

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NORMALE SUPPERIEURE DE LAGHOUAT

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Mémoire de Magister

En vue de l'obtention du diplôme de Magister

Spécialité : Physique

Option : Interaction champ-matière

Préparé par :

Mme. BENSATALLA Saliha

Thème:

**Simulation de la signature acoustique
 $V(z)$ par une approche numérique**

Devant le jury :

HELIFA Bachir	MCA	Université de Laghouat	Président
MAGHLAOUI Nadir	MCA	ESSA – Alger	Examineur
RAYANE Karim	MCA	Université de Laghouat	Examineur
LEFKAIER Iben Khaldoun	Pr.	Université de Laghouat	Encadreur
BENBELGHIT Ahmed	MA	ENS de Laghouat	Invité

Année universitaire : 2017-2018

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Dédicaces

Je dédie ce travail:

Les plus proches de mon cœur :

A mes très chers parents.

A mes frères et mes sœurs.

A mon mari.

A toute ma famille.

A tous mes amis.

REMERCIEMENTS

Je remercie avec humilité et piété Dieu Tout Puissant, de m'avoir permis d'arriver à ce niveau d'étude, et aussi pour m'avoir donné beaucoup de patience et de courage.

*J'adresse mes plus vifs sentiments de gratitude à Monsieur **Mohamed YOUSFI**, Professeur à l'Université de Laghouat avoir ouvert la formation de magister de physique à l'ENS de Laghouat quand il était directeur de cet établissement.*

*J'exprime ici ma vive gratitude à Monsieur le Professeur **Iben Khaldoun LEFKAIER** en sa qualité d'encadreur. Son savoir, son expérience, sa compétence et ses conseils m'ont été d'une grande utilité dans le bon déroulement de mon travail de recherche. Outre ses qualités professionnelles, celles humaines, ont permis d'établir de bonnes traditions de travail.*

*Je suis très heureuse de pouvoir exprimer ici mes remerciements très sincères à Monsieur **Ahmed BENBELGHIT**, enseignant chercheur à l'ENS de Laghouat et co-encadreur de ce travail, pour les conseils judicieux et constants qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail, pour sa grande disponibilité et son indulgence qui m'ont permis de mener à bien cette étude, qu'il trouve ici l'expression de mon plus profond respect et toute ma gratitude.*

*Ma gratitude la plus sincère va à l'adresse des membres du jury, Monsieur **Bachir HALIFA** en sa qualité de Président, Messieurs **Nadir MAGHLAOUI** et **Karim RAYANE**, en leur qualité d'examineur, pour leur disponibilité et leur acceptante de juger ce modeste travail.*

*Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du Laboratoire de Physique des Matériaux de l'Université de Laghouat (LPM-UATL). A cette occasion, je tiens à remercier tous les membres de ce laboratoire et à leur tête, Monsieur **I. K. LEFKAIER**, directeur du laboratoire, pour leur soutien et leur encouragement.*

Je remercie tous mes enseignants de graduation et de post-graduation à l'ENS de Laghouat, pour leur dévouement à nous transmettre leur savoir et leur expérience en toute honnêteté et fidélité.

Je remercie toute personne qui m'a aidé de loin ou de près pour la réalisation de ce travail.

Résumé

ملخص

يتمحور عمل هذه المذكرة حول المجهر الصوتي حيث نهتم بمحاكاة الإشارة المنبعثة من المحول الصوتي - وهو أهم جزء في المجهر - نحو الجزء الإلكتروني من المجهر والذي يهتم بمعالجة الإشارات، هذه الإشارة المعروفة بـ البصمة الصوتية $V(z)$ والتي هي إشارة كهربائية تتميز بشكل شبه دوري .
تطرقنا في المذكرة إلى النظريات الأساسية المقترحة لحساب هذه الإشارة والتي تُدخل عدة فرضيات وتقريبات لجعل دراسة ومعالجة هذه الإشارة عددياً ممكنة.
من أجل الحصول على حساب نظري أكثر دقة وأقل فرضيات وتقريبات اعتمدنا في حساباتنا نموذج جديد والذي يمكن أن نطلق عليه اسم 'نموذج الأطياف' ، هذا النموذج يعتمد على الحساب العددي وليس التحليلي كما هو الحال في النماذج السابقة.

أجرينا الحساب في هذه المذكرة على مجموعة من المواد المنفردة وكذا المواد التي طليت بطبقة من مادة أخرى.
الكلمات المفتاحية: المجهر الصوتي، بمعالجة الإشارات، البصمة الصوتية $V(z)$ ، 'نموذج الأطياف'، الحساب العددي.

Résumé

Le présent mémoire traite de la microscopie acoustique. Il s'agit de simuler le signal analogique transmis par le transducteur aux blocs électroniques de traitement du signal afin de le traduire en image. Ce signal, dit signature acoustique $V(z)$, possède une allure pseudopériodique. Les principales théories de calcul de la signature $V(z)$ citées dans la littérature sont abordées. Afin que le traitement par FFT de $V(z)$ soit possible, des approximations multiples ont été adoptées. Afin de rendre le modèle mathématique du calcul de $V(z)$ plus exact et avec moins d'approximation, un modèle nouveau été adopté. C'est un modèle cité dans la littérature, complexe dans sa formulation que nous nommons 'modèle des spectres'. Il s'agit d'un modèle qui se base sur un calcul numérique de $V(z)$ et non pas analytique comme c'est le cas dans toutes les théories développées auparavant. Les calculs ont été faits sur un ensemble de matériaux massifs et aussi des matériaux revêtus.

Mots clés : microscopie acoustique, traitement du signal, signature acoustique $V(z)$, modèle des spectres', calcul numérique, matériaux massifs, matériaux revêtus.

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I : Généralités sur les ondes	
I.1 Introduction	2
I.2 Propriétés générales des ondes	2
I.2.1 Définition	2
I.2.2 Caractéristiques d'une onde	2
I.2.3 Équation d'onde	4
I.2.4 Les ondes mécaniques	5
I.2.4.1 Quelques exemples	5
I.2.5 Les ondes acoustiques dans les solides	5
I.2.5.1 Les modes de propagation	5
1) Mode longitudinale	6
2) Mode transversale	7
3) Mode de surface	7
3.1 L'onde de Rayleigh	7
3.2 Ondes de Lamb	8
3.3 Ondes de Love	9
I.3 Elasticité pour un solide : cas général	9
I.3.1 Cas d'un solide homogène isotrope	12
I.3.1.1 Le Module de Young	12
I.3.1.2 Le Module de Cisaillement	13
I.3.1.3 Le Module de compressibilité	13
I.3.1.4 Le Coefficient de Poisson	14
I.3.2 Relations entre les constantes élastiques	15
I.3.3 Elasticité et vitesse d'onde	15
I.4 Interaction des ondes acoustiques avec un matériau solide	18
I.4.1 Réflexion et transmission d'une onde acoustique par une interface liquide-solide	18
I.4.1.1 Lois de Snell-Descartes	19

I.4.2 Réflexion et transmission d'une onde acoustique par une interface solide-solide :	20
I.5 Conclusion	22
Chapitre II : Méthodes de calcul, résultats et discussions	
Partie I : Méthodes de calculs de $V(z)$	
I-1 Introduction	23
I-2 Définition de la signature acoustique $V(z)$	23
I.2.1 Modélisation de la signature acoustique	24
I.2.1.1 Modèle de la théorie des raies	24
I.2.1.2 Modèle de la théorie des champs	27
I.2.1.3 Modèle de la théorie des spectres	31
Partie II : Résultats et discussions	
II.1 Introduction	34
II.2 Calcul numérique de la signature acoustique $V(z)$	35
II.3 Résultats des calculs pour un substrat nu	39
II.3.1 Coefficient de réflexion pour les systèmes étudiés	40
II.3.2 Signature acoustique pour les systèmes étudiés	46
II.4 Résultats des calculs pour un Système "Eau - Couche - Substrat"	49
II.4.1 Coefficient de réflexion pour les systèmes étudiés	50
II.4.2 Signature acoustique $V(z)$ pour les systèmes étudiés	53
II.5 Conclusion	55
Conclusion Générale	56
Bibliographie	58
Résumé	
Annexe	

Liste des figures

Liste des figures

Chapitre I

Figure I.1	Forme de l'onde a/ Ondes planes b/ Ondes sphériques [S1]	4
Figure I.2	l'onde acoustique en un point de l'espace	6
Figure I.3	Schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale	6
Figure I.4	Schéma d'un solide traversé par une onde transversale	7
Figure I.5	Onde de Rayleigh	8
Figure I.6	Ondes de Lamb : a) mode symétrique b) mode antisymétrique	8
Figure I.7	Solide sous contrainte : a) compression b) cisaillement	10
Figure I.8	matrice C_{ij} pour système hexagonal	11
Figure I.9	matrice C_{ij} pour Système cubique	11
Figure I.10	matrice C_{ij} pour Milieu isotrope	11
Figure I.11	diagramme contrainte-déformation et le module de Young	13
Figure I.12	Schéma de principe du cisaillement G	13
Figure I.13	Schéma du principe de la compressibilité B .	14
Figure I.14	Illustration du phénomène de réflexion/transmission à l'interface liquide-solide	19
Figure I.15	Illustration du phénomène de réflexion/transmission l'interface solide-solide	21

Chapitre II

Figure II.1	Principe de fonctionnement du MA	23
Figure II.2	Allure d'une signature acoustique $v(z)$	24
Figure II.3	Réflexion des rayons acoustiques par un matériau	25
Figure II.4	Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques	26
Figure II.5	Propagation du champ acoustique à travers le système acoustique	28

Liste des figures

Figure II.6	Différence de phase entre le rayon réfléchi au plan focal et le rayon réfléchi à la défocalisation z	30
Figure II.7	Evolution des champs acoustiques et de leurs spectres	33
Figure II.8	Géométrie adoptée pour le calcul de la réponse $V(z)$ dans le cas d'une lentille circulaire ou cylindrique	35
Figure II.9	Coefficient de réflexion du système Eau - Aluminium a)notre b) littérature	40
Figure II.10	Coefficient de réflexion du système Eau - Aluminium a)notre b) littérature	40
Figure II.11	Coefficient de réflexion du système Eau - acier a)notre b) littérature	41
Figure II.12	Coefficient de réflexion du système Eau - acier a)notre b) littérature	41
Figure II.13	Coefficient de réflexion du système Eau – chrome a)notre b) littérature	42
Figure II.14	Coefficient de réflexion du système Eau – chrome a)notre b) littérature	42
Figure II.15	Coefficient de réflexion du système Eau – Silicium a)notre b) littérature	43
Figure II.16	Coefficient de réflexion du système Eau – Silicium a)notre b) littérature	43
Figure II.17	Coefficient de réflexion du système Eau – carbure de silicium a)notre b) littérature	44
Figure II.18	Coefficient de réflexion du système Eau – carbure de silicium a)notre b) littérature	44
Figure II.19	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau - Aluminium a)notre b) littérature	46
Figure II.20	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – acier a)notre b) littérature	46
Figure II.21	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – chrome a)notre b) littérature	47
Figure II.22	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – Silicium a)notre b) littérature	47

Liste des figures

Figure II.23	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – carbure de silicium a)notre b) littérature	48
Figure II.24	Coefficient de réflexion du système Eau/Al/Silicium a)notre b) littérature	50
Figure II.25	Coefficient de réflexion du système Eau/Al/Silicium a)notre b) littérature	50
Figure II.26	Coefficient de réflexion du système Eau/Chrome / acier a)notre b) littérature	51
Figure II.27	Coefficient de réflexion du système Eau/Chrome / acier a)notre b) littérature	51
Figure II.28	Coefficient de réflexion du système Eau/Carbure de silicium/ Silicium	52
Figure II.29	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau/Al/Silicium	53
Figure II.30	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau/Chrome / acier	54
Figure II.31	Signature acoustique $V(z)$ du système Eau/Carbure de silicium/ Silicium	54

Liste des tableaux

Tableau I.1	Valeurs des modules de Young et de cisaillement	14
Tableau I.2	donne les relations entre les différentes constantes élastiques pour un solide homogène isotrope	15
Tableau I.3	Les valeurs de E, G, ρ, V_L, V_S pour quelque matériaux	18

Liste des symboles

$V(z)$	la signature acoustique
$R(\theta)$	le coefficient de réflexion
MA	Microscope acoustique
C	La célérité
\square	opérateur d'Alembert
\vec{u}	vecteur déplacement
ε	Déformation
Δ	Laplacien
σ_{ij}	Contraintes
C_{ijkl}	tenseur de rigidité élastique
λ, μ	coefficients de Lamé
E	Module de Young
G	Module de cisaillement
τ	Accroissement de contrainte
B	Module de compressibilité
Y	Coefficient de Poisson
ω	La pulsation
\vec{k}	vecteur d'onde
λ	la longueur d'onde
ρ	la masse volumique du matériau en kg/m ³ .
V_L	Vitesse longitudinale
V_S	Vitesse transversale (shear wave)
V_0	Vitesse dans le liquide
Z	Impédance
θ_L	L'angle de propagation de l'onde longitudinale
θ_s	L'angle de propagation de l'onde transversale
V_R	Vitesse de Rayleigh



Introduction
générale

Introduction générale

Le présent travail, proposé au sein du laboratoire des sciences des matériaux à l'université de Laghouat, rentre dans le cadre de la maîtrise des techniques d'évaluation et de contrôle non destructif. L'une des techniques non destructives est celle qui utilise l'interaction entre les ondes ultrasonores et la matière. C'est le côté théorique de cette technique que nous allons détailler dans ce manuscrit.

C'est depuis des décennies, que plusieurs travaux sur l'utilisation des ultrasons dans la caractérisation et le contrôle des matériaux, ont commencés. Ces travaux ont aboutis, suite à la découverte des matériaux piézoélectriques, à la fabrication du microscope acoustique.

A l'aide du microscope acoustique et de la piézoélectricité nous pouvons avoir des signaux qui nous donnent beaucoup d'informations sur les matériaux étudiés que ce soit en imagerie ou en évaluation quantitative de plusieurs caractéristiques tel que les constantes élastiques, le coefficient d'atténuation ou les épaisseurs des couches de revêtement des matériaux. Notre travail est consacré à l'étude du signal analogique, recueilli par le microscope acoustique, appelé "signature acoustique Vz".

L'étude théorique, de la fonction Vz, à connue plusieurs évolutions où l'on a proposé plusieurs approches de calcul, analytique et numérique, pour donner une expression précise de cette fonction. Dans notre étude nous avons choisi une méthode numérique, pour nos calculs, vu quelle minimise le nombre d'approximation proposées dans les méthodes analytiques.

Le manuscrit, ainsi présent, comporte deux chapitres. Le chapitre premier est consacré à une étude de trois sujets principaux, le premier sur la propagation des ondes élastiques, vu que les ultrasons en sont un exemple, le deuxième sur l'élasticité, où nous définissons les constantes élastiques d'un matériau isotrope, tandis que le troisième sujet est sur les relations entre les constantes élastiques des matériaux et les vitesses de propagation des ultrasons dans ces derniers.

Le chapitre deuxième se devise en deux grandes parties. Dans la première partie nous exposons les différentes méthodes de calcul de la fonction Vz, en montrons les façons de l'exploitation des résultats, comme nous avons détaillé le calcul théorique dans la méthode numérique choisie. La deuxième partie est consacrée aux résultats obtenus est leurs discussions et nous avons clôturé notre travail par une conclusion générale.



Chapitre I

Généralités sur les ondes

I.1 Introduction

La propagation d'ondes de toutes natures est l'un des phénomènes physiques les plus répandus auxquels nous sommes confrontés dans la vie courante (sons, vibrations, vagues, télécommunications, radar). Les ondes se manifestent à différentes échelles, de l'échelle de l'univers (ondes électromagnétiques, de gravité) à celui de l'atome (émission, spontanée ou stimulée, interférences entre particules). Dans la pratique, l'émission et la réception des ondes constituent notre moyen privilégié de connaissance du monde qui nous entoure.

L'étude des ondes se base sur des fondements théoriques avérés de la physique. Cette étude trouve tout son intérêt dans divers domaines de la physique, de l'ingénierie.

I.2 Propriétés générales des ondes

I.2.1 Définition

Considérons une perturbation locale d'un système par rapport à son état d'équilibre. Lorsque cette perturbation se propage à partir de sa source en fonction du temps, dans les différentes directions spatiales du système, sans néanmoins que les constituants du milieu subissent un mouvement d'ensemble, il s'agit d'une onde. Une onde ne transporte donc pas de matière. Elle transporte de l'énergie.

La nature de la perturbation du système, définit la nature de l'onde. En général, on définit deux types d'ondes : les ondes acoustiques (vibrations mécaniques) et les ondes électromagnétiques (vibration d'un champ électrique et d'un champ magnétique associé) [1].

I.2.2 Caractéristiques d'une onde

Une onde est caractérisée par :

a) Dimensionnalité

Elle est fixée par celle du milieu dans lequel l'onde peut se propager. La propagation se fait selon:

- une dimension : exemple onde sur corde.
- deux dimensions : exemple onde sur la surface de l'eau.
- trois dimensions : exemple onde acoustique dans un fluide ou une onde lumineuse dans l'espace.

b) Vitesse de propagation

La vibration générée se propage dans le milieu avec une vitesse constante. Cette vitesse à ne pas confondre avec la vitesse de vibrations générée par la source qui est une vitesse variable dans le temps. Selon la nature de l'onde, la vitesse de sa propagation est une caractéristique intrinsèque du milieu.

c) Grandeur physique oscillante

La vibration qui se propage peut être une grandeur scalaire (exemple dépression de l'air) ou une grandeur vectorielle (exemple champ électrique).

d) Direction de propagation

L'onde peut être directionnelle ou non. Certaines ondes ont une direction de propagation unique et bien définie, comme le faisceau d'un laser. D'autres ondes se propagent dans toutes les directions, comme l'onde mécanique créée à la surface de l'eau lorsqu'on y jette un caillou. La direction de propagation de l'onde n'est pas nécessairement identique à la direction selon laquelle a lieu la perturbation :

- lorsque ces deux directions sont orthogonales, l'onde est dite transverse.
- Dans le cas où ces deux directions sont parallèles, l'onde est dite longitudinale.

e) Géométrie

Ou encore sa « forme ». La forme de l'onde dépend de la forme des fronts d'ondes. Un front d'onde et une surface virtuelle du milieu, sur laquelle les vibrations des points du milieu sont en phase. Si cette surface est plane, on parle alors d'onde plane (figure I.1-a). L'onde est donc formée de fronts d'ondes plans parallèles entre eux et perpendiculaire à la direction de la propagation. A titre d'exemple, l'onde propagée dans un gaz contenu dans un tube cylindrique est une onde plane. En revanche, lorsque cette surface est sphérique, l'onde est dite sphérique (figure I.1-b). Les fronts d'ondes sont des sphères concentriques, dont le centre est la source de perturbation. La propagation de la parole est une onde sphérique.

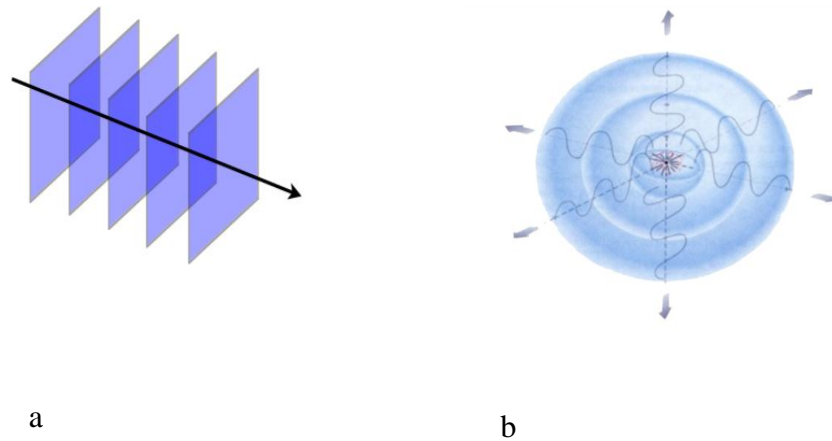


Figure I.1 Forme de l'onde a/ Ondes planes b/ Ondes sphériques [S1]

I.2.3 Équation d'onde

Les vibrations propagées sont décrites par une fonction $f(\vec{r}, t)$, dite fonction d'onde, dont elle dépend de l'espace et du temps. La fonction f peut être un scalaire ou un vecteur.

L'équation décrivant la propagation de l'onde à une célérité c est alors l'équation de d'Alembert, donnée par [2]:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \Delta f = 0 \quad \text{I.1}$$

Il s'agit d'une équation aux dérivées partielles, du second ordre, à coefficients constants. Elle ne dépend que d'un paramètre réel positif c , dont la nature physique est donnée ci-dessous.

Il est commode d'introduire un opérateur différentiel \square appelé opérateur d'Alembert ou d'alembertien, défini par :

$$\square = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \quad \text{I.2}$$

A une dimension, la solution générale de l'équation d'onde est [1]:

$$f(x, t) = F\left(t - \frac{x}{V}\right) + G\left(t + \frac{x}{V}\right) \quad \text{I.3}$$

Où F exprime la fonction d'onde progressive se propageant dans le sens positif des abscisses et G l'onde régressive se propageant dans le sens négatif des abscisses. Parmi toutes les perturbations possibles, les vibrations sinusoïdales autour d'une position moyenne sont les plus courantes dans l'étude des ondes [1].

I.2.4 Les ondes mécaniques

Les perturbations mécaniques générées par une source ne peuvent se propager que dans un milieu matériel. Ces ondes sont naturellement conditionnées par la nature physique de celui-ci, et se décrivent le plus simplement dans le référentiel attaché à ce milieu.

Les ondes mécaniques sont souvent dites ondes acoustiques, lorsque l'on s'intéresse aux vibrations des particules du milieu qu'il soit gazeux, liquide ou solide.

I.2.4.1 Quelques exemples:

➤ les ondes acoustiques : ou ondes sonores dans les fluides, dont nous avons l'expérience quotidienne, sont générées par de petits déplacements des molécules du fluide autour de leur position statistique d'équilibre, ou de manière équivalente par de petites variations de pression. Ces perturbations peuvent se propager dans les trois dimensions du fluide.

➤ les ondes acoustiques dans les solides sont de nature assez voisine. La structure du solide est formée de manière schématique d'atomes ou d'ions ordonnés suivant un réseau de manière rigide (contrairement aux molécules de fluide, libres de se déplacer). Un déplacement de ces atomes par rapport à leur position d'équilibre dans le réseau engendrera la production d'une onde. Leur étude peut être plus complexe que celle des ondes dans les fluides.

➤ les ondes sismiques : correspondent à un cas particulier d'ondes acoustiques, à la fois dans les solides (dans les roches) et les fluides (le manteau qui est assimilable à un fluide très visqueux), dont l'analyse permet de sonder la composition interne de la Terre.

I.2.5 Les ondes acoustiques dans les solides

I.2.5.1 Les modes de propagation

Soit un fluide continu, isotrope, homogène et parfaitement compressible.

- Variables de Lagrange attachées au point matériel : position d'équilibre a et temps t . Grandeur physique : $G(a, t)$.
- Variables d'Euler attachées au point géométrique du référentiel : coordonnée

x et temps t. La même grandeur physique : $g(x, t)$ [Laude04].

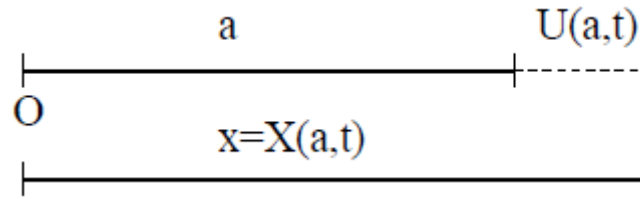


Figure I.2 l'onde acoustique en un point de l'espace

Position du point matériel : $x = X(a, t)$ donc $G(a, t) = g(X(a, t), t)$

Déplacement : $U(a, t) = X(a, t) - a = u(X(a, t), t)$

Vitesse particulaire $V_p = \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial t}$ et vitesse locale $v = \frac{\partial u}{\partial t}$

$$V_p = v + V_p \frac{\partial u}{\partial x} \quad \text{I.4}$$

Approximation de l'acoustique linéaire : $\partial u / \partial x \ll 1$ et donc $V_p = v$

Les ondes acoustiques dans les solides se propagent suivant plusieurs modes différents :

1) Mode longitudinale

Dans une onde longitudinale figure I.3, le mouvement des particules du matériau est parallèle à la direction du front d'ondes. Les ondes audibles sont des ondes longitudinales. Ce sont les ondes couramment utilisées pour le contrôle non destructif par ultrasons les plus rapides, soit environ 5900 mètres par seconde (0,23 pouces par microseconde) dans l'acier [3].

Les ondes longitudinales peuvent se transformer en ondes transversales sous l'effet de la réfraction ou de la réflexion [4] ; [1].

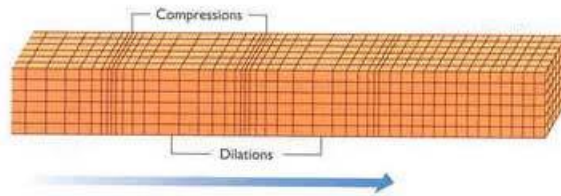


Figure I.3 Schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale [5]

2) Mode transversale

Dans les ondes transversales figure I.4, le mouvement des particules du matériau est perpendiculaire à la direction des ondes. Les ondes transversales sont plus lentes et elles ont une longueur d'onde plus courte que les ondes longitudinales de la même fréquence. Elles sont utilisées pour la plupart des inspections par sonde d'angle dans la recherche de défauts par ultrasons. La vitesse de propagation des ondes transversales dans l'acier est d'environ 3250 mètres par seconde (0,128 pouce par microseconde) [3]. Ce type d'ondes existe seulement dans les solides. On ne les trouve ni dans les liquides, ni dans les gaz. Elles peuvent se transformer en ondes longitudinales par l'effet de la réflexion ou de la réfraction à une interface [4] ; [1].

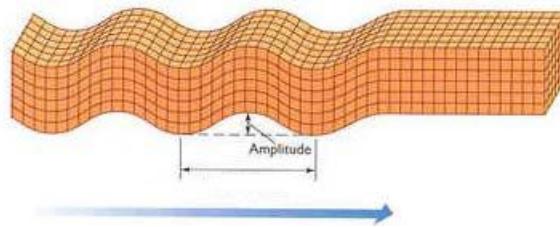


Figure I.4 Schéma d'un solide traversé par une onde transversale [5]

3) Mode de surface

Par définition, les ondes élastiques (ou acoustiques) de surface sont des ondes qui se propagent parallèlement à la surface d'un solide, le vecteur d'onde et le vecteur du flux d'énergie étant parallèles à la surface ou formant un faible angle avec le plan de la surface considérée. L'amplitude de ces ondes décroît exponentiellement à partir de la surface de sorte que l'énergie de l'onde est négligeable au-delà d'une profondeur d'environ une longueur d'onde sous la surface [3].

3.1 L'onde de Rayleigh

C'est l'onde de surface la plus connue notamment en sismologie, elle a été découverte par Lord Rayleigh en 1885 figure I.5. Elle se propage à la surface d'un milieu isotrope semi-infini dont l'interface est libre. Elle a la particularité de provoquer un déplacement de polarisation elliptique des particules et une ondulation de surface confinée à une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde. Elle est non dispersive et elle résulte d'une composition des composantes dans un plan vertical des ondes de volume longitudinales et transversales [5] ; [6] ; [3].

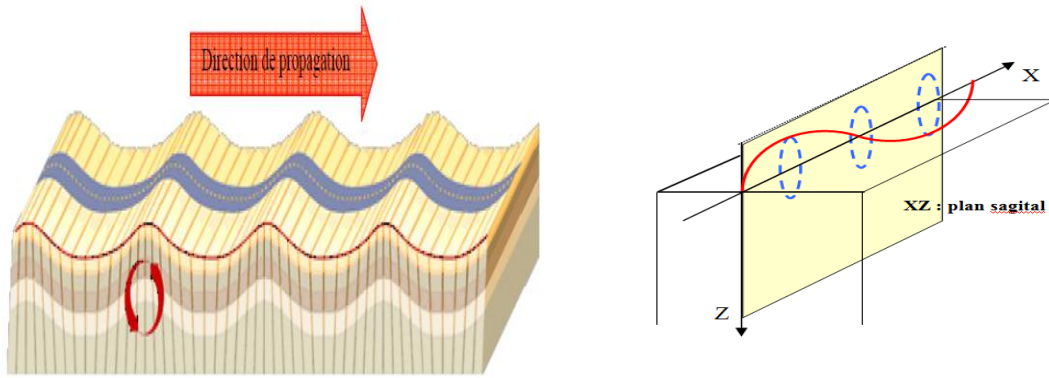


Figure I.5 Onde de Rayleigh [7] ; [5]

3.2 Ondes de Lamb

Ce type d'onde se rencontre dans les plaques minces, lorsque l'épaisseur de la plaque est de l'ordre de la longueur d'onde. La plaque joue alors un rôle de 'guide d'ondes'. Selon le sens de déformation des plans limitant, on distingue deux types d'ondes de Lamb : symétrique et antisymétrique figure I.6.

Si l'épaisseur devient grande devant la longueur d'onde, la plaque ne devient plus guide d'ondes et le mode de Lamb se convertit au mode de Rayleigh [7].

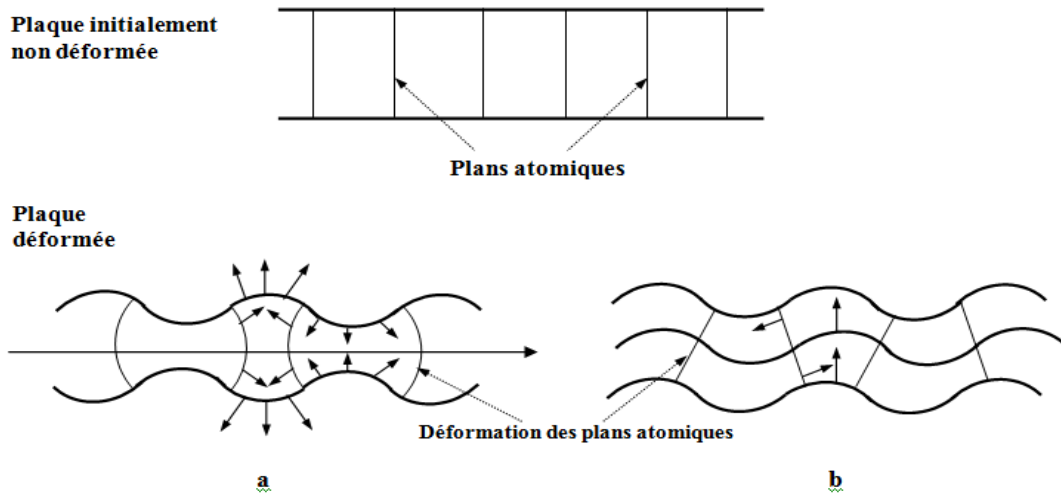


Figure I.6 Ondes de Lamb : a) mode symétrique b) mode antisymétrique [1]

Les ondes de Lamb sont naturellement guidées par une plaque et présentent donc une atténuation relativement faible au cours de leur propagation [8].

3.3 Ondes de Love

C'est une onde dispersive de polarisation transversale qui se propage dans un milieu constitué d'une couche et d'un substrat, sous des conditions de symétrie et de vitesses des deux matériaux (couche et substrat) [1].

D'autres types d'onde font partie de la catégorie des ondes de surface, mais sous certaines conditions aux limites. On peut citer :

- L'onde de Stoneley : Dans ce cas l'onde se propage le long d'une surface de séparation entre deux milieux solides différents.

- L'onde de Scholte : Elle se propage entre un liquide et un solide et décroît exponentiellement loin de la surface à la fois dans le milieu solide et le milieu liquide.

I.3 Elasticité pour un solide : cas général

Les ondes acoustiques se propagent dans un milieu solide grâce à son comportement élastique. L'élasticité est définie comme étant un retour à la forme initiale du matériau déformé sous contrainte, lorsque cette dernière est annulée. De ce fait, l'étude de l'élasticité est d'une importance vitale dans l'étude de la propagation des ondes acoustiques dans les solides.

Si un milieu solide est soumis à un ensemble de contraintes extérieures σ , chaque point de ce milieu se déplacera de sa position initiale. On dit qu'il y a déformation du milieu. Si on note par \vec{u} Le vecteur déplacement d'un point M du milieu, alors la déformation est donnée par un tenseur symétrique d'ordre deux, soit :

$$\varepsilon_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{I.5}$$

où i et $j = 1, 2, 3$, les u_i sont les composantes de \vec{u} et les x_i sont les coordonnées du point M selon un repère cartésien $Ox_1x_2x_3$ figure I.7 Les ε_{ij} sont des déformations relatives donc sans unité.

La grandeur ε_{11} est la déformation du plan perpendiculaire à \mathbf{x}_1 , dirigée selon Ox_1 . C'est un allongement (ou compression) pur. La grandeur ε_{12} est la déformation dans le plan perpendiculaire à \mathbf{x}_1 , dirigée selon Ox_2 . Il s'agit alors d'un cisaillement ($\varepsilon_{12} = \text{tg } \varphi$).

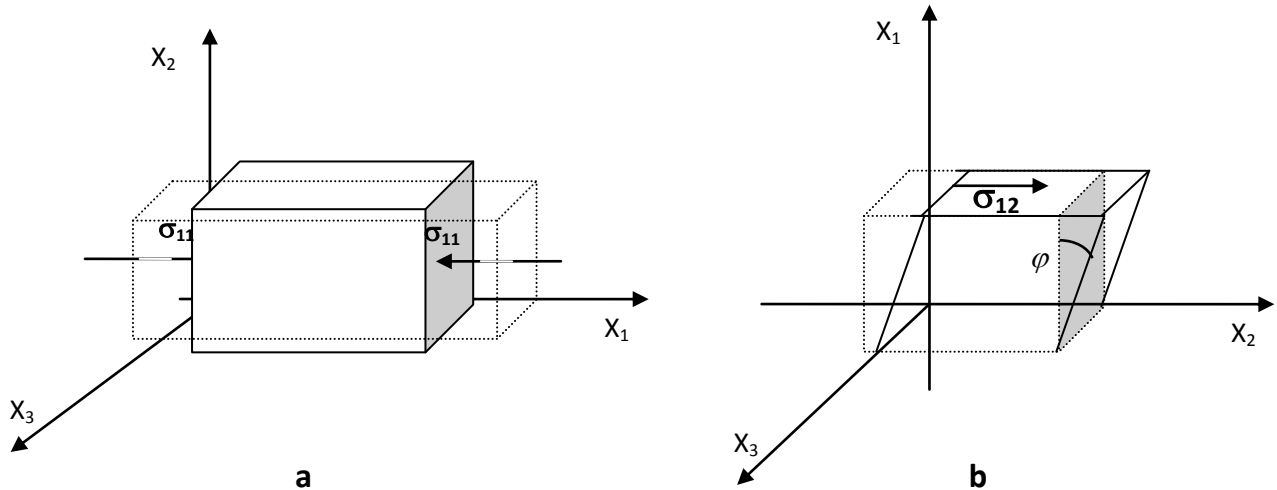


Figure I.7 Solide sous contrainte : a) compression b) cisaillement

La dilation totale $\Delta = \frac{\Delta V}{V}$, connue aussi comme la variation relative du volume, n'est que la trace^(*) du tenseur ϵ_{ij} , soit : $\epsilon_{ii} = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$
 et par suite :

$$\epsilon_{ii} = \Delta = \frac{\Delta V}{V} \quad \text{I.6}$$

Pour le système anisotrope, les contraintes sont représentées par un tenseur symétrique de rang deux, noté σ_{ij} , tel que $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$.

La relation contrainte – déformation est donnée par la loi de Hooke généralisée [1].

Cette loi stipule que le tenseur des contraintes est proportionnel au tenseur des déformations, soit :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad \text{I.7}$$

Où C_{ijkl} est le tenseur d'ordre quatre (contenant ainsi 81 éléments) appelé tenseur de rigidité élastique. Ce tenseur définit les constantes élastiques du matériau.

Par raison de symétrie de σ_{ij} et de ϵ_{kl} et en appliquant la relation de Maxwell $C_{ijkl} = C_{klij}$ [1], les éléments C_{ijkl} se réduisent à 21 éléments indépendants dans le cas le plus général. En outre, la symétrie du solide cristallin réduit notablement ce nombre [7]. Les constantes C_{ijkl} sont notées par une nouvelle notation, à savoir C_{mn} telles que les indices ij ou kl sont abrégés en remplaçant chaque paire d'indices

initialement quadruplés par un seul indice m ou n . Ainsi, les abréviations seront comme suit :

Exemple : $C_{1111} = C_{11}$, $C_{1112} = C_{16}$, $C_{1323} = C_{54}$

- Pour un système hexagonal les C_{ij} ($i, j = 1$ à 6) sont réduits à cinq éléments indépendants, soit: C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} et C_{44} ; la matrice $[C_{mn}]$ sera de

La forme :

$$11 \rightarrow 1, \quad 22 \rightarrow 2, \quad 33 \rightarrow 3, \quad 23 \rightarrow 4, \quad 13 \rightarrow 5, \quad 12 \rightarrow 6$$

$$\begin{bmatrix} * & \square & \oplus & & & \\ & * & & & & \\ & & \bullet & & & \\ & & & + & & \\ & & & & + & \\ & & & & & \otimes \end{bmatrix}$$

(voir signification des symboles plus en bas)

Figure I.8- matrice C_{ij} pour système hexagonal

avec $C_{11} = C_{22}$; $C_{44} = C_{55}$; $C_{66} = (C_{11} - C_{12}) / 2$.

- Pour un système cubique il n'y a que 3 éléments indépendants, soit :

$$C_{11} = C_{22} = C_{33}; \quad C_{12} = C_{21} = C_{13} = C_{31} = C_{23} = C_{32}; \quad C_{44} = C_{55} = C_{66}.$$

Si le matériau cristallin est isotrope, cas qui nous intéresse, il y aura seulement deux éléments indépendants :

$$C_{11} = C_{22} = C_{33}; \quad C_{12} = C_{21} = C_{13} = C_{23} = C_{31} = C_{32};$$

$$C_{44} = C_{55} = C_{66} = (C_{11} - C_{12}) / 2,$$

avec $C_{12} = \lambda$; $C_{44} = \mu$; $C_{11} = \lambda + 2\mu$.

où λ et μ sont les coefficients de Lamé.

$$\begin{bmatrix} * & \bullet & \bullet & \bullet & & \\ \bullet & * & \bullet & & & \\ \bullet & \bullet & * & & & \\ & & & + & & \\ & & & & + & \\ & & & & & + \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} * & \bullet & \bullet & & & \\ \bullet & * & \bullet & & & \\ \bullet & \bullet & * & & & \\ & & & \times & & \\ & & & & \times & \\ & & & & & \times \end{bmatrix}$$

Figure I.9 matrice C_{ij} pour Système cubique

Figure I.10 matrice C_{ij} pour Milieu isotrope

Signification des symboles et couleur dans la matrice $[C_{mn}]$:

Pas de symbole veut dire élément nul

• * ⊕ □ + éléments non nuls indépendants

⊗ élément non nul dépendants de * □ (cas de la structure hexagonale)

Suite à la réduction des éléments C_{mn} pour un matériau isotrope, la relation générale (I.7) peut s'écrire sous la forme suivante [1] ; [7] :

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{ii} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}$$

Ou encore :

$$\sigma_{ij} = \lambda \Delta \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad \text{I.8}$$

avec δ_{ij} est le Symbole de Kronecker et Δ est la trace de ε_{ij} .

En exprimant les déformations en fonction des composantes u_i , on obtient la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{I.9}$$

L'expression (I.9) est celle des contraintes mécaniques sous lesquelles un matériau solide isotrope est soumis. Ces contraintes externes peuvent être créés par des ondes acoustiques en se propageant dans le solide [7].

I.3.1 Cas d'un solide homogène isotrope

Pour un solide isotrope, l'élasticité est défini à l'échelle macroscopique. Les constantes d'élasticité pour un solide homogène isotrope solide sont au nombre de quatre, selon le type de déformation fait. Ces constantes élastiques sont :

I.3.1.1 Le Module de Young

Ce module appelé aussi module d'élasticité longitudinale, E, caractérise la raideur de la matière. A contrainte égale, un matériau ayant un module d'élasticité élevé subira une déformation plus faible qu'un matériau ayant un module d'élasticité petit. La loi d'élasticité donnée par la loi de Hooke [1] ; [9] s'exprime comme :

Où :

$$\sigma = E \varepsilon \quad \text{I.10}$$

σ est la contrainte

ε est l'allongement relatif, ou déformation.

L'unité du module de Young internationale est le Pascal (Pa). Cependant, en raison des valeurs élevées que prend ce module, il est généralement donné en Mégapascal (MPa).

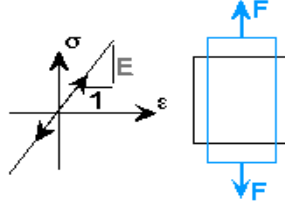


Figure I.11 diagramme contrainte-déformation et le module de Young

I.3.1.2 Le Module de Cisaillement

Le module de cisaillement, aussi appelé module de glissement, est une grandeur physique propre à chaque matériau et qui intervient dans la caractérisation des déformations causées par des efforts de cisaillement [09].

$$\text{Module de cisaillement} = \frac{\text{contrainte de cisaillement}}{\text{déformation de cisaillement}}$$

On peut donc définir le module de cisaillement, G , par :

$$\text{Où :} \quad G = \frac{\tau}{\gamma} \quad \text{I.11}$$

τ : Accroissement de contrainte en Pa.

γ : Angle de cisaillement.

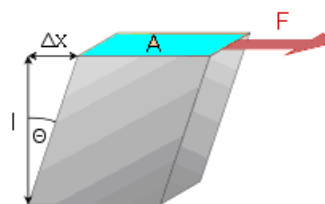


Figure I.12 Schéma de principe du cisaillement G

I.3.1.3 Le Module de compressibilité

Ce module est défini comme étant, le rapport de la contrainte volumique à la déformation volumique [9].

$$\text{module de compressibilité} = \frac{\text{contrainte de volumique}}{\text{déformation volumique}}$$

Soit :

$$B = \frac{-P \Delta V}{V_0} \quad \text{I.12}$$

Où V est le volume du matériau, V_0 est le volume initial et P la pression exercée uniformément dans les directions, à température constante, durant la compression.

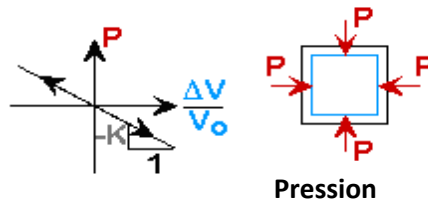


Figure I.13 Schéma du principe de la compressibilité B.

En général, les modules de Young et de cisaillement sont exprimés en GigaPascal. Leurs valeurs, pour différents types de matériaux sont reportées dans le tableau I.1 .

Tableau I.1- Valeurs des modules de Young et de cisaillement [10]

Matériau	E (GPa)	G (GPa)
Métaux	30-130	10-150
Oxydes	140-380	50-150
Plastiques	28-40	10-15
Verres	60-75	25-35
Céramiques	350-450	100-200

I.3.1.4 Le Coefficient de Poisson

Le coefficient principal de Poisson, ν , permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué. Il est toujours inférieur ou égal à 1/2. S'il est égal à 1/2, cela veut dire que le matériau est parfaitement incompressible.

I.3.2 Relations entre les constantes élastiques

Notons que les quatres modules élastiques E, G, K, et ν permettent de donner les résultats d'élasticité du matériau, et sont reliés entre eux, dans le cas d'un matériau isotrope, par les relations suivantes :

$$\nu = \frac{E}{2G - 1} \tag{I.13}$$

$$B = 3\left(\frac{3}{E} - \frac{1}{G}\right) \tag{I.14}$$

La théorie de l'élasticité se base sur les constantes élastiques de Lamé (coefficients de Lamé). Les coefficients de Lamé peuvent être exprimé pour un matériau homogène isotrope par les relations suivantes :

$$\left[\begin{array}{l} \mu = G \\ \lambda = \frac{G(E - 2G)}{3G - E} \end{array} \right. \tag{I.15}$$

Tableau I.2 donne les relations entre les différentes constantes élastiques pour un solide homogène isotrope.

	(λ, G)	(E, G)	(K, λ)	(K, G)	(λ, ν)	(G, ν)	(E, ν)	(K, ν)	(K, E)
$K =$	$\lambda + \frac{2G}{3}$	$\frac{EG}{3(3G-E)}$			$\frac{\lambda(1+\nu)}{3\nu}$	$\frac{2G(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$	$\frac{E}{3(1-2\nu)}$		
$E =$	$\frac{G(3\lambda+2G)}{\lambda+G}$		$\frac{9K(K-\lambda)}{3K-\lambda}$	$\frac{9KG}{3K+G}$	$\frac{\lambda(1+\nu)(1-2\nu)}{\nu}$	$2G(1 + \nu)$		$3K(1 - 2\nu)$	
$\lambda =$		$\frac{G(E-2G)}{3G-E}$		$K - \frac{2G}{3}$		$\frac{2G\nu}{1-2\nu}$	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{3K\nu}{1+\nu}$	$\frac{3K(3K-E)}{9K-E}$
$G =$			$\frac{3(K-\lambda)}{2}$		$\frac{\lambda(1-2\nu)}{2\nu}$		$\frac{E}{2(1+\nu)}$	$\frac{3K(1-2\nu)}{2(1+\nu)}$	$\frac{3KE}{9K-E}$
$\nu =$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+G)}$	$\frac{E}{2G} - 1$	$\frac{\lambda}{3K-\lambda}$	$\frac{3K-2G}{2(3K+G)}$					$\frac{3K-E}{6K}$

Remarque : $G = \mu$; μ n'est pas cité dans le tableau pour ne pas l'encombrer et éviter ainsi une redondance.

I.3.3 Elasticité et vitesse d'onde

L'évocation des propriétés élastiques d'un milieu est justifiée par le fait que les ondes acoustiques sont cheminées par les déformations élastiques du milieu.

On rappelle qu'un milieu est dit élastique, si chaque point de ce milieu a l'aptitude de revenir à son état initial d'équilibre après l'élimination de la force qui lui a été appliquée.

Pour trouver l'équation du mouvement d'un point quelconque du milieu, on applique les deux lois fondamentales suivantes :

- **La loi de Newton :**

$$\sum \vec{F} = m \vec{a} \quad \text{I.16}$$

En négligeant les forces de volume devant celle de surface, la loi de Newton exprimée par unité de volume s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2}, \quad \text{I.17}$$

- **la loi de Hooke :** Pour un matériau isotrope, ce qui est le cas qui nous intéresse, cette loi est exprimée par la relation (I.9).

En combinant les deux équations (I.9) et (I.16), on obtient l'équation générale de propagation d'une onde pour un milieu isotrope soit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right). \quad \text{I.18}$$

En notation vectorielle, cette équation s'écrit:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \overline{\text{grad}} (\text{div } \vec{u}) + \Delta \vec{u}. \quad \text{I.19}$$

L'une des solutions qui satis

fait l'équation (I.18) ou (I.19) est la fonction d'onde plane, de forme générale

$f\left(t \pm \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}}{V}\right)$, où \vec{e} est le vecteur unitaire indiquant la direction de propagation

de l'onde. Le signe '-' signifie que l'onde se propage dans le sens de \vec{e} et le signe '+' indique que l'onde se propage dans le sens opposé ; V est la vitesse à laquelle l'onde se propage, connue aussi sous le nom de célérité ou vitesse de phase. Ainsi, la

grandeur $\left| \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}}{V} \right|$ définit le temps de retard que présente le point de position \vec{r} par rapport à l'origine O .

Généralement, on considère des vibrations sinusoïdales. Si ω est leur pulsation, alors la grandeur U qui décrit ces vibrations s'écrit :

$$U = f\left(t \pm \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}}{V}\right) = A \exp\left(j\left(\omega t \pm \omega \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}}{V}\right)\right). \quad \text{I.20}$$

où A est l'amplitude de U .

La grandeur vectorielle $\frac{\omega}{V} \vec{e}$ est dite vecteur d'onde \vec{k} , parallèle à \vec{e} et perpendiculaire aux plans d'onde. L'expression (I-10) s'écrit alors :

$$U(t, \vec{r}) = A \exp\left(j\left(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}\right)\right). \quad \text{I.21}$$

$$\vec{k} = \frac{\omega}{V} \vec{e} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}; \quad \text{I.22}$$

λ est la longueur d'onde.

Selon le type de contrainte générée par la propagation de l'onde acoustique, on montre à travers l'équation de propagation (I.18) que les constantes élastiques sont liés aux vitesses de propagation par les relations suivantes :

$$E = \frac{\rho V_s^2 (3V_L^2 - 4V_s^2)}{V_L^2 - V_s^2} \quad \text{I.23}$$

$$G = \rho V_s^2 \quad \text{I.24}$$

$$B = \rho \frac{3V_L^2 - 4V_s^2}{3} \quad \text{I.25}$$

$$\nu = \frac{V_L^2 - 2V_s^2}{2(V_L^2 - V_s^2)} \quad \text{I.26}$$

Où ρ : la masse volumique du matériau en kg/m^3 .

Tableau I.3- Les valeurs de E, G, ρ, V_L, V_S pour quelque matériaux
[7] ; [11] ; [12]

Matériaux	Acier	Cr	Si	Al	SiC
$\rho(\text{kg/m}^3)$	7900	7194	2300	2700	3210
G	50 – 80	114	73	23 - 27	178
E	210	289	107	69	426
V_L (m/s)	5960	6608	8332	6420	12100
V_S (m/s)	3235	4005	5745	3040	7485

I.4 Interaction des ondes acoustiques avec un matériau solide

Un matériau soumis à une onde acoustique se comporte comme un réflecteur. Une partie d'ondes est réfléchiée et une autre est transmise dans le solide. L'analyse de l'une ou l'autre permet de définir les propriétés élastiques du matériau étudié.

Le principe fondamental d'étude de ce type d'interaction se base sur la loi de Snell-Descartes, comme c'est le cas pour l'optique géométrique. On parle alors de l'acoustique géométrique.

Le matériau étudié peut être un matériau massif ou un matériau revêtu ou multicouche.

I.4.1 Réflexion et transmission d'une onde acoustique par une interface liquide-solide :

Lorsque deux milieux semi-infinis distincts (fluides, solide) sont séparés par une interface, l'interaction d'une onde plane (avec un angle d'incidence θ_i) oblique avec l'interface provoque une onde réfléchiée dans le milieu liquide et deux ondes transmises dans le milieu solide : une onde longitudinale L (avec un angle de transmission θ_L), et une onde transversale (avec un angle de transmission θ_s) T voir figure I.14 [5] ; [7].

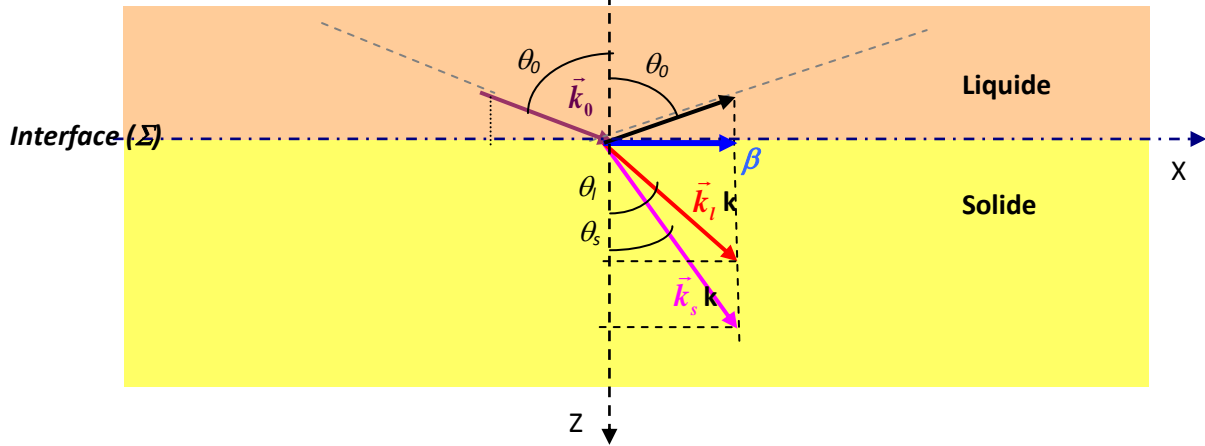


Figure I.14 Illustration du phénomène de réflexion/transmission à l'interface liquide-solide [5]

I.4.1.1 Lois de Snell-Descartes

Lorsqu'une onde ultrasonore traverse une interface entre deux milieux à indices de réfraction différents, une partie de son énergie est transmise et l'autre est réfléchi. La loi de Snell est décrite par la relation entre les angles et les vitesses des ondes dans les deux milieux. Un raisonnement analogue au précédent donne la loi de Snell-Descartes pour une interface liquide/solide [5].

:

$$k_0 \sin \theta_0 = k_L \sin \theta_L = k_S \sin \theta_S \quad \text{I.27}$$

Ou encore

$$\frac{\sin \theta_0}{V_0} = \frac{\sin \theta_L}{V_L} = \frac{\sin \theta_S}{V_S} \quad \text{I.28}$$

Où :

V_0, V_L, V_S : sont respectivement les vitesses du liquide, longitudinale et transversale

k_0, k_L, k_S : sont respectivement le vecteur d'onde du liquide, longitudinale et transversale.

En général, la vitesse de propagation V_{Liq} des ondes dans un liquide est inférieure à celle des ondes dans un solide, et donc $V_{Liq} < V_S < V_L$.

Le pouvoir réflecteur est calculé en fonction des vitesses des modes de propagation et la densité des divers milieux [13]. On peut écrire cette relation en fonction des impédances z_{tot} et z_{liq}

I.29

$$R(\theta) = \frac{z_{tot} - z_{liq}}{z_{tot} + z_{liq}}$$

$$z_{tot} = z_L \cos^2 2\theta_s + z_t \sin^2 2\theta_s \quad \text{I.30}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z_{liq} = \frac{\rho_{liq} v_{liq}}{\cos \theta} \end{array} \right. \quad \text{I.31}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z_L = \frac{\rho_s v_s}{\cos \theta_L} \end{array} \right. \quad \text{I.32}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z_t = \frac{\rho_s v_s}{\cos \theta_s} \end{array} \right. \quad \text{I.33}$$

Où

ρ_{liq} : densité du liquide.

ρ_s : Densité du solide.

θ_L : L'angle de propagation de l'onde longitudinale.

θ_s : L'angle de propagation de l'onde transversale.

I.4.2 Réflexion et transmission d'une onde acoustique par une interface solide-solide :

Si une onde acoustique arrive à l'interface entre deux solides ¹ et ² sous incidence θ_0 , deux modes de propagation sont à décompter dans chaque solide [7] figure I.15.

- quatre ondes se propagent dans le solide ¹ : deux, une transversale et l'autre longitudinales, se propagent dans le sens de l'axe OZ et les deux autres, une transversale et une longitudinales, dans le sens inverse.
- deux ondes seulement se propagent dans le solide 2 et dans le même sens que OZ:
- une longitudinale et l'autre transversale .

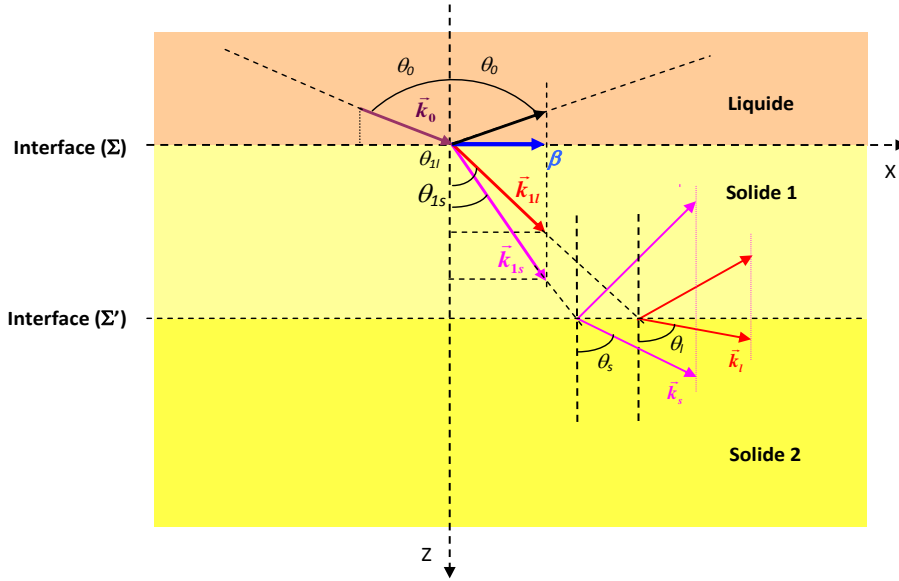


Figure I.15 Illustration du phénomène de réflexion/transmission l'interface solide-solide [14]

La fonction de réflexion pour un système 'liquide-couche-substrat' est donnée par :

$$R(\theta_0) = \frac{\eta_0 (M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}) + j\rho_0\omega^2 (M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13})}{\eta_0 (M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}) - j\rho_0\omega^2 (M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13})} \quad \text{I.34}$$

$$\text{Où } M_{ij} = Q^{-1} \cdot [Q_1 \cdot E(d) \cdot Q_1^{-1}] \quad \text{I.35}$$

Q^{-1} est la matrice inverse de la matrice Q propre au substrat; Q_1^{-1} est la matrice inverse de la matrice Q_1 propre à la couche et $E(d)$ est la matrice diagonale relative à l'effet de l'épaisseur de la couche.

Ces matrices sont données comme suit:

$$Q_1 = \begin{bmatrix} j\eta_{1s} & j\beta & j\beta & -j\eta_{1s} \\ j\beta & -j\eta_{1l} & j\eta_{1l} & j\beta \\ 2\mu_1\eta_{1s}\beta & \mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) & \mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) & -2\mu_1\eta_{1s}\beta \\ -\mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) & 2\mu_1\eta_{1l}\beta & -2\mu_1\eta_{1l}\beta & -\mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) \end{bmatrix}, \quad \text{I.36}$$

$$Q = \begin{bmatrix} j\eta_s & j\beta & j\beta & -j\eta_s \\ j\beta & -j\eta_l & j\eta_l & j\beta \\ 2\mu\eta_s\beta & \mu(2\beta^2 - k_s^2) & \mu(2\beta^2 - k_s^2) & -2\mu\eta_s\beta \\ -\mu(2\beta^2 - k_s^2) & 2\mu\eta_l\beta & -2\mu\eta_l\beta & -\mu(2\beta^2 - k_s^2) \end{bmatrix}. \quad \text{I.37}$$

$$E(d) = \begin{bmatrix} e^{-j\eta_s d} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-j\eta_l d} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{+j\eta_l d} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{+j\eta_s d} \end{bmatrix} \quad \text{I.38}$$

En appliquant la loi de Snell-Descart aux interfaces (Σ) et (Σ'), on aboutit aux égalités des composantes tangentielles (aux interfaces) des vecteurs d'ondes, exprimées par :

$$\beta = k_0 \sin \theta_0 = k_{1l} \sin \theta_{1l} = k_{1s} \sin \theta_{1s} = k_l \sin \theta_l = k_s \sin \theta_s \quad \text{I.39}$$

Où β sont les composantes tangentielles des vecteurs d'onde.

Les composantes normales, notées η , [14] sont :

$$\begin{cases} \eta_0 = k_0 \cos \theta \\ \eta_{1s} = k_{1s} \cos \theta_{1s}; \eta_{1l} = k_{1l} \cos \theta_{1l} \\ \eta_s = k_s \cos; \eta_l = k_l \cos \theta_l \end{cases} \quad \text{I.40}$$

I.5 Conclusion

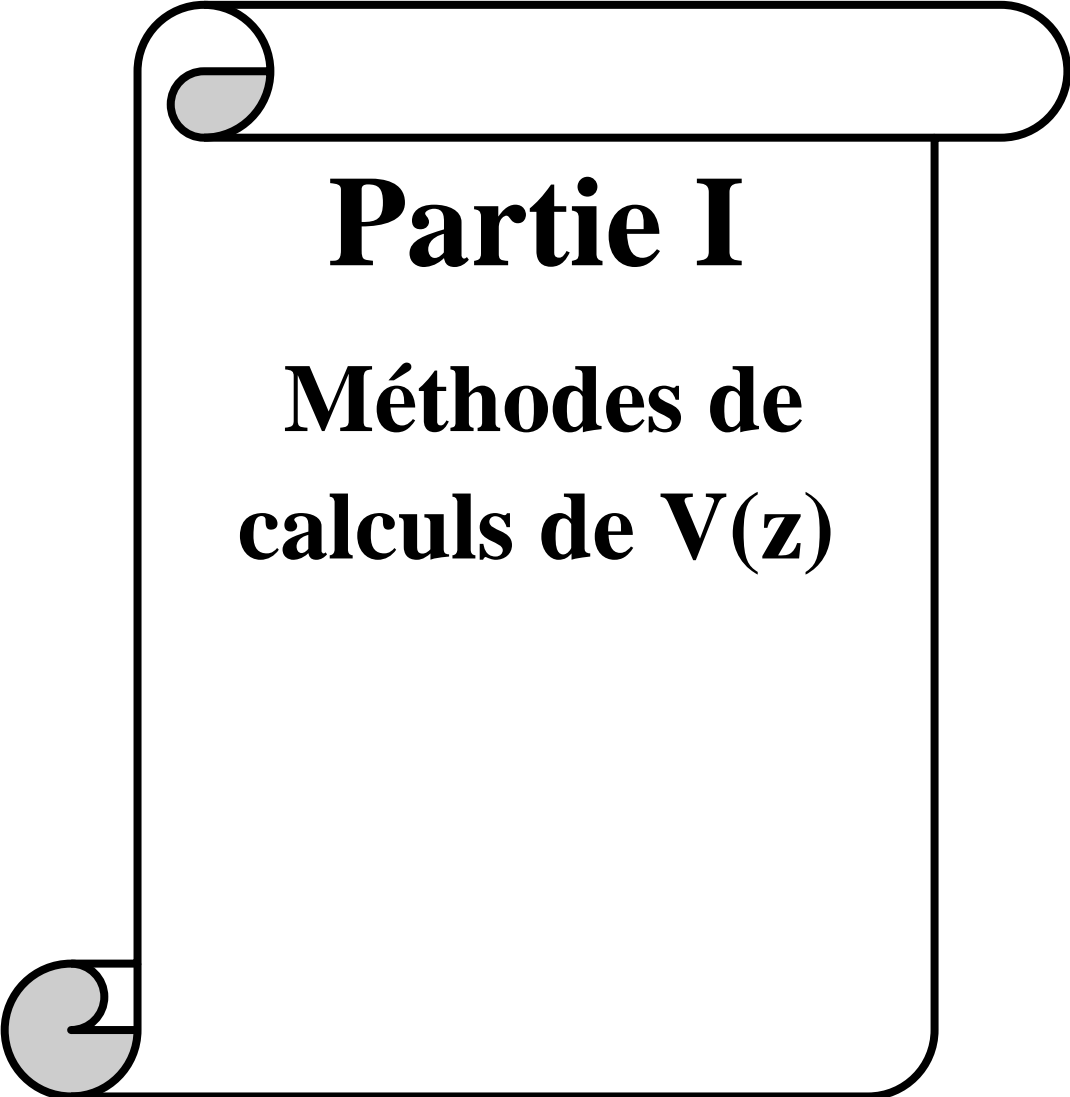
Dans ce chapitre nous avons donné un aperçu général sur les ondes en particulier les ondes élastiques et Surtout les ondes acoustiques et nous avons discuté en détail son partie théorique.

La signature acoustique $V(z)$ dépend du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ qui dépend aussi essentiellement de la manière dont la présence des interfaces (systèmes bicouches, multicouches ; liquide/solide-solide/solide) modifie la réflexion ou la transmission des ondes acoustiques, et à partir de cette signature acoustique nous calculons les différentes vitesses des ondes : longitudinale, transversale et Rayleigh, à l'aide de ces vitesses nous pouvons calculer les constantes élastiques des matériaux.



Chapitre II

**Méthodes de
calcul, résultats et
discussions**



Partie I
Méthodes de
calculs de $V(z)$

I.1 Introduction

L'utilisation des ondes acoustiques pour la caractérisation des matériaux solides n'altère ni la forme, ni la structure interne, ni les propriétés physiques ou chimiques du matériau investi. C'est pour cette raison que les techniques de l'évaluation et de contrôle des matériaux utilisant les ondes acoustiques sont dites non destructives. Parmi elles, nous nous intéressons au microscope acoustique. Mis à part l'imagerie, les signaux fournis par le microscope acoustique permettent d'aboutir à des informations quantitatives intrinsèque du matériau étudié, telle que les constantes élastiques. La détermination des ces derniers est intimement lié aux vitesses de propagations des différents modes générés dans le matériau. Le chapitre précédent présente plus en détails cette dépendance.

I.2 Définition de la signature acoustique $V(z)$

Le signal analogique fournit par le microscope acoustique est dit 'signature acoustique $V(z)$ ' du matériau investi. Le principe de fonctionnement du microscope acoustique (MA) est basé sur le phénomène d'interaction d'une onde ultrasonore incidente avec l'échantillon (figure II-1). L'onde réfléchi ou transmise porte en elle les informations utiles du matériau qui sont l'objet d'investigations. On distingue alors deux types de microscope acoustique : le microscope acoustique par réflexion et celui par transmission.

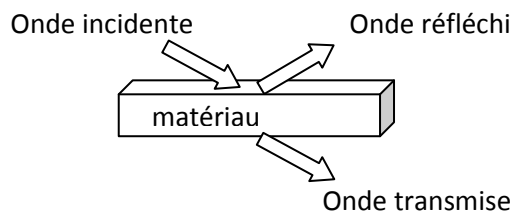


Figure II.1 Principe de fonctionnement du MA

Nous nous intéressons dans notre étude au microscope acoustique par réflexion qui est souvent le plus utilisé.

La pièce maitrisse du microscope acoustique est une lentille focalisante, liée à un transducteur piézoélectrique. Le signal analogique recueilli à la sortie du microscope est une tension électrique, notée V . Celle-ci dépend de la distance z qui sépare le point focal de la lentille de la surface de l'échantillon. Cette tension est dite signature acoustique $V(z)$.

La forme de $V(z)$ est pseudopériodique en z atténuée, résultant de l'interférence des ondes incidents et réfléchis (figure II-2). La pseudo-période des interférences constructives et destructives de l'amplitude du signal $V(z)$ est intimement liée aux vitesses de propagation des ondes de surface pour une fréquence de travail donnée.

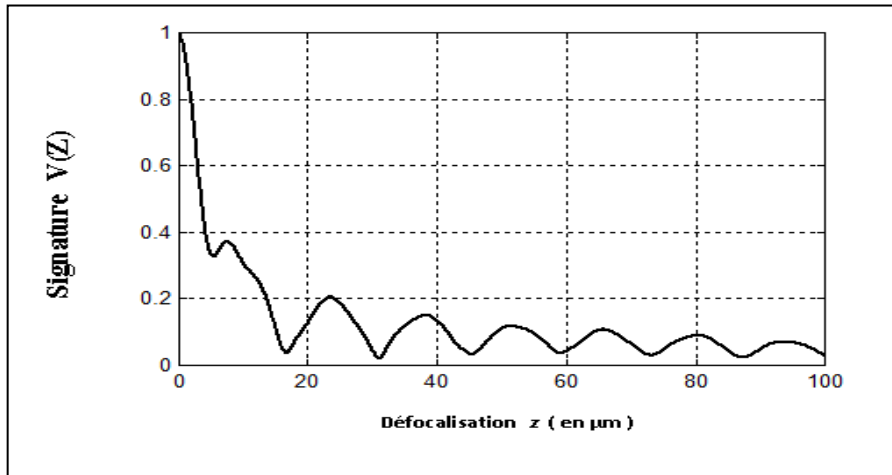


Figure II.2 Allure d'une signature acoustique $V(z)$ [1]

L'étude du signal analogique $V(z)$ fourni par le microscope acoustique montre qu'il est possible de déterminer certaines propriétés physiques du matériau étudié et ce par le biais de la simulation du signal $V(z)$ lui-même [1].

Dans ce qui suit nous allons exposer les principaux modèles de simulation de $V(z)$ cités dans la littérature et montrer comment exploiter ce signal pour déterminer les propriétés physiques du matériau.

I.2.1 Modélisation des signatures acoustiques

Plusieurs modèles ont été proposés jusqu'à présent pour étudier et donner l'expression de $V(z)$ et aussi d'expliquer leur relation avec les propriétés acoustiques des matériaux.

Dans ce qui suit nous allons exposer les principaux modèles de simulation de $V(z)$ cités dans la littérature.

I.2.1.1 Modèle de la théorie des raies

Ce modèle permet de retrouver l'expression de la période Δz [2].

Dans ce modèle, la simulation de $V(z)$ est basée sur les concepts théoriques de l'optique géométrique et sur le calcul du coefficient de réflexion. Nous nous contentons de présenter comment nous aboutissons à l'expression de la périodicité de

$V(z)$ en partant du principe d'interférence des raies arrivant au transducteur. Cette expression permet ensuite la détermination des constantes élastiques du matériau étudié.

En effet, et selon la figure (II-3) le signal $V(z)$ est considéré comme le résultat de l'interférence entre les rayons réfléchis des raies principales (1) et (2).

La raie (1) arrive avec une vitesse V_0 sous une incidence normale au plan du réflecteur (surface de l'échantillon) puis rebrousse chemin. La raie (2) arrive avec une vitesse V_0 sous une incidence θ_R et est ensuite réfléchi sous le même angle symétriquement par rapport à l'axe de la lentille, après avoir parcouru une certaine distance le long de la surface du réflecteur. L'angle θ_R est l'angle critique de Rayleigh.

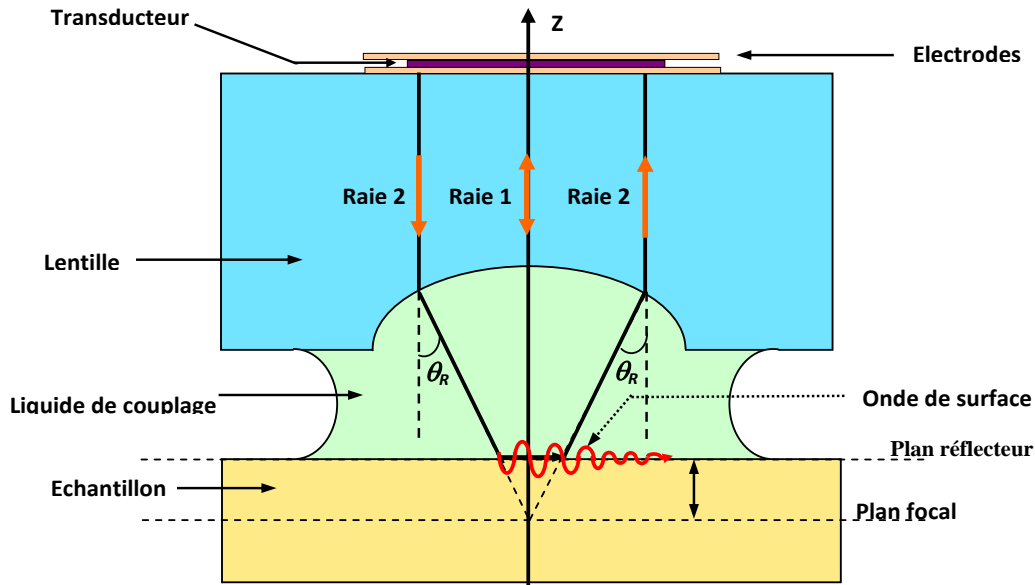


Figure II.3. Réflexion des rayons acoustiques par un matériau

Quand la surface du réflecteur coïncide avec le plan focal, les deux raies (1) et (2) arrivent en phase au niveau du transducteur $\varphi_1 = \varphi_2$. Aussi, pouvons-nous considérer cet état comme étant l'origine des phases.

Pour un rayon 1 (figure II-4-a) qui se réfléchit sur une surface se situant à une défocalisation z , la phase φ_1 est déterminée par [1]:

$$\varphi_1 = \omega \Delta t = \omega \frac{2z}{V_0} = 2k_0 z \quad \text{II-1}$$

Pour le rayon 2 (figure II-4-b), la phase est :

$$\varphi_2 = 2\omega \frac{z}{V_0 \cos \theta_R} - 2\omega \frac{z \operatorname{tg} \theta_R}{V_R} = \frac{2k_0 z}{\cos \theta_R} - 2k_R z \operatorname{tg} \theta_R \quad \text{II-2}$$

rayon 1 rayon 2

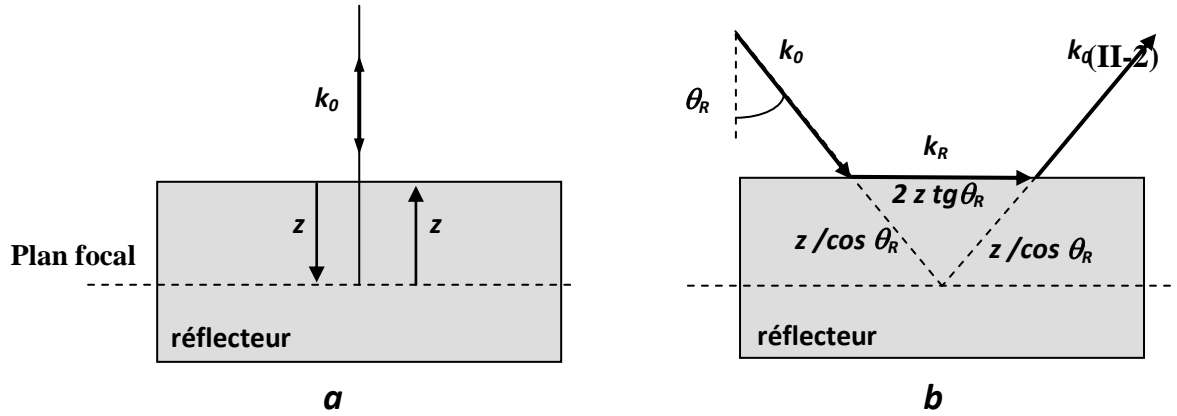


Figure II.4. Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques

En appliquant la loi de Snell-Descartes à l'onde de surface, soit :

$$\frac{k_R}{\sin \theta_R} = \frac{k_0}{\sin \frac{\pi}{2}} \quad \text{II-3}$$

on aboutit à :

$$\varphi_2 = 2k_0 z \cos \theta_R \quad \text{II-4}$$

La différence de phase entre les deux rayons 1 et 2 est alors :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2k_0 z (1 - \cos \theta_R) \quad \text{II-5}$$

L'interférence sera constructive, si les deux rayons réfléchis sont en phase. Le signal $V(z)$ est alors maximal. L'interférence sera destructive, si les deux rayons réfléchis sont en opposition de phase. Le signal $V(z)$ est alors nul.

Si le déphasage $\Delta\varphi$ change de 2π , cela correspondra, d'une part, à un changement Δz dans la défocalisation selon l'équation (II-5), et d'autre part, à un changement

périodique du signal $V(z)$. La grandeur Δz est donc la pseudo-période de $V(z)$ et est définie par :

$$\Delta z = \frac{\pi}{k_0(1 - \cos \theta_R)} = \frac{V_0}{2f(1 - \cos \theta_R)} \quad \text{II-6}$$

La valeur de la grandeur Δz nous permet de calculer la valeur la vitesse de Rayleigh V_R . En effet, en appliquant la loi de Snell-Descartes et en utilisant la relation (II-6), on aboutit à :

$$V_R = \frac{V_0}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{V_0}{2f\Delta z}\right)^2}} \quad \text{II-7}$$

La connaissance de la valeur de la vitesse de Rayleigh est d'une grande importance dans le calcul des constantes élastiques des matériaux.

I.2.1.2 1 Modèle de la Théorie des champs

S'agissant d'interactions de champs acoustiques, Atalar développa une modèle de calcul de la signature acoustique $V(z)$ en se basant sur la théorie de l'optique de Fourier [Atalar 1978]. Ce modèle fut ensuite simplifié par Sheppar et Wilson (1981) [3] ; [4].

Ce modèle est plus simple que celui de la théorie des raies proposé par Bertoni (1984) [4].

Nous exposons succinctement dans ce qui suit les notions de base du modèle de la théorie des champs.

Les principales étapes de ce développement pour une lentille sphérique peuvent être résumées dans le schéma de la (figure II-5).

Désignons les plans ‘transducteur’, ‘lentille’ et ‘réflecteur’ du système acoustique par les notations respectives *Plan 0*, *1* et *2* (figure II-5). Le plan 2 est initialement positionné au plan focal de la lentille.

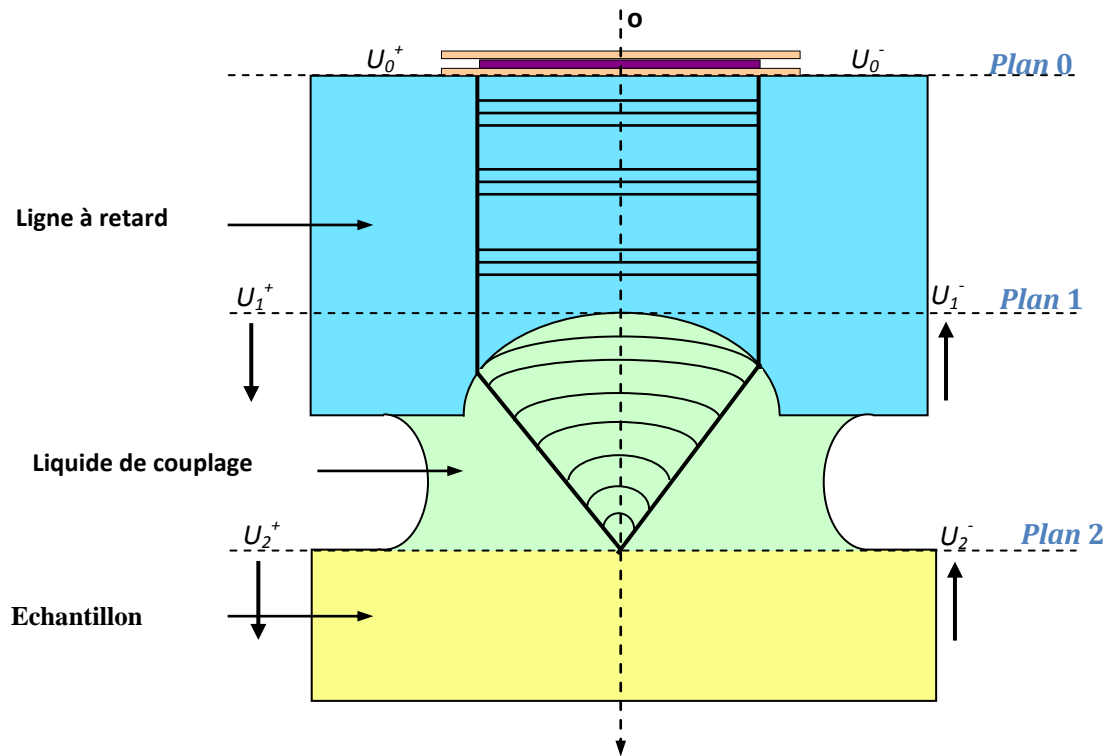


Figure II.5 Propagation du champ acoustique \vec{z} à travers le microscope acoustique

Le champ acoustique initial, noté U_0^+ , est celui émis par le transducteur au plan 0. Le signe ‘+’ indique que la propagation se fait dans le sens positif de l’axe Oz. Atalar suppose que le champ acoustique entre le plan 0 et le plan 1 a une forme d’une onde plane. Au plan 1, le champ devient U_1^+ dépendant ainsi des caractéristiques géométriques du transducteur, des propriétés physiques de la ligne à retard (saphir) et de sa longueur. Le champ acoustique se transforme d’une onde plane dans la ligne à retard en une onde sphérique dans le liquide de couplage [5]. Arrivé au plan 2, ce champ devient U_2^+ . Sur la surface de l’échantillon, le champ acoustique subit une réflexion et devient U_2^- , tel que :

$$U_2^-(\theta) = U_2^+(\theta) R(\theta) \quad \text{II-8}$$

où $R(\theta)$ est le coefficient de réflexion, dit aussi pouvoir réflecteur du matériau. Le signe ‘-’ indique que la propagation se fait dans le sens négatif de l’axe Oz.

Au chemin du retour, le champ acoustique traverse la lentille et arrive au plan 1 et devient U_1^- ayant pour expression [5]:

$$U_1^-(\theta) = U_1^+(\theta) P_1(\theta) R(\theta) P_2(\theta) \quad \text{II-9}$$

où θ est l'angle d'incidence sur l'échantillon, P_1 et P_2 sont des facteurs dépendant de θ et des caractéristiques de la lentille. Ils caractérisent respectivement le passage du champ acoustique à l'interface du liquide de couplage avec la ligne à retard dans le sens positif et dans le sens négatif.

Le champ qui arrive finalement au transducteur (plan θ) est alors:

$$U_0^-(\theta) = U_1^-(\theta) U_1^+(\theta) \quad \text{II-10}$$

ou encore

$$U_0^-(\theta) = [U_1^+(\theta)]^2 P_1(\theta) P_2(\theta) R(\theta) \quad \text{II-11}$$

Le modèle proposé suppose l'égalité $P_1(\theta) = P_2(\theta) = P$, nommé 'fonction de pupille' [5].

Le plan focal étant la surface du réflecteur ($z = 0$), le signal acoustique $V(0)$ est la résultante de tous les champs acoustiques reçus par toute la surface S du transducteur, soit :

$$V(0) = \int_S U_0^- U_0^+ dS \quad \text{II-12}$$

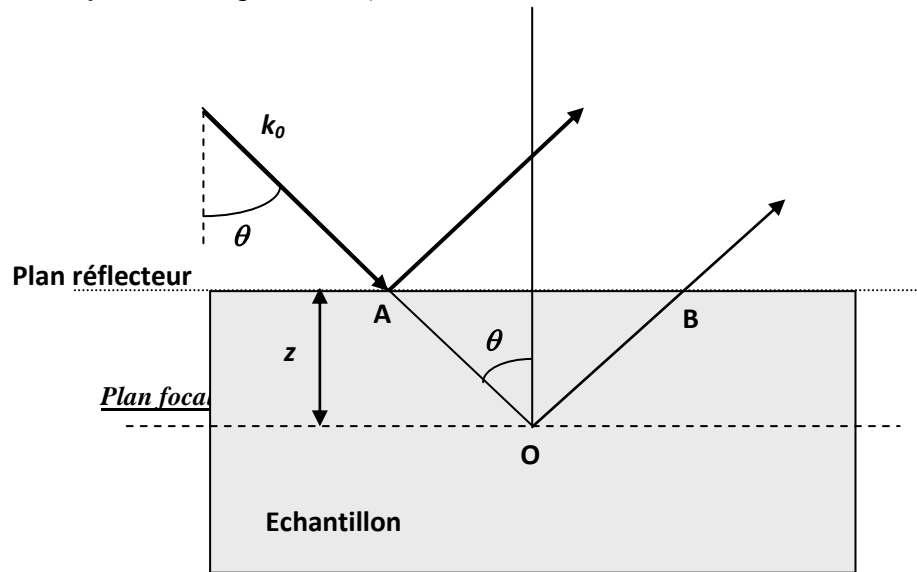
Ou encore :

$$V(0) = 2\pi f \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} P^2(\theta) R(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \quad \text{II-13}$$

Si l'échantillon est déplacé vers la lentille d'une distance z , ce qui traduit une défocalisation négative, alors le champ acoustique réfléchi serait en avance de $2kz \cos(\theta)$ par rapport à celui réfléchi par la surface de l'échantillon quand cette est placée au plan focal (figure II-6). Dans ce cas, l'expression de $V(z)$ s'écrit [4]; [5].

$$V(z) = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \quad \text{II-14}$$

où le facteur $2\pi f$ dans l'expression (II-13) est contenu dans la fonction $P^2(\theta)$.



La différence de marche est : $AOB = 2z \cos \theta$

L'avance en phase est : $\Delta \varphi = \omega \Delta t = \frac{2\omega z \cos \theta}{V_0} = 2k_0 z \cos \theta$

Figure II.6 Différence de phase entre le rayon réfléchi au plan focal et le rayon réfléchi à la défocalisation z

La lentille sphérique possède un demi-angle d'ouverture maximum θ_{max} ainsi qu'une symétrie par rapport à son axe, normale à l'échantillon, ce qui permet de réduire l'expression de $V(z)$ à [3]; [6]; [4]; [7]; [8] :

$$V(z) = 2 \int_0^{\theta_{max}} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad \text{II-15}$$

I.2.1.3 1 Modèle de la Théorie des spectres

L'approche faite pour la détermination de l'expression $V(z)$ ressemble à celle de la théorie des champs, sauf qu'elle est plus précise et n'intervient aucune des approximations faite par cette dernière. Aucune condition n'est imposée sur la géométrie ou la réponse du capteur (transducteur + lentille). Elle sera donc valable tant pour des géométries de capteur à symétrie circulaire, cylindrique, planes, ou même de forme irrégulière. Egalement, elle est valable pour des lentilles acoustiques, aussi bien que pour des capteurs sous forme de coupelle. De surcroit, le calcul de $V(z)$ est fait en utilisant les champs acoustiques dans l'espace direct et leurs spectres angulaires dans l'espace inverse. Ces derniers sont utilisés lors du passage d'un milieu à un autre, ce qui fait la différence de taille entre la théorie des champs et la théorie des spectres. L'expression de $V(z)$ ainsi calculé aura donc un caractère plus généralisé.

Le signal reçu aux bornes du transducteur, prend la forme d'une intégrale suivant les vecteurs d'onde [9] :

$$V(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0^-(k_x, k_y) U_1^+(k_x, k_y) R(k_x, k_y) \exp(-2jk_z z) dk_x dk_y \quad \text{II-16}$$

où

$U_1^+(k_x, k_y)$ Le spectre angulaire de la distribution du champ émis dans le plan focal (plan $z=0$).

$U_0^-(k_x, k_y)$ Le signal recueilli sur le transducteur lorsqu'une onde plan d'amplitude unité et de vecteur d'onde $k_0 \{k_x, k_y, k_z\}$ est émise depuis le plan focal.

$R(k_x, k_y)$ Le coefficient de réflexion de l'échantillon en fonction de vecteur d'onde de l'onde incidente.

Le terme $\exp(-2jk_z z)$ est le déphasage introduit sur le spectre pour défocalisation z depuis le plan focal, avec $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ la composante suivante z du vecteur d'onde k_0 .

Dans cette formule, on note que $U_1^+(k_x, k_y)$ et $U_0^-(k_x, k_y)$ ne dépendent que des caractéristiques physiques et géométriques de la sonde. Les caractéristiques physiques de l'échantillon n'interviennent que dans l'expression du coefficient de réflexion $R(k_x, k_y)$.

Ainsi, nous définissons trois fonctions :

- La fonction $U_1^+(k_x, k_y)$ dite fonction d'émission du capteur incidente au plan de l'échantillon.
- La fonction $U_0^-(k_x, k_y)$ celle de réception au niveau du transducteur.
- L'expression de $R(k_x, k_y)$ est dite fonction caractéristique de l'objet (échantillon).

Dans ce qui suit, nous présentons la méthode de calcul de ces trois fonctions qui constituent les trois éléments essentiels de la réponse $V(z)$ pour le cas d'une lentille acoustique.

Le procédé du calcul de $V(z)$ est schématisé dans la (figure II-7).

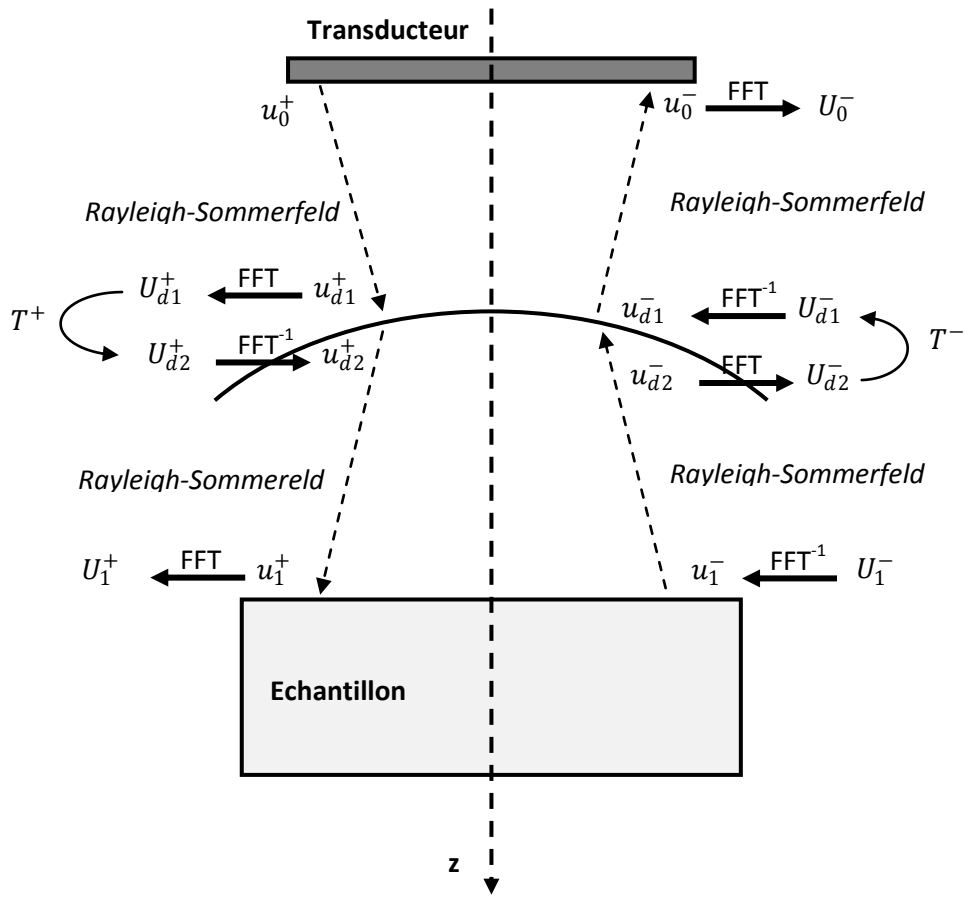


Figure II.7. Evolution des champs acoustiques et de leurs spectres

Les champs acoustiques u_0^- émis par le transducteur et u_{d1}^+ arrivant à la surface du dioptre sont liés par l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld (voir annexe).

Le phasage des champs acoustiques du dioptre vers le liquide de couplage est obtenu par le calcul spectral en utilisant le FFT bidimensionnelle qui se confond la transformée de Hankel (voir annexe) tout en incluant le coefficient de transmission entre ces deux milieux différents.

Le champ acoustique u_1^+ sur la surface de l'échantillon est obtenu à travers u_{d2}^+ en utilisant l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld (voir annexe). Ensuite, on aboutit à la fonction d'émission $U_1^+(k_x, k_y)$ en utilisant la transformée de Hankel du champ u_1^+ . Après réflexion, le spectre devient $U_1^-(k_x, k_y)$. Le calcul de la fonction de réception $U_0^-(k_x, k_y)$ au niveau du transducteur se fait de la même manière décrite précédemment mais prise dans le sens inverse (figure II-7).

La fonction de réflexion $R(k_x, k_y)$ pour un matériau multicouche est bien connue dans la littérature, et se calcule par l'expression (I-34) [1].



Partie II

Résultats et discussions

II.1 Introduction

Nous avons exposé dans la partie (1) les différentes méthodes analytiques d'évaluation de la signature acoustique $V(z)$, où nous avons constaté que pour un système multicouche, la réponse $V(z)$ présente une multiplicité de période liée aux modes de propagation générés, tels que le mode de Lamb ou les modes guidés.

Cette multiplicité de période rend la caractérisation des matériaux plus complexe due à la difficulté de séparer les périodes.

Le calcul théorique de $V(z)$ doit être précis, en considérant tous les paramètres entrants en jeu avec des approximations moindres.

Les méthodes exposées précédemment (chapitre 2 partie1) donnent des résultats satisfaisants pour un système substrat nu à cause de l'unicité de mode (période), tel que le mode de Rayleigh.

Par contre, les résultats pour un matériau multicouche manquent de précision, c'est pour cela que nous utilisons une méthode plus précise qui consiste à calculer les champs acoustiques et leurs spectres angulaires par des méthodes numériques. Le principe de calcul de cette méthode est expliqué dans la partie 1 par la théorie des spectres. Dans ce qui suit, nous exposons en détail comment passer d'un calcul analytique en intégrales à un calcul numérique en sommation. Pour cela, les fonctions analytiques figurants dans l'expression de $V(z)$ sont transformées en vecteurs ou matrices. Pour cela, nous présentons tout d'abord la (figure II-8) qui définit le domaine d'étude et les fonctions associées. Cette figure est expliquée au fur et à mesure du développement mathématique qui suit.

II.2 Calcul numérique de la signature acoustique $V(z)$

Pour cela, nous nous sommes basés sur le calcul numérique fait par [9].

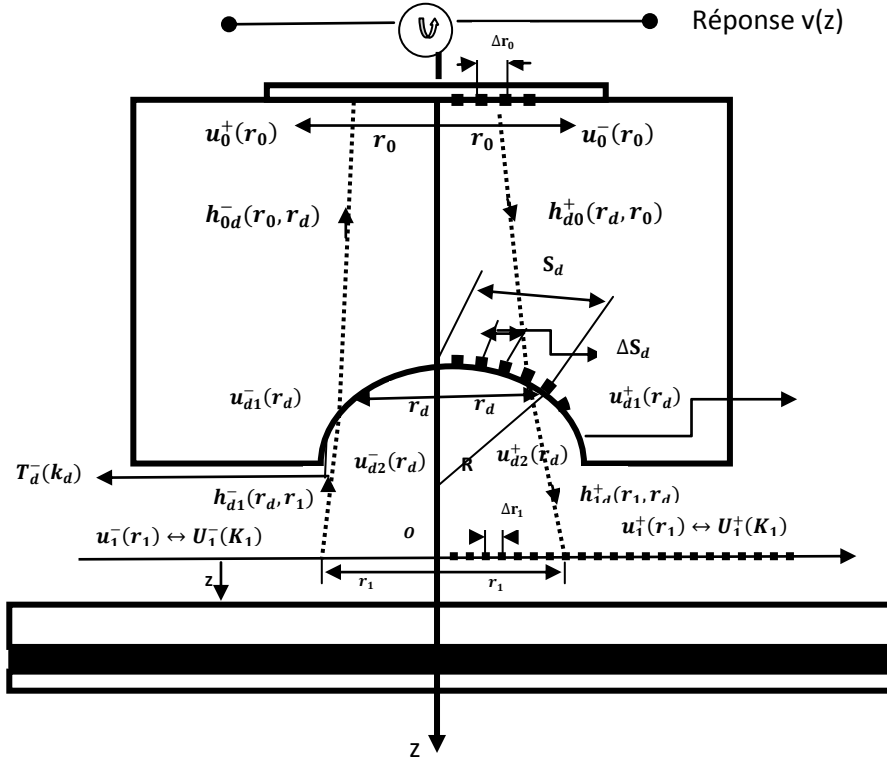


Figure II.8. Géométrie adoptée pour le calcul de la réponse $V(z)$ dans le cas d'une lentille circulaire ou cylindrique [9]

Le principe du calcul numérique de $V(z)$ se base sur la discrétisation du système « transducteur - lentille - matériaux » (figure II- 8). En se basant sur cette discrétisation, Xu exprime la signature acoustique $V(z)$ pour un matériau multicouche dans le cas d'une lentille sphérique :

$$V(z) = \sum_p k_1^p * U_0^-(k_1^p) * U_0^+(k_1^p) * R(k_1^p) * \exp[-2jz \sqrt{k_1^2 - (k_1^p)^2}] \quad \text{II-17}$$

Dans cette méthode numérique on fait un échantillonnage de l'espace et de l'espace inverse (vecteur d'onde).

Cette méthode consiste à découper le transducteur en un nombre N_0 de distance Δr_0 . Et aussi du dioptre et du matériau examiner respectivement en des nombres N_d et N_1 de distance ΔS et Δr_1 (figure II- 8). Pour une nécessité de calcul numérique, l'échantillonnage du nombre d'onde est identique à celui du transducteur, soit N_0 .

Selon la (figure II-8), nous pouvons définir les éléments suivants :

$\mathbf{u}_0^+(\mathbf{r}_0)$, $\mathbf{u}_0^-(\mathbf{r}_0)$: les vecteurs constitués respectivement des valeurs d'échantillonnage des champs d'émission et de réception en \mathbf{r}_0 .

$\mathbf{u}_{d1}^+(\mathbf{r}_d)$, $\mathbf{u}_{d1}^-(\mathbf{r}_d)$: les vecteurs constitués respectivement des valeurs d'échantillonnage des champs d'émission et de réception sur la surface intérieure du dioptre en \mathbf{r}_d .

$\mathbf{u}_{d2}^+(\mathbf{r}_d)$, $\mathbf{u}_{d2}^-(\mathbf{r}_d)$: les vecteurs constitués respectivement des valeurs d'échantillonnage des champs d'émission et de réception sur la surface extérieure du dioptre en \mathbf{r}_d .

$\mathbf{u}_1^+(\mathbf{r}_1)$, $\mathbf{u}_1^-(\mathbf{r}_1)$: les vecteurs constitués respectivement des valeurs d'échantillonnage des champs d'émission et de réception en \mathbf{r}_1 .

$\mathbf{U}_1^+(\mathbf{k}_1)$, $\mathbf{U}_1^-(\mathbf{k}_1)$ les vecteur constitués respectivement des valeurs des spectres angulaires de $\mathbf{u}_1^+(\mathbf{r}_1)$ et de $\mathbf{u}_1^-(\mathbf{r}_1)$ en \mathbf{k}_1 .

$\mathbf{h}_{d0}^+(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}_0)$ la matrice constituée des valeurs de la réponse impulsionnelle spatiale du champ au point \mathbf{r}_d sur la surface intérieure du dioptre pour une émission provenant du point \mathbf{r}_0 du transducteur.

$\mathbf{h}_{d0}^-(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_d)$ la matrice constituée des valeurs de la réponse impulsionnelle spatiale du champ au point \mathbf{r}_0 pour une émission provenant du point \mathbf{r}_d sur la surface intérieure de dioptre.

$\mathbf{h}_{1d}^+(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_d)$ la matrice constituée des valeurs de la réponse impulsionnelle spatiale du champ au point \mathbf{r}_1 du plan focal pour une émission provenant du point \mathbf{r}_d sur la surface extérieure de dioptre.

$\mathbf{h}_{d1}^-(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}_1)$ la matrice constituée des valeurs de la réponse impulsionnelle spatiale du champ au point \mathbf{r}_d sur la surface extérieure de dioptre pour une émission provenant du point \mathbf{r}_1 .

$\mathbf{h}_{10}^+(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0)$ la matrice constituée des valeurs de la réponse impulsionnelle spatiale du champ au point \mathbf{r}_1 pour une émission provenant du point \mathbf{r}_0 .

$\mathbf{h}_{01}^-(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1)$ la matrice constituée des valeurs de la réponse impulsionnelle spatiale du champ au point \mathbf{r}_0 pour une émission provenant du point \mathbf{r}_1 .

$\mathbf{T}_d^+(\mathbf{k}_d)$ et $\mathbf{T}_d^-(\mathbf{k}_d)$ les matrices diagonales constituées respectivement des valeurs du coefficient de transmission au niveau de l'interface du dioptre dans le sens direct et inverse en \mathbf{k}_d .

Chaque point du transducteur est repéré par la coordonnée r_0 qui est la distance entre le point et le centre de transducteur (figure II-8).

Chaque point du dioptre ou du matériau multicouche est repéré par la coordonnée r_d ou r_1 respectivement. Ces coordonnées expriment la distance entre le point considéré et l'axe z (figure II-8).

La fonction $V(z)$ est obtenue à partir de la distribution du champ rayonné par le transducteur, de son spectre angulaire aux différents niveaux en z de la propagation d'onde et du coefficient de réflexion.

Ainsi, les spectres angulaires ont pour expressions:

$$U_1^+(k_1^p) = F(k_1^p, r_1^{N_1}) \times h_{10}^+(r_1^{N_1}, r_0^{N_0}) \times u_0^+(r_0^{N_0}) \quad \text{II-18}$$

$$k_1^p * U_1^-(k_1^p) = F(k_1^p, r_1^{N_1}) \times [h_{01}^-(r_0^{N_0}, r_1^{N_1})]^T \times [r_0^{N_0} * u_0^+(r_0^{N_0})] \quad \text{II-19}$$

Où

$r_0^{N_0}$ Le vecteur d'ordre M constitué des distance entre l'axe z et les points d'échantillonnages $I_0^{N_0}$ sur le transducteur et $r_0^{N_0} = R \sin(\frac{I_0}{R})$ où R est le rayon de courbure du transducteur.

$r_1^{N_1}$ Le vecteur d'ordre N constitué des distances entre l'axe z et les points d'échantillonnages dans le plan focal.

k_1^p Le vecteur d'ordre P constitué des valeurs d'échantillonnages de la fréquence spatiale dans le domaine du spectre angulaire sur un intervalle $[0.2K_0]$ avec un nombre d'échantillon P suffisant (on prend généralement $P=N$).

$F(k_1^p, r_1^{N_1})$ est une matrice d'ordre $P \times N$ dont les éléments prennent les valeurs de la fonction $r_1^{N_1} J_0(k_1^p r_1^{N_1}) \Delta r_1$ (transformée de Hankel) dans le cas de la géométrie circulaire.

La réponse impulsionnelle globale du champ dans le plan focale au champ émis par le transducteur de la lentille aura pour expression :

$$h_{10}^+(r_1^{N_1}, r_0^{N_0}) = h_{1d}^+(r_1^{N_1}, r_d^{N_d}) \times F^{-1}(r_d^{N_d}, k_{d1}^{N_0}) \times T_d^+(k_{d1}^{N_0}) \times F(k_{d1}^{N_0}, r_d^{N_d}) \times h_{d0}^+(r_d^{N_d}, r_0^{N_0}) \quad \text{II-20}$$

où

$F^{-1}(r_d^{N_d}, k_{d1}^{N_0})$ est une matrice d'ordre $W \times N$ correspondant à l'opération de la transforme inverse. Si l'on prend une échelle convenable pour $r_d^{N_d}$ et $k_{d1}^{N_0}$, on aura :

$$[F(k_{d1}^{N_0}, r_d^{N_d})]^T = F^{-1}(r_d^{N_d}, k_{d1}^{N_0}) \quad \text{II-21}$$

Et la réponse impulsionnelle inverse du champ reçu par le transducteur au champ émis du plan focal est:

$$h_{01}^-(r_0^{N_0}, r_1^{N_1}) = h_{0d}^-(r_0^{N_0}, r_d^{N_d}) \times F^{-1}(r_d^{N_d}, k_{d2}^{N_0}) \times T_d^-(k_d^{N_0}) \times F(k_{d2}^{N_0}, r_d^{N_d}) \times h_{d1}^-(r_d^{N_d}, r_1^{N_1}) \quad \text{II - 22}$$

Les spectres h_{d1}^- , h_{1d}^+ et h_{0d}^- , h_{d0}^+ entre deux points distant de r_{12} sont calculés par l'expression suivante :

$$h(r_1, z_1; r_2, z_2) = \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \frac{\exp(-jkr_{12})}{\sqrt{r_{12}}} \left(\frac{1 + \cos\alpha}{2} \right) \quad \text{II - 23}$$

on montre que :

$$[h_{d1}^-(r_d^{N_d}, r_1^{N_1})]^T = h_{1d}^+(r_1^{N_1}, r_d^{N_d}) \quad \text{II-24}$$

$$[h_{0d}^-(r_0^{N_0}, r_d^{N_d})]^T = h_{d0}^+(r_d^{N_d}, r_0^{N_0}) \quad \text{II - 25}$$

Sachant que les matrices $\mathbf{T}_d^-(\mathbf{k}_d)$ et $[\mathbf{T}_d^-(\mathbf{k}_d)]^T$ sont liées par :

$$[\mathbf{T}_d^-(k_d^{N_0})]^T = \mathbf{T}_d^-(k_d^{N_0}) \quad \text{II-26}$$

La transposé de la réponse impulsionnelle inverse du champ reçu par le transducteur au champ émis du plan focal est :

$$[h_{01}^-(r_0^m, r_1^n)]^T = h_{1d}^+(r_1^n, r_d^w) \times F^{-1}(r_d^w, k_{d2}^q) \times T_d^-(k_d^q) \times F(k_{d2}^q, r_d^w) \times h_{d0}^+(r_d^w, r_0^m) \quad \text{II-27}$$

Toutefois, il est important de noter que les matrices $\mathbf{T}_d^+(\mathbf{k}_d)$ et $\mathbf{T}_d^-(\mathbf{k}_d)$ ne sont pas identiques :

$$[\mathbf{T}_d^+(k_d^{N_0})]^T \neq \mathbf{T}_d^-(k_d^{N_0}) \quad \text{II-28}$$

Ceci est dû au fait que le coefficient de transmission à l'interface du dioptré de la lentille n'est pas réciproque dans les deux sens de la propagation de l'onde. Ainsi, la réponse impulsionnelle spatiale globale n'est pas réciproque:

$$h_{10}^+(r_1^{N_1}, r_0^{N_0}) \neq [h_{01}^-(r_0^{N_0}, r_1^{N_1})]^T \quad \text{II-29}$$

II.3 Résultats des calculs pour un substrat nu

Le calcul du coefficient de réflexion n'est pas lié aux méthodes de calcul de $V(z)$. En revanche, la signature $V(z)$ dépend de ce coefficient de réflexion. Aussi, on aboutit aux mêmes résultats de ce coefficient quelque soit le développement mathématique utilisé puisque l'approche physique est la même : rapport entre énergie réfléchie et énergie incidente.

Nous avons choisi cinq système "lentille - couplant (eau) - matériau semi infini (substrat)", à savoir comme substrat l'acier, le chrome, l'aluminium, le silicium et le carbure de silicium. Pour ces systèmes il existe des données dans la littérature concernant le coefficient de réflexion et la signature $V(z)$ calculé par des méthodes autres que celle de la théorie des spectres [1] ;[9] ; [4]. Il faut noter que le choix de la valeur de la fréquence est important. Dans le cas des lentilles, les fréquences de travail sont choisies au-delà de 50 Mhz afin qu'à la sortie de la lentille on ait un champ lointain [9]. La fréquence que nous avons choisie pour nos calculs est de 100 Mhz. Les résultats de nos calculs du module de réflexion et de sa phase et sa module sont présentés

II.3.1 Coefficient de réflexion

II.3.1.1 Eau - Aluminium

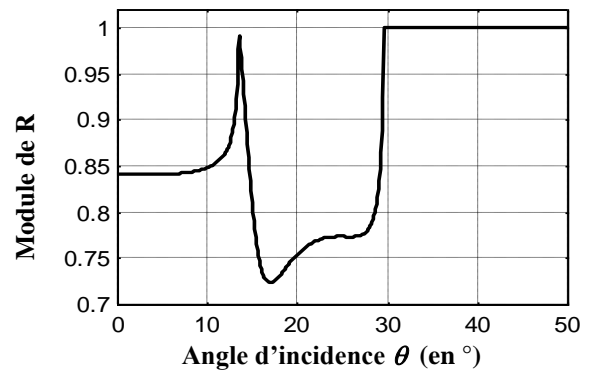
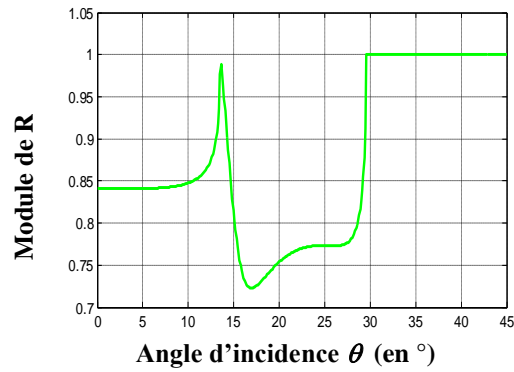


Figure II.9 Coefficient de réflexion du système Eau - Aluminium a) nos calculs b) littérature [1]

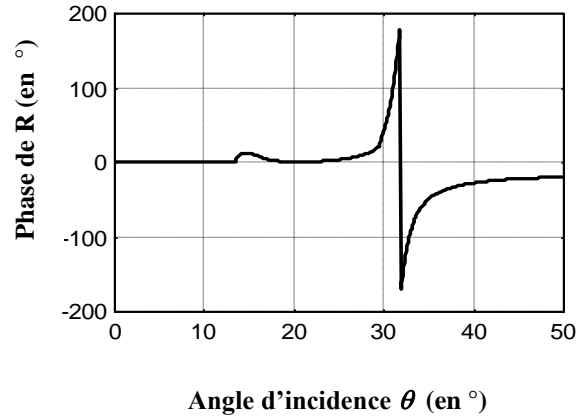
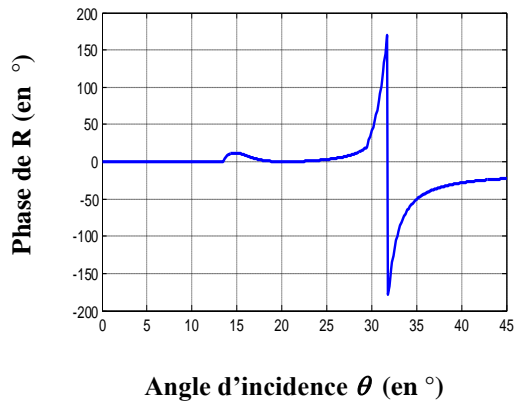


Figure II.10 Coefficient de réflexion du système Eau - Aluminium a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.1.2 Eau – acier

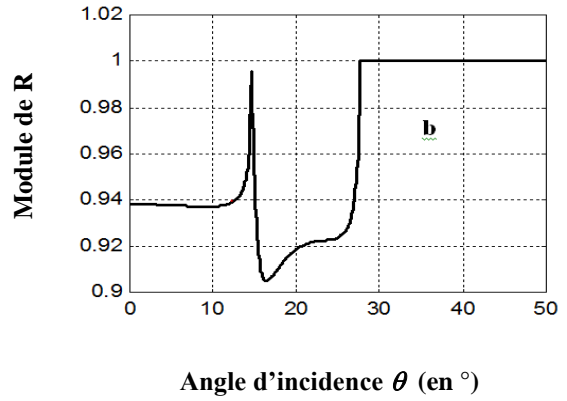
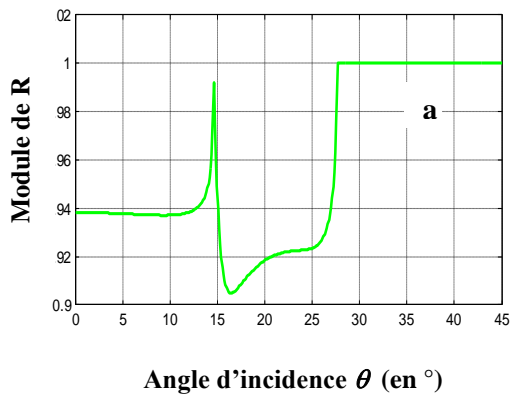


Figure II.11 Coefficient de réflexion du système Eau - acier a) nos calculs b) littérature [1]

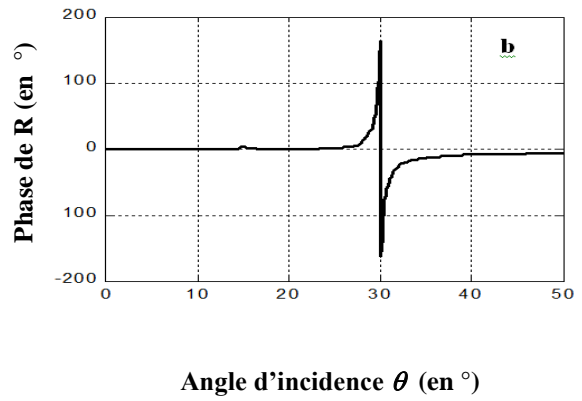
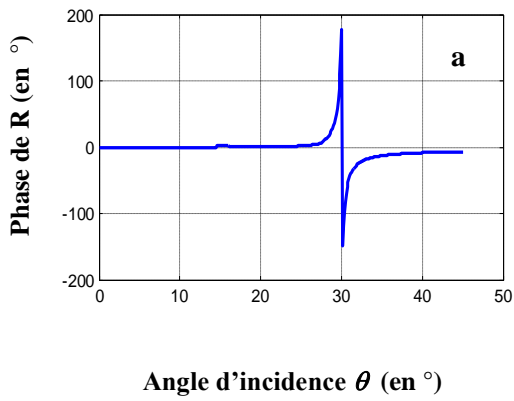


Figure II.12 Coefficient de réflexion du système Eau - acier a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.1.3 Eau – chrome

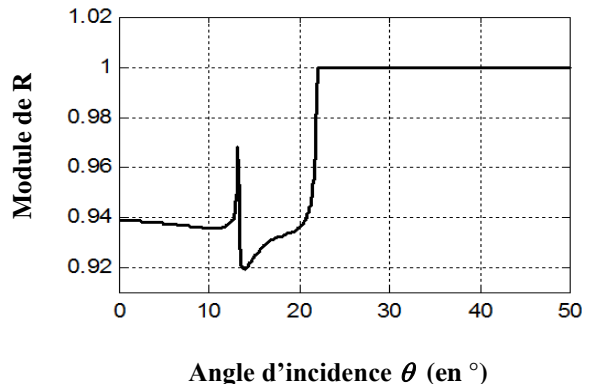
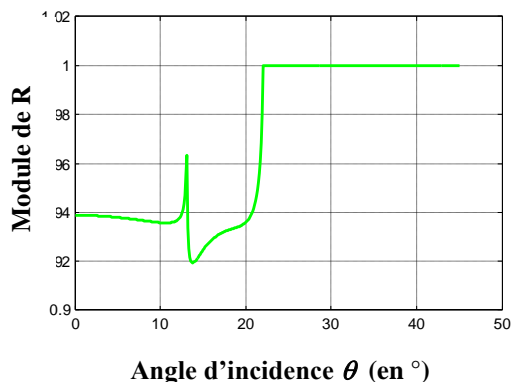


Figure II.13 Coefficient de réflexion du système Eau – chrome a) nos calculs b) littérature [1]

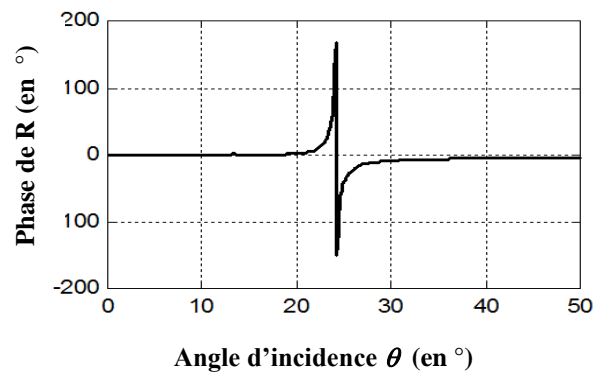
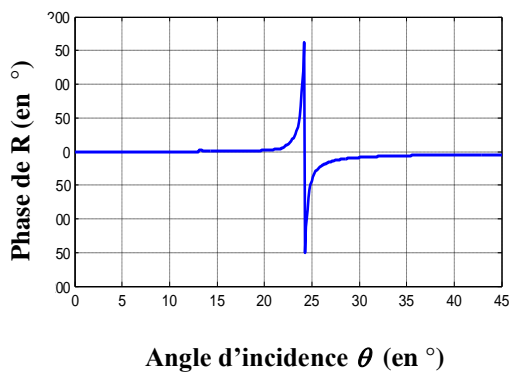


Figure II.14 Coefficient de réflexion du système Eau – chrome a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.1.4 Eau – Silicium

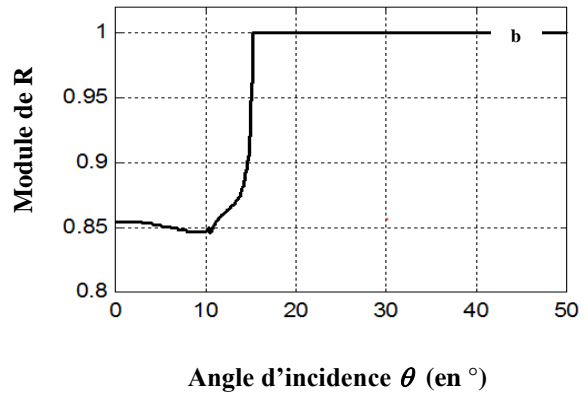
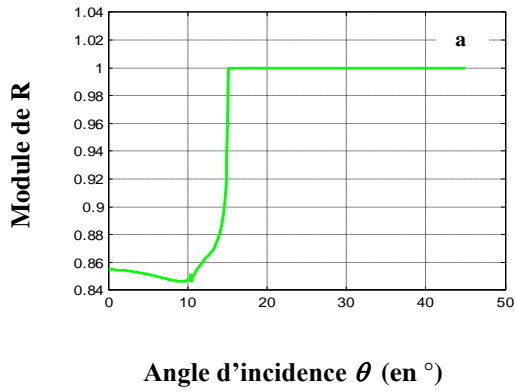


Figure II.15 Coefficient de réflexion du système Eau – Silicium a) nos calculs b) littérature [1]

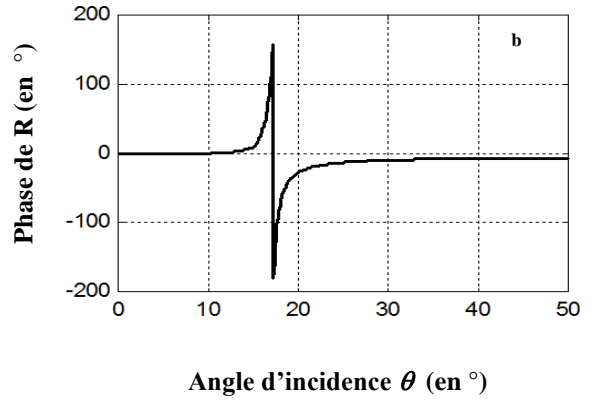
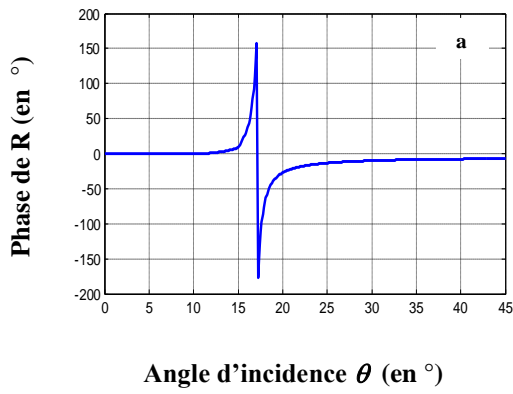
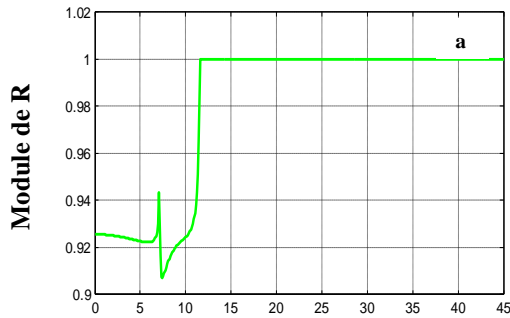
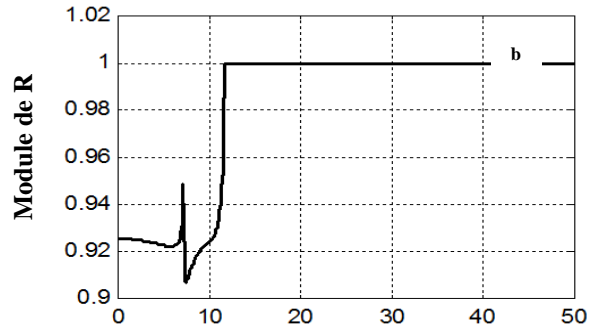


Figure II.16 Coefficient de réflexion du système Eau – Silicium a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.1.5 Eau – carbure de silicium

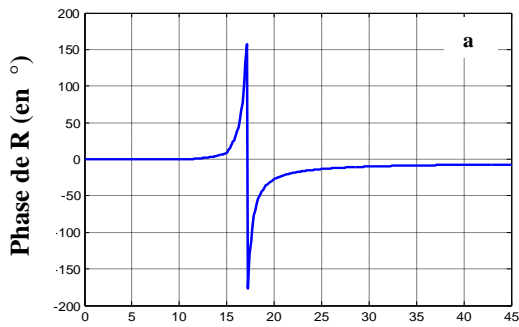


Angle d'incidence θ (en $^\circ$)

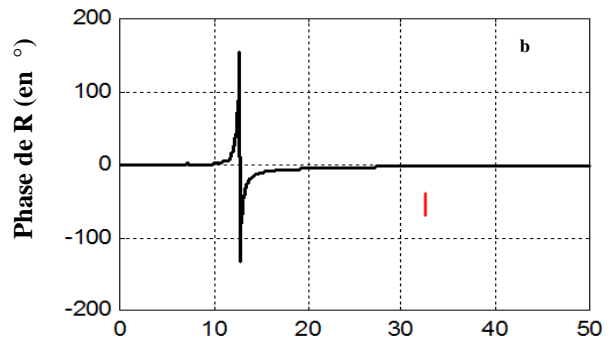


Angle d'incidence θ (en $^\circ$)

Figure II.17 Coefficient de réflexion du système Eau – carbure de silicium a) nos calculs b) littérature [1]



Angle d'incidence θ (en $^\circ$)



Angle d'incidence θ (en $^\circ$)

Figure II.18 Coefficient de réflexion du système Eau – carbure de silicium a) nos calculs b) littérature [1]

D'après les figures (II-9 à II-18), nous remarquons tout d'abord que les coefficients de réflexion présentent les mêmes allures. Le module de $R(\theta)$ présente deux pics: le premier pic correspond à l'angle critique de l'onde longitudinale et le second à celui de l'onde transversale. Pailleurs, la phase présente deux pics: le premier correspond à l'onde longitudinale mais peu prononcé par rapport à celui du module de R . Le second pic correspond à l'angle critique de l'onde de Rayleigh (onde de surface) qui est un peu plus grand que l'angle critique de l'onde transversale prononcée dans le module de R .

Les angles critiques obtenus dans les graphes de R sont dictée par les valeurs des vitesses des modes longitudinal et transversal introduit comme données de départ. En revanche, l'angle critique de Rayleigh est un résultat du calcul de R sans que la vitesse de Rayleigh soit introduite comme données de départ. Ceci s'explique par le fait que la vitesse Rayleigh est intimement liée aux deux vitesses des modes longitudinal et transversal [1].

Il est important de signaler que la détermination de R est possible par voie expérimentale. La méthode du traitement numérique par FFT inverse de la signature $V(z)$ expérimentale est utilisé pour aboutir au coefficient de réflexion $R(\theta)$ [9]. Les allures du module et de la phase du coefficient $R(\theta)$ expérimental sont équivalentes à ceux établit par le calcul. Par conséquent, on peut calculer les vitesses des différentes modes de propagation par la détermination des angles critiques.

La connaissance du coefficient de réflexion est nécessaire pour la détermination de la signature acoustique $V(z)$. Parmi les méthodes connus du calcul de $V(z)$, détaillé dans la partie I de ce chapitre, nous avons choisi la méthode des spectres pour le tracé de la signature acoustique $V(z)$ car elle utilise peu d'approximations par rapport aux autres méthodes.

Les résultats du calcul de $V(z)$ pour les cinq substrats nus sont présentés dans les figures (II-19 à II-23). La comparaison des signatures $V(z)$ obtenues par nos calculs et ceux de la littérature sont différentes. L'apport de la méthode des spectres que nous avons utilisé est ainsi confirmé.

II.3.2 Signature acoustique

II.3.2.1 Eau - Aluminium

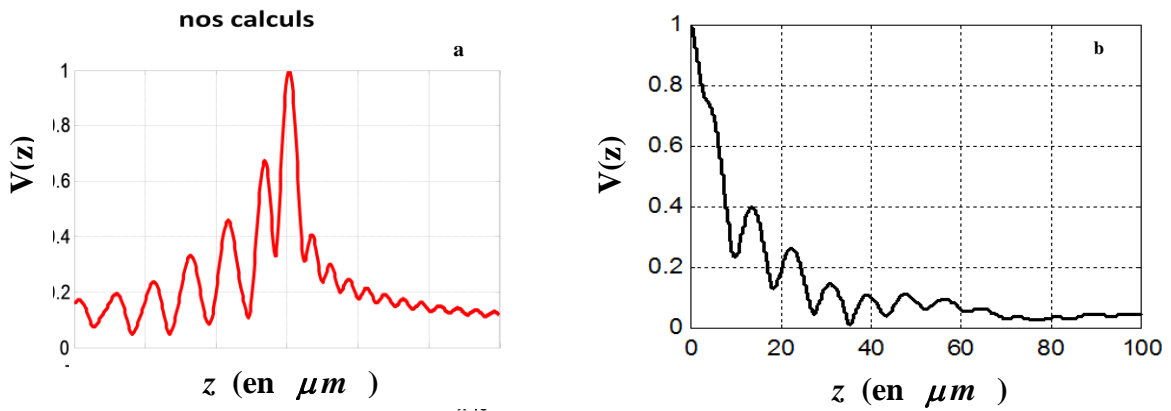


Figure II.19 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau - Aluminium a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.2.2 Eau – acier

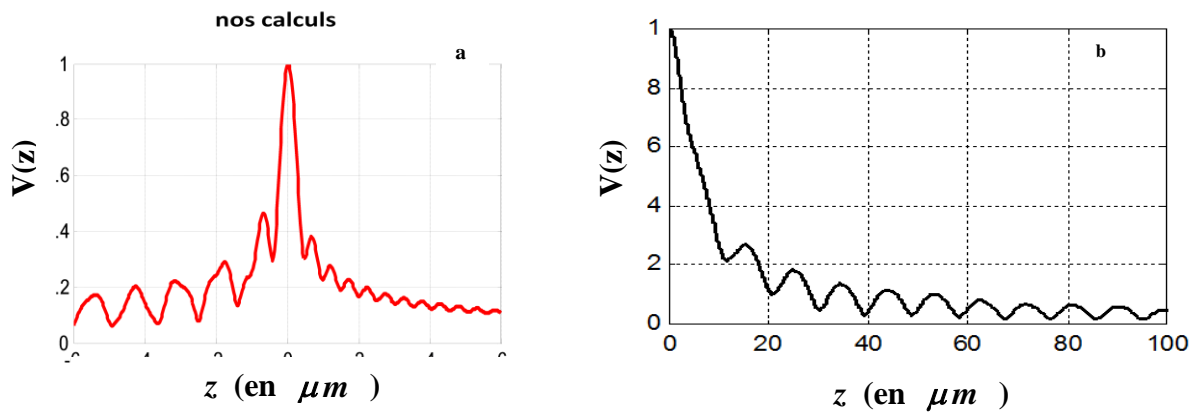


Figure II.20 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – acier a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.2.3 Eau – chrome

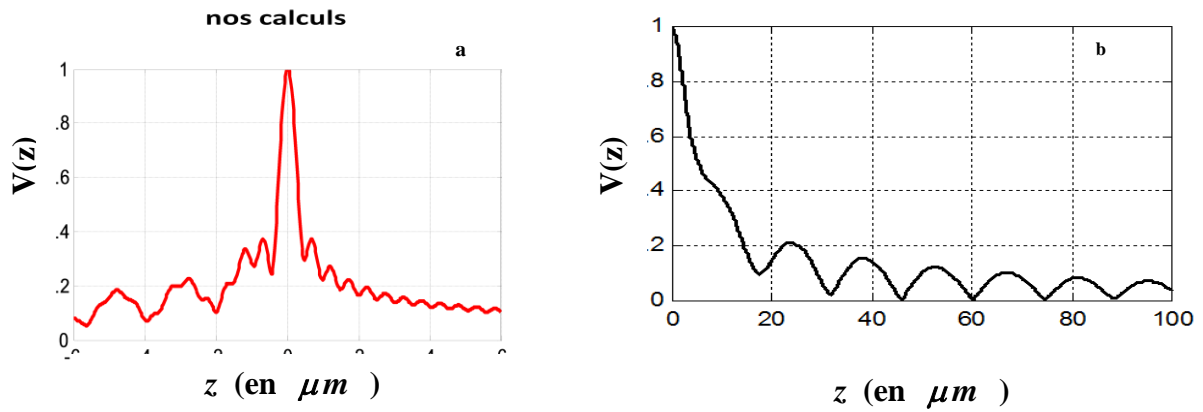


Figure II.21 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – chrome a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.2.4 Eau – Silicium

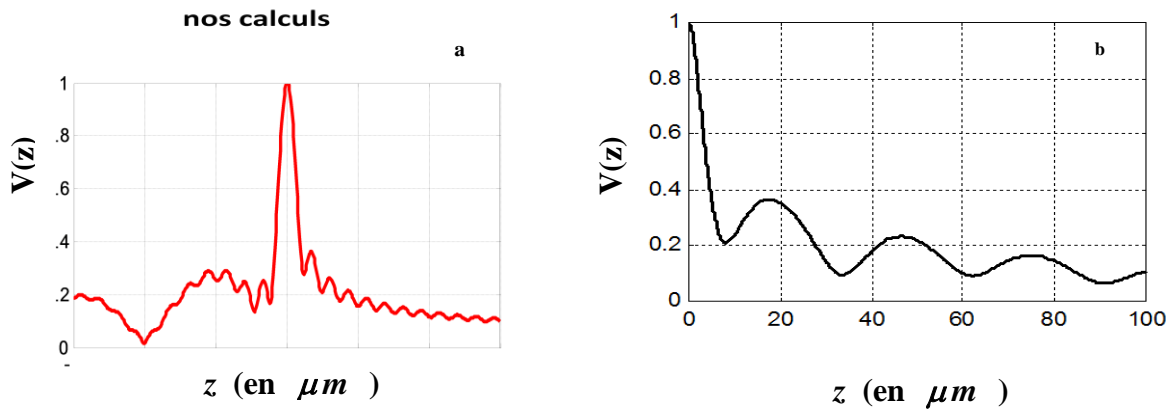


Figure II.22 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – Silicium a) nos calculs b) littérature [1]

II.3.2.5 Eau – carbure de silicium

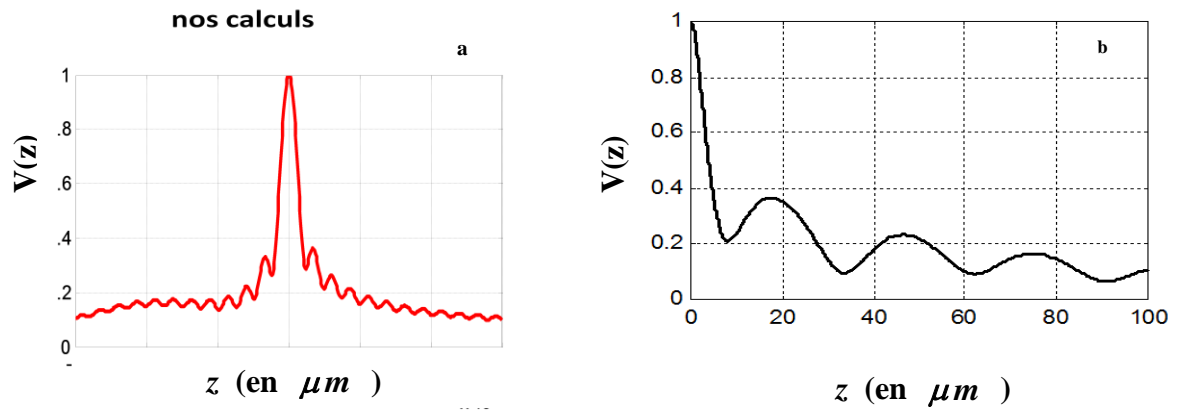


Figure II.23 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau – carbure de silicium a) nos calculs b) littérature [1]

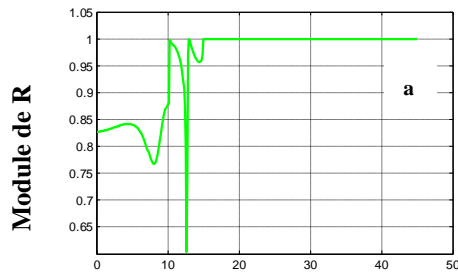
II.4 Système "Eau - Couche - Substrat"

Nous proposons d'étudier trois systèmes "couche sur substrat" avec comme eau le liquide de couplage, à savoir aluminium/silicium (Al/Si), chrome sur acier (Cr/Fe) et carbure de silicium sur silicium (SiC/Si). Ces trois systèmes sont largement étudiés dans la littérature [1] ; [9] ; [4] vu de leur importance dans les procédés de revêtement [10] ; [11]. Rappelons que le choix de la valeur de la fréquence pour le cas des lentilles doit être au-delà de 50 Mhz afin d'assurer la propagation du champ lointain à la sortie de la lentille [9]. Pour les trois systèmes monocouches choisis, la fréquence de travail est de 100 Mhz.

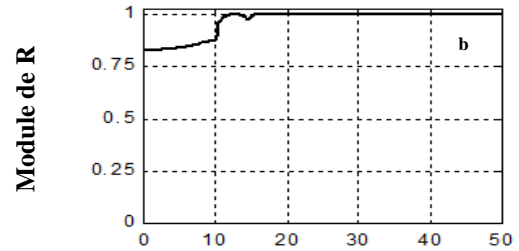
Les figures (II-24 à II-28) présentent le module et la phase du coefficient de réflexion pour les systèmes suscités. On note que pour la phase de $R(\theta)$ présente un ou plusieurs pics selon le rapport de la vitesse transversale V_{SC} de la couche à la vitesse transversale V_{SS} du substrat. Si la $V_{SC} > V_{SS}$, cas appelé "rapide sur long", la phase de R présente un seul pic, correspondant au mode de propagation de surface de Rayleigh [4]. C'est le cas des systèmes Cr/Fe et SiC/Si. Dans la cas où $V_{SC} < V_{SS}$, cas appelé "long sur rapide", la phase de R présente plusieurs pics. Ces modes correspondent aux modes dispersifs de Love. Le mode de Rayleigh ne peut pas être généré dans ce cas [12]. C'est le cas du système Al/Si. Il faut noter ici que l'augmentation de la fréquence de travail ou de l'épaisseur de la couche engendrera l'apparition de nouveaux pics [1]. L'exploitation de la phase permet ainsi de déceler les différents modes de propagation. Les pics présents dans le module de R sont moins discernable et plus compliquer à exploiter. Cette exploitation de R en module et phase n'est que qualitative. La connaissance des types de modes (transversale, longitudinale, Rayleigh, différents mode de Loves) ainsi que de leurs vitesses sont ainsi très compliqués à travers l'analyse du coefficient de réflexion $R(\theta)$. De surcroit, l'impossibilité de trouver ce coefficient par voie expérimentale pour des fins de validation, conduit à l'analyse de la signature $V(z)$ par traitement numérique. Cette analyse conduit à la détermination des vitesses des modes générés parmi elles les modes transversal et longitudinal. Pour ce faire, il faut avoir une signature $V(z)$ expérimentale.

II.4.1 Coefficient de réflexion

II.4.1.1 Eau/Al/Silicium

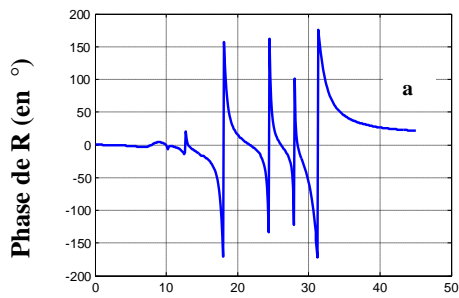


Angle d'incidence θ (en $^\circ$)

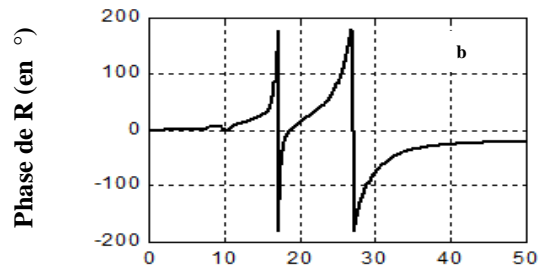


Angle d'incidence θ (en $^\circ$)

Figure II.24 Coefficient de réflexion du système Eau/Al/Silicium a) nos calculs b) littérature [1]



Angle d'incidence θ (en $^\circ$)



Angle d'incidence θ (en $^\circ$)

Figure II.25 Coefficient de réflexion du système Eau/Al/Silicium a) nos calculs b) littérature [1]

II.4.1.2 Eau/Chrome / acier

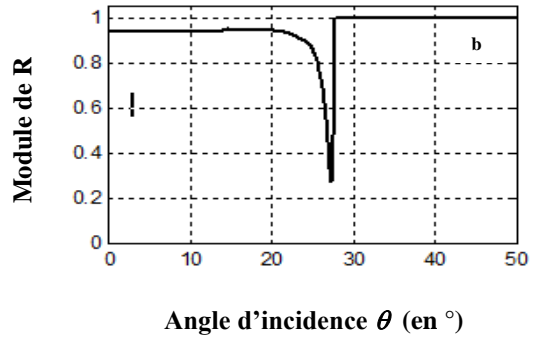
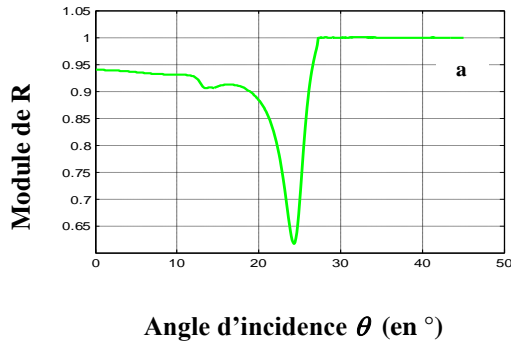


Figure II.26 Coefficient de réflexion du système Eau/Chrome / acier a) nos calculs
b) littérature [1]

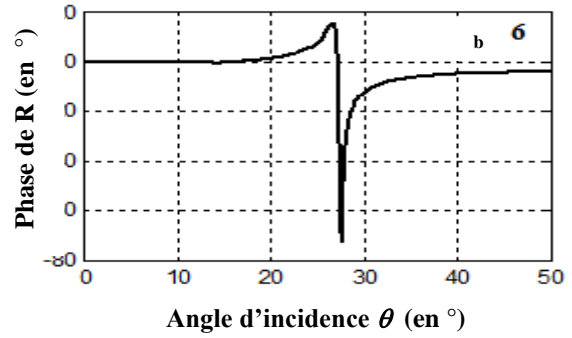
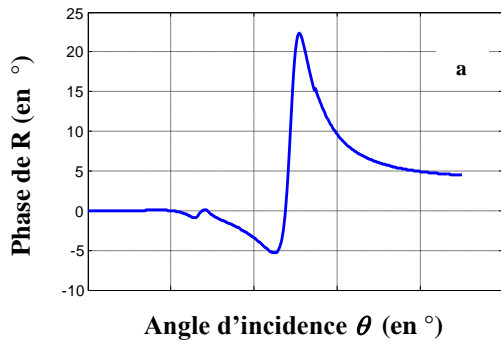


Figure II.27 Coefficient de réflexion du système Eau/Chrome / acier a) nos calculs
b) littérature [1]

II.4.1.3 Eau/Carbure de silicium/ Silicium

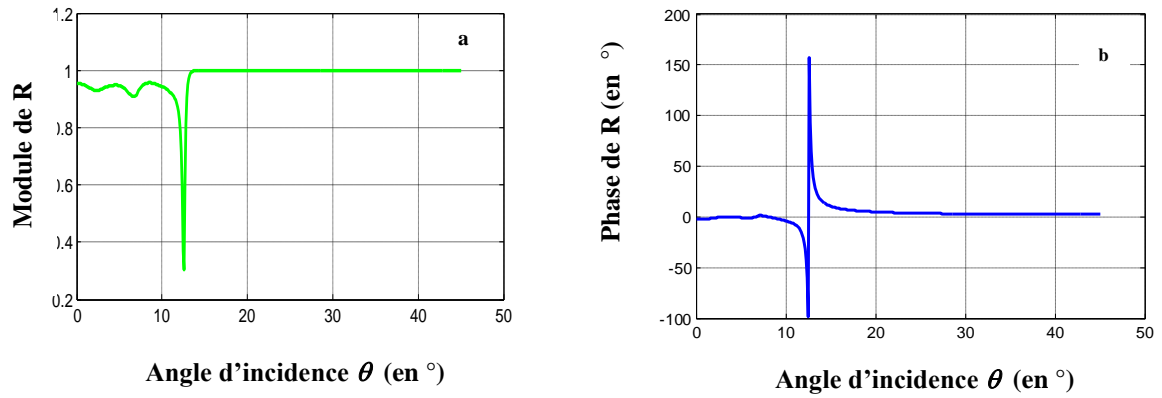


Figure II.28 Coefficient de réflexion du système Eau/Carbure de silicium/ Silicium

II.4.2 Signature acoustique $V(z)$

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats du calcul théorique de la signature acoustique $V(z)$ fait par la méthode des spectres. Le but recherché est de montrer que cette signature se rapproche plus de la signature acoustique expérimentale que celles des signatures calculées par les méthodes des raies ou des champs (chapitre II-partie1).

Le calcul ne peut se faire sans l'introduction comme données d'entrées les vitesses des modes longitudinal et transversal des matériaux traités. La signature $V(z)$ expérimentale est souvent utilisée pour faire le chemin inverse, i.e. déterminer les vitesses de ces deux modes par traitement FFT. Notre but dans cette étude est de maîtriser le calcul de $V(z)$ pour des matériaux revêtus. La différence entre le calcul de $V(z)$ pour un matériau nu et un matériau revêtu est le calcul du coefficient de réflexion, qui dans pour le dernier cas s'avère complexe (voir chapitre I, § I-4).

Les figures II-29 à II-31 montrent les signatures acoustiques des systèmes Al/Si, Cr/acier, SiC/Si, calculée par la méthode des spectres. Ces résultats confirment la multiplicité prévue des périodes.

La validation de nos calculs nous a été impossible du fait de la non disponibilité des résultats expérimentaux pour nos systèmes.

II.4.2.1 Eau/Al/Silicium

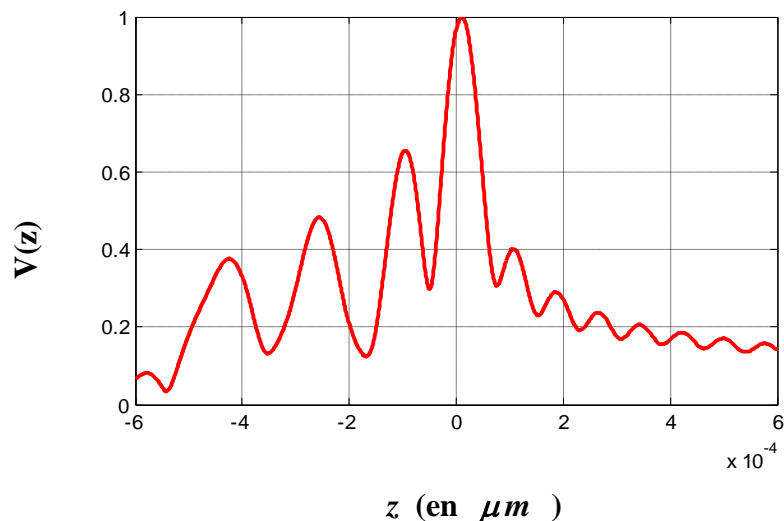


Figure II-29 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau/Al/Silicium

II.4.2.2 Eau/Chrome / acier

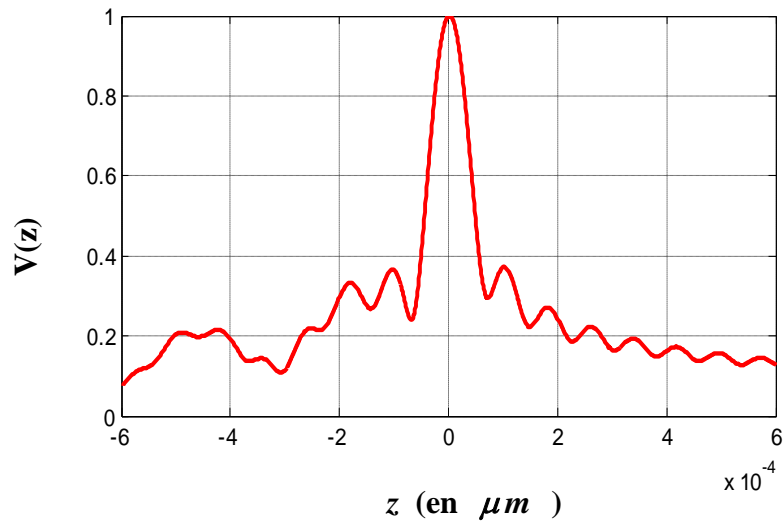


Figure II.30 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau/Chrome / acier

II.4.2.3 Eau/Carbure de silicium/ Silicium

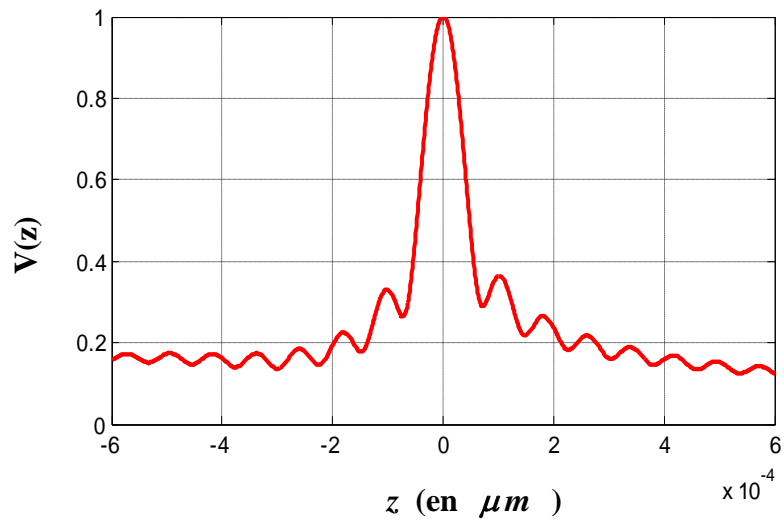


Figure II.31 Signature acoustique $V(z)$ du système Eau/Carbure de silicium/ Silicium

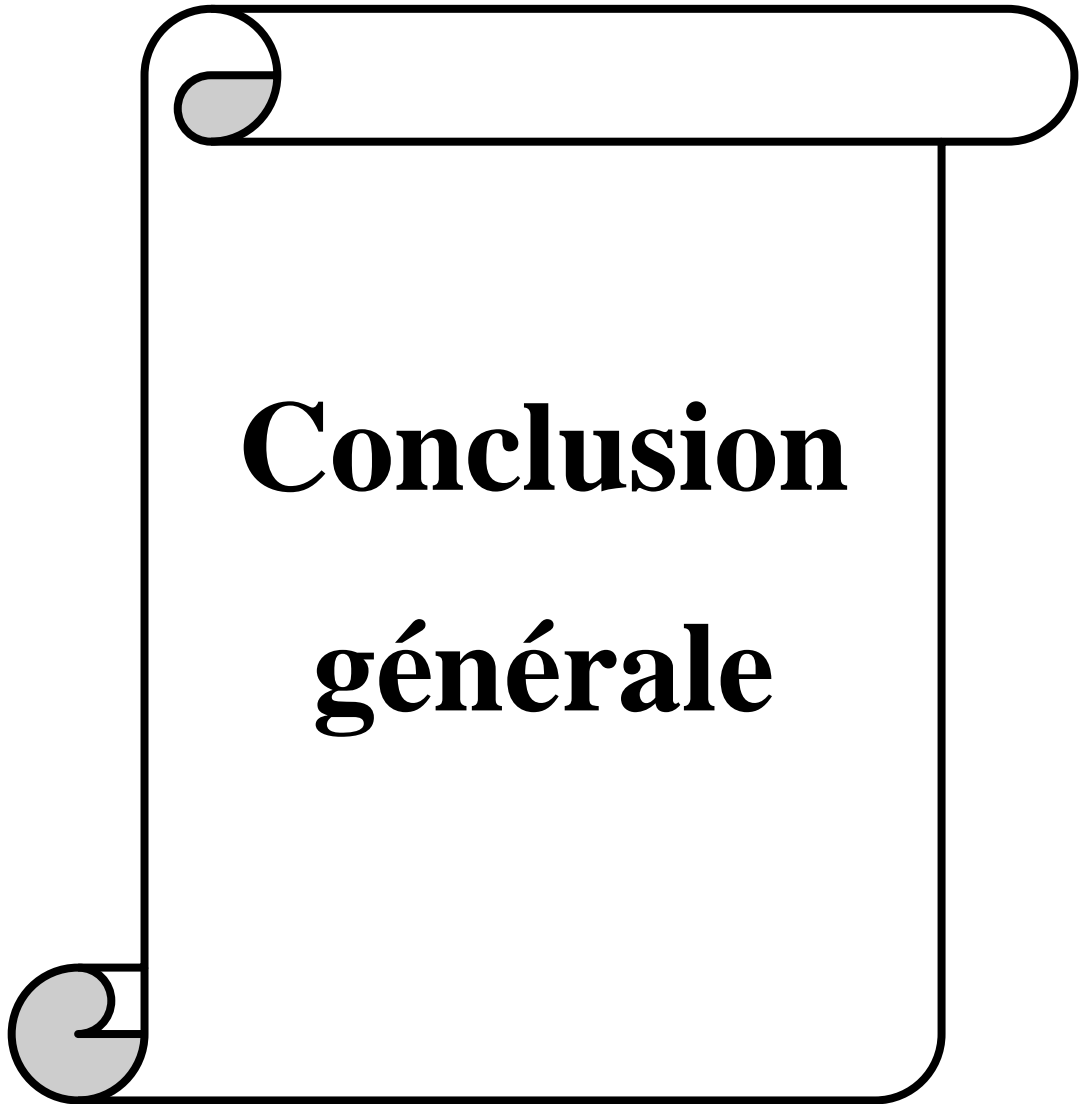
II.5 Conclusion

Nous avons divisé ce deuxième chapitre en deux parties

La première partie contient une explication détaillée des principaux modèles de simulation de $V(z)$, pour étudier et donner l'expression de $V(z)$ à savoir : Modèle de la théorie des raies ; Modèle de la théorie des champ Et le modèle que nous avons utilisée dans notre travail Modèle de la théorie des spectres Qui s'appuient sur une approche numérique ceci permet de présenter les fonction entrant dans le calcul de $V(z)$ sous forme de matrices ou vecteur selon le type de fonction traitée.

Dans la deuxième partie nous avons testé notre code de calcul pour le calcul de la signature selon l'approche spectrale sur différents Systèmes Où nous avons tracés

Le module du coefficient de réflexion et de sa phase et la signature acoustique de cinq systèmes massifs et trois systèmes monocouches, enfin nous avons discuté des résultants obtenus en les comparants avec les résultants des études précédentes disponibles.



**Conclusion
générale**

Conclusion générale

Conclusion générale

La thématique abordée dans ce mémoire rentre dans le cadre du contrôle et l'évaluation non destructifs. C'est un domaine qui relève des techniques industrielles. Le but recherché dans ce mémoire est de maîtriser les fondements théoriques de la signature acoustique du microscope acoustique à balayage. Notre apport est purement académique qui vise à exploiter l'équipement acquis au sein du laboratoire de physique des matériaux de l'université de Laghouat.

A l'issue de notre étude, nous avons assimiler les fondements théoriques de base concernant l'interaction onde acoustique - matière afin d'aboutir aux expressions des coefficients de réflexion et de transmission. Nous avons abordé la complexité de cette théorie, notamment lorsqu'il s'agit de matériaux multicouche. L'anisotropie n'est pas abordée.

Par ailleurs, la signature acoustique du microscope acoustique basée sur le phénomène d'interférence, a été étudiée selon plusieurs approches, à savoir la théorie de champs, la théorie des raies et la théorie spectrale. Différentes approximations ont été utilisées selon qu'on applique une approche ou une autre. Celle qui nous a semblé la plus pertinente est celle de la théorie spectrale. Elle est plus exact du fait qu'elle fait rentrer tous les paramètres opératoires.

Nous avons assimiler la complexité de la théorie spectrale du calcul de la signature acoustique $V(z)$. Nous avons établi un code de calcul sous environnement MatLab pour le calcul de la signature acoustique selon l'approche spectrale.

Le calcul de la fonction de $V(z)$ analytique n'étant pas possible sans faire des approximations, nous avons eu recours à assimiler l'approche par calcul numérique de $V(z)$ et sans faire appel à des approximations, en discrétisant l'espace direct et l'espace inverse. Ceci permet de présenter les fonctions entrant dans le calcul de $V(z)$ sous forme de matrices ou vecteur selon le type de fonction traitée.

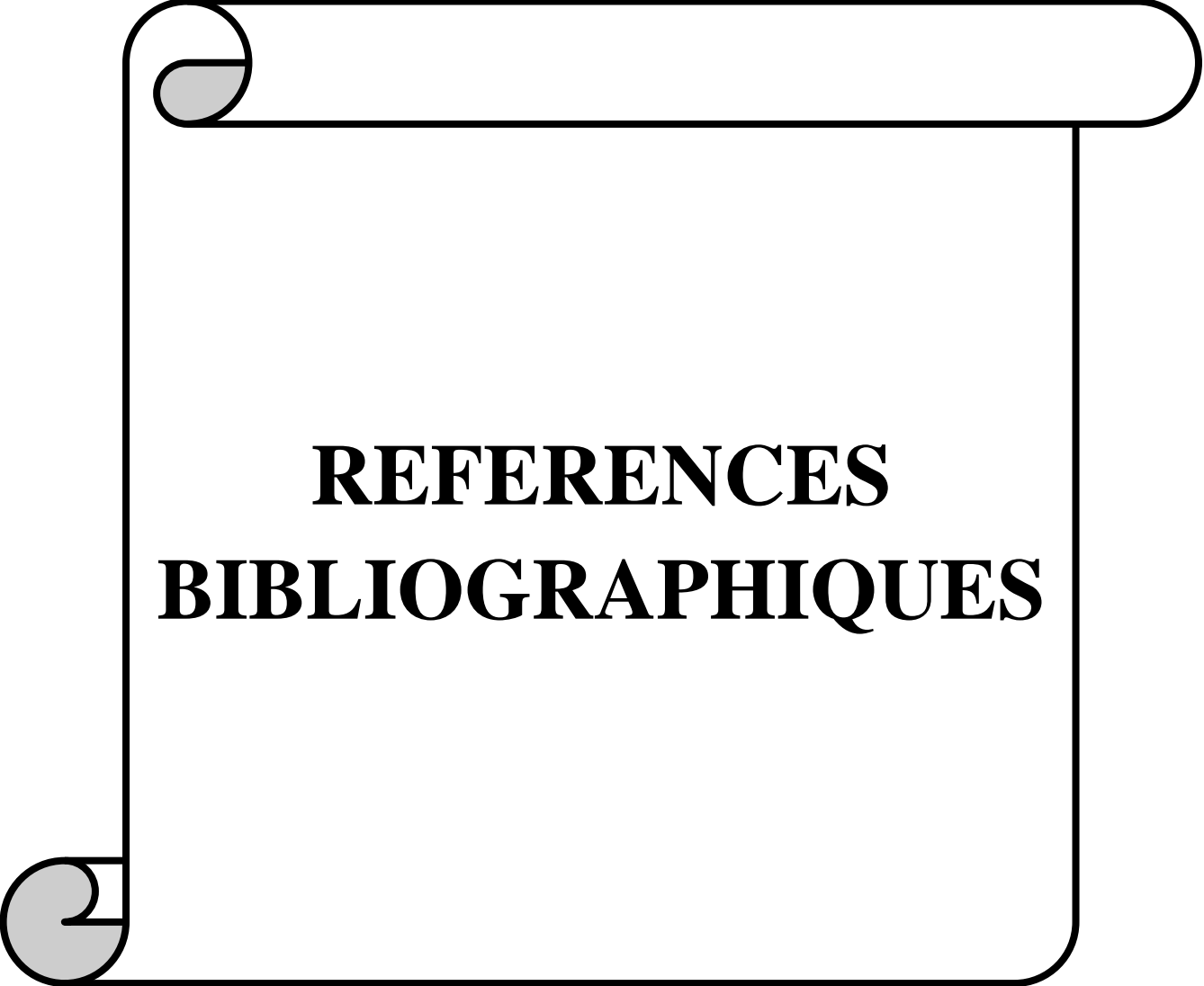
Nous avons abordé cinq systèmes massifs et trois systèmes monocouches. Les tracés du module du coefficient de réflexion et de sa phase pour ces systèmes corroborent parfaitement ce qui a été publié dans la littérature. Ceci constitue en une première étape une validation du programme de calcul de la signature acoustique $V(z)$.

Par le calcul numérique de $V(z)$ selon la théorie spectral, nous avons tracé la signature acoustique $V(z)$ pour les huit systèmes étudiés. Pour les matériaux massif la

Conclusion générale

périodicité unique des pics de $V(z)$ est confirmé. Pour les matériaux revêtu, on note une multiplicité de période mais en chevauchement.

La rareté des données expérimentales et la non disponibilité des condition d'expérimentation (fréquence,, épaisseur de la couche, caractéristiques de la lentille, ...) ne nous a pas permis de valider les résultats de calcul fait.



REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Références

Chapitre I :

- 1 **E.DIEULESAINT, D.ROYER**, « ondes élastiques dans les solides » 1974
- 2 **Vincent Laude**, « Ondes acoustiques - le cas des fluides - », Institut FEMTO-ST, département MN2S équipe MINANO « Micro-Instrumentation, NANosciences et Ondes » 32 avenue de l'Observatoire F-25044 Besançon.
- 3 **Nadine Saad**, « Caractérisation par ondes acoustiques des surfaces fonctionnalisées », Thèse de Doctorat, l'Université de VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS et de l'Université LIBANAISE DE BEYROUTH. 2012.
- 4 **I.U.P. GDP Option GET**, « Cours d'acoustique et mécanique ondulatoire », 2012/2013
- 5 **HAMDI FARAH**, « Etude des Propriétés Mécaniques et de L'atténuation des Ondes de Surface dans le Si Poreux en Utilisant un Capteur à Lentilles Annulaires », Thèse de Doctorat, Université de Constantine, 2014.
- 6 **DRAI REDOUANE**, « Techniques de traitement des signaux ultrasonores appliquées au contrôle non destructif des matériaux », Thèse de Doctorat, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene USTHB - Alger, 2005.
- 7 **M. BENBELGHIT Ahmed**, « Détermination des propriétés élastiques de quelques matériaux massifs et revêtus par simulation du signal du microscope acoustique à réflexion », Mémoire de magister, Spécialité Science et Génie des Surfaces, Université de Laghouat, 2002.
- 8 **C. Potel, S. Baly, J.F. de Belleval, O. Pétilion, J.L. Arnaud**, « utilisations des ondes de Lamb pour détection des défauts dans des matériaux composites », Congrès COFREND sur les essais non destructifs, tome 1, p. 363-367, 22-26 septembre 1997
- 9 **Abdelhafid Gherfi**, « Etude De La Propagation De l'Onde élastique Dans Les Corps Continus », Mémoire de magister, Spécialité Construction mécanique, Université de Constantine, 2006.
- 10 **BOUHEDJA SAMIA**, « Etude des vitesses des ondes de surface et de l'atténuation du mode de Rayleigh via un capteur fonctionnant en champ noir », Thèse de Doctorat, Université de Constantine, 2007.
- 11 **M. F. Ashby, D. R. H. Jones**. « Matériaux 1. Propriétés et applications. Dunod », France, 1992.
- 12 **H. Coelho-Mandes**. « Microscopie acoustique, influence des ondes

Références

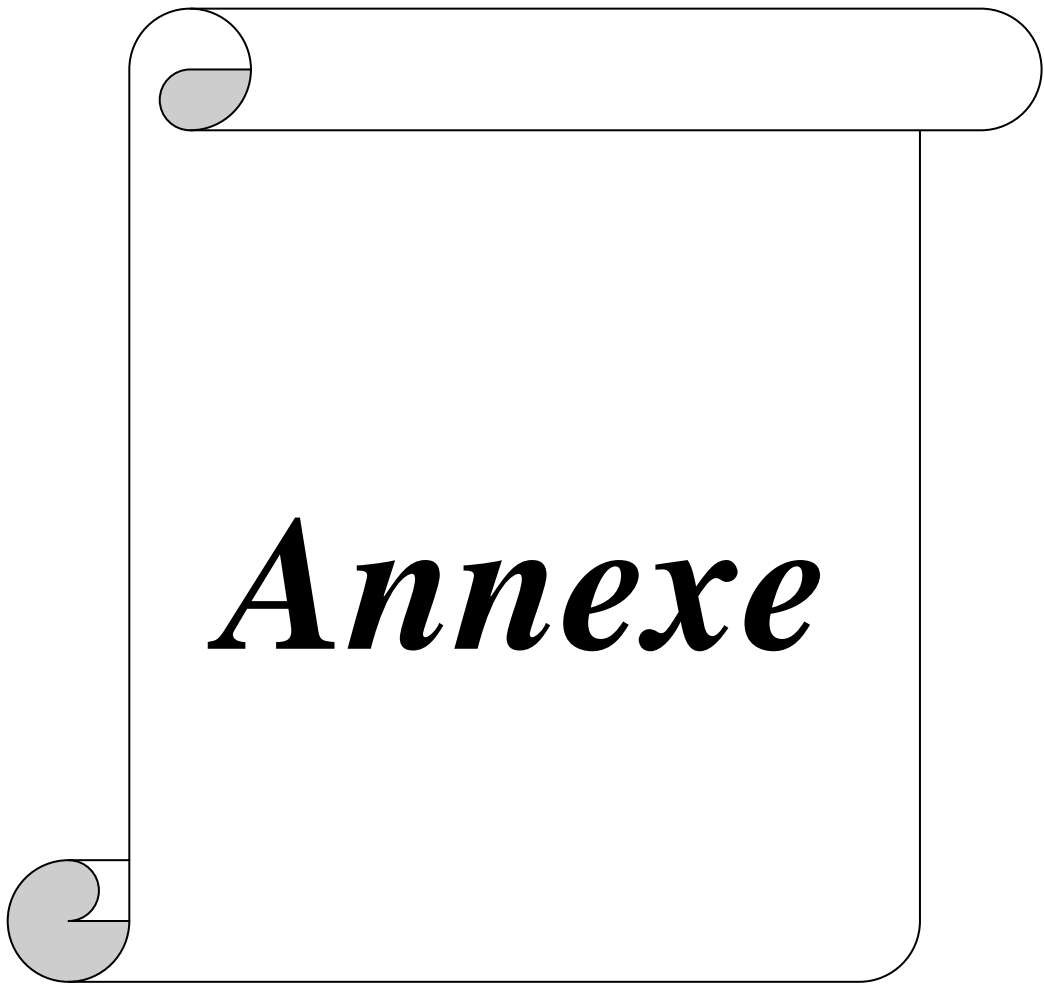
- latérales sur la signature acoustique ». Thèse de doctorat de l'université de Montpellier II, 1990.
- 13 **Houria GRIMED**, « Modélisation et séparation des signaux ultrasonores transmis à travers les différents matériaux », Mémoire de magister, Spécialité science des matériaux, Université de Annaba, 2012.
 - 14 **CHafia ATAILIA**, « L'optimisation des paramètres élastiques d'un matériau multicouche poreux par la technique acoustique », Mémoire de magister, Spécialité matériaux et applications, Université de Annaba, 2010.

Chapitre II :

- 1 **M. BENBELGHIT Ahmed**, « Détermination des propriétés élastiques de quelques matériaux massifs et revêtus par simulation du signal du microscope acoustique à réflexion », Mémoire de magister, Spécialité Science et Génie des Surfaces, Université de Laghouat, 2002.
- 2 **Houria GRIMED**, « Modélisation et séparation des signaux ultrasonores transmis à travers les différents matériaux », Mémoire de magister, Spécialité science des matériaux, Université de Annaba, 2012.
- 3 **C. J. R. Sheppard et T. Wilson**. « Effects of high angles of convergence on $V(z)$ in the scanning acoustic microscopy ». Appl. Phys. Lett., 1981.
- 4 **A. Briggs**. « *Acoustic Microscopy* ». Clarendon Press. Oxford, 1992.
- 5 **Z. Yu**. « Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterization ». Reviews of Modern Physics, 1995.
- 6 **J. Attal, D. Barjon, G. Despaux**. « La microscopie acoustique et ses applications ». Proceeding des 3^{ème} journées maghrébines des SDM, Alger 1992.
- 7 **A. Boudour et all**. « Caractérisation des propriétés mécaniques d'une couche mince de chrome sur acier par des méthodes acoustiques". Proceedings des 3^{ème} journées maghrébines des SDM, Alger 1992.
- 8 **R. J. M. da Fonseca, L. Ferdj-Allah, G. Despaux, A. Boudour, L. Robert et J. Attal**. « Scanning Acoustic Microscopy - Recent applications in materials science ». Advanced materials, 1993.
- 9 **Wei-Jiang XU**, « Etude par ondes acoustiques de la Qualité des Interfaces dans une Structure Multicouche », Thèse de Doctorat, Université de valenciennes et du Hainaut Cambresis , 1995.

Références

- 10 **Robert Lévêque** TRAITEMENTS ET REVÊTEMENTS DE SURFACE DES MÉTAUX © Dunod, Paris, 2007 ISBN 978-2-10-059862-5
- 11 **AMER MEKKAOUI** « Élaboration et Caractérisation des Revêtements de Nickel Déposés Par Voie Electrochimique » Mémoire de fin d'étude en Master Intitulé Université Mohamed Khider Biskra2013
- 12 **E.DIEULESAINT,D.ROYER**, « ondes élastiques dans les solides » 1974



Annexe

Description de la signature acoustique des matériaux par le champ de diffraction

Expression généralisée de la réponse $V(z)$

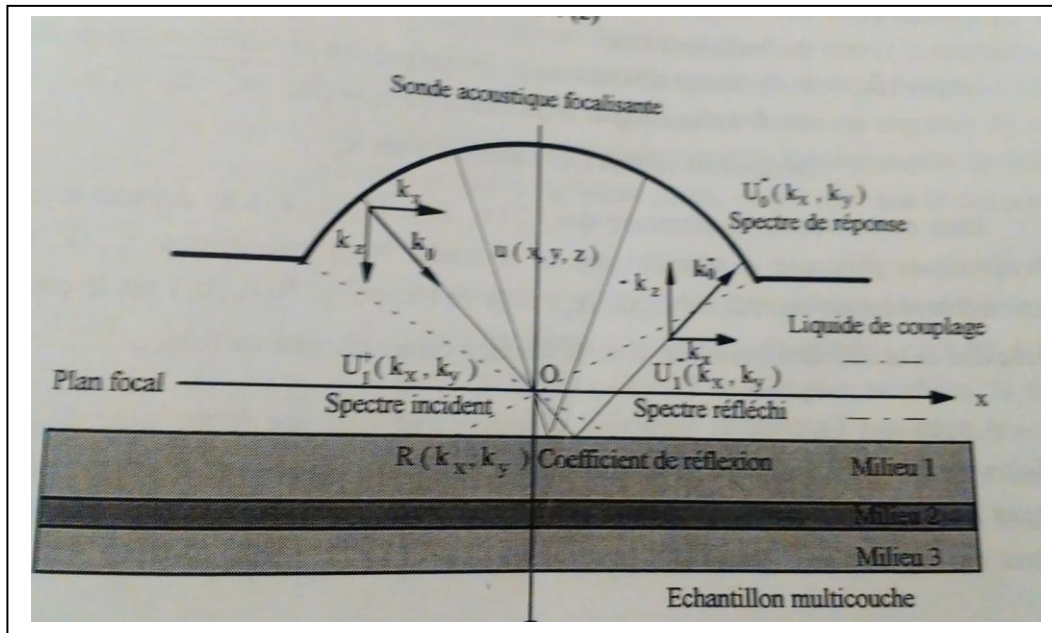


Figure1 Géométrie adoptée pour le calcul de la fonction $V(z)$ sur une structure multicouche

Considérons le référentiel présenté sur la figure1 . soit $u(x, y, z)$ le champ émis dans un milieu de couplage par une sonde focalisante. L'onde étant monochromatique, ce champ peut être décomposé dans un plan z quelconque en un spectre angulaire d'ondes planes de vecteur d'onde $k_0 \{k_x, k_y, k_z\}$ ou la direction de k_0 est continument variable lorsqu'un échantillon est placé dans un plan parallèle au plan z , le spectre du champ réfléchi sera le spectre incident Multiplié par le coefficient de réflexion de l'échantillon exprimé en fonction de k_0 .

Le signal reçu aux bornes du transducteur, désigné par V , sera la somme des réponses de la sonde pour chaque composante du spectre réfléchi. En prenant de foyer comme point origine suivant z et également comme origine de la phase du spectre angulaire, $V(z)$ prend la forme d'une intégrale suivant les vecteurs d'onde :

$$V(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0^-(k_x, k_y) U_1^+(k_x, k_y) R(k_x, k_y) \exp(-2jk_z z) dk_x dk_y$$

Ou'

Annexe

$U_0^+(k_x, k_y)$ Le spectre angulaire de la distribution du champ émis dans le plan focal (plan $z=0$).

$U_0^-(k_x, k_y)$ Le signal recueilli sur le transducteur lorsqu'une onde plan d'amplitude Unité et de vecteur d'onde $k_0 \{k_x, k_y, k_z\}$ est émise depuis le plan focal.

$R(k_x, k_y)$ Le coefficient de réflexion de l'échantillon en fonction de vecteur d'onde de l'onde incidente.

$\exp(-2jk_z z)$ le déphasage introduit sur le spectre par une excursion de l'échantillon à une distance z depuis le plan focal ou' $k_z = \sqrt{(k_0^2 - k_x^2 - k_y^2)}$ est la composante suivante z du vecteur d'onde k_0 .

Dans cette formule. On remarque que $U_1^+(k_x, k_y)$, $U_0^-(k_x, k_y)$ ne dépendent que des caractéristique physiques et géométriques de la sonde. Nous appellerons $U_1^+(k_x, k_y)$ la fonction d'émission du capteur, et $U_0^-(k_x, k_y)$ celle de réception. $R(k_x, k_y)$ est le coefficient de réflexion de la structure examinée, donc la fonction caractéristique de l'objet.

A noter que l'expression $V(z)$ ainsi définie se met sous une forme générale. Aucune condition n'a été imposée sur la géométrie ou la réponse de la sonde. Elle sera donc valable tant pour des capteurs à Symétrie circulaire, cylindrique, planes, ou même de forme irrégulière, que pour des capteurs sous forme de coupelle ou des lentilles acoustiques.

Dans le suite nous développerons la méthode pour l'évolution des fonctions $U_1^+(k_x, k_y)$, $U_0^-(k_x, k_y)$, $R(k_x, k_y)$, qui constituent les trois éléments essentiels de la réponse $V(z)$.

Fonction d'émission

Une source acoustique focalisante peut être obtenue par deux moyens : l'utilisation d'une surface piézo-électrique courbée ou d'une lentille acoustique suivant le domaine de fréquence utilisé. La caractéristique du champ émis par des capteurs focalisants a été depuis longtemps un sujet d'intérêt fondamental dont la formulation de base est toujours celle de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld. Mais le problème ne se résoud pas de manière simple par la voie analytique sans prendre compte de approximation.

Annexe

Dans le cas d'une coupelle, le champ focalisé est calculé dans les conditions paraxiales ou par l'approche des rayons géométriques. Ces approximations sont souvent applicables lorsque l'on est loin de la source (champ lointain). En ce qui concerne le calcul du champ émis par une lentille. La méthode classique est de supposer d'abord que l'onde se propageant dans la ligne à retard est une onde plane, ce qui permet l'écriture de la loi de déphasage à la surface de dioptré de la lentille dont l'effet de diffraction dans la ligne à retard est négligé. Ensuite on adopte l'hypothèse des rayons géométriques pour déterminer le champ à la traversée du dioptré en appliquant le coefficient de transmission de la lentille. Le champ focalisé peut être obtenu par l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld comme dans le cas d'une source de surface focalisante en prenant une répartition du champ à la surface du dioptré. Une autre méthode est celle utilisée en optique de Fourier qui applique une fonction pupille pour obtenir la distribution du champ dans un plan à la sortie de l'orifice de la lentille à partir de celle dans un plan à l'entrée de l'orifice. Le champ rayonné est évalué par la propagation du spectre angulaire du champ obtenu précédemment. Pour obtenir l'expression analytique de la fonction pupille, la condition paraxiale et de rayon géométrique seront également prises, ce qui n'est que le cas pour une lentille mince.

Pour l'application $V(z)$, le champ utile se situe entre le plan focal et la sortie immédiate du capteur et l'ouverture angulaire de ce dernier est souvent très grande (de $\pm 30^\circ$ à $\pm 60^\circ$).

Les conditions de champ lointain et de faisceau paraxial ne sont plus satisfaites. Si l'on veut utiliser cette technique pour une mesure "quantitative", il est alors nécessaire d'évaluer le champ d'une manière plus rigoureuse. Nous développons donc une méthode numérique permettant de calculer l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld sans négliger certains termes dans celle-ci.

Nous présenterons dans la suite la géométrie et le formalisme utilisés pour le calcul du champ et de spectre angulaire d'un capteur focalisant, définis comme les fonctions d'émission de la réponse $V(z)$. Le calcul distingue deux cas pour la géométrie de la sonde : cas d'une symétrie circulaire et cas d'une symétrie cylindrique, et également deux cas pour la constitution de la sonde : cas d'une coupelle et cas d'une lentille acoustique.

Considérons d'abord le cas d'une coupelle circulaire. En se référant à la Figure 2, la surface source S_0 est formée par une rotation complète autour de l'axe z d'une ligne I_0

Annexe

dans le plan yOz . $u_0^+(r_0, z_0)$ est la distribution du champ source ayant également la symétrie de révolution circulaire par rapport à l'axe z où $\{r_0, z_0\}$ sont les coordonnées cylindriques de la source, k_0 le vecteur d'onde de propagation si l'onde est harmonique. La distribution du champ rayonné par cette source s'exprime par l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld de la façon suivante :

$$u_1^+(r_1, z_1) = \int_{I_0} 2 \int_0^\pi u_0^+(r_0, z_0) \frac{jk}{2\pi} \frac{\exp(-jkr_{10})}{r_{10}} \left(\frac{1 + \cos \alpha}{2} \right) r_0 d\psi dI_0(r_0)$$

Où $r_{10} = \sqrt{r_1^2 + r_0^2 - 2r_1r_0 \cos \psi_0 + (z_1 - z_0)^2}$

Et $\cos \alpha = \frac{r_{10}^2 + r_0^2 + (z_0 - z_n)^2 - r_1^2 - (z_1 - z_n)^2}{2r_{10}\sqrt{r_0^2 + (z_0 - z_n)^2}}$

z_0 Représente la composante suivante z des points où se croisent les normales à la surface source avec l'axe z .

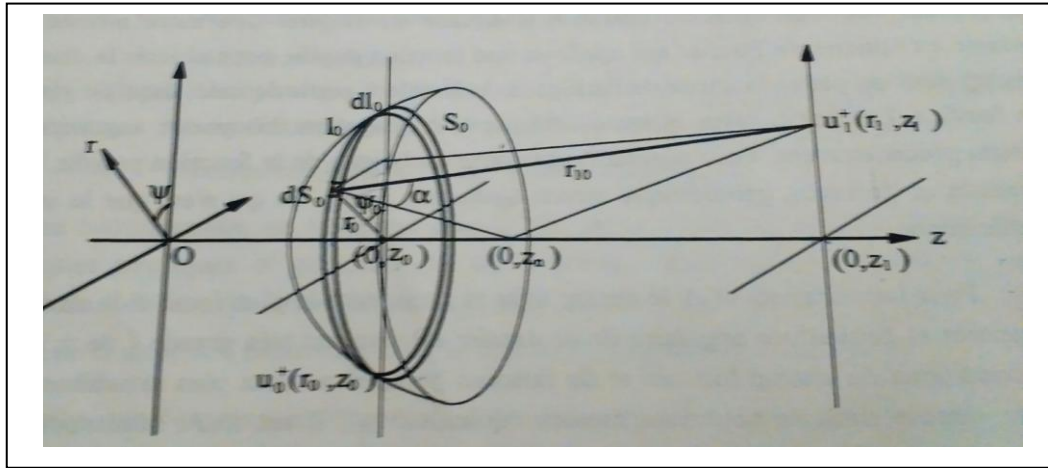


Figure 2 Géométrie adoptée pour le calcul du champ rayonné par une source répartie sur une surface axi-symétrique

Dans le cas d'une symétrie cylindrique, nous avons l'intégrale simple :

$$u_1^+(r_1, z_1) = \int_{I_0} u_0^+(r_0, z_0) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \frac{\exp(-jkr_{10})}{\sqrt{r_{10}}} \left(\frac{1 + \cos \alpha}{2} \right) dI_0(r_0)$$

Où $r_{10} = \sqrt{(r_1 - r_0)^2 + (z_1 - z_0)^2}$

Et $\cos \alpha = \frac{r_0(r_0 - r_1) + (z_0 - z_1)(z_0 - z_n)}{\sqrt{(r_1 - r_0)^2 + (z_1 - z_0)^2} \sqrt{r_0^2 + (z_0 - z_n)^2}}$

Les formule de $u_1^+(r_1, z_1)$ nous donnent l'expression du champ émis par des transducteurs de courbure circulaire ou cylindrique respectivement.

Annexe

Nous présenterons maintenant, dans les deux cas précédents, l'algorithme permettant de définir le champ sous forme de spectre angulaire.

Par définition, le spectre angulaire d'un champ se propageant est la transformée de Fourier Spatiale de sa distribution complexe $u(x, y, z)$ dans un plan donné (plan z pour notre problème) :

$$U(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(x, y, z) \exp[-j(k_x x + k_y y)] dx dy$$

Ou inversement la distribution d'un champ peut être décrite par une superposition d'onde planes de l'espace :

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(k_x, k_y, z) \exp[-j(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y$$

(Quand le milieu de propagation est absorbant, l'expression prend la forme d'une transformée de Laplace).

Dans le cas d'un champ à symétrie circulaire, en prenant les coordonnées polaire :

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2} ; & \theta &= \arctg\left(\frac{y}{x}\right) \\ k_r &= \sqrt{k_x^2 + k_y^2} ; & k_\theta &= \arctg\left(\frac{k_y}{k_x}\right) \end{aligned}$$

La transformation de Fourier bidimensionnelle se confond avec celle de Hankel monodimensionnelle pour laquelle la transformée inverse prend la même forme que la transformée directe :

$$U(k_r, z) = \int_0^{\infty} u(r, z) J_0(k_r r) r dr$$

$$u(r, z) = \int_0^{\infty} U(k_r, z) J_0(k_r r) k_r dk_r$$

Où $J_0(k_r r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[k_r r \cos(k_\theta - \theta)] d\theta$ est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

Dans le cas d'un champ à symétrie cylindrique, les relations $U(k_r, z)$ et $u(r, z)$ se transforment en :

$$U(k_r, z) = 2 \int_0^{\infty} u(r, z) \cos(k_r r) dr$$

$$u(r, z) = 2 \int_0^{\infty} U(k_r, z) \cos(k_r r) dk_r$$

Qui correspond à la transformation en cosinus.

Dans le cas d'une lentille acoustique où le champ focalisé est obtenu en collant un transducteur plan (mode piston) sur une des faces d'une ligne à retard et en creusant dans l'autre un dioptre concave, nous pouvons calculer le champ d'émission par la même méthode que celle utilisée dans le cas d'un transducteur de surface courbe démontre précédemment en prenant la surface de dioptre comme la surface source. La distribution du champ sur le dioptre peut être obtenue à partir des deux étapes suivantes :

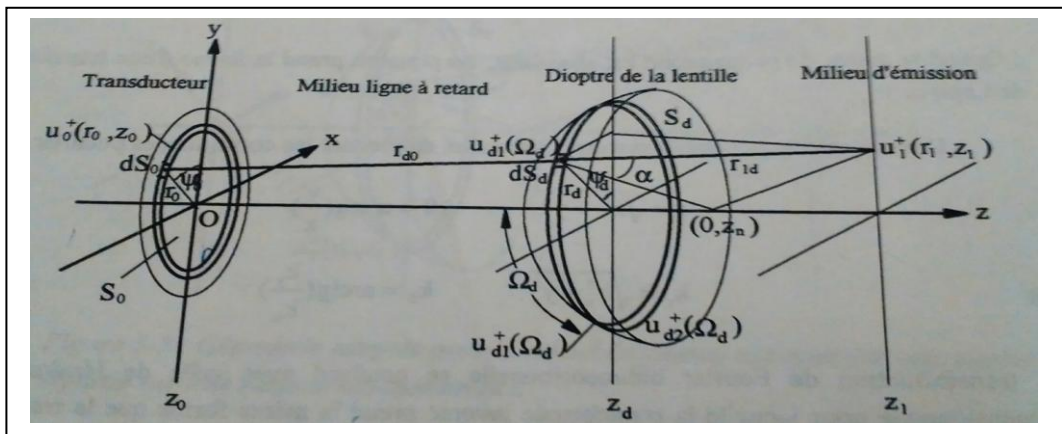


Figure3 Géométrie adoptée pour le calcul du champ rayonné par une lentille acoustique

D'abord, nous calculons le champ sur la face arrière du dioptre $u_{d1}^+(\Omega_d)$ l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld en prenant le transducteur collé à l'extrémité de la ligne à retard comme la source d'émission. Ω_d est une coordonnée repérée sur le dioptre qui correspond à la longueur de l'arc entre un point observation et le point d'intersection entre l'axe z et le dioptre figure3.

Nous décomposons ensuite ce champ en un spectre angulaire par la transformée de Fourier

$$U_{d1}^+(k_d) = F \{u_{d1}^+(\Omega_d)\}$$

où F est l'opération transformée de Hankel dans le cas d'une symétrie circulaire ou transformée de cosinus dans le cas d'une symétrie cylindrique. Comme la surface prise en compte n'est pas plane. Le champ ne sera pas décomposé en ondes planes en coordonnées cartésiennes $\{x, y, z\}$.

Annexe

Mais cette opération peut être considérée mathématiquement comme une décomposition d'onde "plane" en coordonnées locales Ω_d établies sur la surface de dioptre, à condition que le champ pris en compte soit un champ scalaire ce qui en notre cas. Cela permet d'écrire le spectre de champ sur la face avant du dioptre par :

$$U_{d2}^+(k_d) = U_{d1}^+(k_d) T_d^+(k_d)$$

Où $T_d^+(k_d)$ est le coefficient de transmission du dioptre pour ondes "planes" se propageant de l'intérieur du dioptre à l'extérieur. La distribution de champ s'écrit donc :

$$u_{d2}^+(\Omega_d) = F^{-1} \{U_{d2}^+(k_d)\} = F^{-1} \{F \{u_{d1}^+(\Omega_d)\} T_d^+(k_d)\}$$

La présence d'une couche d'adaptation déposée sur la surface du dioptre peut être prise en compte dans le calcul du coefficient $T_d^+(k_d)$.

Fonction de réception

Par définition, la fonction de réception de la grandeur $V(z)$ est la réponse du transducteur aux ondes planes d'amplitude unité se propageant depuis le plan focal du capteur vers le transducteur récepteur. Cette fonction peut être calculée par la procédure inverse de celle utilisée dans le calcul du champ d'émission. Nous pouvons évaluer la distribution de champ reçu au niveau de transducteur à partir de celle du champ émis du foyer par l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld.

Dans le cas d'une lentille Figure3, le champ réparti à la surface intérieure du dioptre $u_{d1}^-(\Omega_d)$ peut être exprimée par celle à l'extérieur $u_{d2}^-(\Omega_d)$ par une formule similaire à celle donnée en $u_{d2}^+(\Omega_d)$.

$$u_{d1}^-(\Omega_d) = F^{-1} \{U_{d1}^-(k_d)\} = F^{-1} \{F \{u_{d2}^-(\Omega_d)\} T_d^-(k_d)\}$$

L'exposant (-) désigne le champ se propageant dans le sens inverse du champ émis. Dans cette formule, il faut souligner que le coefficient de transmission au niveau de dioptre est différent selon que les ondes se propagent dans le sens direct ou inverse.

Le signal électrique $V(z)$ reçu aux bornes du transducteur est proportionnel à la somme de toutes les contributions du champ au niveau de la surface du transducteur :

$$V(z) = C \int_{s_0} u_0^-(r_0) u_0^+(r_0) dS$$

Ou $dS = 2dl_0(r_0)$ pour le cas cylindrique

$dS = 2\pi r_0 dl_0(r_0)$ pour le cas circulaire

Annexe

C est une constante liée au rendement de conversion acousto-électrique du transducteur et S_0 la surface active du transducteur.

Annexe

Les calculs des champs (u) au différente niveau ce fait par l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld.

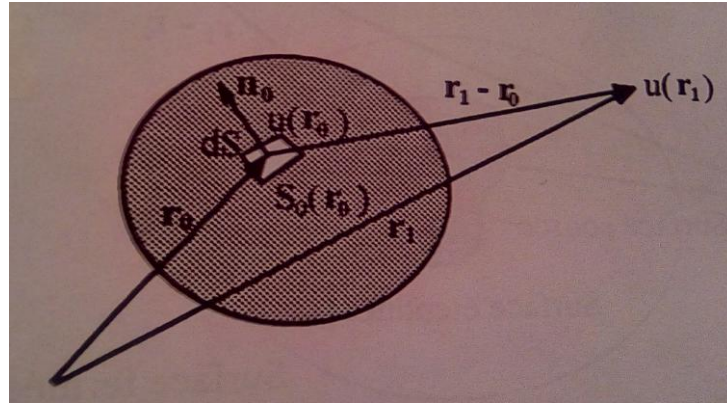


Figure 4- Rayonnement d'un champ scalaire

Selon la théorie scalaire de la diffraction, la distribution du champ émis en un point d'observation repéré par le vecteur de position r_1 dans un espace libre, par une source de surface fermée $S_0(r_0)$ figure 4 on écrit alors :

$$u(r_1) = \frac{1}{4\pi} \oint_{S_0} \left(G(r_1, r_0) \frac{\partial u(r_0)}{\partial n_0} - u(r_0) \frac{\partial G(r_1, r_0)}{\partial n_0} \right) dS(r_0) \quad \text{II.2}$$

Où $u(r_1)$ et $u(r_0)$ représente respectivement la pression acoustique au point d'observation et sur la surface source $S_0(r_0)$, n_0 désigne la normale à $S_0(r_0)$, $G(r_1, r_0)$ est la fonction de Green, Où

$$G(r_1, r_0) = \frac{e^{-jk/r_1-r_0/}}{|r_1-r_0|} \quad \text{II.3}$$

A l'application des conditions de Kirchhoff, c'est-à-dire l'annulation de la pression et de sa dérivée, sur tous points de la surface étendue S_h figure 5:

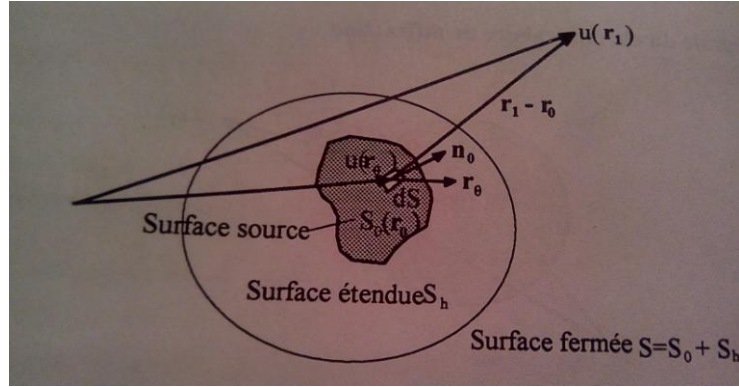


Figure 5- Champ diffracté par une surface source limitée et courbée

$$u(r_0)/S_h = 0 \text{ et } \frac{\partial}{\partial n_0} u(r_0)/S_h = 0$$

La relation II.1 devient :

$$u(r_1) = \frac{jk}{4\pi} \iint_{S_0} u(r_0) \frac{e^{-jk/r_1-r_0/}}{/r_1-r_0/} \left[\cos(r_0, n_0) + \left(1 + \frac{1}{jk/r_1-r_0/}\right) \cos(r_1 - r_0, n_0) \right] dS_0(r_0) \quad \text{II.4}$$

Le principe de la diffraction de Huygens permet d'obtenir la distribution du champ en un point d'observation $u_1(r_1)$ par la superposition linéaire du champ source élémentaire d'espace $u_0(r_0)$. Nous réécrivons la relation II.4 traduisant cette propriété sous la forme suivante :

$$u_1(r_1) = \iint_{S_0} h(r_1, r_0) u_0(r_0) dS_0(r_0) \quad \text{II.5}$$

Où $h(r_1, r_0)$ est une fonction correspondant à l'amplitude unité de coordonnées r_0 et elle ne dépend que la géométrie entre le point source et le point d'observation. Nous pouvons donc définir $h(r_1, r_0)$ comme la réponse impulsionnelle spatiale du champ dans un espace libre décrivant complètement les relations entre « source » et « image » de la propagation d'onde.

La forme de la réponse impulsionnelle spatiale est donnée par :

$$h(r_1, z_1; r_0, z_0) = \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \frac{\exp(-jk r_{10})}{\sqrt{r_{10}}} \left(\frac{1 + \cos \alpha}{2} \right) \quad \text{II.6}$$