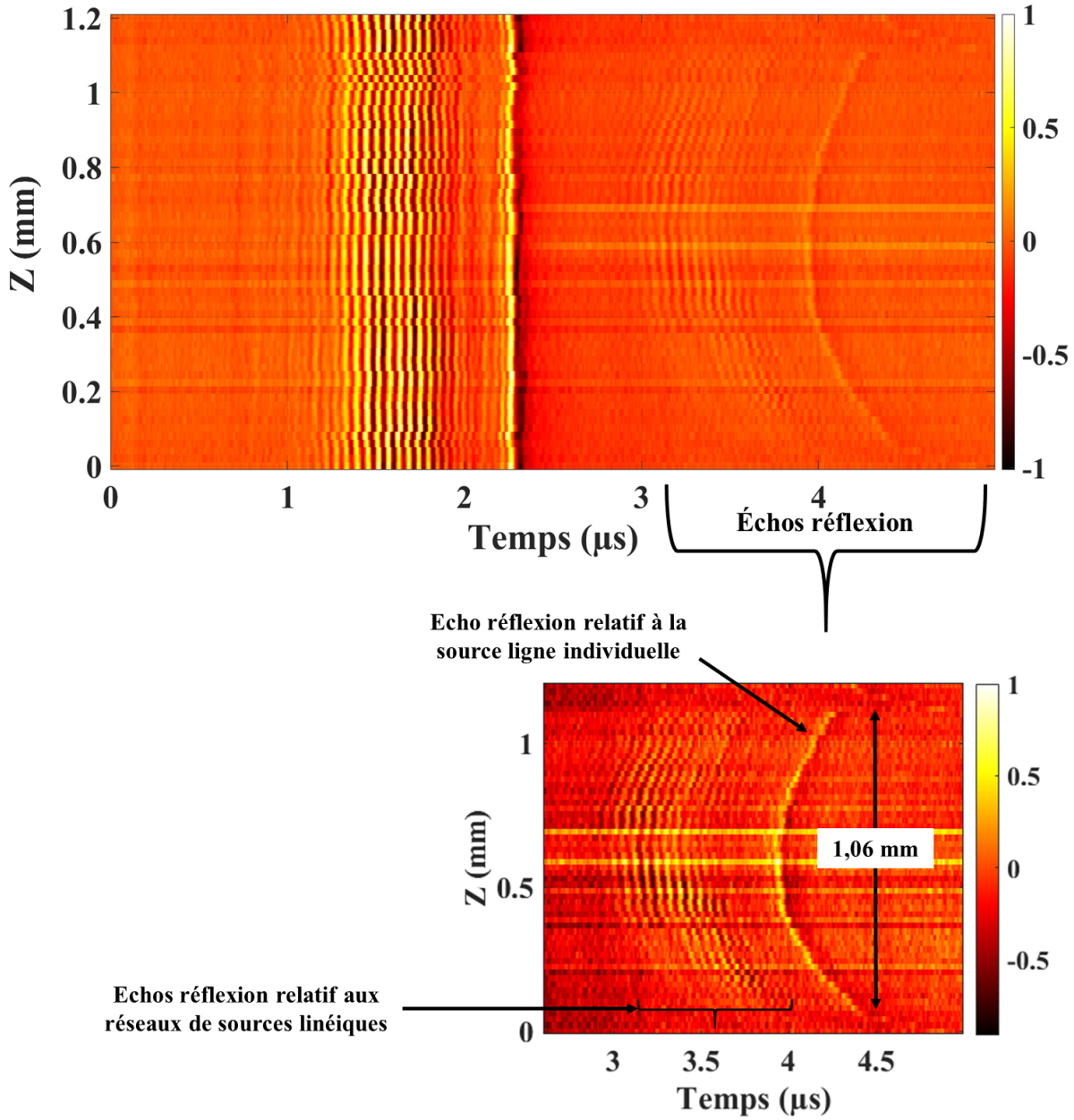


FIGURE IV.42 – Variation d'intensité en fonction du temps et du niveau (Z) du défaut D_4.

Ces résultats montrent clairement la forme d'un arc de cercle, ce qui nous permettra de déterminer l'allure surfacique du défaut. En plus, nous déduisons ainsi le diamètre approximatif du défaut de $1,06\ mm \pm 0,1\ mm$ ce qui vérifie les mesures faites par le microscope optique présenté sur la figure IV.17. Il est important de noter que la composante basse fréquence est la plus visible, ce qui nous a permis de mieux observer et analyser le défaut en termes d'amplitude des signaux réfléchis.

La même étude a été réalisée sur le défaut ayant une forme de fente linéique présent sur la surface de l'échantillon, obtenue par ablation laser (voir la figure IV.18). Nous détectons l'ampli-

tude du déplacement normal de surface à différents niveaux du défaut. La figure IV.43 présente la variation d'intensité en fonction du temps et du niveau (Z) du défaut non circulaire.

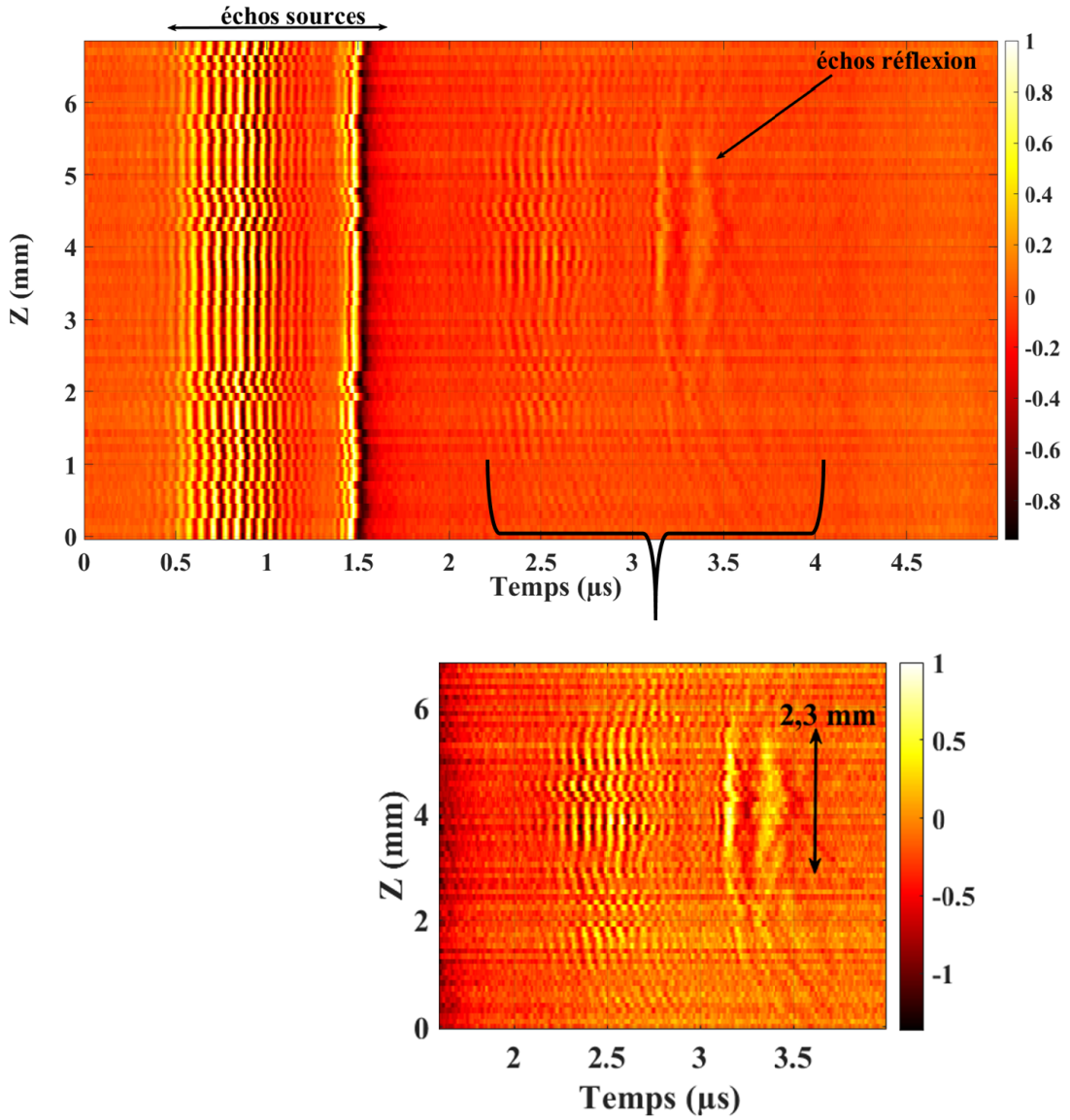


FIGURE IV.43 – Variation d'intensité en fonction du temps et du niveau (Z) du défaut obtenu par ablation laser.

Comme dans le cas du défaut de forme circulaire, nous observons dans les signaux les échos relatifs aux ondes de Rayleigh générées par les sources linéiques, ainsi que les échos relatifs à la réflexion de ces ondes sur les bords du défaut.

D'après la figure IV.43, nous déterminons l'aspect surfacique du défaut et nous estimons sa longueur à environ $2,3\ mm \pm 0,1\ mm$. Ce défaut a été également analysé par le microscope optique afin de visualiser sa forme surfacique et ses dimensions.

La figure IV.44 présente l'image du défaut avec les mesures obtenues. Les observations au microscope permettent de vérifier à la fois la forme du défaut visualisé ainsi que les dimensions obtenues.

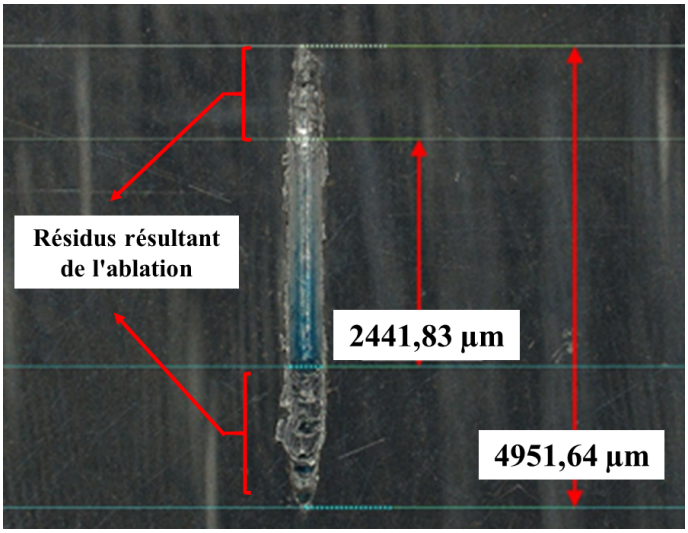


FIGURE IV.44 – Image optique du défaut obtenu par ablation laser à la surface de l'échantillon d'aluminium.

Cette étude, en présence des sources linéiques thermoélastiques obtenues par le dispositif à miroirs de Fresnel,, nous a permis de visualiser clairement la forme surfacique des défauts et de les caractériser avec une précision d'environ 5 %.

IV Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons mis en oeuvre un dispositif optique original formé par deux miroirs de Fresnel pour la génération de plusieurs ondes de Rayleigh à la surface d'un échantillon d'aluminium. Grâce à ce dispositif, nous avons obtenu plusieurs configurations de sources linéiques thermoélastiques permettant la génération simultanée d' ondes de Rayleigh à la fois de basse et haute fréquence.

Premièrement, nous avons réalisé une analyse approfondie des figures d'interférences obtenues en modifiant l'angle entre les deux miroirs. Nous avons également étudié la variation de la distance miroirs - échantillon, en calculant les fréquences d'onde correspondantes à chaque distance. Les résultats obtenus permettent de conclure que ce dispositif peut générer différentes configurations de sources ainsi que des ondes de Rayleigh à plusieurs fréquences par une simple modification de l'angle et de la distance.

Deuxièmement, nous avons étudié l'interaction des ondes de Rayleigh générées par la confi-

guration de source obtenue à une distance et à un angle spécifiques, avec des défauts débouchants de même diamètre et de différentes profondeurs présents à la surface d'un échantillon d'aluminium. L'analyse de ces défauts, en configurations de réflexion et de transmission, nous a permis de déterminer certaines de leurs caractéristiques telles que l'ordre de grandeur de leur profondeur et de confirmer l'importance de la composante haute fréquence pour la détection des défauts de faible dimension. De plus, nous avons présenté les résultats obtenus par modélisation, qui ont permis de valider les résultats expérimentaux et de décrire l'interaction entre les ondes et les défauts débouchants.

En conséquence, l'utilisation du dispositif à miroirs de Fresnel nous a permis d'optimiser la source laser pour le contrôle non destructif de façon simple et adaptable. Ce dispositif présente alors des avantages significatifs pour la détection et la caractérisation des défauts, grâce à sa capacité de générer des ondes de Rayleigh à basse et à haute fréquence par un réseau de sources. Ceci en fait un outil extrêmement efficace et intéressant dans le cadre du CND par Ultrasons-Laser.

Références du chapitre IV

[1] Sungho CHOI et Kyung-Young JHANG. « Influence of slit width on harmonic generation in ultrasonic surface waves excited by masking a laser beam with a line arrayed slit ». In : *NDT & E International* 57 (2013), p. 1-6.

[2] ADW MCKIE et al. « Laser generation of narrow-band and directed ultrasound ». In : *Ultrasonics* 27.6 (1989), p. 323-330.

[3] Frédéric FAËSE. « Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers : applications à la caractérisation sans contact de défauts ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[4] Keith A NELSON et al. « Optical generation of tunable ultrasonic waves ». In : *Journal of Applied Physics* 53.2 (1982), p. 1144-1149.

[5] Nahum KIPNIS. « Fresnel and the principle of interference ». In : *History of the Principle of Interference of Light*. Basel : Birkhäuser Basel, 1991, p. 165-198.

[6] Hidetoshi NAKANO et Satoshi NAGAI. « Laser generation of antisymmetric Lamb waves in thin plates ». In : *Ultrasonics* 29.3 (1991), p. 230-234.

[7] Hideo NISHINO et al. « Excitation of high frequency surface acoustic waves by phase velocity scanning of a laser interference fringe ». In : *Applied physics letters* 62.17 (1993), p. 2036-2038.

[8] Hecht EUGENE et al. *Optique / Eugène Hecht ; traduction française dirigée par Sébastien Matte la Faveur et Jean-Louis Meyzonnette,* fre. 4e édition. Paris : Pearson Education, 2005. ISBN : 2-7440-7063-7.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons mis à profit la méthode Ultrasons-Laser pour le Contrôle Non Destructif des structures. L'absence de contact mécanique avec l'échantillon à inspecter et les possibilités offertes par l'optique pour disposer de sources thermoélastiques variées sont des avantages importants. Cette étude s'est principalement focalisée sur l'interaction des ondes de Rayleigh, générées par différentes configurations de sources, avec divers défauts. Ces configurations de sources ont été obtenues par l'utilisation de dispositifs optiques spécifiques permettant une mise en forme innovante de la source laser.

Au premier chapitre, les méthodes de Contrôle Non Destructif les plus couramment utilisées dans les secteurs industriels et les laboratoires de recherche ont été présentées. Nous avons détaillé les techniques de contrôle par ultrasons en mettant en évidence les avantages et les limites de chaque méthode et en particulier pour celle des Ultrasons-Laser utilisée expérimentalement. Ensuite, nous avons présenté les principaux modes de génération d'ondes élastiques par laser ainsi que les méthodes optiques permettant la détection de déplacements mécaniques. À partir de ces informations, un interféromètre hétérodyne de type Mach-Zehnder a été retenu pour étudier des échantillons métalliques disposant d'un très bon état de surface.

Dans le second chapitre, les caractéristiques de l'onde de Rayleigh ont été présentées. Nous avons détaillé le modèle analytique décrivant la génération de ces ondes en mode thermoélastique et régissant leur propagation. Ensuite, nous avons développé un modèle numérique reposant sur l'utilisation des éléments finis afin de simuler la propagation des ondes ultrasonores générées par laser dans un échantillon d'aluminium. Nous avons modélisé un réseau de sources linéiques thermoélastiques et nous avons étudié deux configurations de ce réseau faisant intervenir un nombre de sources différent. Pour chaque configuration, nous avons analysé la propagation des ondes de Rayleigh pour plusieurs largeurs de sources et distance inter-sources en présence et en absence de défaut surfacique.

Au troisième chapitre, une étude expérimentale est présentée où nous avons mis en œuvre un réseau de diffraction afin de générer plusieurs sources thermoélastiques à la surface d'un échantillon d'aluminium. Nous avons travaillé avec un réseau de sources linéiques et un réseau de sources ponctuelles, ce qui nous a permis d'observer les effets de chacun sur la génération d'ondes de Rayleigh. Nous avons obtenu la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh expérimentalement par deux méthodes et avons montré qu'il était possible d'obtenir une des dimensions de l'échantillon et de localiser un défaut débouchant à sa surface en considérant les différents temps de vol obtenus pour les ondes de Rayleigh excitées.

Dans le dernier chapitre, nous avons mis en oeuvre un deuxième dispositif optique basé sur l'utilisation originale de miroirs de Fresnel. Les études menées ont confirmé que ce dispositif

simple à mettre en oeuvre permet d'obtenir facilement plusieurs configurations de sources pour la génération simultanée d'ondes de Rayleigh à basse et à haute fréquences. Tout d'abord, nous avons analysé l'interaction des ondes de Rayleigh avec des défauts débouchants de différentes dimensions. Ensuite, en étudiant de manière plus approfondie ces défauts en considérant la réflexion et la transmission des ondes de Rayleigh par ceux-ci, nous avons pu déduire certaines de leurs caractéristiques comme la profondeur. Enfin, nous avons constaté que ce dispositif présente des avantages significatifs pour la caractérisation et la détection des défauts, et qu'il constitue un dispositif optique particulièrement intéressant à exploiter dans le cadre du CND par Ultrasons-Laser.

Dans cette thèse, nous avons travaillé sur l'optimisation de la génération sans contact d'ondes de Rayleigh par la mise en forme de la source laser dans l'objectif de caractériser des défauts. Nous avons utilisé des dispositifs optiques capables d'engendrer simultanément plusieurs sources thermoélastiques, excitant plusieurs ondes de Rayleigh à la surface de l'échantillon. Sur le plan théorique, nous avons développé des modèles simulant la propagation des ondes acoustiques dans différentes configurations de sources, assurant une cohérence entre les résultats numériques et expérimentaux. Sur le plan expérimental, nous avons confirmé l'efficacité de ces dispositifs et nous avons déduit certaines caractéristiques des défauts.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Il sera notamment intéressant de réaliser des études en utilisant la configuration de sources obtenue par le dispositif à miroirs de Fresnel sur des échantillons de type couches sur substrat présentant éventuellement des défauts. Nous pensons également mettre à profit l'excitation simultanée d'ondes de surface quasi-monochromatiques et impulsionnelles pour la caractérisation de l'adhérence des revêtements en s'intéressant notamment aux effets non-linéaires. Ces efforts visent à dévoiler l'applicabilité et les avantages révélés de ce dispositif optique dans divers contextes de défauts, ouvrant la voie à d'autres applications pratiques dans le domaine du Contrôle Non Destructif.

Sujet : Contribution au Contrôle Non Destructif des structures par Ultrasons-Laser. Optimisation de la génération sans contact d'ondes de surface.

Résumé

La méthode Ultrasons-Laser constitue une approche importante et intéressante pour le Contrôle Non Destructif de structures (CND) sans contact. L'objectif de cette thèse est d'optimiser cette méthode pour améliorer la détection et la caractérisation des défauts par ondes acoustiques de surface, en modifiant la forme de la source thermoélastique via celle du faisceau laser de génération. Nous avons présenté les principales caractéristiques de la propagation des ondes de Rayleigh dans un milieu homogène et isotrope et développé un modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis afin de simuler la génération des ondes ultrasonores par deux réseaux de sources linéiques distincts. Ce modèle a aussi permis d'analyser l'interaction ondes-défauts dans différentes configurations. Sur le plan expérimental, la forme de la source laser a été modifiée en utilisant divers dispositifs optiques. Différents réseaux de sources thermoélastiques ont été étudiés au travers des ondes de Rayleigh excitées et de leurs interactions avec divers défauts débouchants dans un échantillon d'aluminium. Nous avons notamment montré qu'il était possible d'exciter facilement et simultanément des ondes de Rayleigh quasi-monochromatiques et impulsionnelles. Ceci permet d'améliorer la détection et la caractérisation de défauts au regard des spectres fréquentiels ainsi obtenus. Différents défauts artificiels ont été considérés et l'analyse de la propagation des ondes de Rayleigh réfléchies et transmises par ces derniers a permis de mettre en évidence l'intérêt des dispositifs optiques étudiés. Les résultats obtenus à partir des différentes configurations expérimentales ont clairement montré les avantages de chacune d'entre elles pour le CND de la structure concernée.

Mots clés : Ultrasons-Laser, Acoustique, Réseau de sources, Ondes de Rayleigh, Défauts, Contrôle Non Destructif (CND).

Abstract

Laser Ultrasonics method is an important and interesting approach to non contact Non-Destructive Testing of structures. The aim of this thesis is to optimize this method for improving the detection and characterization of defects using surface acoustic waves, by modifying the shape of the thermoelastic source via that of the generating laser beam. We have presented the main characteristics of Rayleigh waves propagation in a homogeneous and isotropic medium, and developed a numerical model based on the finite element method to simulate the generation of ultrasonic waves by two distinct arrays of line sources. The model was also used to analyze waves-defects interaction in different configurations. Experimentally, the shape of the laser source was modified using various optical devices. Different arrays of thermoelastic sources were studied in terms of excited Rayleigh waves and their interactions with various open defects in an aluminum sample. In particular, we have shown that quasi-monochromatic and pulsed Rayleigh waves can be excited easily and simultaneously. This makes it possible to improve defect detection and characterization with regard to the frequency spectra thus obtained. Various artificial defects have been considered and the analysis of the propagation of Rayleigh waves reflected and transmitted by these defects has demonstrated the interest of the optical devices studied. The results obtained from the various experimental configurations clearly demonstrated the benefits of each for the NDT of the structure concerned.

Keywords : Laser-Ultrasonics, Acoustics, Array of sources, Rayleigh Waves, Defects, Non-Destructive Testing (NDT).