

N°d'ordre :

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (U.S.T.H.B). ALGER

Faculté de Physique

MEMOIRE

Présenté à l'U.S.T.H.B pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

Spécialité : **Physique des Matériaux**

Option : **Acoustique**

Par

M^{elle} Nadia HARHAD

Thème :

SIMULATION DU PRINCIPE DE LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE AUX BASSES FREQUENCES

Soutenue publiquement le 15 février 2006 devant le jury composé de :

Mr.	M. BENDAOU	Doyen, Faculté de Physique, U.S.T.H.B	Président
	(Feu) A. BENCHALA	Professeur, Faculté de Physique, U.S.T.H.B	Directeur de thèse
	F. BOUBENIDER	Professeur, Faculté de Physique, U.S.T.H.B	Co-Directeur de thèse
	H. DJELOUAH	Professeur, Faculté de Physique, U.S.T.H.B	Examineur
	A. BADIDI BOUDA	Maître de recherche, C.S.C /Chéraga	Examineur
	R. DRAI	Maître de recherche, C.S.C /Chéraga	Examineur

A la mémoire du Professeur AMAR BENCHAALA

Professeur à la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B

Directeur du C.S.C

A mes parents

A ma famille

A tous mes amis

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Centre de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle (C.S.C), ainsi qu'au Laboratoire de physique des Matériaux au sein de l'équipe « Acoustique » de la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B, sous la direction du défunt Professeur A.BENCHAALA et du Professeur F.BOUBENIDER.

Je tiens tout d'abord à rendre un respectueux hommage à la mémoire du Professeur A.BENCHAALA, qui à travers le sujet qu'il m'a proposé pour mon Magister, m'a initié au domaine de la microscopie acoustique.

Je tiens à exprimer mes sentiments de gratitude à monsieur F. BOUBENIDER, Professeur à l'U.S.T.H.B, qui m'a accueillie au sein de son équipe, et qui par ses connaissances et ses encouragements a contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je suis également reconnaissante à Monsieur A.BADIDI BOUDA, chef du Laboratoire de Caractérisation et d'Instrumentation L.C.I-(C.S.C) pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire, d'avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires pour la réalisation de mon travail expérimental et pour avoir accepté d'être examinateur de ce travail.

Je remercie sincèrement monsieur M.BENDAOUD, Professeur et Doyen de la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B, de sa disponibilité et, qui m'honore en acceptant la présidence du jury.

J'adresse mes vifs remerciements à monsieur H.DJELOUAH, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour son obligeance, ses précieux conseils et, qui m'honore de sa présence dans le jury.

Je remercie également Monsieur R.DRAI, chef du laboratoire de traitement du signal et de l'image -L.T.S.I-(C.S.C), qui a bien voulu examiner ce travail.

Mes remerciements vont également au personnel du C.S.C , en particulier ceux du laboratoire L.C.I , du laboratoire d'électronique, et ceux de l'atelier de mécanique.

Table des matières

Avant propos

Introduction-----4

Chapitre premier

Principe de fonctionnement et éléments de base d'un microscope acoustique

I.1 Introduction-----6

I.2 Présentation du microscope acoustique-----7

I.2.1 La partie acoustique-----7

I.2.2 La partie électronique-----8

I.2.3 Principe de fonctionnement d'un microscope acoustique-----9

Chapitre deuxième

La signature acoustique $V(z)$

II.1 Introduction-----11

II.2 La microcaractérisation par la technique du $V(z)$ -----11

II.2.1 Principe du $V(z)$ -----12

II.2.2 Traitement du $V(z)$ par la transformée de Fourier rapide-----16

II.2.3 Caractérisation du matériau-----18

Chapitre troisième

Simulation du principe de la microscopie acoustique

III.1 Introduction-----20

III.2 Principe de la simulation-----	20
III.2.1 Détermination du signal de la réflexion spéculaire normale $V_1(z)$ -----	22
III.2.2 Calcul du champ dû aux ondes rayonnantes de Rayleigh $V_2(z)$ -----	24
III.3 Simulation de la signature acoustique $V(z)$ -----	28
III.3.1 Exploitation des résultats obtenus -----	30
III.4 Interprétation des résultats théoriques-----	32
III.5 Conclusion-----	33

Chapitre quatrième

Résultats expérimentaux

IV.1 Matériel utilisé pour l'expérience-----	34
VI.2 Caractérisation des sondes acoustiques-----	37
VI.3 Description du dispositif expérimental-----	39
IV.4 Conduite de l'expérience-----	41
IV.5 Acquisition des signaux-----	43
IV.6 Traitement du $V(z)$ par la FFT-----	44
IV.7 Exploitation des résultats-----	46
IV.8 Interprétation des résultats expérimentaux-----	48
IV.9 conclusion-----	49

Chapitre cinquième

Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux

V.1 Tableau récapitulatif des résultats-----	50
V.2 comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux-----	51

Conclusion -----	52
-------------------------	-----------

Annexe A-----54

Calcul du coefficient d'atténuation de Rayleigh

Annexe B

**Les méthodes utilisées pour la caractérisation
des matériaux**

I-Méthodes statiques-----57

I-1-Essai de dureté-----57

I-2-Essai de traction-----57

I-3-Essai de résilience-----58

II-Méthodes dynamiques-----59

Références bibliographiques-----63

INTRODUCTION

Les ultrasons, par leur nature de rayonnement non ionisant, sont sans danger pour les applications biomédicales et, non destructif lorsqu'il s'agit d'observer les solides au voisinage de leur surface ou en profondeur [ATTA98][ABBA96]. Diverses industries [BENN97][OULE04] en font appel, en utilisant des instruments de mesures appropriés à leurs besoins. L'un de ces instruments de mesure est le microscope acoustique [KUSH92]. La résolution de cet instrument qui conditionne le grandissement maximum, est comparable à celui des meilleurs appareils optiques. Le microscope acoustique a pour principales applications, l'imagerie et la microcaractérisation, qui permettent la détermination des modules d'élasticité et un contrôle de qualité des échantillons [COST94][LI95][KUSH92].

Le microscope acoustique utilise une lentille convergente, creusée dans un barreau de saphir [CONN98], qui permet de créer des ondes réfractées sous divers angles dont l'angle limite dit, angle de Rayleigh [FERD93]. Le faisceau acoustique réfléchi par le matériau à étudier, résulte de la superposition de l'onde qui est réémise normalement, des ondes rayonnantes de Rayleigh et de toutes les autres ondes générées sous incidence comprise entre l'incidence normale et l'incidence sous angle de Rayleigh. Ces dernières, du fait de leur angle d'incidence (sur l'interface eau-échantillon), sont soit, réfléchies totalement soit pénètrent le barreau de saphir et suite aux réflexions multiples, s'atténuent rapidement. En pratique, les ondes « utiles » réémises, sont l'onde spéculaire normale et les ondes rayonnantes de Rayleigh [LI95].

En conséquence, il m'a été demandé dans le cadre de mon travail de Magistère, d'étudier théoriquement et expérimentalement, un nouvel appareil, dont le fonctionnement se base sur le principe de fonctionnement du microscope acoustique aux basses fréquences. Cet appareil est moins onéreux (le prix du microscope acoustique avoisine les 22000 \$), puisqu'il est constitué de trois transducteurs piézoélectriques, disposés convenablement, pour générer et recevoir uniquement, les ondes « utiles » : spéculaire réfléchie et rayonnantes de Rayleigh. Cet appareil sera mis en application pour caractériser mécaniquement un échantillon d'acier inoxydable.

Ce mémoire résume mon travail qui se subdivise en cinq chapitres: Dans le premier chapitre, sont présentées les parties constituantes d'un microscope acoustique classique, ainsi que ses modes de fonctionnement. Le second chapitre sera consacré à la signature acoustique spatiale, appelée $V(z)$, résultante de l'interférence de l'onde spéculaire normale et de l'onde de surface rayonnante dite de Rayleigh[TAMI73][CHAN91]. Pour un matériau massif cette signature permet d'accéder aux caractéristiques mécaniques du matériau[ATTA98]. Le troisième chapitre est consacré à l'étude théorique du microscope acoustique à trois transducteurs, basée sur le modèle élaboré par TAMIR [TAMI73] et développée par [BOUH03], pour obtenir la signature acoustique $V(z)$ de l'acier inoxydable, qui nous permettra de le caractériser. Le quatrième chapitre comprend l'étude expérimentale, effectuée au sein du laboratoire de Caractérisation et d'Instrumentation (L.C.I.) au Centre de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle C.S.C (Chéraga). Dans le dernier chapitre nous comparerons les résultats obtenus théoriquement et expérimentalement.

Chapitre premier

Principe de fonctionnement et éléments de base d'un microscope acoustique

I.I-Introduction :

En 1936, le scientifique russe S.Y. SOKOLOV fut le premier à remarquer que des ondes de fréquence suffisamment élevée, pouvaient être utilisées pour construire un microscope de résolution comparable à celle des microscopes optiques. Cependant, ce n'est que vers le début des années soixante que de telles ondes furent générées, suite aux progrès techniques. Ainsi, le premier instrument a été développé en 1974 à l'université de Stanford par QUATE et LEMONS : Il s'agissait alors d'un microscope acoustique à balayage (S.A.M.), travaillant en transmission à la fréquence de 160 MHz. Par la suite, d'autres recherches ont abouti à des fréquences de travail bien supérieures et au développement du microscope acoustique à balayage travaillant en réflexion, qui s'est avéré alors plus adapté à l'étude de la plupart des matériaux. Actuellement, les fréquences de travail s'étalent de quelques mégahertz à plusieurs gigahertz. Cette nouvelle technique de microscopie apparaît alors comme complémentaire de celles déjà existantes. Son intérêt résulte du fait qu'elle offre la possibilité d'imager les structures subsurfaces des matériaux opaques et d'obtenir des images acoustiques qui contiennent des informations relatives aux propriétés mécaniques et à la structure des matériaux (densité, élasticité, viscosité, adhérence, topographie, etc.). De plus, c'est une technique non destructive pour la plupart des matériaux.

Le microscope acoustique est un instrument de mesure de l'infiniment petit, son principal avantage réside dans la nature de l'onde ultrasonore utilisée (Lamb, Love, Rayleigh...), chacune sensible à une interaction spécifique avec l'objet [FERD93].

Le microscope acoustique est utilisé en imagerie acoustique, cette application est sollicitée dans plusieurs domaines tels que,

- la microélectronique pour le contrôle des composants lors de leur fabrication [KUSH02].
- la métallurgie, pour les tests de soudure et de brasure.
- et en biomédical, pour des examens in vivo de tissus (sans avoir recours à la coloration) [BENN97] [OULE04].

Cependant, la difficulté réside dans l'interprétation des contrastes des images qui doit être rigoureuse et faite par des spécialistes.

L'autre application du microscope acoustique est la microcaractérisation [MIHA93]. Cette dernière, consiste en l'analyse de l'amplitude du signal obtenu, dite signature acoustique. Cette analyse permet de mesurer les propriétés mécaniques des matériaux [KUSH85] [KUSH92] sur de très petits volumes au-dessous de la surface voir, sur une profondeur de quelques longueurs d'ondes. La microcaractérisation permet aussi de déceler les défauts de surface tels que, l'adhérence des couches et la maîtrise de leurs épaisseurs.

Le travail présenté dans ce mémoire se rapporte à la deuxième application du microscope acoustique, en l'occurrence la microcaractérisation.

1.2-Présentation du microscope acoustique :

un microscope acoustique comprend deux parties essentielles [RAMD94]:

- **La partie acoustique**, composée principalement d'un capteur émetteur-récepteur ultrasonore qui nous permet d'accéder aux propriétés élastiques du matériau via l'onde ultrasonore réfléchi.
- **La partie électronique**, permet l'acquisition et le traitement des données.

1.2.1-La partie acoustique :

Cette partie du microscope utilise un transducteur piézoélectrique. En effet, ce matériau a la particularité de subir un changement de volume (compression ou dilatation) lorsqu'il est polarisé, ce

qui peut servir à générer une onde acoustique (vibration mécanique). Inversement, il produit une tension électrique lorsqu'il subit une déformation mécanique. Ce transducteur converti une tension électrique délivrée par un générateur de fréquences ou d'impulsions, en un signal acoustique de même fréquence et vice versa [BOUM97] [CLAI00] [ATTA98]. Généralement, le matériau piézoélectrique utilisé est une couche d'oxyde de zinc déposée sur l'une des surfaces polies d'une ligne à retard, qui est souvent un barreau de saphir synthétique. Sur l'autre surface de la ligne à retard, est réalisé un dioptre (sphérique le plus souvent) qui fait office d'une lentille acoustique. Celle-ci, permet de focaliser le faisceau acoustique sur l'échantillon à étudier, elle est réalisée en creusant une demi-sphère de quelques centaines de micromètres de diamètre.

Pour un bon couplage acoustique avec le matériau à étudier et pour une bonne résolution, on utilise un liquide favorable à la propagation des ultrasons [BOUM97] (faible atténuation). L'eau est très appropriée dans ce cas là car, elle est la moins absorbante de la quasi-totalité des autres liquides [ATTA98]. Pour les deux utilisations du microscope : en imagerie ou en microcaractérisation, le capteur acoustique ou l'échantillon, sont déplacés suivant x et y pour la première application et suivant z pour la deuxième. Ces déplacements sont réalisés grâce à des moteurs à déplacement très précis.

1.2.2-La partie électronique :

L'excitation du capteur acoustique nécessite un signal électrique. Celui-ci est fourni par un générateur d'impulsion (générateur à bande étroite) ou un synthétiseur de fréquence (générateur à bande large). En effet, une onde électromagnétique de forte puissance est délivrée par ces générateurs, cette onde va être convertie en une onde acoustique par le transducteur piézoélectrique et être utilisée pour exciter l'échantillon. Cela va donner naissance à une onde réfléchiée qui transporte des informations sur les propriétés acoustiques du matériau. Cette onde réfléchiée sera de faible énergie à cause des désadaptations d'impédances acoustique et électrique [FERD93] et du coefficient de réflexion du matériau. L'onde réfléchiée va suivre le chemin inverse de l'onde incidente. Donc, pour accéder aux données contenues dans cette onde, il faut qu'elle soit amplifiée, filtrée et convertie

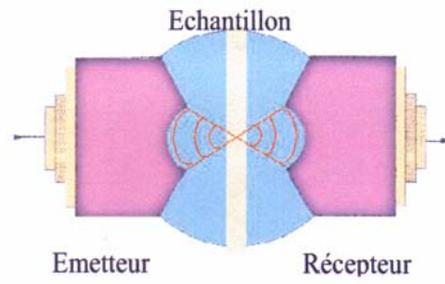
en un signal électrique. Pour cela il faut recourir aux amplificateurs, aux circulateurs, aux portes et aux filtres électroniques. Le signal obtenu est visualisé sur un écran d'oscilloscope.

1.2.3 -Principe de fonctionnement d'un microscope acoustique

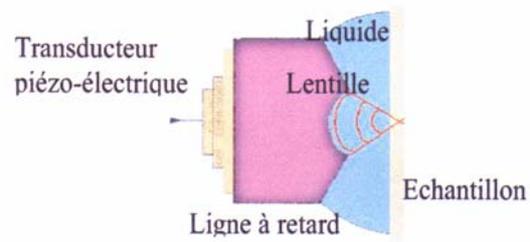
Le principe de la microscopie acoustique est basé sur l'utilisation d'une lentille sphérique ou cylindrique, permettant de focaliser les ondes acoustiques. La diminution de la distance z entre la lentille et la surface de l'objet (défocalisation) provoque des variations périodiques de la tension de sortie V aux bornes du transducteur. Ces variations dans la courbe dite $V(z)$, permettent d'obtenir des renseignements sur la vitesse de propagation des ondes de surface [LI95].

- Le microscope acoustique peut être utilisé en transmission, ce qui nécessite l'utilisation de deux capteurs acoustique symétriques et le placement de l'échantillon entre les deux capteurs, comme cela est illustré sur la figure I.a. Ce principe d'utilisation du microscope est approprié en imagerie.
- Le microscope acoustique est utilisé aussi en réflexion. Dans ce cas là, un seul capteur suffit, comme cela est illustré sur la figure I.b. Cette utilisation permet de réaliser un déplacement vertical (suivant z) de l'échantillon par rapport au capteur, ce qui nous permet d'obtenir, pour chaque position z , une variation de l'amplitude de l'onde réfléchie, et par suite, tracer la courbe à partir de laquelle une microcaractérisation du matériau étudié sera faite.

Notre travail dans ce mémoire est basé sur ce principe.



(a) Transmission



(b) Réflexion

Fig. I : Schéma du microscope acoustique en transmission (a), en réflexion (b).

Chapitre deuxième

La signature acoustique $V(Z)$

II.1-Introduction :

L'étude quantitative d'un matériau nécessite l'utilisation du microscope acoustique en réflexion [DIEU74]. Cette étude se base sur la tension électrique V , recueillie aux bornes du transducteur, en fonction de la distance (Z) [LI95] entre la lentille et l'échantillon (Fig. II.3). Ceci nous permet de tracer la courbe $V(Z)$ qui porte le nom de signature acoustique, dont la courbe est caractéristique du matériau étudié. La variation de la distance (Z) est dite défocalisation et dépend étroitement de la morphologie et de la nature du matériau analysé.

Le signal $V(Z)$ (Fig. II.5), a une allure pseudo-périodique et est riche et complexe suivant l'échantillon analysé, qu'il soit massif ou en empilement de couches.

Dans la présente étude, seul un matériau massif est analysé.

II.2 -La microcaractérisation des matériaux par la technique du $V(Z)$:

La technique $V(Z)$ a été réalisée pour une mesure locale des propriétés élastiques des matériaux telles que, la détermination des constantes élastiques et l'analyse de l'anisotropie de matériaux [ATAL78] [KUSH92]. Cette méthode est également appropriée pour le contrôle des structures stratifiées comme les matériaux composites et les revêtements.

II.2.1-Principe du $V(Z)$:

Lorsqu'une onde acoustique atteint la surface d'un solide isotrope, il se passe les phénomènes suivants : sous une incidence α , cette onde donne naissance à une onde longitudinale réfléchie et à deux ondes, longitudinale et transversale transmises comme l'illustre la figure II.1.

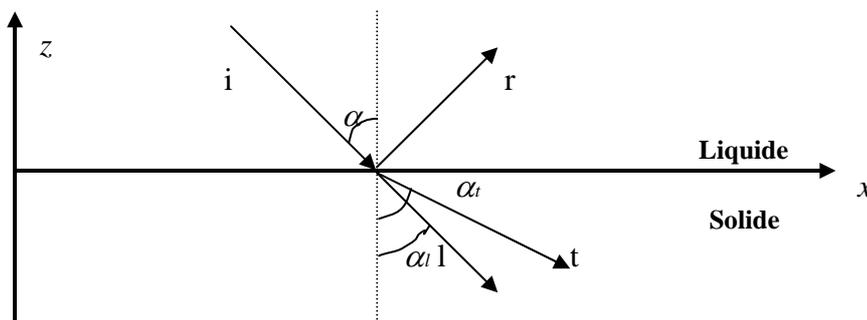


Fig. II.1 : Comportement d'une onde incidente à l'interface liquide-solide

D'autre part, à l'incidence critique α_R , il y a génération d'ondes de surfaces dites ondes de Rayleigh. Cette onde est évanescente et pénètre plus ou moins l'échantillon, selon la fréquence des ultrasons utilisée et les propriétés du matériau cible [CONN98], comme l'illustre la figure II.2.

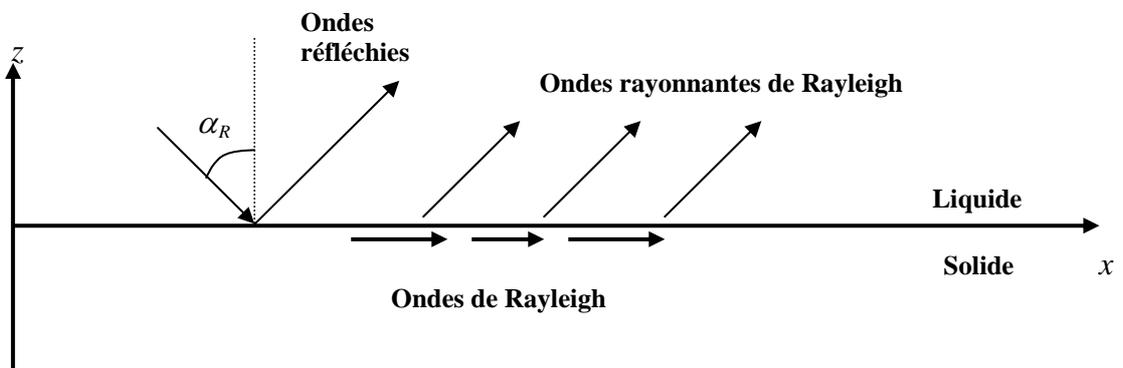
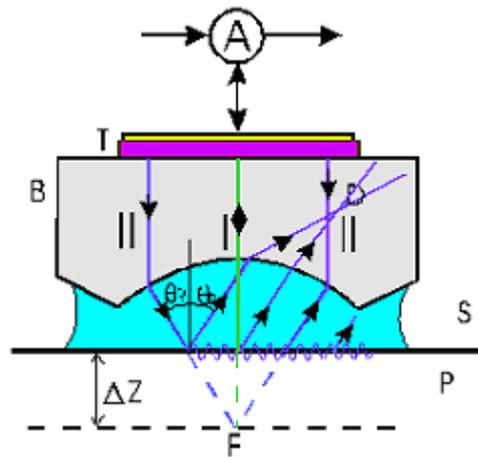


Fig. II.2 : Ondes générées sous incidences critiques α_R

La signature acoustique résulte de l'interférence de deux types d'ondes : une onde due à la réflexion spéculaire de l'onde incidente normale et, une onde de surface (leaky surface wave) [CHAN91] [LI95], qui correspond au rayonnement de l'onde se propageant à la surface du matériau dans le milieu de couplage (liquide) [BOUM97], sous l'angle de Rayleigh. Cet angle est déduit de la deuxième loi de SNELL-DESCARTES [DIEU74]:

$$\alpha_R = \arcsin\left(\frac{V_{Liq}}{V_R}\right) \quad (\text{II.1})$$



- A Commutateur Electronique
- B Ligne à retard et dioptre
- C Couplant (goutte d'eau)
- D Rayons réfractés
- F Point focal théorique
- P Plan focal
- S Surface du solide
- T Transducteur
- I Faisceau en incidence normale
- II Faisceau en incidence critique (Rayleigh)

Fig. II.3 : Interférences entre les ondes acoustiques réfléchies normales et les ondes rayonnantes de Rayleigh.

Ces deux ondes interfèrent sur le trajet de retour et, donne à la réception du transducteur, un déphasage qui dépend de la distance entre la sonde et l'échantillon. Dans le cas particulier où l'échantillon est placé à la focale de la lentille, le déphasage s'annule.

En déplaçant l'échantillon vers la lentille (par défocalisation), le transducteur ne récupère que les ondes situées près de l'axe (rayon I) de la lentille. Les autres ondes (rayons D) se perdent après une série de réflexion sur les faces latérales de la ligne à retard. C'est ainsi que le transducteur reçoit deux ondes (faisceaux acoustiques), rayons I et II, ayant subi des trajets différents, vont interférer en donnant un signal appelé signature acoustique $V(z)$ [CHAN91], composé d'une succession de maxima et de minima lorsque l'objet est déplacé suivant l'axe z . La fréquence d'oscillation de la courbe dépend de la vitesse de l'onde de Rayleigh sur du matériau analysé [LI95].

La périodicité ΔZ de ces interférences, donne une information sur les chemins acoustiques des deux faisceaux, c'est à dire sur la vitesse de l'onde de surface (onde de Rayleigh). ΔZ peut être trouvé en comparant la phase des rayons réfléchis par l'objet et celle propre à l'onde de surface, elle a été calculée par BERTONI sous la forme suivante [BERT84] :

$$\Delta Z = \frac{\lambda_o}{2(1 - \cos \alpha_R)} \quad (\text{II.2})$$

Où λ_o est la longueur d'onde des ultrasons dans le liquide de couplage et, α_R l'angle critique de l'onde de surface.

La périodicité ΔZ peut être calculée à partir de la formule empirique de WEGLEIN [ATAL79] :

$$\Delta Z = \frac{\lambda_o}{2(1 - \cos \alpha_R)} \approx \frac{\lambda_o}{\sin^2 \alpha_R} = \frac{\lambda_R}{\sin \alpha_R}$$

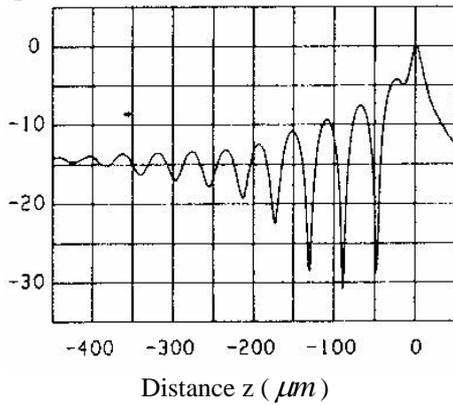
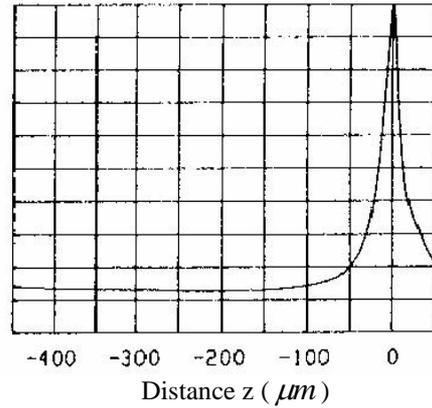
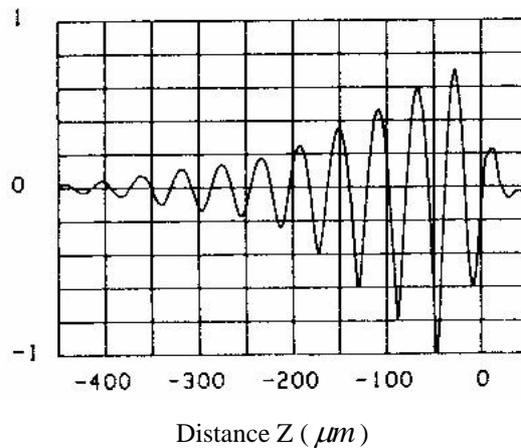
KUSHIBIKI [KUSH85] montre que la signature acoustique est la somme de deux fonctions :

- La fonction de transfert $V_L(Z)$, qui est la réponse normale de la lentille et du transducteur lorsque, l'illumination de l'échantillon ne produit pas d'ondes de surface. Sa courbe est déduite expérimentalement sur un échantillon parfaitement réfléchissant.
- La fonction caractéristique du matériau : $V_M(Z)$.

Donc pour obtenir la courbe caractéristique du matériau, on doit procéder à une soustraction de la fonction lentille de la signature acoustique, soit :

$$V_M(Z) = V(Z) - V_L(Z)$$

Amplitude (V)

(a) : La signature acoustique $V(Z)$ (b) : Réponse de la lentille $V_L(Z)$ 

(c) : Courbe caractéristique du matériau

Fig. II.4 : Principe de soustraction de la fonction lentille [KUSH85]

Connaissant la fréquence d'utilisation du microscope acoustique F , la vitesse de phase de propagation des ondes dans le liquide de couplage V_{Liq} , la périodicité ΔZ des interférences, qu'on tire directement à partir de la courbe $V_M(z)$, on peut déduire la vitesse de phase des ondes de Rayleigh dans le matériau examiné.

$$V_R = \frac{V_{Liq}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{V_{Liq}}{2F\Delta Z}\right)^2}} \quad (\text{II.3})$$

Cette vitesse est un paramètre intrinsèque du matériau. Elle peut être calculée pour chaque matériau en utilisant la loi de VIKTOROV [VIKT67].

$$V_R = V_T \frac{0.718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2} \quad (\text{II.4})$$

Où V_L et V_T sont respectivement, la vitesse longitudinale et la vitesse transversale des ultrasons dans le matériau.

D'un point de vue théorique, la variation du signal $V(Z)$ en fonction de la défocalisation, est très bien simulée par le modèle de SHEPPARD et WILSON [SHEP81], et se présente sous la forme suivante :

$$V(Z) = \int_0^{\alpha_{\max}} P^2(\alpha) R(\alpha) \exp(2ik_0 z \cos \alpha) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \quad (\text{II.5})$$

α_{\max} étant le demi angle d'ouverture de la lentille.

$P^2(\alpha) = \exp[-3.5(50)^2(\alpha/\alpha_{\max})^2]$ représente la répartition de l'énergie avant le passage du dioptre, pour une lentille de 50° d'ouverture. Cette fonction est connue sous le nom de fonction pupille et est assimilée à une gaussienne.

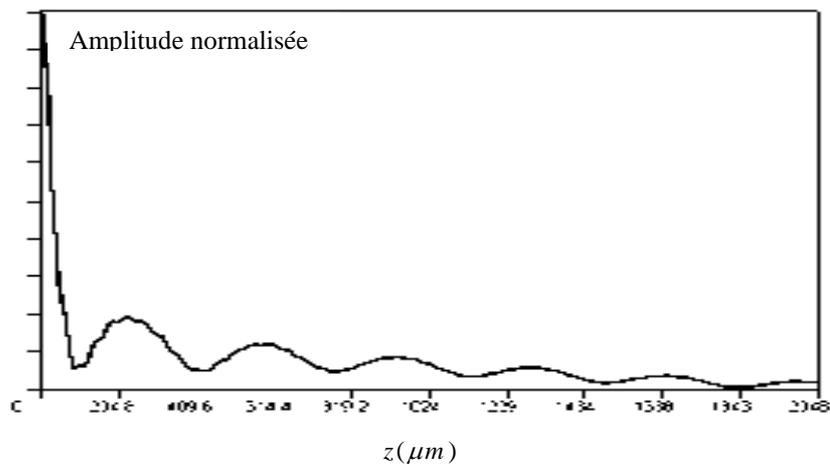


Fig. II.5 : Signature acoustique obtenue avec le modèle de SCHEPPARD et WILSON

II.2.2-Traitement du $V(Z)$ par la Transformée de Fourier Rapide :

La signature acoustique, qu'elle soit déterminée expérimentalement ou théoriquement, est un signal périodique. Sa période peut être déterminée, en faisant appel à des techniques de traitement de signal, telle que La Transformé de Fourier Rapide (FFT). En effet la position d'un

pic sur le spectre permet de déterminer, avec précision, le ΔZ correspondant. Ce qui nous permet de déterminer les vitesses des différents modes en utilisant la relation (II.3).

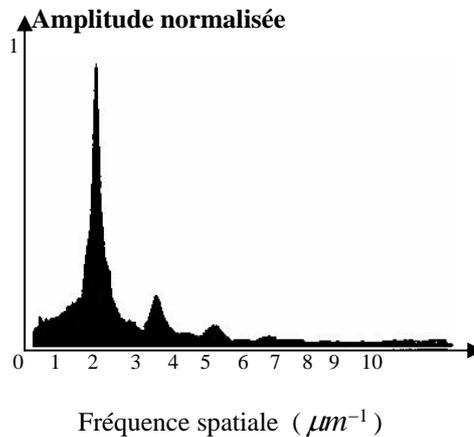


Fig. II.6 : Spectre de la signature acoustique

La figure II.6, représente le spectre de la signature acoustique (Fig. II.4.c), obtenue par la Transformée de Fourier Rapide (FFT). A partir du spectre, on déduit le ΔZ exacte du mode dont on veut calculer la vitesse.

Le mode de Rayleigh correspond au plus grand pic en amplitude qui se situe à droite sur le spectre d'une signature acoustique $V(z)$ [KUSH85], cela nous permet de relever la valeur de la fréquence spatiale correspondante soit : $f_R = \frac{1}{\Delta Z_R}$, par suite, on calcule la vitesse de Rayleigh avec la relation (II.3). De même, on calcule la vitesse longitudinale, sachant que le ΔZ correspondant est celui du second plus grand pic se situant à gauche sur le spectre (ne figure pas sur la figure II.6). Le calcul de V_L se fait aussi avec la relation (II.3).

On note que la vitesse de Rayleigh est déduite à partir de la partie gauche de la courbe $V(Z)$ où la fréquence des oscillations est généralement grande, quant à la vitesse longitudinale, elle est déduite de la partie droite de la courbe, où la fréquence des oscillations est basse [ATTA90]. Pour la vitesse transversale, on fait appel à la relation de VIKTOROV (II.4).

Connaissant les vitesses, longitudinale et transversale, on procède à la caractérisation acoustique du matériau en déterminant ses constantes élastiques.

II.2.3-Caractérisation du matériau :

Relation entre paramètres acoustiques et constantes élastiques

Nous considérons le milieu dans lequel se propagent les ondes acoustiques comme étant isotrope. Aussi nous travaillerons dans l'hypothèse des petites déformations.

Onde longitudinale :

Soit une onde se déplaçant suivant l'axe x . Le déplacement de cette onde dans la direction longitudinale est U_1 , et la composante de la contrainte longitudinale est σ_1 . La loi fondamentale de la dynamique peut s'écrire :

$$\rho \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} \quad \text{où } \rho \text{ est la densité du matériau.}$$

La loi de Hooke exprime le fait que la contrainte soit proportionnelle à la déformation relative :

$$\sigma_1 = C_{11} \varepsilon_1 = C_{11} \frac{\partial U_1}{\partial x} \quad \text{où } \varepsilon_1 \text{ est la contrainte relative, et } C_{11} = \lambda + 2\mu \text{ [CHIM89].}$$

$$\text{En combinant les deux équations, on obtient } \rho \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} = C_{11} \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2}$$

C'est l'équation de propagation d'ondes. La solution est de la forme $U_1 = U_1^0 e^{(\omega t \pm kx)}$

Ce qui donne : $\rho \omega^2 = C_{11} k^2$

Pour une onde longitudinale, la vitesse est $V_L = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ [CHIM89]

Onde transversale :

Soit une onde transversale se déplaçant suivant l'axe x . Le déplacement de cette onde dans la direction transversale y est U_2 , la composante de la contrainte transversale est σ_6 . On

applique comme précédemment la loi de Hooke et on obtient : $\sigma_6 = C_{44} \frac{\partial U_6}{\partial x}$ où $C_{44} = \mu$.

L'équation de propagation d'ondes s'écrit : $\rho \frac{\partial^2 U_6}{\partial t^2} = C_{44} \frac{\partial^2 U_6}{\partial x^2}$.

La vitesse de l'onde transversale est $V_T = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ [CHIM89].

A partir des expressions ? des vitesses longitudinale et transversale, on tire l'expression des coefficients de Lamé, soit : $\lambda = \rho (V_L^2 - 2V_T^2)$ et $\mu = \rho V_T^2$.

Pour un milieu homogène et supposé isotrope, les vitesses des ondes longitudinales et transversales sont reliées aux constantes élastiques par les relations suivantes [BOUD97] [LORE94] :

Le module de Young est donné par :

$$E = \frac{\rho V_T^2 (3V_L^2 - 5V_T^2)}{V_L^2 - V_T^2} \quad (\text{II.5})$$

Le module de cisaillement :

$$G = \rho V_T^2 \quad (\text{II.6})$$

Le module de compressibilité :

$$\chi = \rho \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{3} \quad (\text{II.7})$$

Le coefficient de poisson :

$$\nu = \frac{V_L^2 - 2V_T^2}{2(V_L^2 - V_T^2)} \quad (\text{II.8})$$

Chapitre troisième

Simulation du principe de la microscopie acoustique

III.1-Introduction :

Comme nous l'avons vu précédemment, la caractérisation matérielle repose sur le signal $V(Z)$. Ce dernier, peut être obtenu expérimentalement, ce que nous réaliserons plus loin, et, peut être modélisé théoriquement. Pour cela, il existe actuellement deux méthodes : La première, est celle proposée par ATALAR, qui utilise la méthode de l'optique de Fourier [FERD93] pour interpréter la dépendance de la signature acoustique de la variation de la phase du coefficient de réflexion $R(\theta)$. La seconde méthode, est celle de BERTONI, qui modélise le champ acoustique par des rayons géométriques [BERT73].

Dans ce chapitre, nous allons essayer de simuler théoriquement le fonctionnement du microscope acoustique et de retrouver la signature acoustique $V(Z)$. Pour cela, nous avons préféré utiliser la méthode de BERTONI car elle est simple et plus appropriée à notre cas vu que nous utilisons des sondes non focalisantes, pour générer nos signaux.

III.2-Principe de la simulation :

La signature acoustique, résulte de l'interférence de deux ondes acoustiques (deuxième chapitre partie (II.2.1)) ayant subi le trajets (I) pour l'onde réfléchie spéculaire normale et, le trajet (II) pour l'onde rayonnante de Rayleigh (Fig.II.3). Ces deux ondes peuvent être générées par deux transducteurs différents. L'onde spéculaire, nécessite un transducteur émettant en incidence normale, pour l'onde rayonnante on utilise un transducteur sous incidence de Rayleigh. Ceci nécessite l'utilisation d'un troisième transducteur pour recevoir les ondes rayonnantes de Rayleigh. Donc théoriquement, l'addition de la réponse $V_1(Z)$ de la sonde (1), avec la réponse $V_2(Z)$ de la sonde (3), nous permettra de retrouver $V(Z)$ la réponse du système, c'est à dire celle du microscope acoustique.

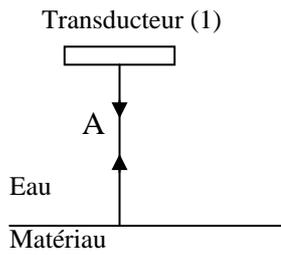


Fig.III.1 : Réception du signal $V_1(z)$

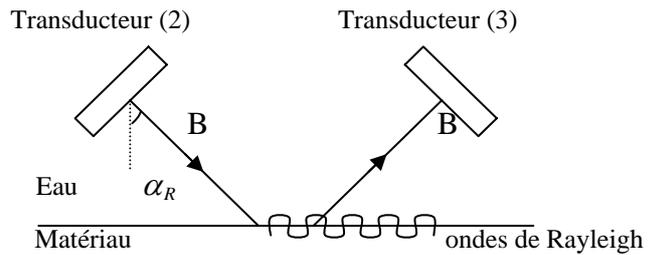


Fig.III.2 : Réception du signal $V_2(z)$

En disposant ces trois sondes de façon à respecter le rayon de courbure de la lentille du capteur du microscope acoustique classique, nous réalisons un dispositif permettant de simuler son fonctionnement.

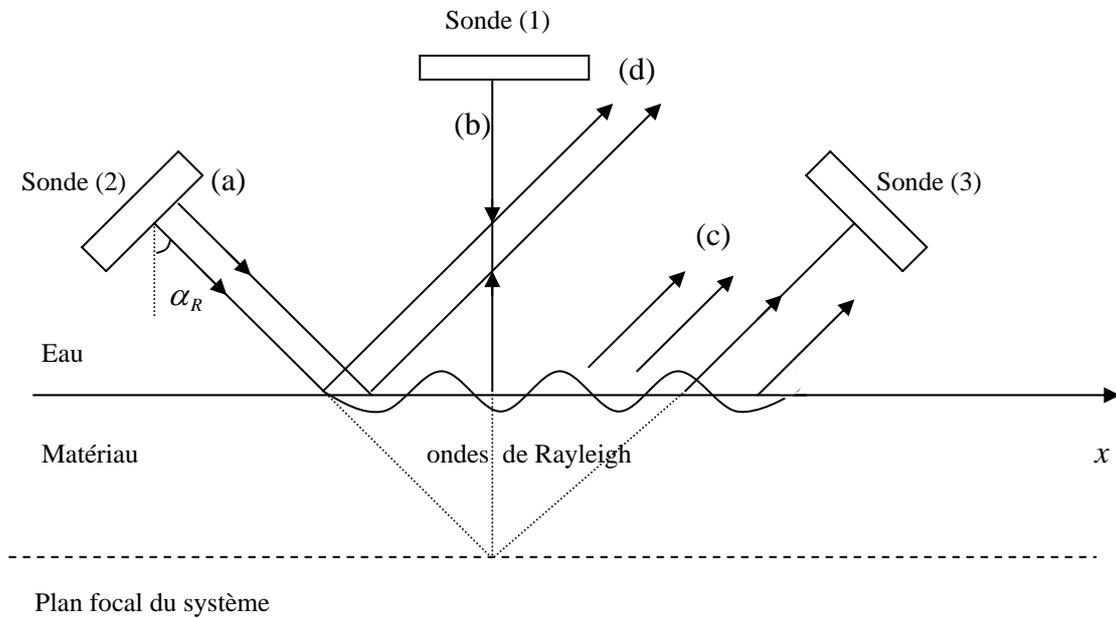
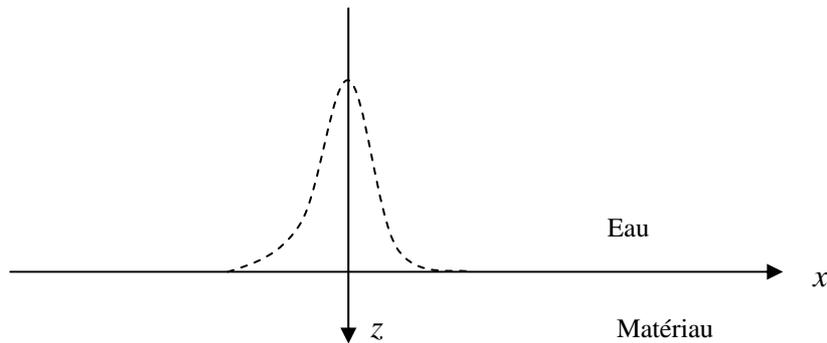


Fig.III.3: Disposition des transducteurs permettant de simuler le fonctionnement du microscope acoustique

- (a) : faisceau d'ondes incident
- (b) : faisceau d'ondes réfléchi spéculaire normale
- (c) : ondes rayonnantes de Rayleigh
- (d) : faisceau d'ondes réfléchi spéculaire

Dans la suite de ce chapitre, nous développerons les expressions des signaux $V_1(Z)$, $V_2(Z)$ et $V(Z)$.

III.2.1-Détermination du signal de la réflexion spéculaire normale: $V_1(Z)$ **Fig.III.4 : Géométrie du champ incident à l'interface eau-matériau**

L'approche gaussienne du champ de pression émis par un transducteur au niveau du dioptre, est donnée par BREAZEALÉ [XUE97], soit pour $z = 0$:

$$p_o(x,0) = e^{-(x/a)^2} \quad (\text{III.1})$$

$a = D/2$ étant la demi largeur du faisceau incident et D le diamètre de l'élément piézoélectrique du transducteur. Dans notre cas, nous avons considéré que la largeur du faisceau acoustique, comme étant égale au diamètre du transducteur, puisque celui-ci est placé dans le domaine du champ proche.

L'expression de la pression normalisée est donnée par [BERT73] :

$$p_o(x,0) = \frac{e^{-(x/a)^2}}{\sqrt{\pi} a} \quad (\text{III.2})$$

Et la densité spectrale est déterminée par l'intégrale :

$$V(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_o(x,0) e^{-ik_x x} dx \quad (\text{III.3})$$

En reportant l'expression (III.2) dans (III.3) nous obtenons :

$$V(k_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} a} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(x/a)^2 - ik_x x} dx \quad (\text{III.4})$$

Posons :

$$1/a^2 = u \quad \text{et} \quad k_x = v$$

L'équation (III.4) devient :

$$V(k_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ux^2 - ivx} dx \quad (\text{III.5})$$

L'intégrale de l'équation (III.5) est tabulée et est de la forme [GRAD79] :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ux^2 - ivx} dx = \sqrt{\frac{\pi}{u}} e^{-\frac{v^2}{4u}} \quad (\text{III.6})$$

$$\text{D'où : } V(k_x) = e^{-\frac{a^2}{4} k_x^2} \quad (\text{III.7})$$

La formulation mathématique du champ réfléchi à l'interface liquide-solide a été faite par SCHOCH [NGOC79], cela permet de calculer la transformée de Fourier du signal temporel reçu par le transducteur (1) :

$$V_1(\omega, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V^2(k_x) R_o e^{-2ik_L z} dk_x \quad (\text{III.8})$$

Le terme $e^{-2ik_L z}$, représente le déphasage entre la sonde (1) (source du faisceau incident) et la surface du matériau analysé.

R_o , représente le pouvoir réflecteur d'un dioptre en incidence normale et est donné par la relation :

$$R_o = \frac{(Z_{liq} - Z_{mat})^2}{(Z_{liq} + Z_{mat})^2} \quad (\text{III.9})$$

Z_{liq} et Z_{mat} , sont respectivement les impédances du milieu couplant, ici l'eau, et le matériau étudié l'acier : $Z_{liq} = \rho_{liq} v_{liq}$; $Z_{mat} = \rho_{mat} v_{mat}$
 ρ_{liq} et ρ_{mat} , sont les masses volumiques de l'eau et de l'acier, v_{liq} et v_{mat} , sont les vitesses longitudinales dans ces matériaux.

$$V_1(\omega, z) = \frac{R_o e^{-2ik_L z}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{a^2}{4} k_x^2} dk_x \quad (\text{III.10})$$

En utilisant le résultat de l'équation (III.6), nous obtenons :

$$V_1(\omega, z) = \frac{R_o}{\sqrt{2\pi a}} e^{-2ik_L z} \quad (\text{III.11})$$

III.2.2-Calcul du champ dû aux ondes rayonnantes de Rayleigh : $V_2(Z)$

Dans cette partie, nous allons étudier les deux transducteurs (2) et (3), pour déterminer le signal $V_2(Z)$. Pour cela, on considère le transducteur (2) à l'interface eau-matériau, émettant un champ acoustique sous incidence oblique α . Ce champ est centré en x_0 et possède un système d'axes propres (x_i, z_i) .

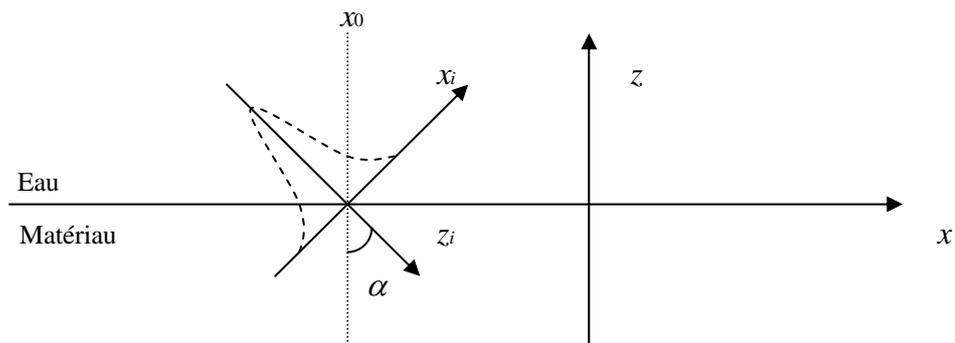


Fig.III.5: Schéma illustrant la distribution du champ acoustique à l'interface eau-matériau

Pour avoir le champ de pression au plan du dioptre, soit pour $z = 0$, il faut prendre en considérations les points suivants :

- la distribution du champ acoustique émis par le transducteur est gaussienne (fig.III.5), donc elle s'écrit sous la forme suivante :

$$p(x,0) = e^{-\frac{(x_i/w)^2}{2}}$$
(III.12)

avec : $x_i = (x - x_0) \cos \alpha$

w représente la moitié de la surface éclairée par le faisceau acoustique suivant l'axe (x) (Fig.III.6)

avec : $w = \frac{a}{\cos \alpha}$

et a , représente le rayon du transducteur .



Fig.III.6 : Diamètre de la surface éclairée par le champ acoustique suivant l'axe x.

- pour avoir la pression au plan du dioptre $z=0$, il faut ajouter le terme de propagation suivant, représentant le déphasage entre la source et le point d'impact de l'onde.

$$e^{ik_L z_i}, \text{ avec : } z_i = (x-x_o)\sin \alpha \quad (\text{III.14})$$

les relations (III.12) (III.13) et (III.14) nous permettent d'écrire la pression acoustique, produite par le transducteur émetteur, sous incidence oblique au niveau du dioptre soit pour: $z=0$

$$P(x,o) = e^{-\frac{(x-x_o)^2(\cos \alpha/a)^2 + ik_L(x-x_o)\sin \alpha}{\sqrt{\pi a}}} \quad (\text{III.15})$$

Cette pression normalisée aura pour expression[BERT73] :

$$P(x,o) = \frac{e^{-\frac{(x-x_o)^2(\cos \alpha/a)^2 + ik_L(x-x_o)\sin \alpha}{\sqrt{\pi a}}}}{\sqrt{\pi a}}$$

La densité spectrale se calcule en utilisant l'intégrale suivante :

$$V(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x,o) e^{-ik_x x} dx \quad (\text{III.16})$$

$$V(k_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-x_o)^2(\cos \alpha/a)^2 + ik_L(x-x_o)\sin \alpha - ik_x x}{\sqrt{\pi a}}} dx \quad (\text{III.17})$$

En posant $X=x-x_o$ on trouve :
$$V(k_x) = \frac{e^{-ik_x x_o}}{\sqrt{\pi a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-X^2(\cos \alpha/a)^2 - iX(k_x - k_L \sin \alpha)} dx$$

Posons $u=(\cos \alpha/a)^2$ et $v=k_x - k_L \sin \alpha$:
$$V(k_x) = \frac{e^{-ik_x x_o}}{\sqrt{\pi a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-uX^2 - ivX} dX$$

et en utilisant le résultat de l'intégrale (III.6) on trouve :

$$V(k_x) = \frac{e^{-\frac{(w/2)^2(k_x - k_L \sin \alpha)^2 - ik_x x_o}{\cos \alpha}}}{\cos \alpha} \quad (\text{III.18})$$

La transformée de Fourier, du signal temporel, reçu par le transducteur (3), est la suivante :

$$V_2(\omega, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V^2(k_x) R_R(k_x) e^{-2ik_z z} dk_x \quad (\text{III.19})$$

$R_R(k_x)$ représente le pouvoir réflecteur sous incidence α proche de α_R , son expression est déduite à partir du développement suivant [BOUH03][BERT73] :

$$R(k_x) = \frac{k_x - k_o}{k_x - k_p} \quad (\text{III.20})$$

$$R(k_x) \approx 1 + \frac{k_p - k_o}{k_x - k_p} \quad (\text{III.21})$$

D'où, $R(k_x)$ peut écrire sous la forme suivante :

$$R(k_x) = R_o + R_R(k_x) \quad (\text{III.22})$$

Où R_o représente le pouvoir réflecteur du champ réfléchi spéculaire et $R_R(k_x)$ le pouvoir réflecteur des ondes rayonnantes de Rayleigh.

Avec $k_p = k_R + i\alpha_R$, k_R est le vecteur d'onde de Rayleigh et α_R le coefficient d'atténuation de Rayleigh et, $k_p - k_o \approx 2i\alpha_R$ d'où l'expression de $R_R(k_x)$:

$$R_R(k_x) = \frac{2i\alpha_R}{k_x - k_R - i\alpha_R} \quad (\text{III.23})$$

En injectant les relation (III.18) et (III.23) dans l'équation (III.19), nous obtenons :

$$V_2(\omega, z) = \frac{i\alpha_R}{\pi(\cos \alpha)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(w^2/2)(k_x - k_L \sin \alpha)^2 - 2ik_x x_o - 2ik_z z}}{k_x - k_R - i\alpha_R} dk_x \quad (\text{III.24})$$

Remplaçons le k_z , de l'équation (III.24), par son expression donnée par le développement de Fourier au premier ordre :

$$k_z = k_L \cos \alpha - (k_x - k_L \sin \alpha) \tan \alpha \quad (\text{III.25})$$

et faisons les changements de variables suivants :

$$K = k_x - k_L \sin \alpha \quad , \quad K_R = k_R + i\alpha_R - k_L \sin \alpha \quad , \quad \text{Nous aboutissons à :}$$

$$V_2(\omega, z) = \frac{i\alpha_R e^{-2ik_L(x_o \sin \alpha + z \cos \alpha)}}{\pi \cos^2 \alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(w^2/2)K^2 + i2K(z \tan \alpha - x_o)}}{K - K_R} dK \quad (\text{III.26})$$

Le calcul de l'intégrale (III.26) s'effectuera comme suit :

En posant $Z_o = 2(z \tan \alpha - x_o)$ et $A = w^2/2$, nous obtenons

$$V_2(\omega, z) = \frac{i\alpha_R e^{-2ik_L(x_o \sin \alpha + z \cos \alpha)}}{\pi \cos^2 \alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-AK^2 + iKZ_o}}{K - K_R} dK \quad (\text{III.27})$$

Le théorème de réciprocité [AULD79] nous permet d'avoir la forme suivante :

$$V_2(\omega, z) = \frac{i\alpha_R e^{-2ik_L(x_o \sin \alpha + z \cos \alpha)}}{\pi \cos^2 \alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(Z) f_2(Z_o - Z) dZ$$

avec :

$$f_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-AK^2 + iKZ_o} dK \quad (\text{III.28})$$

et d'après le résultat de l'équation (III.6) nous obtenons:

$$f_1(Z) = \frac{\sqrt{2\pi}}{w} e^{-Z^2/2w^2} \quad (\text{III.29})$$

Calcul de $f_2(Z)$:

$$f_2(Z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{iZK}}{K - K_R} dK = i e^{izK_R} \quad (\text{III.30})$$

d'où :

$$V_2(\omega, z) = \frac{-\alpha_R}{a \cos \alpha} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-2ik_L(x_o \sin \alpha + z \cos \alpha)} \int_{-\infty}^{Z_o} e^{(Z^2/2w^2) + iK_R(Z_o - Z)} dZ \quad (\text{III.31})$$

l'intégrale de l'équation (III.31) est de la forme [GRAD79]:

$$\int_{-\infty}^{Z_0} e^{-aZ^2+ib(Z_0-Z)} dZ = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{A}} e^{-aZ_0^2} e^{\gamma^2} \operatorname{erfc}(\gamma^2) \quad (\text{III.32})$$

où erfc représente la fonction erreur complémentaire, avec γ comme paramètre ayant pour

$$\text{expression : } \gamma = -\sqrt{a} Z_0 - i \frac{b}{2\sqrt{a}}$$

pour notre cas : $a = (1/2w)^2$ et $b = K_R$

d'où :

$$\int_{-\infty}^{Z_0} e^{-(Z^2/2w^2)+iK_R(Z_0-Z)} dZ = \frac{1}{2} \sqrt{\pi 2w^2} e^{-(Z_0^2/2w^2)} e^{\gamma^2} \operatorname{erfc}(\gamma) \quad (\text{III.33})$$

$$\text{avec : } \gamma = \frac{-\cos \alpha \sqrt{2}}{a} (z \tan \alpha - x_0) + \frac{\alpha_R a}{\sqrt{2} \cos \alpha} + \frac{ia(k_L \sin \alpha - k_R)}{\sqrt{2} \cos \alpha} \quad (\text{III.34})$$

$$\text{Posons } \gamma = \operatorname{Re} + i\operatorname{Im} \quad \text{avec : } \operatorname{Re} = \frac{\alpha_R a}{\sqrt{2} \cos \alpha} - \frac{\sqrt{2} \cos \alpha (z \tan \alpha - x_0)}{a}$$

$$\operatorname{Im} = \frac{ak_L(\sin \alpha - \sin \alpha_R)}{\sqrt{2} \cos \alpha}$$

pour $\alpha \approx \alpha_R$, $\sin \alpha - \sin \alpha_R \approx 0$ donc $\operatorname{Im} = 0$, et γ devient purement réel, soit $\gamma = \operatorname{Re}$

$V_2(\omega, z)$ s'écrit donc :

$$V_2(\omega, z) = \frac{-\alpha_R}{\cos^2 \alpha} e^{-2ik_L(x_0 \sin \alpha + z \cos \alpha)} e^{-\frac{\cos^2 \alpha}{2a^2} 4(z \tan \alpha - x_0)} e^{\operatorname{Re}^2} \operatorname{erfc}(\operatorname{Re}) \quad (\text{III.35})$$

Puisque nous travaillons en champ proche, donc pour de petites valeurs de z , nous prenons en

considération l'approximation suivante : $e^{\operatorname{Re}^2} \operatorname{erfc}(\operatorname{Re}) \approx 2e^{\operatorname{Re}^2}$ [BERT73]

Finalement, l'expression de la transformée de Fourier du signal temporel, reçu par la troisième sonde s'écrira :

$$V_2(\omega, z) = \frac{-2\alpha_R}{\cos^2 \alpha} e^{-2ik_L(x_0 \sin \alpha + z \cos \alpha) - 2\alpha_R(z \tan \alpha - x_0) + \frac{\alpha_R^2 a^2}{2 \cos^2 \alpha}} \quad (\text{III.36})$$

III.3-Simulation de la signature acoustique : $V(z)$

Les expressions de $V_1(\omega, z)$ et de $V_2(\omega, z)$ ayant été calculées, la signature acoustique se déduit en les additionnant. Seulement, il faut prendre en considération les positions des sondes comme cela est illustré sur la figure IV.2.

Lorsque les deux sondes (2) et (3), sont positionnées en $z = 0$, la sonde (1) se trouve à $z=H$, donc pour $z=0$, les signaux reçus seront : $V_2(\omega, 0)$ et $V_1(\omega, H)$.

On en déduit que pour $z \neq 0$, nos signaux seront $V_1(\omega, z+H)$ et $V_2(\omega, z)$.

La signature acoustique obtenue, par le système de sondes proposé pour simuler le fonctionnement d'un microscope acoustique est :

$$V(z) = V_1(\omega, z+H) + V_2(\omega, z) \quad (\text{III.37})$$

avec :
$$V_1(\omega, z+H) = \frac{R_0}{\sqrt{2\pi a}} e^{-2ik_L(z+H)} \quad \text{et}$$

$$V_2(\omega, z) = \frac{-2\alpha_R}{\cos^2\alpha} e^{-2ik_L(x_0 \sin\alpha + z \cos\alpha) - 2\alpha_R(z \tan\alpha - x_0) + \frac{\alpha_R^2 a^2}{2\cos^2\alpha}} \quad (\text{III.38})$$

Pour tracer l'allure de la signature acoustique théorique $V(z)$ de l'équation (III.37), nous avons fixé la distance entre les transducteurs (2) et (3) à $2x_0 = 7 \times 10^{-2} \text{ cm}$. L'allure de la signature acoustique $V(z)$, ainsi que sa Transformée de Fourier spatiale Rapide (FFT), ont été tracées avec le logiciel MATLAB 6.1.

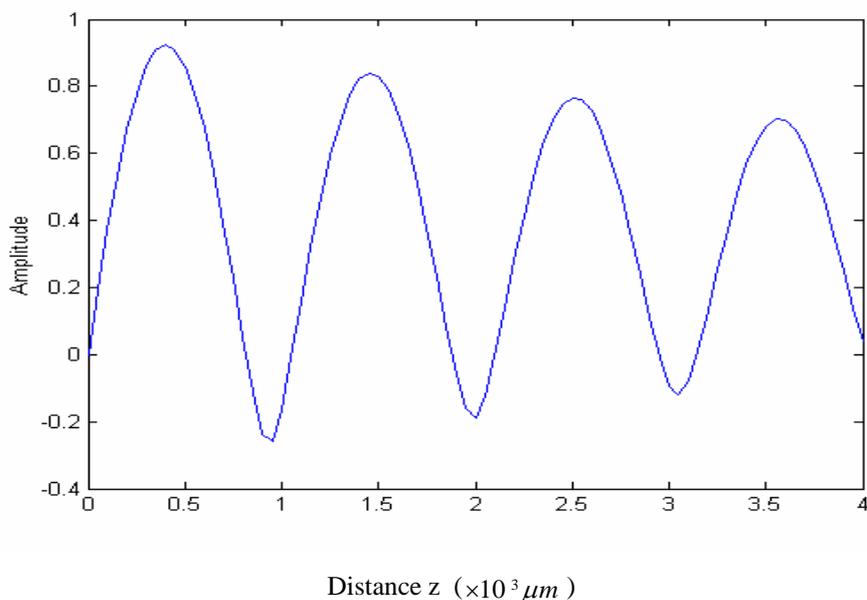
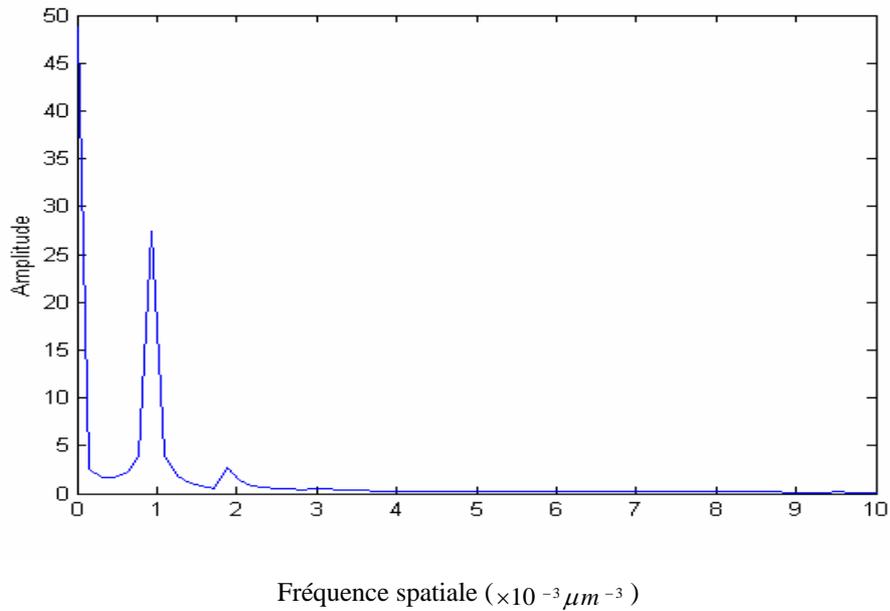
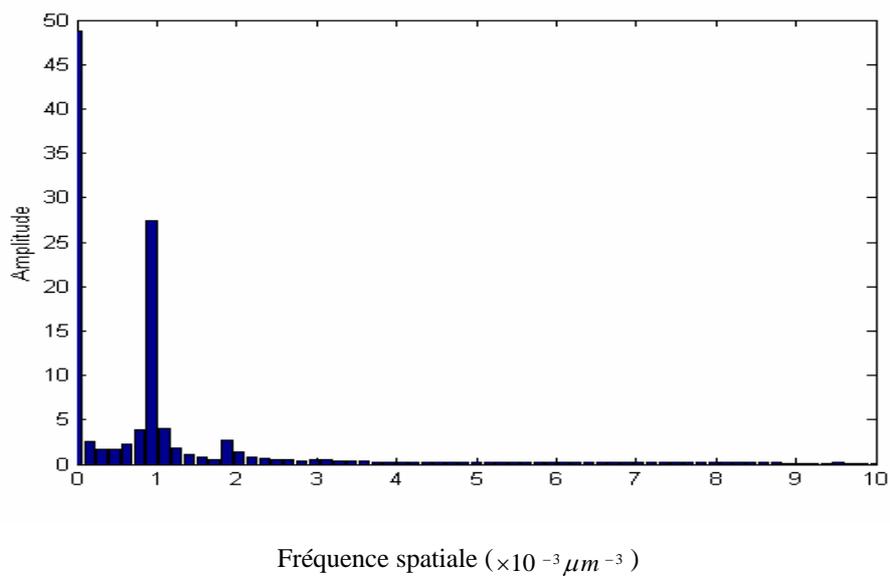


Fig.III.7: La signature acoustique théorique à 5MHz



Courbe (a)



Courbe (b)

Fig.III.8: FFT de la signature acoustique théorique

III.3.1-Exploitation des résultats obtenus :

La signature acoustique illustrée sur la figure III.7, possède une période spatiale d'oscillation presque constante. Cette période ΔZ nous permet de calculer la vitesse de Rayleigh. La FFT de $V(Z)$ (Fig.III.8) met en évidence un seul pic significatif correspondant au mode de Rayleigh.

On note que pour avoir plusieurs pics (plusieurs modes) il faudrait que les oscillations de la courbe $V(z)$ présentent plusieurs périodicités [ATTA90].

Calcul de la vitesse de Rayleigh :

- A partir de la courbe de $V(z)$, on déduit la valeur de $\Delta Z_{thé}$, qui nous permet de calculer la vitesse de Rayleigh théorique, en utilisant la relation (II.3), on trouve :

$$\Delta Z_{R(thé)} = (1.07 \pm 0.02) \times 10^{-3} m \quad \text{d'où : } V_{R(thé)} = (2916 \pm 8) m/s$$

- Le traitement, par FFT, de la signature acoustique $V(z)$ est représenté sur deux courbes : la première (a), permet de mettre en évidence le mode de Rayleigh à travers le pic apparent, quant à la seconde (b), elle permet une meilleure lecture de la fréquence spatiale du pic donné. A partir de la transformée de Fourier (courbe b), on déduit la valeur de $\Delta Z_{R(the(FFT))}$, et on trouve : $f_{R(thé)} = (9.5 \pm 0.5) \times 10^{-4} \mu m^{-1}$ ce qui nous permet de calculer :

$$\Delta Z_{R(thé(FFT))} = \frac{1}{f_{R(thé)}} = (1.052 \pm 0.05) \times 10^{-3} m \quad \text{puis, on calcule la vitesse de}$$

Rayleigh en utilisant la relation (II.3), ce qui nous donne : $V_{R(thé(FFT))} = (2894 \pm 72) m/s$

calcul de la vitesse longitudinale et de la vitesse transversale:

Etant donné que le spectre de la signature acoustique révèle un seul mode de propagation, seule la vitesse de Rayleigh est déterminée. Afin de calculer les vitesses longitudinale V_L et transversale V_T , nous avons fait appel à la relation de VIKTOROV :

$$V_R = V_T \frac{0.718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}$$

Le développement de cette relation aboutit à une équation du troisième degré. Sa résolution numérique permet de déterminer la valeur de la vitesse V_T .

En effet cette équation possède une solution pour : $0 \leq \frac{V_T}{V_L} \leq \frac{1}{\sqrt{2}}$ [DIEU74], qui

$$\text{est : } 0.874 \leq \frac{V_R}{V_T} \leq 0.955$$

Ayant la valeur de $V_{R(\text{thé}(FFT))} = (2894 \pm 72) \text{ m/s}$, nous calculons celle de la vitesse transversale :

$$(3030 \pm 79) \text{ m/s} \leq V_T \leq (3311 \pm 95) \text{ m/s}$$

Pour déterminer la vitesse longitudinale, nous avons fait des calculs en utilisant l'expression de la vitesse longitudinale, déduite de la relation de VIKTOROV :

$$V_L = V_T \sqrt{\frac{V_T - V_R}{0.718V_T - 0.75V_R}}, \text{ ainsi que l'approximation faite par [DIEU74] : } 0 \leq \frac{V_T}{V_L} \leq \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Ainsi, la valeur trouvée de $V_L : 4819.40 \text{ m/s} \leq V_L \leq 17199 \text{ m/s}$, montre que la relation de VIKTOROV ne donne des résultats exploitables que pour la vitesse transversale. N'ayant pu déterminer que la vitesse transversale, la caractérisation mécanique de notre échantillon se restreint au coefficient de cisaillement.

Calcul du coefficient de cisaillement :

On fait appel à la relation (II.6) et à la vitesse transversale calculée précédemment, la valeur trouvée est :

$$(73 \pm 4) \leq G \leq (87 \pm 5) \text{ KNmm}^{-2}$$

III.4-Interprétation des résultats théoriques :

Dans la partie théorique que nous venons de développer, nous avons excité le système des trois sondes (Fig.IV.2) avec un signal harmonique, cela permet aux sondes d'émettre des faisceaux acoustiques qui résultent de la superposition d'ondes planes [BERT73].

L'allure de la signature acoustique obtenue $V(Z)$ (Fig.III.7), est comparable à celle que nous trouvons dans la littérature, dans le cadre des études faites avec un microscope acoustique en régime harmonique. Cela nous permet de dire que le modèle théorique proposé pour retrouver

la signature acoustique, nous permet de simuler le fonctionnement d'un microscope acoustique aux basses fréquences.

Le traitement de $V(Z)$ par la Transformé de Fourier Rapide, a révélé la présence d'un seul mode de propagation des ultrasons dans le matériau (Fig.III.8), en l'occurrence celui de Rayleigh. Cela, peut être dû, aux approximations faites dans les calculs, pour retrouver la réponse spéculaire normale et le champ des ondes rayonnantes de Rayleigh.

La signature acoustique ainsi simulée, permet de calculer seulement la vitesse de Rayleigh. Moyennant la relation de VIKTOROV, nous avons fait une estimation de la valeur de la vitesse transversale, en la bornant dans un intervalle de valeurs proches de celles que nous trouvons dans la littérature. Quant à la vitesse longitudinale, sa détermination s'est avérée impossible, puisque la signature acoustique théorique simulée ne nous apporte pas cette information sur le matériau.

La caractérisation mécanique de l'acier inoxydable dans ce cas, est impossible à faire. Toutefois, nous avons tenté d'évaluer son coefficient de cisaillement, puisqu'il ne dépend que de la vitesse transversale. Ce coefficient a été estimé dans un intervalle de valeurs proches de celle attribuées à l'inox dans la littérature [ROBE94] : $G = 84 \text{ KNmm}^{-2}$.

III.5-Conclusion :

Le modèle théorique utilisé pour simuler le fonctionnement du microscope acoustique, basé sur le système des trois sondes, nous a permis de retrouver une signature acoustique, semblable à celles fournies par un microscope acoustique. L'information apportée par cette signature acoustique, sur l'échantillon d'acier inoxydable, s'est restreinte au mode de propagation de Rayleigh. La vitesse de Rayleigh déterminée : $V_{R(thé)} = (2916 \pm 8) \text{ m/s}$, est proche de la valeur fournie par [BOUH03] : $V_R = 2910 \text{ m/s}$.

Chapitre quatrième

Résultats expérimentaux

Le déroulement des études, et de leurs analyses sont effectuées en trois étapes. La première partie, a consisté à réaliser le dispositif expérimental. Dans la seconde étape, on s'est focalisé sur les différents réglages pour générer l'onde de Rayleigh et l'onde spéculaire réfléchie normale, ainsi que, sur l'acquisition des données expérimentales. Ces deux parties de notre travail, ont été effectuées au laboratoire LCI du C.S.C. Enfin, et dans la troisième partie, nous avons traité numériquement les données acquises, pour définir les paramètres acoustiques, caractérisant le matériau analysé, en l'occurrence l'acier inoxydable.

IV-1. Matériel utilisé pour l'expérience :

Le microscope acoustique est simulé par trois transducteurs. Dans le chapitre suivant, nous allons réaliser ce nouveau dispositif et l'expérimenter. Ceci, nous permettra, de vérifier le modèle théorique proposé dans le chapitre précédent.

Pour acquérir les signaux $V_1(Z)$ et $V_2(Z)$ (chapitre troisième), qui vont nous permettre de remonter à la signature acoustique $V(Z)$ du matériau étudié, nous avons utilisé : une cuve, trois sondes acoustiques de 5 MHz chacune, un générateur d'impulsions type Sofranel, et un oscilloscope numérique type Tektronix TDS3054. La cuve est munie de deux portes-sondes, chacun se déplaçant dans les trois directions x, y et z, grâce à un moteur qui peut être commander manuellement. Donc, la cuve ne nous permet de travailler qu'avec deux sondes à la fois. Comme nous travaillons simultanément avec trois sondes, cela nous a conduit à réaliser un système mécanique composé de deux pièces. La première, fixée aux deux portes-sondes de la cuve, servira de support pour la deuxième pièce, qui à son tour servira comme troisième porte-sonde, cela est illustré sur la figure IV.1.



Fig.IV.1 : Pièces mécaniques réalisées

Pour ce qui est du réglage des positions des trois transducteurs, nous avons respecté un rayon de courbure, de façon à simuler, à notre échelle, celui de la lentille du capteur d'un microscope acoustique, comme cela est schématisé sur la figure IV.2.

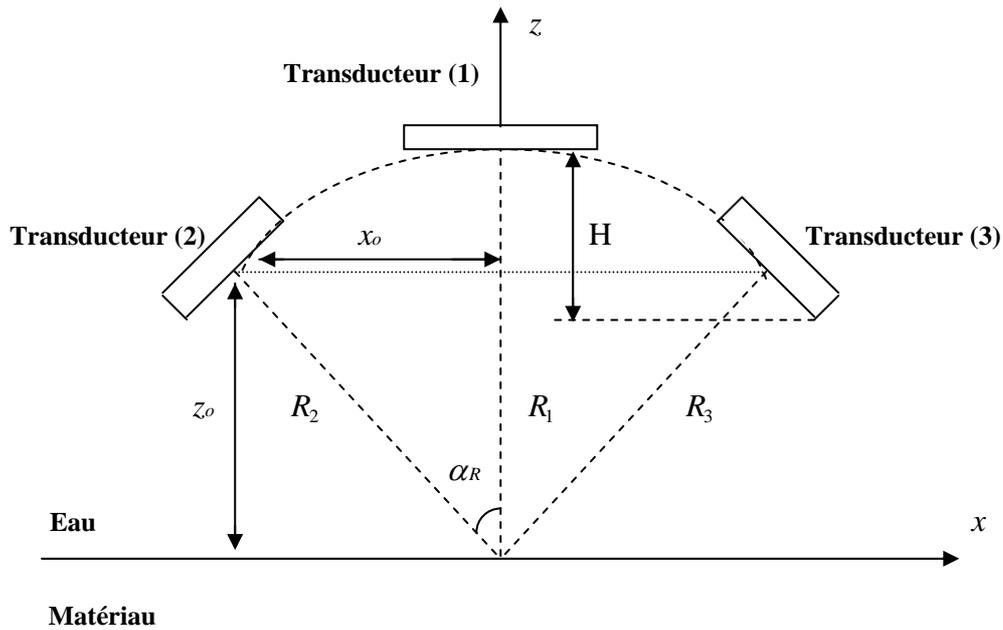


Fig.IV.2 : Disposition exacte des trois transducteurs

Par conséquent, pour une position donnée z_0 des transducteurs, les axes de ces derniers, coïncident en un point situé à la surface du matériau, pour $\tan \alpha_R = \frac{x_0}{z_0}$, les rayons R_1 , R_2 , et R_3 deviennent égaux ($R_1 = R_2 = R_3 = R$), avec : $R = \frac{x_0}{\sin \alpha_R}$.

La position du transducteur (1) par rapport aux bords inférieurs des transducteurs (2) et (3), est calculée à partir de considération géométrique, ce qui donne :

$$H = \frac{x_0}{\sin \alpha_R} (1 - \cos \alpha_R) + \frac{d}{2} \sin \alpha_R \quad (\text{IV-1})$$

où :

- x_0 est la demi-distance entre les deux transducteurs (2) et (3).
- d est le diamètre du transducteur (plan circulaire).
- α_R est l'angle de rayleigh.

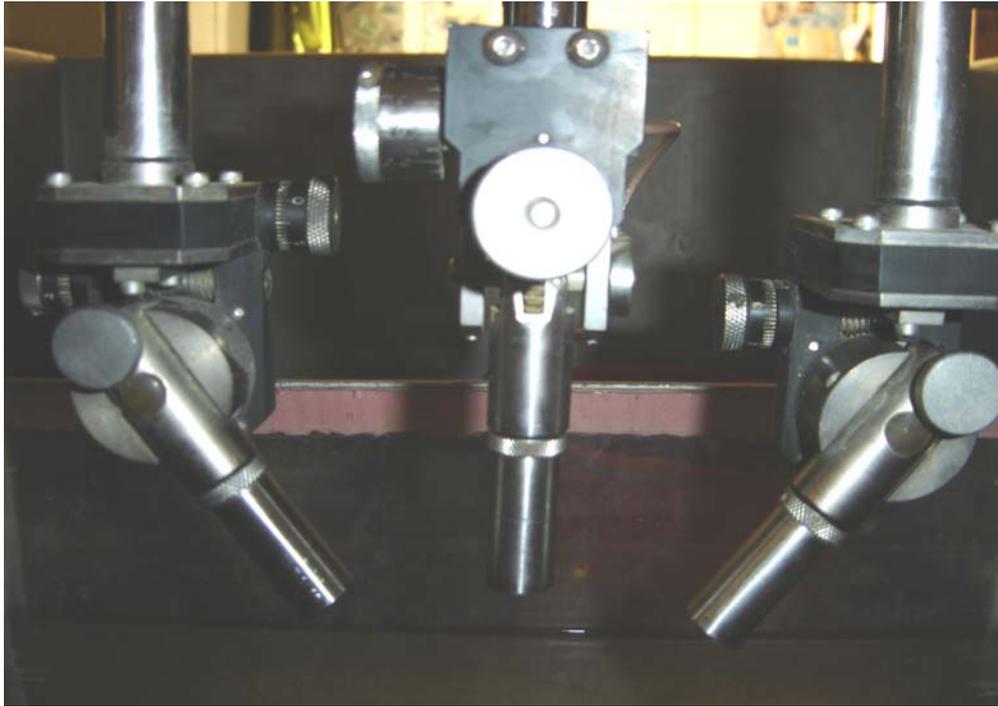


Fig.IV.3 : Sondes acoustiques utilisées

Pour nos mesures expérimentales, nous allons utiliser un générateur d'impulsions pour exciter le système des trois sondes. Alors que dans la partie théorique cela s'est fait en harmonique. Dans le souci de pouvoir confronter les résultats théoriques et expérimentaux par la suite, nous avons jugé utile de caractériser les sondes acoustiques avec lesquelles nous allons travailler.

VI.2-Caractérisation des sondes acoustiques :

Pour caractériser les sondes nous allons utiliser le signal émis et reçu par l'une des sondes.

L'utilisation du signal reçu par la sonde, celui de la sonde (1) ou (3) (Fig.VI.2), permet de calculer le coefficient de qualité du transducteur et donc de connaître son amortissement. En utilisant la FFT du signal reçu, nous avons déterminé la valeur du coefficient de qualité du transducteur qui est $Q \approx 2$. A partir de là, nous déduisons que la sonde est moyennement amortie, donc le signal qu'elle émet n'est pas un signal impulsionnel, et de ce fait il doit comporter plusieurs périodes d'oscillations. Cela nous permet de dire que le signal émis par la sonde est quasi-harmonique.

Une autre méthode a été utilisée pour caractériser les sondes. Celle ci consistait en l'acquisition du signal émis par la sonde. Pour cela, nous avons utilisé un miroir acoustique (réflecteur totale), qui nous permettra d'avoir une réflexion totale du faisceau acoustique émis par la sonde.

Pour cela, nous immergeons dans la cuve d'eau une pièce d'acier épaisse, parfaitement polie. Nous positionnons la sonde (1) dans les limites du champ proche (zone de Fresnel) calculé

en utilisant la relation :
$$L_o = \frac{D^2}{4\lambda}$$

Avec :

L_o la longueur de Fresnel.

D le diamètre du transducteur.

λ la longueur d'onde des ultrasons dans l'eau ($\lambda = 2.96 \times 10^{-4} m$ pour une fréquence de 5 Mz)

Dans ce cas, nous travaillons en mode écho, le signal reçu par la sonde (1) est considéré comme étant le signal émis. L'allure du signal émis est illustrée sur la figure VI.4.

Ces résultats nous permettent de confirmer que le signal utilisé pour exciter le système des trois transducteurs, est quasi-harmonique.

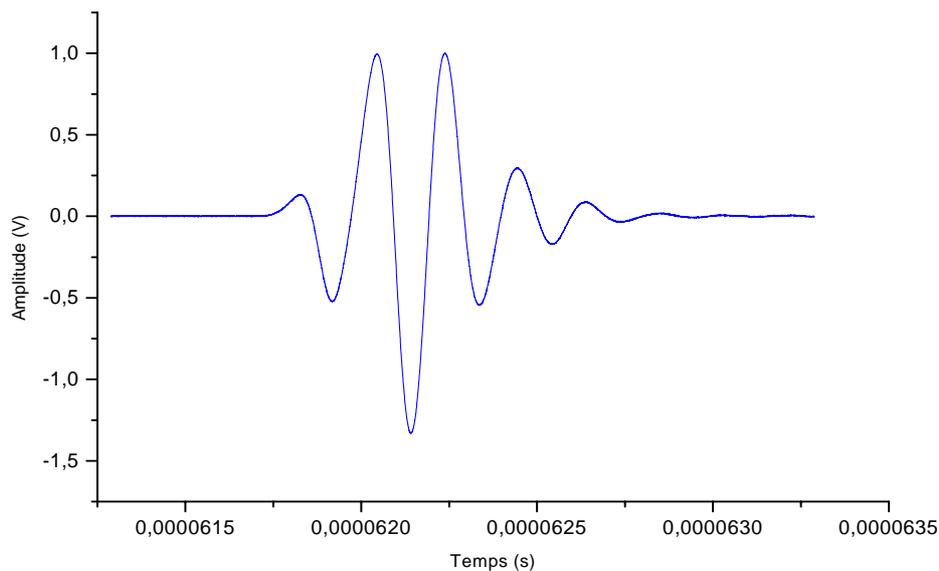


Fig.IV.4 : L'allure du signal émis par la sonde

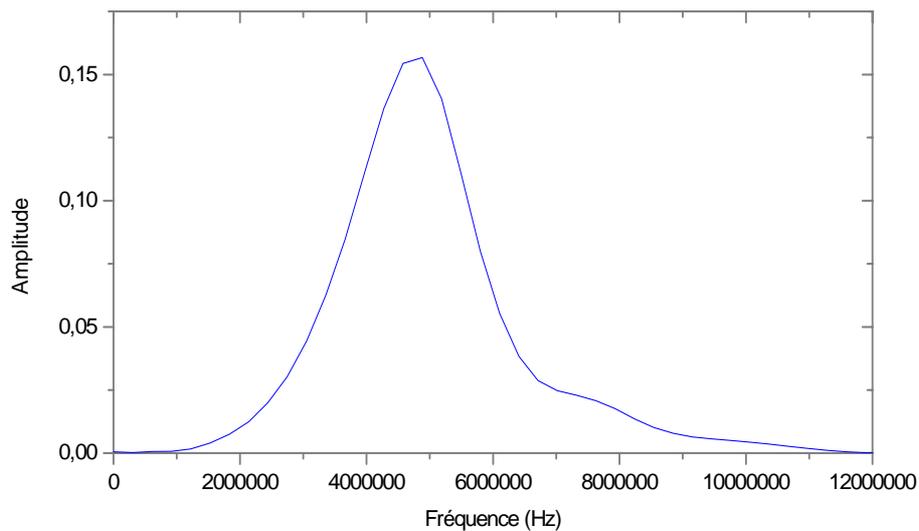


Fig.IV.5 : Spectre du signal émis

Le spectre fréquentiel du signal émis est centré sur une fréquence de 5 MHz, la largeur de la bande passante est de l'ordre de 1.5 MHz, ce qui nous donne un coefficient de qualité de l'ordre de 3.33.

IV.3-Description du dispositif expérimental :

Le montage permettant d'effectuer un balayage en z , est schématisé sur la figure IV.6.

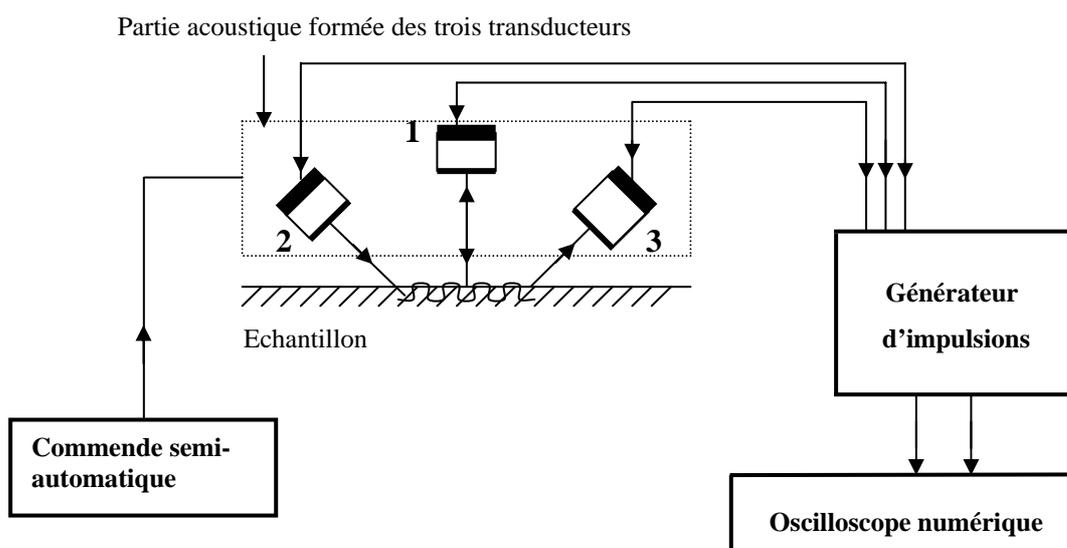


Fig.IV.6 : Schéma bloc du dispositif expérimental

Le système des trois transducteurs et l'échantillon sont immergés dans un bac d'eau.

Le générateur possède deux modes de fonctionnement, le premier, est le mode écho, qui permet à la sonde d'être émettrice et réceptrice en même temps, et le second mode, nécessite une sonde émettrice et une autre réceptrice. Dans notre cas nous avons exploité les deux modes. Le premier pour permettre aux sondes (1) et (2), et cela en utilisant un adaptateur en T, d'émettre et de recevoir (la sonde (1) reçoit l'onde réfléchi normale). Nous avons utilisé le second mode pour recevoir les ondes rayonnantes de Rayleigh via la sonde (3), pendant que les sondes (1) et (2) sont toujours émettrices.

Il est à mentionner que, dans notre cas le balayage a été effectué semi automatiquement, à cause de la non disponibilité d'un programme de pilotage via un micro ordinateur.



Fig.IV.7 : Matériel utilisé

IV.4- Conduite de l'expérience :

Celle-ci commence par un montage du dispositif c'est à dire, une fixation des deux pièces mécaniques, qui vont servir de support pour la troisième sonde (Fig.IV.1). Cette fixation est faite dans une position z provisoire, le temps de faire les réglages nécessaires, pour l'obtention des signaux $V_1(Z)$ et $V_2(Z)$, et fixer par suite les supports dans une position définitive. Ainsi, le dispositif expérimental est prêt pour le balayage souhaité.

Pour l'obtention de l'onde de Rayleigh, soit le signal $V_2(Z)$, il faut réaliser un angle entre chacun des transducteurs (2) et (3) (Fig.IV.2), et la normale à la surface de l'échantillon, qui soit proche de α_R . Cet angle peut être calculé à partir de la vitesse de Rayleigh théorique dans l'acier inoxydable par la loi de SNELL-DESCARTES, relation (II.2).

Le réglage de α_R peut être plus précis, suite à un réglage expérimental se basant sur deux méthodes :

-La première consiste à faire plusieurs essais de variation sur les angles des deux transducteurs (2) et (3) au voisinage de α_R , et d'effectuer pour chaque essai un balayage suivant z , ceci nous permet de voir l'amplitude minimale du signal issu de l'interférence du champ réfléchi et des ondes rayonnantes de Rayleigh qui a lieu dans la zone (II) (Fig.IV.8) et (Fig.IV.9). L'angle pour lequel l'amplitude minimale est la plus petite sera pris comme l'angle le plus proche de α_R .

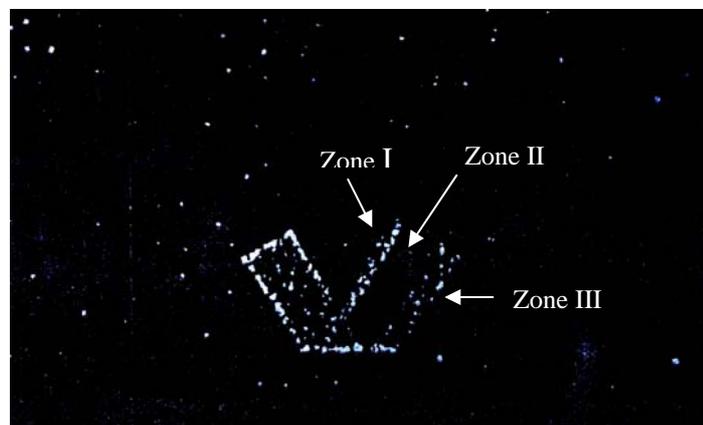


Fig.IV.8: Photographie Schlieren d'un faisceau acoustique incident sur une interface liquide-acier inox à l'angle de Rayleigh [NEUB73].

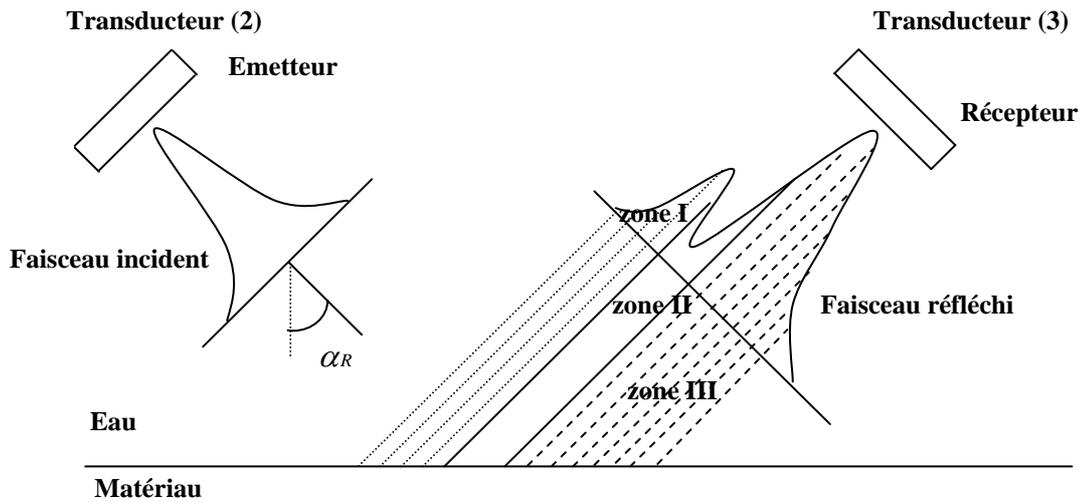


Fig.IV.9 : Schéma décrivant la géométrie du faisceau acoustique réfléchi dû à un faisceau acoustique incident sous angle de Rayleigh.

zone I : Champ réfléchi spéculairement.

zone II : Champ nul.

zone III : Champ d'ondes rayonnées.

-La seconde méthode, consiste à faire varier l'angle d'incidence du transducteur (2) au voisinage de α_R , tout en observant l'amplitude du signal rétrodiffusé vers le transducteur émetteur (2). Lorsque cette amplitude est maximale, l'angle d'incidence sera le plus proche de α_R (angle de Rayleigh).

Pour notre réglage nous avons utilisé simultanément les deux méthodes, ce qui nous a permis de voir le signal réfléchi tel qu'il est décrit sur la figure IV.8 et la figure IV.9.

Pour obtenir l'onde réfléchie spéculaire normale, soit le signal $V_1(Z)$, il suffit de régler l'angle du transducteur (1) qui est émetteur et récepteur en même temps, à 0° avec la normale à la surface de l'échantillon, et d'ajuster jusqu'à l'obtention d'une amplitude maximale du signal réfléchi.

La dernière étape, consiste à ajuster les trois transducteurs en choisissant un rayon de courbure qui nous permet de visualiser les signaux $V_1(Z)$ et $V_2(Z)$ en même temps, sans pour autant que cela corresponde à leur amplitude maximale, ce qui va nous permettre de les faire interférer. Par suite, nous fixons de façon définitive le dispositif expérimental, et nous réalisons le balayage suivant z .

IV.5-Acquisition des signaux :

Il faut noter que l'interférence des deux signaux $V_1(Z)$ et $V_2(Z)$ a été réalisée sur l'oscilloscope numérique pour chacune des position z du dispositif par rapport à l'échantillon. L'interférence entre $V_1(Z)$ et $V_2(Z)$, peut être constructive voir figure IV.10, ou destructive voir Figure IV.11.

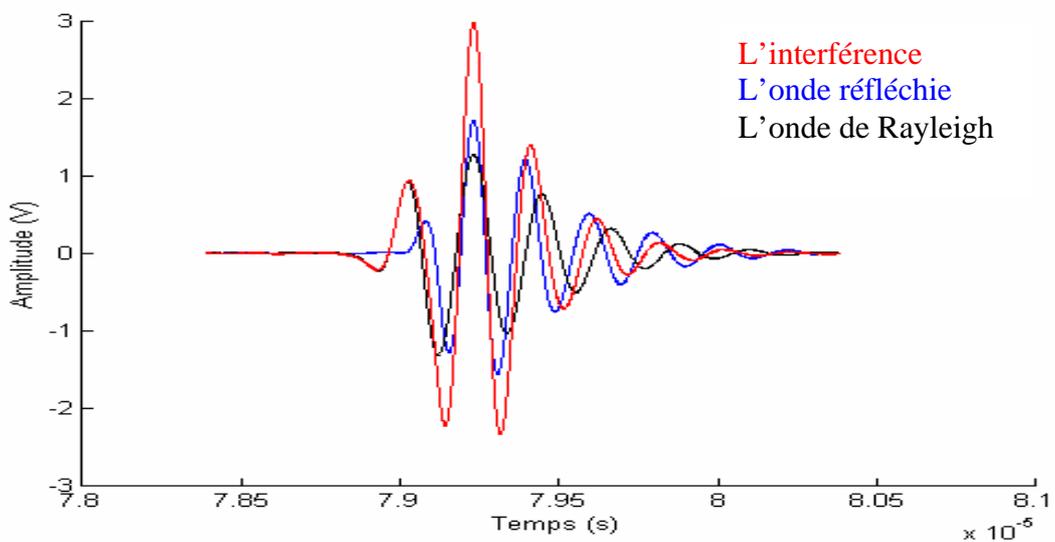


Fig.IV.10: Interférence constructive

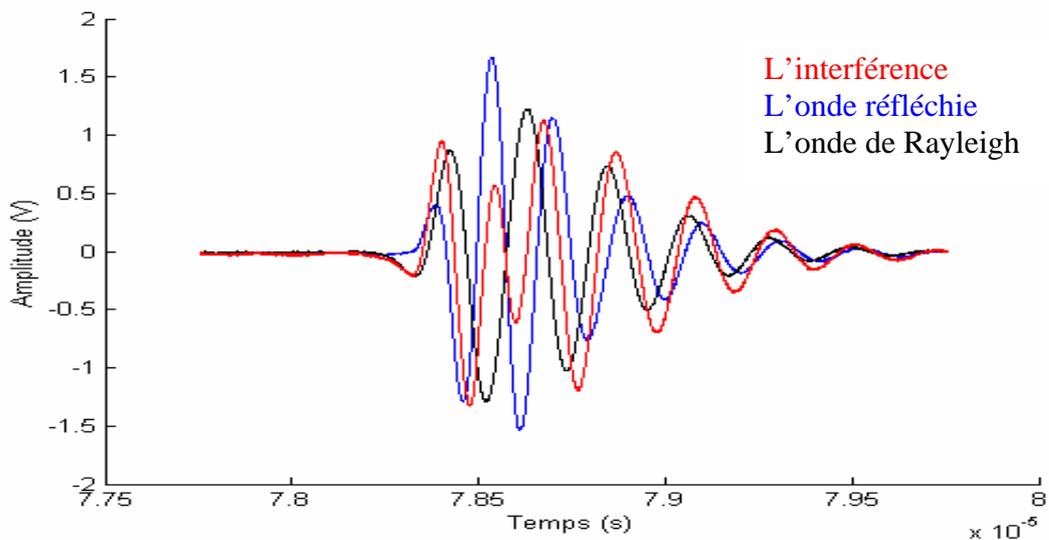


Fig.IV.11: Interférence destructive

Le balayage a été réalisé sur une distance maximum Z approchant les 4.5 mm, car au-delà de cette distance, les signaux $V_1(Z)$ et $V_2(Z)$ ne sont plus acquis en même temps, puisque leur acquisition se fait avec un décalage dans le temps, ce qui rend l'interférence entre ces deux signaux impossible.

Il est à noter que le balayage à été réalisé semi automatiquement, ce qui nous a empêché de réduire le pas de balayage, ici de $50 \mu m$.

La courbe sur la figure IV.12, représente les amplitudes des signaux d'interférences en fonction de la distance z , qui est la signature acoustique $V(Z)$ de l'acier inoxydable à 5 MHz.

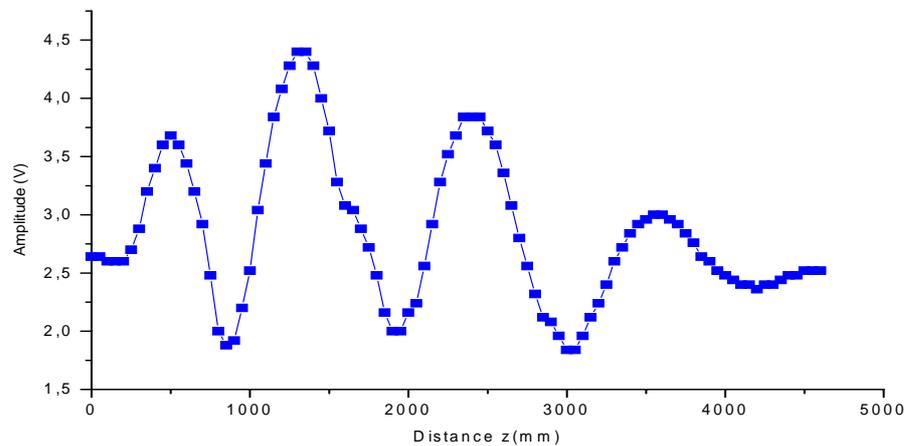


Fig.IV.12: Signature acoustique expérimentale à 5 MHz

IV.6-Traitement du $V(Z)$ par la FFT :

La courbe $V(Z)$ a été normalisée (Fig.IV.13), puis traitée par la Transformée de Fourier Rapide (Fig.IV.14).

Le logiciel utilisé pour le traitement par FFT de la signature acoustique obtenue, est Origin 5.3. Cela nous permet de déterminer la vitesse de Rayleigh, la vitesse longitudinale et par la suite la vitesse transversale, en utilisant la relation de VIKTOROV.

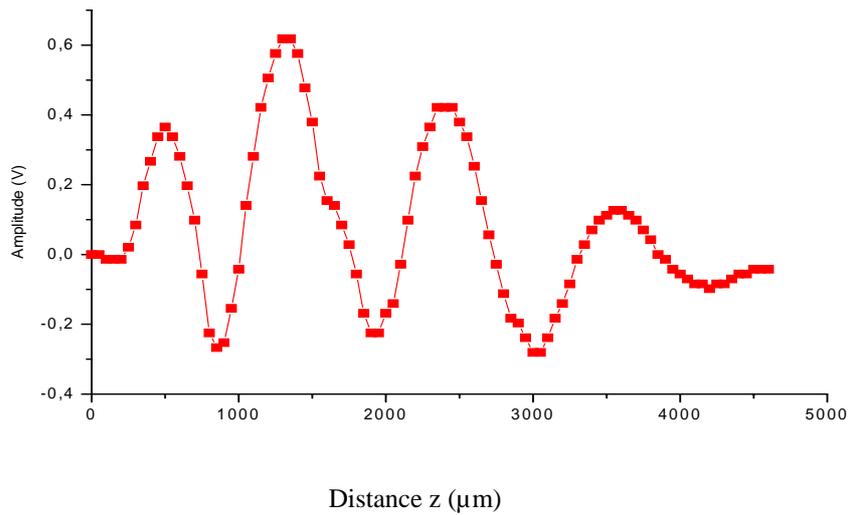
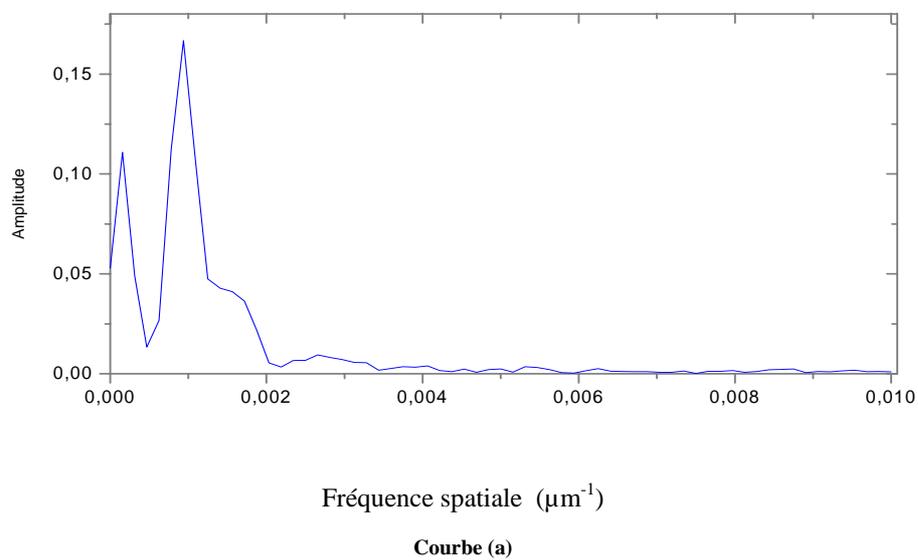
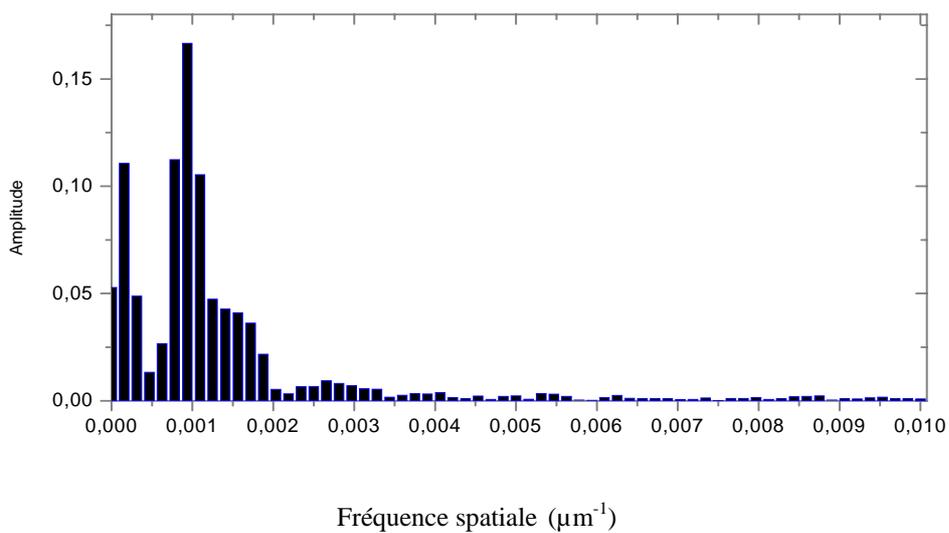


Fig.IV.13: Signature acoustique expérimentale normalisée à 5 MHz



Courbe (a)



Courbe (b)

Fig.IV.14: Spectre de la signature acoustique expérimentale

Sur la première courbe (a) de la FFT de $V(Z)$, on distingue deux pics. Le plus grand en amplitude qui se trouve à droite sur le spectre, correspond au mode de Rayleigh et le second pic qui se trouve à gauche correspond au mode longitudinal [LWEI95][ATTA90].

IV.7-Exploitation des résultats :

Pour une meilleure lecture des fréquences spatiales correspondantes aux différents modes, on utilisera la courbe (b) de la FFT de $V(z)$.

Calcul de la vitesse de Rayleigh :

-A partir de la signature acoustique sur la figure IV.13, la périodicité ΔZ des interférences est évaluée à :

$$(\Delta Z)_{\text{exp}} = (1.065 \pm 0.020) \times 10^{-3} m$$

en substituant cette valeur dans l'équation (II.3), nous trouvons :

$$V_{R(\text{exp})} = (2910 \pm 29) m/s$$

-A partir de la FFT, le mode de Rayleigh est déterminé à partir du pic le plus important en amplitude.

On relève la fréquence spatiale correspondante puis on calcule le $\Delta Z_{\text{exp}(FFT)}$

$$\text{On a: } f_R = (9.40 \pm 0.10) \times 10^{-4} \mu m^{-1}$$

D'où :

$$\Delta Z_{\text{exp}(FFT)} = \frac{1}{f_R} = (1.063 \pm 0.011) \times 10^{-3} m \quad \text{et on obtient : } V_{R(\text{exp}(FFT))} = (2909 \pm 16) m/s$$

Nous constatons que les valeurs des vitesses $V_{R(\text{exp})}$ et $V_{R(\text{exp}(FFT))}$ sont proches, néanmoins et dans la suite de notre travail, on effectuera les calculs avec la vitesse $V_{R(\text{exp}(FFT))}$, car sa valeur est plus précise.

Calcul de la vitesse longitudinale :

A partir de la figure IV.14.b, la fréquence spatiale de la raie correspondante au mode longitudinal est : $f_L = (2.2 \pm 0.1) \times 10^{-4} \mu m^{-1}$

Ce qui nous permet de trouver: $\Delta Z_L = \frac{1}{f_L} = (4.54 \pm 0.20) \times 10^{-3} m$

Après calcul, nous obtenons par l'équation (II.3) la valeur de la vitesse longitudinale qui est :

$$V_L = (5849 \pm 131) m/s$$

Calcul de la vitesse transversale :

A partir de la relation de VIKTOROV : $V_R = V_T \frac{0.718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}$, connaissant V_R et V_L , et après

une résolution numérique de l'équation :

$$V_T^3 - V_R V_T^2 - 0.718 V_L^2 V_T + 0.75 V_L^2 V_R = 0$$

Nous obtenons la valeur de la vitesse transversale :

$$V_T = (3187 \pm 20) m/s$$

Calcul du module de Young :

Pour le calcul du module de Young, nous faisons appel à la relation (II.5), et aux vitesses longitudinale et transversale, ce qui donne:

$$E = 174 \text{ KNmm}^{-2}$$

Calcul du coefficient de cisaillement :

On fait appel à la relation (II.6), et à la vitesse transversale calculée précédemment, ce qui donne :

$$G = 81 \text{ KNmm}^{-2}$$

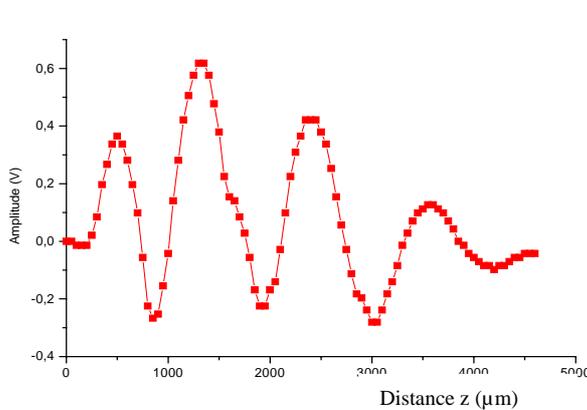
Calcul du module de Poisson :

A partir de la relation (II.8) et comme pour les autres coefficients, on fait appel aux vitesses longitudinale et transversale, la valeur trouvée est :

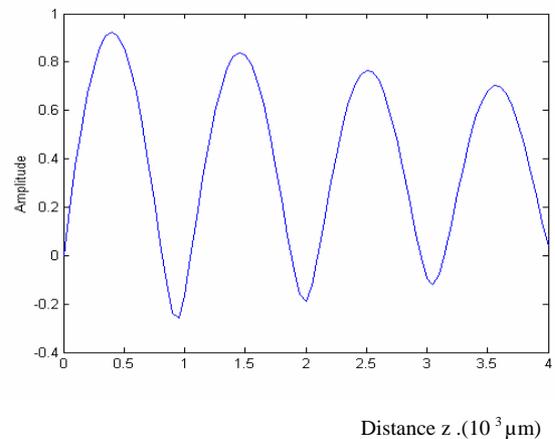
$$\nu = 0.28$$

VI.8-Interprétation des résultats expérimentaux :

Vu que la simulation théorique du fonctionnement du microscope acoustique (chapitre troisième), basée sur le système des trois sondes a donné des résultats appréciables, nous avons mis en application son fonctionnement dans la pratique. Seulement, à défaut de non-disponibilité d'un générateur de fréquence (qui délivre des trains d'impulsions), nous avons utilisé un générateur d'impulsions pour exciter les sondes, ce qui explique la différence entre l'allure de la signature acoustique théorique et celle trouvée expérimentalement.



Signature acoustique expérimentale



Signature acoustique théorique

A partir de la signature acoustique expérimentale (Fig.IV.13), nous ne pouvons déterminer que la vitesse de Rayleigh, cela, grâce à la période spatiale ΔZ de ces oscillations. Par contre, la FFT (Fig.IV.14) révèle l'existence d'un autre mode en plus de celui de Rayleigh, c'est le mode longitudinal. Donc le traitement de la signature acoustique expérimentale par la Transformée de Fourier Rapide, nous permet d'accéder à tous les modes de propagation des ultrasons émis par les sondes sur l'échantillon analysé. Le système de sondes (Fig.VI.3) ainsi conçu, permet de générer le mode de Rayleigh grâce à la sonde (2) et le mode longitudinal avec la sonde (1).

La mise en évidence de ces deux modes nous permet de calculer la vitesse de Rayleigh, la vitesse longitudinale et la vitesse transversale moyennant la relation de VIKTOROV (équation (II.4)). Les valeurs de ces vitesses sont du même ordre que celles que nous trouvons dans la littérature concernant l'acier inoxydable. En se référant aux valeurs fournies par [ROBE94] dans le tableau IV.1, nous constatons que les valeurs trouvées expérimentalement par nos mesures,

différent légèrement, mais restent du même ordre. Nous pouvons donc, conclure que la caractérisation mécanique faite pour l'échantillon analysé est assez fiable.

Entités physiques	Valeurs numériques expérimentales	Valeurs numériques Trouvées dans la littérature pour l'acier inoxydable [ROBE94]	Valeurs numériques Trouvées dans la littérature pour l'acier [BOUM97]
V_R vitesse de Rayleigh	$(2909 \pm 16)m/s$	$2950m/s$	$(2931 \pm 1)m/s$
V_L vitesse longitudinale	$(5849 \pm 131)m/s$	$5257m/s$	$(5981 \pm 1)m/s$
V_T vitesse transversale	$(3187 \pm 20)m/s$	$3250m/s$	$(3144 \pm 1)m/s$
E module de Young	$174 KNmm^{-2}$	$200KNmm^{-2}$	$(202 \pm 1)KNmm^{-2}$
G coefficient de cisaillement	$81 KNmm^{-2}$	$84KNmm^{-2}$	$(77 \pm 0.4)KNmm^{-2}$
ν coefficient de Poisson	0.28	0.19	$(0.31 \pm 4 \times 10^{-3})$

Tableau IV.1

Puisque nous ne connaissons pas de façon exacte la nuance de notre échantillon d'acier inoxydable, nous nous sommes référés aux valeurs fournis par [BOUM97] concernant l'acier. Cela nous a permis de déduire, que notre échantillon est plus proche dans sa composition chimique de l'acier que de l'acier inox.

IV.9-Conclusion :

Les résultats obtenus par nos mesures, grâce à notre système de sondes, nous ont permis de faire une caractérisation mécanique de la pièce d'acier inoxydable analysée. Cela nous a permis aussi de nous prononcer sur l'éventuelle nuance de l'échantillon.

Chapitre cinquième

Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux

Le microscope acoustique à trois transducteurs proposé en substitution au microscope acoustique usuel, a été modélisé dans le chapitre troisième et mis en pratique dans le chapitre précédent. Pour confronter les résultats obtenus théoriquement et ceux obtenus expérimentalement, nous avons vérifié que le signal d'attaque du système des trois sondes est quasi-harmonique. Cela nous permet de faire la comparaison, puisque dans la partie théorique le signal utilisé était harmonique.

V.1-Tableau récapitulatif des résultats :

Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus, sont récapitulés dans le tableau ci-dessous :

Entités physiques	Valeurs numériques théoriques	Valeurs numériques Expérimentales
ΔZ_R période spatiale déduite de la courbe $V(z)$	$(1.07 \pm 0.02) \times 10^{-3} m$	$(1.065 \pm 0.02) \times 10^{-3} m$
V_R vitesse de Rayleigh	$(2916 \pm 8) m / s$	$(2910 \pm 29) m / s$
ΔZ période spatiale déduite du spectre de $V(z)$	$(1.052 \pm 0.05) \times 10^{-3} m$	$(1.063 \pm 0.011) \times 10^{-3} m$
$V_{R(FFT)}$ vitesse de Rayleigh	$(2894 \pm 72) m / s$	$(2909 \pm 16) m / s$
ΔZ_L période spatiale déduite du spectre de $V(z)$		$(4.54 \pm 0.2) \times 10^{-3} m$
V_L vitesse longitudinale		$(5849 \pm 131) m / s$
V_T vitesse transversale	$(3030 \pm 79) m / s \leq V_T \leq (3311 \pm 94) m / s$	$(3187 \pm 20) m / s$
E module de Young		$174 KNmm^{-2}$
G coefficient de cisaillement	$(73 \pm 4) Kmm^{-2} \leq G \leq (87 \pm 5) Kmm^{-2}$	$81 KNmm^{-2}$
ν coefficient de Poisson		0.28

Tableau (V.1)

V.III-Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux :

Nous constatons que la valeur de la vitesse de Rayleigh, déduite de la signature acoustique théorique, et celle déduite expérimentalement, est pratiquement la même, qu'elle soit calculée à partir de la courbe $V(z)$ ou bien de sa FFT. Cela montre que le modèle théorique utilisé, décrit le phénomène de la génération des ondes de Rayleigh de façon proche de ce que nous obtenons expérimentalement.

En ce qui concerne la vitesse longitudinale, elle n'a pu être déterminée qu'expérimentalement. Pour vérifier si la valeur trouvée correspondait réellement à la vitesse longitudinale de l'échantillon analysé, nous avons utilisé une autre méthode de mesure. Nous avons fait le rapport du temps parcouru par le faisceau acoustique en incidence normale (réponse de la sonde (1)) pour traverser la pièce, sur l'épaisseur de celle-ci. La valeur trouvée est identique, cela nous permet de déduire que la signature acoustique fournie par notre système des trois sondes, simule de façon efficace le fonctionnement d'un microscope acoustique, puisqu'elle nous permet d'accéder aux caractéristiques acoustiques de l'échantillon analysé.

Les valeurs de la vitesse transversale, théorique et expérimentale, sont pratiquement les mêmes, cela est lié au fait que leur calcul dépend directement de la vitesse de Rayleigh.

La caractérisation mécanique faite pour la pièce d'acier inoxydable étudiée, révèle une similitude dans les résultats obtenus expérimentalement et ceux fournis par la littérature [BOUH03] [BOUM97] [ROBE94].

A partir de ces résultats, nous déduisons que la modélisation théorique faite pour notre système de sondes, traduit les phénomènes physiques qu'il produit dans la réalité.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement, dans le but de montrer que le principe de fonctionnement du microscope acoustique en basses fréquences reste possible dans le cadre de la caractérisation, un nouvel appareil, faisant office de microscope acoustique, moins onéreux, constitué de trois transducteurs piézoélectriques et de mettre en application ce nouvel appareil pour caractériser mécaniquement un échantillon d'acier inoxydable.

Dans un premier temps, nous avons modélisé le système en nous inspirant du fonctionnement du microscope acoustique par réflexion. Ce modèle théorique nous a permis de retrouver le mode de propagation de Rayleigh et de déterminer sa vitesse. Ce qui n'était pas suffisant pour déterminer les vitesses longitudinale et transversale. Toutefois, en utilisant d'autres approximations théoriques (celles établies pour la résolution de la relation de VIKTOROV), nous avons fait une estimation de la vitesse transversale. De ce fait, la caractérisation mécanique de l'échantillon s'est restreinte au coefficient de cisaillement. Le modèle théorique proposé, doit être amélioré afin que nous puissions déduire à partir de la signature acoustique théorique le mode longitudinal, ce qui nous permettra d'accéder aux différents modules mécaniques caractérisant le matériau.

Dans la seconde partie de notre travail, nous avons mis en pratique le microscope acoustique à trois sondes. Les mesures expérimentales nous ont permis d'obtenir une signature acoustique, qui, après traitement par FFT, met en évidence deux modes de propagation, le mode de Rayleigh et le mode longitudinal. Ce résultat est satisfaisant, puisqu'il nous permet de calculer directement la vitesse transversale et par la suite de faire une caractérisation mécanique de l'échantillon.

L'étude nous permet de conclure que le modèle proposé en substitution au microscope acoustique, est assez crédible, aux basses fréquences (nous avons travaillé à 5 Mhz), puisque les valeurs des modules et coefficients mécaniques trouvés sont en globalité du même ordre de grandeurs que ceux que nous trouvons dans la littérature. Le travail fait dans ce mémoire est une tentative d'approche de la caractérisation mécanique que pourrait nous fournir un microscope

acoustique. Le dispositif réalisé, plus simple, moins onéreux, et d'utilisation plus rapide qu'un microscope « réel », peut être utilisé pour une première estimation, pour le calcul des différents modules et coefficients mécanique d'un matériau.

Toutefois, il reste à vérifier les limites de ce nouveau montage dans le cas d'une utilisation en hautes fréquences.

Annexe A

Détermination du coefficient d'atténuation de Rayleigh

Dans la modélisation du microscope acoustique à trois transducteurs, nous avons utilisé le coefficient d'atténuation de Rayleigh dans l'équation (III.38), qui est la transformée de Fourier spatiale du signal reçu par la troisième sonde figure(III.3). Dans cette annexe, nous allons donner le calcul qui permet de déterminer le coefficient d'atténuation de Rayleigh α_R .

Nous nous intéresserons particulièrement à l'effet de charge par un fluide.

Lorsque la surface d'un solide n'est pas chargée par un liquide, l'état vibratoire de la surface est donné par :

$$U(x,t) = U_0 e^{i(k_R x - \omega t)}, \text{ avec } V_R = \frac{\omega}{k_R} \text{ la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh.}$$

Lorsque le solide baigne dans un fluide, les ondes de Rayleigh qui se propagent à la surface du matériau émettent des ondes rayonnantes de Rayleigh, cette perte d'énergie est traduite par un coefficient d'atténuation α_R . L'équation de propagation de l'onde à la surface chargée devient :

$$U(x,t) = U_0 e^{i(k_R x - \omega t)} e^{-\alpha_R x}, \text{ avec } k_c = k_R + i \alpha_R$$

A partir de là on déduit la vitesse de phase complexe :

$$V_c = V_r + i V_i = \frac{\omega}{k_c} = \frac{\omega}{k_R + i \alpha_R} = \frac{\omega k_R}{k_R^2 + \alpha_R^2} - i \frac{\omega \alpha_R}{k_R^2 + \alpha_R^2}$$

V_r et V_i sont respectivement la vitesses réelle et la vitesse imaginaire de la vitesse V_c .

La seule quantité ayant une signification physique, est la vitesse de propagation donnée par :

$$V_R = \frac{\omega}{k_R}$$

si on l'écrit en fonction des parties réelle et imaginaire on obtient :

$$V_R = V_r + \frac{V_i^2}{V_r} = V_r \left[1 + \frac{V_i^2}{V_r^2} \right] = V_r (1 + \varepsilon^2) \text{ avec } \varepsilon = \frac{V_i}{V_r}$$

la valeur complexe de la vitesse de Rayleigh s'écrit alors :

$$V_c = V_r (1 + i\varepsilon) \quad \varepsilon \text{ est un terme correctif qui sera calculé par suite.}$$

Pour la plupart des solides [FIOR85] :

$$\varepsilon^2 \ll 1$$

on déduit que

$$V_R \approx V_r \text{ donc } \varepsilon = \frac{V_i}{V_R}$$

à partir de là on trouve :

$$V_C = V_R (1 + i\varepsilon)$$

Tenant compte des approximations faites, il ressort que la partie imaginaire de la vitesse complexe peut être négligée, ce qui aboutit à :

$$V_c \approx V_R$$

Calcul du terme correctif :

l'équation caractéristique du mode de Rayleigh dans le cas d'interface solide-fluide s'écrit [BREK80] :

$$4\sqrt{(1-S_R)(1-\eta S_R)} - (S_R - 2)^2 = \frac{\rho_{liq}}{\rho_{mat}} S_R^2 \sqrt{\frac{(1-S_R\eta)}{(1-S_R\gamma)}} \quad (\text{A.1})$$

avec :

$$S_R = \left(\frac{V_R}{V_t}\right)^2 \quad \eta = \left(\frac{V_t}{V_l}\right)^2 \quad \gamma = \left(\frac{V_t}{V_{liq}}\right)^2$$

ρ_{liq} et ρ_{mat} sont les densités du fluide et du solide, V_l et V_t les vitesses longitudinales et transversale du solide, V_{liq} est la vitesse longitudinale du fluide (généralement l'eau).

L'équation (A.1) a une racine de la forme $V_c = V_r (1 + i\varepsilon)$, donc :

$$S_R = \left(\frac{V_r}{V_t}\right)^2 (1 + i\varepsilon)^2 = S(1 + i\varepsilon)^2$$

on pose :

$$S = \left(\frac{V_r}{V_t} \right)^2 \text{ la solution de l'équation (B-1) sans second membre.}$$

La résolution au premier ordre donne [ROBE94]:

$$\varepsilon = \frac{-\rho_{liq} S^2 \sqrt{1-S\eta}}{4\rho_{mat} \left[\left(\sqrt{\left(\frac{V_r}{V_{liq}} \right)^2 - 1} \right) \left(2S \left(1 - \frac{S}{2} \right) - S\eta \sqrt{1-S} - S \sqrt{\left(\frac{1-S\eta}{1-S} \right)} \right) \right]} \quad (\text{A-2})$$

calcul de l'atténuation :

à partir des relations reliant le vecteur d'onde aux vitesses complexes, on peut écrire :

$$\frac{\omega \alpha_R}{k \frac{\omega}{R} + \alpha \frac{\omega}{R}} = |\varepsilon| V_R \quad \text{et} \quad \frac{\omega k_R}{k \frac{\omega}{R} + \alpha \frac{\omega}{R}} = V_R$$

ce qui donne :

$$\alpha_R = \frac{\omega |\varepsilon|}{V_R}$$

Annexe B

Les méthodes utilisées pour la caractérisation des matériaux

Pour déterminer les propriétés mécaniques des matériaux (modules d'élasticité), on a recours à deux types de méthodes : les méthodes statiques par essai mécanique et les méthodes dynamiques par propagation d'ondes.

I-Méthodes statiques :

Cette méthode repose sur plusieurs types d'essais à caractère destructifs. Ces essais sont complémentaires, trois d'entre elles sont citées ci-dessous.

I-1-Essai de dureté :

Cet essai peu destructif, est très utilisé par les métallurgistes pour sa simplicité. Elle consiste à enfoncer un pénétrateur dans le métal et de mesurer la dimension de l'empreinte. Celle-ci est d'autant plus grande que le métal est mou. La dureté s'exprime par le rapport de la force exercée par le pénétrateur sur la surface de son empreinte, et est notée $H=F/S$. Le test de dureté le plus courant est celui de VICKERS.

I-2-Essai de traction :

Afin de déterminer une ou plusieurs caractéristiques mécaniques, on applique à une éprouvette une force de traction, qui engendre une déformation progressive jusqu'à la rupture. Ce test permet de tracer un diagramme de traction figure (B-1), représentant la charge unitaire $R=F/S_0$, F étant la charge exprimée en Newton et S_0 la section initial de l'éprouvette en mm^2 , en fonction du taux d'allongement $e=(L-L_0)/L_0$.

La courbe du diagramme de traction représente les différents domaines de déformation de l'éprouvette. Chaque domaine permet d'accéder à une caractéristique mécanique bien déterminée du matériau.

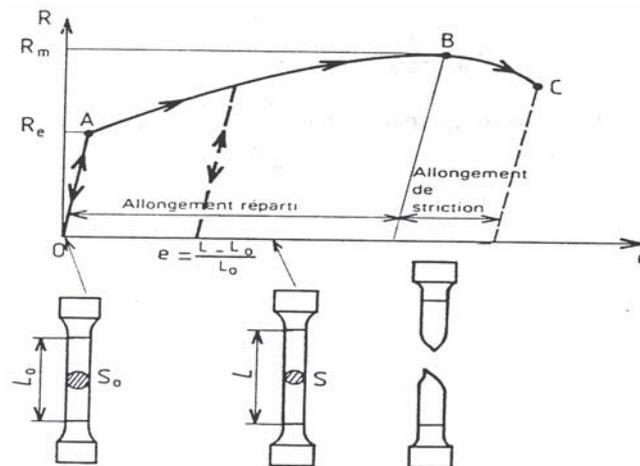


Figure (B.1) Diagramme de traction

Le **module de Young** est un coefficient de proportionnalité qui peut être déterminé dans le domaine élastique à déformation réversible, représenté sur la courbe par le segment OA . Avec : $E=R/e$.

D'autres caractéristiques mécaniques peuvent être déterminées, telles que la **résistance à la traction**, le **coefficient de striction** ϵ ...etc.

I-3-Essai de résilience :

Il existe des conditions particulières, telles que les basses températures qui rendent le métal fragile, pour lequel l'essai de traction s'avère insuffisant pour une bonne caractérisation mécanique. En effet, dans ces conditions, l'essai de traction peut engendrer une rupture bien avant la limite élastique du matériau, et pour y remédier, un moyen classique s'avère efficace pour caractériser la fragilisation du métal qui est **l'essai de résilience** sur éprouvette entaillée figure (B-2).

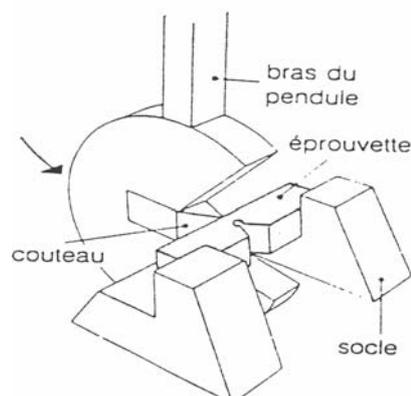


Figure (B.2) Essai de résilience

L'essai consiste à rompre l'éprouvette à l'aide d'un pendule. Puis déterminer l'énergie absorbée en joule notée KV et la section au droit de l'entaille en cm^2 notée S. La résilience est le rapport de l'énergie sur la section.

II-Méthodes dynamiques :

A l'inverse des méthodes statiques, lors des tests dynamiques il n'y a pas destruction de l'échantillon. En effet, les éprouvettes sont soumises à des vibrations longitudinales et transversales, générées par un ou plusieurs capteur acoustique.

Rappel sur les lois de l'élasticité :

Les propriétés physiques des matériaux sont traduites par des tenseurs. Ces derniers comportent des constantes au nombre limité en raison de la symétrie ou de considérations thermodynamiques [DIEU74]. Ces constantes caractérisent les propriétés élastiques des solides. La théorie de l'élasticité établie la relation entre les forces extérieures exercées à un solide et, les déformations engendrées. Celles ci se propagent par l'intermédiaire des particules matérielles constituant le matériau, et donnent naissance à une onde acoustique.

Il existe une relation qui relie la contrainte T_{ij} à la déformation relative S_{kl} . Cette relation est dite loi de HOOKE et peut se mettre sous la forme[DIEU74] :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad (i,j,kl=1,2,3)$$

C_{ijkl} est le tenseur de contrainte de rang quatre possédant 81 éléments. En raison de symétrie, ce nombre est ramené à 36 constantes élastiques indépendantes pour un solide anisotrope. Celles ci sont repérées par deux indices i et j variant de 1 à 6 (notation d'Einstein).

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix}$$

Pour un solide isotrope dont les propriétés physiques sont identiques dans toutes les directions, le tenseur des constantes élastiques C_{ijkl} est invariant aux changements de repères, à partir de ces considérations, toutes les constantes élastiques du tenseur s'annulent sauf trois : C_{11} , C_{12} et C_{44} , et la loi de HOOKE devient :

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda+2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda+2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda+2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} \quad (**)$$

Où λ et μ sont les constantes de LAME, avec $C_{11}=\lambda+2\mu$, $C_{12}=\lambda$, $C_{44}=\mu$.

A partir de là, une caractérisation mécanique du matériau est établie comme suit :

Module de Young

Lorsqu'un milieu isotrope subit une déformation suivant l'axe x , seule la contrainte T_1 n'est pas nulle. La loi de HOOKE (**) donne lieu au système d'équations suivant :

$$T_1 = (\lambda+2\mu)S_1 + \lambda S_2 + \lambda S_3 = (\lambda+2\mu)S_1 + 2\lambda S_2 \quad (1)$$

$$0 = \lambda S_1 + (\lambda+2\mu)S_2 + \lambda S_3 = \lambda S_1 + 2(\lambda+\mu)S_2 \quad (2)$$

qui permet de déduire le module de Young $E = \frac{\sigma_1}{\varepsilon_1} = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}$

Module de Poisson

Etant donné que le milieu isotrope subit une traction qui l'étire suivant l'axe x , cela engendre une contraction latérale qui vient compenser le changement de volume.

Ces contractions sont des déformations relatives : $S_2 = \frac{\Delta y}{y_0}$ et $S_3 = \frac{\Delta z}{z_0}$.

Le coefficient de poisson est défini par : $\nu = \frac{-S_2}{S_1} = \frac{-S_3}{S_1}$ avec $S_1 = \frac{\Delta x}{x_0}$.

Le module de poisson a une valeur comprise entre 0 et 0.5.

On peut exprimer le module de Poisson en fonction des coefficients de Lamé en utilisant l'équation (2), on trouve :

$$\nu = \frac{-S_2}{S_1} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} .$$

Module de cisaillement :

On applique un cisaillement à un matériau, lorsqu'on exerce sur celui ci deux forces horizontales opposées. Si le matériau est un barreau parallélépipédique de face S_0 .

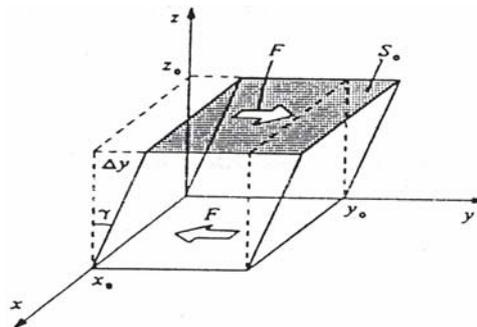


Figure (B.3) Déformation en cisaillement

La contrainte T_2 , induit une déformation mesurée par l'angle de cisaillement $\gamma = \frac{\Delta y}{z_0}$.

Le module de cisaillement G est défini par : $T_4 = G \cdot \gamma$.

Si le matériau est isotrope et, est soumis à la force transversale $T_4 \cdot S_0$, seule le terme T_4 de(**) est non nul, d'où :

$$G = \frac{T_4}{S_4} = \mu$$

Module de compressibilité :

Lorsqu'un solide est soumis à une pression p , celui ci change de volume et se comprime uniformément d'un taux égale à : $P = -\chi \cdot \Delta$, χ étant le module de compressibilité volumique.

Lorsque le solide est isotrope et subit une pression hydrostatique p , les termes non nuls de (**)
sont T_1 , T_2 et T_3 , ce qui donne le système d'équations suivant :

$$T_1 = (\lambda + 2\mu)S_1 + \lambda S_2 + \lambda S_3$$

$$T_2 = \lambda S_1 + (\lambda + 2\mu)S_2 + \lambda S_3$$

$$T_3 = \lambda S_1 + \lambda S_2 + (\lambda + 2\mu)S_3$$

on résout le système et on obtient : $\chi = \frac{T_1}{\Delta} = \lambda + \frac{2}{3}\mu$

avec : $\Delta = \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\Delta x}{x_0} = \frac{\Delta y}{y_0} = \frac{\Delta z}{z_0} = S_1 \left(1 + 2 \frac{S_2}{S_1}\right) = S_1 (1 - 2\nu)$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[**ABBA96**] A.Abbate, J.F.Cox, S.C.Schroeder, B.Knight and J.Frankel, "Rayleigh Velocities for the Evaluation of Coating Hardness", IEEE. Ultrasonic Symposium, pp.1017-1020, 1996.

[**ATAL78**] Abdullah Atalar, "An Angular-Spectrum Approach to Contrast in Reflection Acoustic Microscopy", J. Appl. Phys. 49(10), pp. 5130-5139, October 1978.

[**ATAL79**] Abdullah Atalar, "A Physical Model for Acoustic Signatures", J. Appl. Phys. 50(12), pp. 8237-8239, December 1979.

[**ATTA98**] Jackes Attal, Gilles Despaux, Franck Augereau, « L'avancé des Techniques de Caractérisation Microacoustique dans le monde des Microtechniques , 8eme Journées Informatiques et Pédagogiques des Sciences Physiques, Montpellier 1998.

[**ATTA90**] J.Attal, R. Caplain, H. Coelho-Mandes, K. Alami and A. Saied, " A Survey of Research in Acoustic Microscopy Applied to Metallurgy", Mechanics of Coatings, Leeds-Lyon 16, Tripology Series, 17, D. Dawson, C. M. Taylor, M. Godet(Editors), Elsevier Science Punlishers B.V, pp. 315-322, 1990.

[**AULD79**] Auld B.A, "General Electromechanical Reciprocity Relations Applied to the Calculation of Elastic Wave Scattering Coefficients", wave Motion, Vol.1, pp.3-10, 1979.

[**BENN97**] A.Bennamane, A. Benchaala, "Microscopie Acoustique et Applications », conférence Maghrébines sur le Contrôle non Destructif, pp. 1-8, Palais des Nations, Alger, 28-30 Juin 1997.

[**BERT73**] H.L.Bertoni and T.Tamir, "Unified Theory of Rayleigh Beams at Liquid-Solid Interface", Appl. Phys.2 ,pp. 157-172, 1973.

[**BERT85**] Henry L.Bertoni, Senior Member, IEEE, "Ray-Optical Evaluation of $V(z)$ in the Reflection Acoustic Microscope", IEEE Transactions on Sonics an Ultrasonics, Vol. Su-31, No. 2, pp. 105-116, March 1984.

[**BOUD97**] A.Boudour, Y. Boumaiza, S. Belkahla, « Etude Topographique par Microscopie Acoustique d'un Acier Frotté », Conférence Maghrébine sur le Contrôle non Destructif, pp. 20-28, Palais des Nations, Alger, 28-30 Juin 1997.

[BOUH03] Amel Fatiha Bouhous, "Etude de la Vitesse et de L'Atténuation des Ondes de Rayleigh Rayonnantes dans le cas d'une Interface Eau-Acier Inoxydable », Memoire de Magister, Université des Sciences et de Technologie Houari Boumediene, Novembre 2003.

[BOUM97] Y. Boumaiza, L. Deboub, A. Boudour, M. Benhiheur, M. Gouasmia et S. Belkahl, « Caractérisation Mécanique par Microscopie Acoustique d'un Acier et d'une Couche Mince ce Sic sur Substrat en Silicium », Conférence Maghrébines sur le Contrôle non Destructif, pp. 9-19, Palais des Nations, Alger, 28-30 Juin 1997.

[BREK80] L.M. Brekhovskikh, "Wave in layer media", (2nd ed), Academic Press, New Press, 1980.

[CHAN91] Kai Hong Chan, Student Member, IEEE and Henry L. Bertoni, Fellow, IEEE, "Ray Representation of Longitudinal Lateral Waves in Acoustic Microscopy", IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 38, No. 1, January 1991.

[CHIM89] D. E. Chimenti, "Ultrasonic Leaky Waves in a Solid Plate Separating a Fluid and Vacuum", J. Acoust. Soc. Am. 85(2), pp. 555-560, February 1989.

[CLAI00] B. Clair, G. Despau, B. Chanson, B. Thibault, "Possible use of Scanning Acoustic Microscopy to Study Local Wood Properties: Preliminary Study of Experimental Conditions", Ann. For. Sci, 57, pp-335-343, 2000.

[CONN98] Zayna.M.Connor, Moris.E.Fine, Jean.D.Achenbach and Mark.E.Sniw, "Using Scanning Acoustic Microscopy to Study Subsurface Defects and Crack Propagation in Materials ".

[COST94] J.f. Cost and F. Lakestini, "Description of a Method for the Measurement of the Rayleigh Wave Velocity: Application to the Thickness Measurement of Metallic Coatings", Ultrasonics Symposium, pp.1233-1236, 1194.

[DIEU74] E. Dieulesaint, D. Royer, « Ondes Elastiques dans les Solides », Edition Masson, Paris, 1974.

[FERD93] Lahouari Ferdj-ellah, "Etude et Modélisation de la Signature Fréquentielle $V(f)$ en Microscopie Acoustique: Application à la Caractérisation de l'Adhérence", Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, France, juin 93.

[FIOR85] R. Fiorito, W. Madigosky, H. Überall, "Theory of Ultrasonic Resonances in a Viscoelastic Layer", J. Acoustic. Soc. Am., Vol. 77, No. 2, pp. 489-498, February 1985.

- [GRAD79] I. S. Gradshteyn, I .M. Ryzhik, « Table of Integrals, Series, and Products », 4^e édition, Ed Academic Press, New York, 1979.
- [KUSH85] Jun-hi Kushibiki, Member, IEEE, and Noriyoshi Chubachi, Member, IEEE, “ Material Characterization by Line-Focus-Beam Acoustic Microscope”, IEEE. Transaction on Sonics and Ultrasonics, Vol.SU-32, No.2, pp. 189-212, Marsh 1985.
- [KUSH92] J.Kushibiki, T.Wakahara, T.Kobayshi, and N.Chubachi, « A Calibration of the LFB Acoustic Microscope System Using Isotropic standard Specimens », IEEE. Ultrasonic Symposium, pp.719-722, 1992.
- [KOMS91] I.N.Komsky and J.D.Achenbach, “Ultrasonic Bridge for Simulations Measurements of Wave Speed and Attenuation”, IEEE.Utrasonis Symposium, pp.849-854, 1991.
- [LI95] Wei Li and Jean. D. Achenbach, “Measuring Thin-Film Elastic Constants by Line – Focus-Acoustic Microscopy”, IEEE. Ultrasonic Symposium, pp.883-892, 1995.
- [MIHA93] T.Mihara, T.Sato, Y.Kitamara, and K.Date, « Local Elastic Constant Measurement of Functionally Gradient Materials by Line-Focus-Beam Acoustic Microscopy”, IEEE. Ultrasonic Symposium, pp.617-622, 1993.
- [NEUB73] Werner.G.Neubauer, “ Ultrasonic Reflexion of Bounded Beam at Rayleigh and Critical Angles for a Plane Liquid-Solid Interface “, J.Appl.Phys, Vol.44, No.1, January 1973.
- [NGOC79] Tran D.Ngoc and Walter G. Mayer, “Ultrasonic Nonspecular Reflectivity near Longitudinal Critical Angle”, J. Appl. Phys. 50(12), pp. 7948-7951, December 1979.
- [OUEL04] J.Ouellette, “Seeing with Sound: Acoustic Microscopy Advances beyond Failure Analysis”, American Institute of Physics, 14th Industrial Physicist.
- [RAMD94] Abderrafi Ramdani, Amar Benchaala, Jean Marc Saurel et Hassan Nounah, “Méthode de Caractérisation par Microscopie Acoustique de Matériaux en Couche », JMMS 94.
- [ROBE9] Laurent Robert, “Etude par Miroscopie Acoustique de l’Influence des irradiations sur des Aciers Inoxydables”, Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, France, Mars 1994.

[**SHEP81**] C.J.R.Shepard and T.Wilson, “Effects of High of Convergence on $V(z)$ in the Scanning Acoustic Microscope”, Appl. Phys. Lett. 38(11), pp. 858-859, 1 June 1981.

[**TAKA02**] Izumi Takanaga, Member, IEEE, Jun-ichi Kushibiki, Member, IEEE. “A Method of Determining Acoustical Physical Constants for Piezoelectric Microscopy”, IEEE. Transactions on Ultrasonics, Ferroelectric, and frequency control, Vol.49, No.7, July 2002.

[**VIKT67**] I.A.Viktorov, “Rayleigh and Lamb Waves”, Plenum Press, New York, 1967.

[**WEI95**] L.Weil, J.D.Achenbach, “Measuring Thin-Film Elastic Constants by Line-Focus Acoustic”, IEEE. Ultrasonics Symposium, pp.883-892, 1995.

[**XUE97**] T.Xue, W.Lord, Fellow IEEE, and S.Udpa, Senior Member IEEE, “Finite Element Simulation and Visualisation of Leaky Rayleigh Waves for Ultrasonic NDE”, IEEE. Transactions and Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.44, No.3, May 1997.