

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA DE BOUMERDES  
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT DE MAINTENANCE INDUSTRIELLE  
LABORATOIRE DE MECANIQUE DES SOLIDES ET SYSTEMES



## MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : **Génie Mécanique**

Option : **Maintenance des Systèmes Mécaniques**

*Dispersion et atténuation des ondes ultrasonores  
dans des matériaux métalliques soumis aux contraintes*

Présenté par : **HARHOUT Riad**

Soutenu publiquement le:

devant le jury composé:

Mr. A. NOUR,	Professeur	UMBB, Boumerdès	Président
Mr. H. DJELOUAH	Professeur	USTHB, Alger	Examineur
Mr. A. BADIDI-BOUDA	Maître de recherche	C.S.C. CHERAGA	Examineur
Mr. B. CHEMANI	Maître de conférences	UMBB, Boumerdès	Examineur
Mme. A. AIT-SAADA	Dr Chargé de cours	UMBB, Boumerdès	Examineur
Mr. Med. O SI-CHAIB	Maître de conférences	UMBB, Boumerdès	Directeur de mémoire

Année universitaire 2005/2006

## ***Avant propos***

*Ce travail de recherche a été réalisé au Laboratoire de Mécanique des Solides et des Systèmes de BOUMERDES et au Laboratoire EEA de l'ancien Institut National de Génie Mécanique de BOUMERDES*

*A Monsieur SI-CHAIB Med. Ouali, Maître de Conférences de l'Université de BOUMERDES, Je tiens à le remercier pour avoir dirigé cette étude et m'avoir fait partager son savoir faire et sa rigueur scientifique, ainsi que ses multiples compétences. Qu'il soit assuré de toute ma gratitude et ma reconnaissance.*

*J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur NOUR Abdelkader, Directeur du Laboratoire Dynamique des Moteurs et Vibroacoustique pour m'avoir encadré en graduation et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de mon mémoire.*

*Je remercie vivement Monsieur DJELOUAH Hakim, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour ces orientations de loin ou de près et l'honneur qu'il a bien voulu me faire en acceptant d'examiner ce travail de recherche.*

*Je remercie également Monsieur le Docteur BADIDI-BOUDA Ali, Maître de Recherches au CSC – Chéraga, pour m'avoir accueilli au sein du Centre de Soudage et Contrôle de Chéraga et d'avoir accepté de juger ce travail.*

*J'exprime également toute ma reconnaissance à Monsieur CHEMANI Bachir, Maître de Conférences à l'Université de BOUMERDES, pour avoir accepté d'examiner ce mémoire de Magister.*

*Je tiens à remercier Madame AIT-SAADA Aicha, Docteur Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de l'Ingénieur de BOUMERDES qui me fait également l'honneur de vouloir juger ce travail et prendre part au jury.*

*Je remercie également Monsieur MENAD Salah, Chargé de Cours à l'Université de BOUMERDES, pour l'aide qu'il a apportée pour la réalisation des expériences.*

*J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur SERIDI. A, pour m'avoir accueilli au sein de son Laboratoire de Mécanique des Solides et Systèmes et Monsieur BENAZOUZ. D, Directeur de la Post-graduation Maintenance des Systèmes Mécaniques. En cette occasion, j'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Chef de Département Maintenance Industrielle HADJ-AMMAR M.L.*

*Mes remerciements s'adressent aussi à l'ensemble des enseignants de la Faculté des Sciences de l'Ingénieur de l'Université de BOUMERDES, que ce soit de la Graduation ou de la Post de graduation.*

# Dédicace

*A toute ma famille*

## المخلص

إن لدراسة ظاهرة تبيد و تخامد الأمواج الصوتية، فاعلية حقيقية في مجال مراقبة المواد. ولهذا عند المراقبة فوق الصوتية للقطع المعدنية الخاضعة للضغط أو الشد الميكانيكي، يكون هنالك تغير طيفي للخصائص الصوتية المنقولة ملازم لتبيد و تخامد الموجة فوق الصوتية. و يكون عموما لانتشار الأمواج فوق الصوتية في حالة إيدائها لظاهرة التبيد و التخامد، نموذج لزوجي - مرني أي فيسكو - الاستيكي.

وفي هذا الصدد تكون حتمية مراقبة بعض القطع الميكانيكية أثناء عملها تحت إجهاد ميكانيكي بمثابة بحث معمق للارتقاء إلى الخصائص المرورية و للزوجية-المرورية الفعليين. من أجل استخراج علاقة معاملات التخامد اللزوجي للضغط و القص بدلالة نوع الأجهاد المطبق على المواد المدروسة، قمنا باستغلال النموذج الريولوجي لكلفان- فوا. الدراسة التي قمنا بها تسرد منحنيات نظرية لمعاملات التخامد اللزوجي للضغط و القص للموجة فوق الصوتية بدلالة نوع الأجهاد المطبق لنوعين من المواد المعدنية المستعملة عادة في التصنيع الألمنيوم AU4G و الفولاذ C35. في دراستنا للتجريبية قمنا بإجراء تحاليل معمقة لطاقة الإشارة فوق الصوتية من أجل تقدير ظاهرة التخامد اللزوجي تحت أجهاد مطبق.

النتائج المتحصل عليها تبدي بجلاء العلاقة بين تأثيرات ظاهرة تبيد و تخامد الأمواج الصوتية و نوعية الأجهادات المطبقة.

## كلمات المفتاح

تبيد، سرعة، تخامد، فوق الصوتية، مواد و إجهاد

## Résumé

*L'étude du phénomène de dispersion et d'atténuation des ondes acoustiques est d'un intérêt véritable dans le domaine d'évaluation non destructive des matériaux. En effet, lors de l'examen par ultrasons de pièces métalliques sous contraintes axiales de compression ou de traction, il se produit une certaine modification des paramètres acoustiques et de transmission inhérents à la vitesse de propagation et l'atténuation de l'onde considérée. Dès qu'un phénomène d'atténuation ou de dissipation apparaît, la propagation des ondes acoustiques est généralement décrite par un modèle de comportement viscoélastique. Dans ce cadre, l'obligation de contrôler des pièces subissant des contraintes mécaniques en service implique des investigations approfondies pour remonter à leurs vérifiables caractéristiques élastiques et viscoélastiques. Dans cette étude, le modèle rhéologique de Kelvin - Voigt a été exploité pour calculer les coefficients d'atténuation de viscosité de compression et de cisaillement dans le matériau étudié en fonction du type de la contrainte appliquée. Les simulations opérées ont fourni des courbes théoriques d'atténuation de viscosité des ondes ultrasonores considérées pour deux matériaux métalliques usuels AU 4G et C 35 en fonction du type de la contrainte appliquée. Pour l'étude*

*expérimentale, des analyses approfondies sur les énergies ultrasonores des signaux expérimentaux, mesurés par sondage de quelques matériaux, ont été opérées pour évaluer le phénomène d'atténuation de viscosité sous contraintes. Les résultats obtenus mettent en relief les corrélations entre les effets induits de dispersion et d'atténuation et les différents types de contraintes appliquées.*

**Mots clés** : Dispersion, Vitesse, Atténuation, Ultrasons, Matériaux, Contraintes.

### **Abstract**

*The study of the velocity and attenuation of acoustic waves is very important for non-destructive and evaluation of materials. In fact, during inspection of compression or traction stressed metallic pieces by ultrasounds, a modification of acoustic and transmission parameters relating to dispersion and attenuation of the considered wave is produced. As soon as a phenomenon of attenuation or dissipation appears, the propagation of acoustic wave is generally described by a viscoelastic behaviour. So, the required scanning of pieces under mechanical stresses in service involves deepened investigating to find their realistic elastic and viscoelastic characteristics. In this study, Kelvin - Voigt model has been exploited to calculate coefficients of viscosity attenuation for compression and shear waves propagating in the studied material as a function of the applied stress type. The operated simulations provided theoretical curves of viscosity attenuation for considered ultrasonic waves in studying of two usual metallic materials (AU 4G and C 35) according to the applied stress. For the experiment, some deeper analyses of energies of experimental ultrasonic waveforms, measured by probing some samples, have been operated to evaluate viscosity attenuation phenomenon under stresses. The acquired results reveal some correlations between induced effects of dispersion and attenuation and different applied stress types.*

**Keywords:** Dispersion, Velocity, Attenuation, Ultrasound, Material, Stresses.

## *Sommaire*

### **Notations utilisées**

**Introduction générale**.....1

### **Chapitre I. Eléments fondamentaux de l'acoustoélasticité**

Introduction..... 7

I.1. Propagation d'ondes et comportement élastique.....7

    I.1.1 Les vecteurs déplacement et vitesse..... 8

    I.1.2 Le tenseur des déformations .....8

    I.1.3 Le tenseur des contraintes ..... 9

    I.1.4 Relations entre contraintes et déformations : la loi de Hooke..... 10

        I.1.4.1 Cas du solide isotrope ..... 12

    I.1.5. Equation de propagation .....14

I.2. Elasticité non linéaire .....18

I.3. Eléments de l'acoustoélasticité ..... 20

    I.3.1 Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des contraintes  
        appliquées..... 21

    I.3.2 Expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans les cas de  
        contraintes axiales du type compression et traction .....22

Conclusion.....26

### **Chapitre II. Propagation d'ondes en milieu viscoélastique**

Introduction .....27

II.1 Dissipation de l'énergie lors de la propagation d'ondes dans un solide.....28

II.2 Atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux..... 29

    II.2.1 Atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux par diffusion .....30

    II.2.2 Atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux par absorption.....36

    II.2.3 Mesure du coefficient d'atténuation.....40

II.3 Phénomène d'absorption par effet viscoélastique.....42

II.4 Propagation d'ondes dans un solide viscoélastique (solide Kelvin-Voigt)..... 44

II.5 Equation de propagation d'onde en milieu viscoélastique.....45

II.6 Expression des vitesses de propagation et coefficients d'atténuation de viscosité en  
    fonction de contraintes appliquées.....47

Conclusion.....	52
-----------------	----

**Chapitre III. Etude théorique de la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores sous contraintes**

Introduction.....	53
III.1. Simulation de la vitesse et l'atténuation dans le cas du matériau AU 4G.....	53
III.1.1. Cas des vitesses de propagation des ondes transversales en augmentation lors de l'application des contraintes .....	53
III.1.2. Cas des vitesses de propagation des ondes transversales subissant une diminution lors de l'application des contraintes.....	54
III.1.3. Vitesses de propagation d'ondes longitudinales subissant une augmentation lors de l'application des contraintes.....	55
III.1.4. Vitesses de propagation d'ondes longitudinales subissant une diminution lors de l'application des contraintes .....	56
III.2. Simulation de la vitesse et l'atténuation dans le cas du matériau C 35.....	57
III.2.1. Cas des ondes transversales subissant une augmentation lors de l'application des contraintes.....	57
III.2.2. Cas des ondes transversales subissant une diminution lors de l'application des contraintes.....	57
III.2.3. Cas d'ondes longitudinales subissant une augmentation lors de l'application des contraintes.....	58
III.2.4. Cas d'ondes longitudinales subissant une diminution lors de l'application des contraintes.....	59
III.3. Etude de la relation entre la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores en présence de contraintes dans le cas du matériau AU 4G.....	60
III.3.1. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une augmentation sous contraintes .....	60
III.3.2. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une diminution sous contraintes .....	61
III.3.3. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une augmentation sous contraintes .....	62
III.3.4. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une diminution sous	

Contraintes.....	63
III.4. Etude de la relation entre la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores en présence de contraintes dans le cas du matériau C 35.....	63
III.4.1. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une augmentation sous contraintes.....	63
III.4.2. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une diminution sous contraintes .....	64
III.4.3. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une augmentation sous contraintes.....	65
III.4.4. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une diminution sous contraintes .....	66
III.5. Analyse et discussion.....	66
Conclusion .....	68

#### **Chapitre IV. Etude théorique des signaux ultrasonores en présence de contraintes**

Introduction.....	69
IV.1. Paramètres du modèle numérique étudié .....	69
IV.2. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde longitudinale se propageant dans le matériau AU 4G.....	71
IV.3. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde transversale se propageant dans le matériau AU 4G.....	71
IV.4. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde longitudinale se propageant dans le matériau C 35.....	72
IV.5. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde transversale se propageant dans le matériau C 35.....	73
IV.6. Détermination des temps de vol pour les matériaux d'essai en présence d'une contrainte .....	74
IV.7. Simulation des signaux sous une contrainte de compression et traction dans le cas du matériau AU 4G.....	76
IV.8. Simulation des signaux sous une contrainte de compression et de traction dans le cas du matériau C 35.....	78
IV.9. Analyse des résultats .....	80

Conclusion.....	80
<b>Chapitre V. Etude expérimentale</b>	
Introduction.....	81
V.1. Choix et caractérisation des matériaux d'expérimentation.....	81
V.2. Chaîne de mesures électroacoustiques.....	82
V.3. Méthode d'analyse de l'énergie des signaux ultrasonores sous contraintes mécaniques.....	83
V.4 Mesures ultrasonores.....	84
V.4.1. Cas d'une onde longitudinale de direction perpendiculaire à la contrainte de traction appliquée au matériau C35 .....	84
V.4.2. Cas d'une onde transversale de polarisation parallèle à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau C 35.....	85
V.4.3. Cas d'une onde transversale de polarisation perpendiculaire à la direction à de la contrainte de compression appliquée au matériau C 35.....	86
V.4.4. Cas d'une onde transversale de polarisation parallèle à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau 45 CD4.....	87
V.4.5. Cas d'une onde transversale de polarisation perpendiculaire à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau 45 CD4.....	87
V.4.6. Cas d'une onde longitudinale de direction perpendiculaire à la contrainte de traction appliquée au matériau 35 CD4.....	88
V.4.7. Cas d'une onde transversale de direction de polarisation parallèle à la contrainte de compression appliquée au matériau AU 4G.....	89
V.4.8. Cas d'une onde transversale de direction de polarisation perpendiculaire à la contrainte de compression appliquée au matériau AU 4G.....	90
Conclusion.....	92
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>93</b>
<b>Références bibliographiques .....</b>	<b>94</b>
<b>Annexe.....</b>	<b>98</b>

## NOMENCLATURE

Symbole	Signification	Unités
$\sigma$	Tenseur de contrainte	Pa
$\sigma_{ij}$	Élément du tenseur de contrainte	Pa
$T'_{ij}$	Élément du tenseur des contraintes de Cauchy ' $\Sigma_0 - \Sigma$ '	Pa
$\varepsilon_{ij}$	Élément tenseur de déformation d'ordre deux	-
$\varepsilon$	Dilatation volumique	
$\lambda, \mu$	Constantes de Lamé	-
$\Delta L$	Allongement moyen	-
E	Module d'Young	Pa
K	Module de compression uniforme	-
$\rho$	Masse volumique	kg/m <sup>3</sup>
U	Vecteur déplacement	m
u, v et w	Composantes du vecteur déplacement	m
$W_x, W_y$ et $W_z$	Composantes du rotation du point M.	
$\delta_{ij}$	Notation de kronnecker	
$C_{ijkl}$	Constantes élastiques du second ordre	Pa _
$C_{ijklmn}$	Constantes élastiques du troisième ordre	Pa _ _
l, m et n	Constantes du troisième ordre de Murnaghan	Pa
$C_l$	Vitesse de propagation de l'onde longitudinale	m/s
$C_T$	Vitesse de propagation de l'onde transversale	m/s
$\omega$	Pulsation de l'onde .	rd/s
$f$	Fréquence de l'onde	1/s
$\tau$	Temps de vol	s
I	Intensité acoustique	volt
$dI/I$	Variation relative d'intensité	-
$\alpha$	Coefficient d'atténuation	1/m

$\alpha_A$	Coefficient d'atténuation lié à l'absorption.	1/m
$\alpha_S$	Coefficient d'atténuation lié à la diffusion.	1/m
$\alpha_l$	Coefficient d'atténuation de viscosité de compression.	1/m
$\alpha_T$	Coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement.	1/m
P	Pression acoustique.	
$c_{ijkl}$	Tenseur d'élasticité.	
$\eta_{ijkl}$	Tenseur de viscosité.	
$\lambda_2$	Coefficient de viscosité propre à la compression.	Pa.s
$\mu_2$	Coefficient de viscosité propre au cisaillement.	Pa.s
$k$	Nombre d'onde	
$\hat{k}$	Nombre d'onde complexe	
$\Delta\tau$	Variation du temps de vol suite à l'application d'une contrainte.	
$\tau_0$	Temps de vol en absence de contraintes.	s
$\tau_\sigma$	Temps de vol en présence de contraintes.	s
$E_0$	Energies du signal en absence de contraintes.	
$E_\sigma$	Energie du signal en présence de contraintes.	

## *Introduction générale*

La caractérisation non destructive des structures a connu un essor considérable au cours des dernières années. Les méthodes ultrasonores sont devenues l'outil privilégié pour l'évaluation non destructive des propriétés mécaniques des matériaux. Elles présentent aussi l'avantage d'être applicables à une très large gamme de matériaux.

Les ultrasons sont des ondes élastiques dont l'utilisation dépend essentiellement des fréquences et des niveaux de puissance émis. Pour des applications industrielles, on utilise des ultrasons dont la gamme fréquentielle est de l'ordre des Mégahertz (MHz). Ces ondes sont générées par un capteur ultrasonore qui émet et reçoit des ondes longitudinales ou transversales. Les ondes de compression ou longitudinales, pour lesquelles le déplacement des particules est parallèle à la direction de propagation de l'onde, sont produites essentiellement par des éléments électroacoustiques piézo-électriques ou ferroélectriques excités électriquement pour vibrer en épaisseur. Pour les ondes de cisaillement ou transversales, pour lesquelles le déplacement des particules est perpendiculaire au sens de propagation, l'élément électroacoustique vibre soit radialement, soit selon une direction perpendiculaire à l'épaisseur.

Les caractéristiques de propagation des ondes ultrasonores dépendent de certaines grandeurs physiques comme de la masse volumique du milieu, des constantes élastiques et de la déformation du milieu de propagation résultant des contraintes appliquées et/ou résiduelles présentes au sein du matériau. Elles dépendent également de la nature de l'onde longitudinale ou transversale et dans ce dernier cas, elles dépendent aussi de la direction de polarisation de l'onde. La vitesse de l'onde transversale, polarisée selon la direction de la contrainte, diffère de celle dont la polarisation est perpendiculaire à la contrainte [Sic01] et [Men97].

Lors du sondage de pièces métalliques à examiner, il se produit une certaine atténuation de l'onde émise par la sonde ultrasonore. Dans le cas des milieux dispersifs, cette diminution d'énergie du faisceau ultrasonore se traduit par une variation de la célérité et une atténuation de l'amplitude des échos du signal de l'onde émise [Ley02].

Le premier facteur d'atténuation de l'onde est relatif à la divergence du faisceau qui dépend à la fois du transducteur utilisé et du milieu de propagation. Quant au deuxième facteur, il y a deux phénomènes : l'absorption et la diffusion.

Pour l'absorption, l'énergie acoustique est directement convertie en chaleur par l'intermédiaire de différents processus d'interaction entre l'onde acoustique et le solide. Quant à la diffusion, une fraction de l'onde émise est déviée ou réfléchi lors de la rencontre des hétérogénéités que constituent les joints de grains, précipités, inclusion et interface diverses[Pol77]

Le traitement thermique subi par chaque nuance d'acier donne naissance à un grossissement de grains plus ou moins important. Ceci engendre un affaiblissement des amplitudes des signaux ultrasonores réfléchis par les échantillons traités comparés à ceux non traités. Cet affaiblissement se traduit par une augmentation du coefficient d'atténuation [Bad04].

Il est à noter que l'atténuation du faisceau ultrasonore constitue une caractérisation supplémentaire de la propagation dans un matériau.

Depuis quelques années, l'étude du phénomène d'atténuation dans les matériaux constitue un centre d'intérêt pour mieux se rapprocher des modèles réels lors de la simulation. En effet lorsqu'une onde ultrasonore se propageant dans une pièce métallique est soumise à une contrainte de compression ou de traction les paramètres acoustiques et de transmission de celle-ci sont modifiés [Sic84], [Men97], [Sic01] et [Sic01a]. Les premières théories de l'acoustoélasticité ont été proposées par Murnaghan puis Hughes et Kelly. Ces théories traitent de la variation de vitesses de propagation d'une onde en fonction des contraintes appliquées et/ou résiduelles pour des matériaux homogènes et isotropes. Elles impliquent, outre les deux constantes de Lamé, trois constantes du troisième ordre ou de Murnaghan. Pour le même cas de matériaux, Hughes et Kelly [Hug53] ont utilisé la mécanique non linéaire pour rendre compte de la dépendance des vitesses en fonction des constantes élastiques du deuxième et troisième ordres. A partir du modèle de Murnaghan [Mur51] et [Hea52], Hughes et Kelly ont déterminé sept relations entre les vitesses de propagation et les contraintes [Smi63] et [Bac78].

L'influence de la température sur la variation de la vitesse en fonction de la contrainte constitue une nouvelle méthode de caractérisation des champs de contraintes appliquées et/ou résiduelles dans les matériaux. Dans ce domaine, Salama et al ont présenté des travaux inhérents aux matériaux métalliques et alliages d'aluminium [Sal81].

Dubuget [Dub96] a proposé un dispositif ultrasonore par immersion permettant de déterminer, d'une part, les constantes élastiques par mesure de vitesses, et d'autre part, les constantes élastiques du troisième ordre à partir des réponses acoustoélastiques.

Pour la détection et la caractérisation de l'endommagement dans les matériaux, l'acoustoélasticité constitue une puissante méthode d'investigation. Dans ce domaine, Dobman [Dob95] a proposé des travaux portant sur la caractérisation non destructive des états de matériaux ainsi que l'évaluation de leurs propriétés.

L'obligation de contrôler certaines pièces métalliques, en service, ayant subi des contraintes mécaniques implique une investigation sur l'évolution du phénomène d'atténuation au sein de ces pièces. Les premiers travaux d'évaluations de l'atténuation ultrasonore remontent aux années soixante. Ils se basaient sur l'évaluation du taux d'absorption du faisceau acoustique pour déterminer la distance parcourue par l'onde émise dans une pièce [Jas96].

De nos jours, des recherches sont effectuées sur l'utilisation de la mesure de l'atténuation. Parmi ces travaux, une méthode basée sur l'utilisation de l'onde ultrasonore longitudinale réfléchi par une lame épaisse en matériau composite a été proposée [Gra94]. A l'aide du temps de vol et l'analyse spectrale des échos réfléchis, on détermine la vitesse et l'atténuation de l'onde considérée ainsi que l'épaisseur et la densité du matériau analysé.

Au laboratoire de recherche à l'université LUVEN (Belgique), les chercheurs ont pu déterminer expérimentalement les caractéristiques d'un matériau comme par exemple la viscosité d'un matériau ayant une porosité par la mesure de l'atténuation ultrasonore [Jas96].

Le comportement des ondes ultrasonores transversales polarisées dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques de flexion et de compression été l'objet d'une série de travaux [Men97] et [Sic01]. Ils sont basés sur la théorie classique de l'acoustoélasticité qui

permet de déterminer les expressions des vitesses de propagation en fonction des contraintes appliquées. Le recours à la technique d'intercorrélation des signaux ultrasonores permet le calcul du temps de vol nécessaire à la détermination de la vitesse résultant de l'application des contraintes mécaniques.

Pour l'évaluation non destructive des contraintes internes par les techniques ultrasonores, M. Landa et J. Plešek [Lan00] ont employé deux approches : l'une est basée sur la méthode d'impulsion et l'autre sur la méthode de l'onde continue. Les coefficients acoustoélastiques ont été évalués à partir des mesures de vitesse de l'onde et de l'effort appliqué. La méthode de l'onde continue est plus longue et moins précise par contre la technique d'impulsion est plus précise et exige une haute résolution dans la base de temps.

L'étude du phénomène de dispersion et d'atténuation des ondes acoustiques est d'un intérêt certain dans le domaine de l'évaluation non destructive des matériaux. Dès qu'un phénomène dissipatif apparaît, la propagation des ondes acoustiques est généralement décrite par un modèle de comportement viscoélastique [pol77] et [Ley02]. La prise en compte de tel phénomène pour l'évaluation non destructive des matériaux, comme la viscosité du matériau, permet alors de modéliser un comportement se rapprochant d'un milieu réel et donc d'aboutir à sa meilleure caractérisation. Par conséquent, la prise en compte de la viscosité dans le modèle de propagation s'avère nécessaire pour la plupart des matériaux. De plus l'évaluation des courbes de dispersion et d'atténuation selon différentes directions de propagation est une source d'information pour de nombreuses applications.

La prise en compte du comportement viscoélastique du milieu a déjà fait l'objet de nombreuses études [Cat98], [Lak98], [Ley02], [Elk03] et [Séb03]. Parmi ces travaux, il y a une méthode d'évaluation non destructive des propriétés viscoélastiques du milieu anisotrope. Celle-ci est basée sur une analyse du comportement viscoélastique de matériau anisotrope par reconstruction de forme d'ondes [Ley02].

Le présent mémoire a pour objectif d'étudier l'interaction de l'onde ultrasonore avec un milieu, considéré élastique, homogène et isotrope, soumis à des contraintes mécaniques uniaxiales induisant une modification de la viscosité du milieu de propagation.

Les expressions de vitesse et d'atténuation [Cat98] sont exploitées pour étudier la dépendance de la vitesse de l'onde considérée et son atténuation en fonction des constantes d'élasticité et de viscosité et ce en présence de contraintes.

Pour caractériser la réponse du matériau à des sollicitations mécaniques, on a utilisé le modèle rhéologique de Kelvin – Voigt [Cat98]. Ce modèle a été exploité afin de modéliser la modification du comportement viscoélastique induite dans les matériaux sous contraintes. A l'aide des équations d'acoustoélasticité, on a développé les expressions des coefficients d'atténuation de viscosité propre à la compression et au cisaillement en fonction du type de la contrainte appliquée.

Nous proposons une évaluation quantitative de l'énergie des signaux des ondes ultrasonores longitudinales et transversales émises et réfléchies en fonction des contraintes appliquées. Cette étude a été menée sur un matériau métallique de nuance C 35 retenu pour son homogénéité et ses propriétés acoustiques et mécaniques. A titre de comparaison, un autre matériau en aluminium de nuance (AU4G) a fait aussi l'objet de simulations numériques sous contraintes axiales du type compression et traction. Ce travail a été complété par une étude expérimentale appliquée à trois matériaux d'acier de nuances C 35, 35CD4 et 45CD4 et un alliage en Duralumin AU 4G.

*La présente étude s'articule autour des éléments et chapitres suivants :*

Une introduction générale qui présente la position du problème et précise le but de cette recherche.

Le premier chapitre porte brièvement sur les éléments fondamentaux de l'acoustoélasticité. Ces connaissances sont, en effet, nécessaires à la compréhension des phénomènes de propagation d'une onde dans un matériau soumis à des contraintes et ce pour établir les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux isotropes, en fonction des contraintes et des constantes élastiques linéaires et non linéaires.

Le deuxième chapitre est consacré à la propagation d'une onde ultrasonore en milieu viscoélastique et sa modélisation. Une étude bibliographique est menée sur les phénomènes mis en jeu lors de la propagation dans les matériaux solide viscoélastiques, et notamment sur

les différents modèles théoriques. Nous devons à l'issue de ce chapitre montrer l'évolution du coefficient d'atténuation de viscosité en fonction des contraintes uni-axiales (traction-compression) appliquées, des caractéristiques élastiques et viscoélastiques du matériau et ce pour une onde considérée.

Au troisième chapitre, on propose une étude théorique de la dispersion et l'atténuation des ondes ultrasonores sous contraintes appliquées à deux matériaux métalliques C35 et AU 4G de caractéristiques physiques et acoustiques connues.

Le quatrième chapitre est destiné à l'étude théorique des signaux ultrasonores, en présence de contraintes. Le modèle théorique est construit de façon à approcher le plus parfaitement possible le signal expérimental saisi sur un échantillon du matériau en absence de contraintes.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude expérimentale des signaux ultrasonores des différentes ondes considérées se propageant dans des pièces en absence et en présence de contraintes axiales. Les mesures expérimentales réalisées dans ce chapitre ont concerné plusieurs matériaux d'essais. Des analyses approfondies sur les énergies ultrasonores des signaux expérimentaux ont été opérées afin d'évaluer la tendance du phénomène d'atténuation de viscosité sous contraintes.

La conclusion générale de ce mémoire souligne l'intérêt à accorder à la prise en compte de la variation de la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores lors de leur propagation dans des matériaux soumis aux contraintes mécaniques. Ces résultats intéressants confirment objectivement l'avantage des méthodes ultrasonores comme un moyen privilégié d'investigation pour la caractérisation du comportement mécanique des matériaux et structures métalliques sous charge.

## Chapitre I

### Eléments fondamentaux de l'acoustoélasticité.

#### Introduction

Les caractéristiques de propagation des ondes ultrasonores dépendent de certaines grandeurs physiques comme la masse volumique du milieu, les constantes élastiques et la déformation du milieu de propagation résultant des contraintes appliquées et/ou résiduelles présentes au sein du matériau. De nombreux travaux ont porté sur l'utilisation des ultrasons pour la caractérisation et l'analyse des propriétés mécaniques et structurales des matériaux soumis à des contraintes [Bel02], [Lan00]. Pour des matériaux homogènes et isotropes, la mécanique non linéaire fournit la dépendance des vitesses en fonction des constantes élastiques du deuxième et troisième ordre et de la contrainte appliquée. Ce chapitre présente quelques bases essentielles de l'acoustoélasticité. En effet, ces connaissances sont nécessaires à la compréhension des différents mécanismes qui apparaissent lors de la propagation de l'onde au sein d'un matériau soumis à des contraintes. De manière à transposer aisément les méthodes développées, les notations concernant les matériaux anisotropes sont conservées. Pour la présente étude, les applications qui seront exposées concernent deux matériaux isotropes usuels : l'aluminium AU4G et l'acier C35.

En premier lieu, les notions de déplacement, vitesse et contrainte sont définies. Elles conduisent à l'écriture de l'équation de propagation des ondes.

#### I.1. Propagation d'ondes et comportement élastique

Dans ce paragraphe sont présentées des notions de base concernant la propagation acoustique dans les milieux solides constitués d'un matériau purement élastique. Ainsi, après l'introduction des notions de déplacement, de vitesse, de déformation et de contrainte, les lois de comportements du milieu et les équations en régime dynamique seront présentés.

### I.1.1. Les vecteurs déplacement et vitesse

Dans un solide déformable, en état non déformé, la position d'un point M est définie dans un repère orthonormé  $(O, X_1, X_2)$  par le vecteur position :

$$\overrightarrow{OM} = x_1 \vec{X}_1 + x_2 \vec{X}_2 \quad (\text{I.1})$$

Sous l'effet de forces extérieures, le solide se déforme et le point M se déplace en M', et le vecteur déplacement est noté :  $\vec{u}(M) = \overrightarrow{MM}'$ . Le vecteur vitesse, noté  $\mathbf{V}$ , correspond à la dérivée temporelle du vecteur  $\mathbf{u}$ . Ces deux vecteurs dépendent des deux coordonnées,  $x_1$  et  $x_2$ , du point considéré.

### I.1.2. Le tenseur des déformations

Les déformations internes au solide sont alors représentées par un tenseur d'ordre deux, noté  $\overline{\overline{\boldsymbol{\varepsilon}}}$ , et définies par [Die96] :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{I.2})$$

Dans le cadre de l'acoustique linéaire, les phénomènes physiques étudiés dans la suite du document ne produisent que de faibles déplacements à l'intérieur des matériaux. De ce fait, les déformations engendrées sont faibles. Le terme du second ordre de l'équation (I.2) est alors négligeable devant les termes du premier ordre. Le tenseur des déformations s'écrit alors :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I.3})$$

Ce tenseur d'ordre deux est symétrique. Ses termes non diagonaux sont reliés aux déformations en cisaillement alors que les éléments diagonaux correspondent aux allongements indépendants dans les deux directions :

$$\varepsilon_{ii} dx_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} dx_i, \quad \text{pour } i = 1, 2. \quad (\text{I.4})$$

Pour des raisons de simplification, nous poserons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}. \\ \varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad \varepsilon_{zx} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad \text{et} \quad \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \mathcal{W}_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \mathcal{W}_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad \text{et} \quad \mathcal{W}_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \end{array} \right. \quad (\text{I.5})$$

$u, v$  et  $w$  Correspondent aux composantes du vecteur de déplacement.

$W_x, W_y$  et  $W_z$  correspondent aux composantes de rotation du point M.

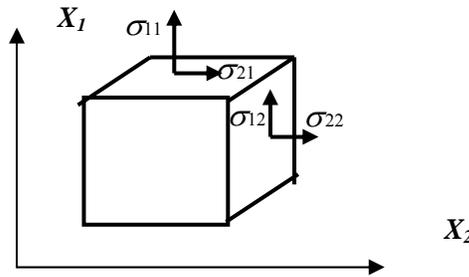
### I.1.3. Le tenseur des contraintes

Lorsque des déformations se produisent dans le solide, elles créent des tensions mécaniques dont les composantes scalaires forment un tenseur de contraintes. Celles-ci tendent à ramener le solide dans son état initial. La figure I.1 représente un élément cubique du solide, dont les faces  $\Delta S_k \perp x_k$  sont orientées selon les axes du repère orthonormé  $(O, X_1, X_2)$ .  $\Delta S_k$  subit par la matière située du côté des  $x_k$  croissants une force  $\Delta F = \Delta F_i x_i$ . La contrainte  $\sigma_{ik}$  est alors définie de la façon suivante :

$$\sigma_{ik} = \lim_{\Delta S_k \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta F_i}{\Delta S_k} \right). \quad (\text{I.6})$$

Autrement dit,  $\sigma_{ik}$  est la composante selon l'axe  $X_i$  de la force agissant sur la surface perpendiculaire à l'axe  $X_k$ . Les quantités scalaires  $\sigma_{ik}$  forment un tenseur d'ordre deux, appelé tenseur des contraintes  $\bar{\sigma}$ . En vertu de l'équilibre des moments des forces exercées sur l'élément de volume, ce tenseur est symétrique:  $\sigma_{ik} = \sigma_{ki}$ . Il ne reste donc que six composantes permettant de définir l'état de contrainte du matériau.

- Trois composantes normales ( $i=j$ ).
- Trois composantes tangentielles ( $i \neq j$ ).



**Figure I.1.** Contraintes appliquées sur un élément de volume.

#### I.1.4. Relations entre contraintes et déformations : la loi de Hooke

Dans un milieu solide, les propriétés mécaniques du matériau permettent de relier les champs de contraintes et de déformations par des lois appelées lois de comportement. Dans l'hypothèse des petites déformations, ces relations se linéarisent et conduisent à la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}. \quad (\text{I.7})$$

$$\text{avec : } C_{ijkl} = \left( \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon_{kl}} \right)_{\varepsilon_{ij}=0}$$

Les composantes  $C_{ijkl}$  forment le tenseur d'ordre 4 des rigidités élastiques. Il caractérise les propriétés mécaniques du matériau. Comme les tenseurs de déformation et de contrainte, le tenseur des rigidités est symétrique. Cette symétrie ramène de 81 à 36 le nombre de constantes élastiques indépendantes. En effet un couple non ordonné d'indices  $(i, j)$  ne prend que six valeurs distinctes numérotées de 1 à 6 de la manière suivante :

$$(11) \leftrightarrow 1, (22) \leftrightarrow 2, (33) \leftrightarrow 3, (23) = (32) \leftrightarrow 4, (31) = (13) \leftrightarrow 5, \\ \text{et } (12) = (21) \leftrightarrow 6.$$

Il est alors possible d'utiliser des notations contractées et la loi de Hooke devient :

$$\sigma_\alpha = C_{\alpha\beta} \varepsilon_\beta \quad (\text{I.8})$$

Avec:

$$\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$$

Mais, si la convention  $\sigma_\alpha = \sigma_{ij}$  est adoptée, il faut poser :

$\varepsilon_1 = \varepsilon_{11}, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_{22}, \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_{33}, \quad \varepsilon_4 = 2\varepsilon_{23}, \quad \varepsilon_5 = 2\varepsilon_{13}, \quad \varepsilon_6 = 2\varepsilon_{12}$  pour que **(I.8)** exprime effectivement la loi de Hooke. Cette loi est représentée par le système d'équations suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_1 = C_{11}\varepsilon_1 + C_{12}\varepsilon_2 + C_{13}\varepsilon_3 + C_{14}\varepsilon_4 + C_{15}\varepsilon_5 + C_{16}\varepsilon_6 \\ \sigma_2 = C_{21}\varepsilon_1 + C_{22}\varepsilon_2 + C_{23}\varepsilon_3 + C_{24}\varepsilon_4 + C_{25}\varepsilon_5 + C_{26}\varepsilon_6 \\ \sigma_3 = C_{31}\varepsilon_1 + C_{32}\varepsilon_2 + C_{33}\varepsilon_3 + C_{34}\varepsilon_4 + C_{35}\varepsilon_5 + C_{36}\varepsilon_6 \\ \sigma_4 = C_{41}\varepsilon_1 + C_{42}\varepsilon_2 + C_{43}\varepsilon_3 + C_{44}\varepsilon_4 + C_{45}\varepsilon_5 + C_{46}\varepsilon_6 \\ \sigma_5 = C_{51}\varepsilon_1 + C_{52}\varepsilon_2 + C_{53}\varepsilon_3 + C_{54}\varepsilon_4 + C_{55}\varepsilon_5 + C_{56}\varepsilon_6 \\ \sigma_6 = C_{61}\varepsilon_1 + C_{62}\varepsilon_2 + C_{63}\varepsilon_3 + C_{64}\varepsilon_4 + C_{65}\varepsilon_5 + C_{66}\varepsilon_6 \end{array} \right. \quad (\text{I.9})$$

### I.1.4.1. Cas du solide isotrope

Dans le cadre des matériaux isotropes considérés dans notre étude, les constantes physiques sont, par définition indépendantes du choix des axes de référence. En conséquence, chaque composante  $C_{ijkl}$  s'exprime en fonction des composantes du vecteur unité  $\delta_{ij}$  (symbole de Kronecker). En raison de la symétrie :  $\delta_{ij} = \delta_{ji}$ , il n'y a que trois combinaisons distinctes contenant les quatre indices  $i, j, k, et l$  :

$$\delta_{ij} \delta_{kl}, \delta_{ik} \delta_{jl}, \delta_{il} \delta_{jk}.$$

Avec:

$$\delta_{ij} = 1 \text{ pour } i=j \text{ et } \delta_{ij} = 0 \text{ pour } i \neq j.$$

Le tenseur des constantes de rigidité se présente sous la forme :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (\text{I.10})$$

Ainsi les propriétés d'un solide isotrope sont définies par deux constantes indépendantes, les constantes de Lamé ( $\lambda$  et  $\mu$ ). En donnant au couple  $(ij)$  et  $(kl)$  les valeurs de 1 à 6, il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{11} = C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu \\ C_{12} = C_{13} = C_{23} = \lambda \\ C_{44} = C_{55} = C_{66} = \mu \end{array} \right. \quad (\text{I.11})$$

Selon la relation de Maxwell pour un solide quelconque,  $C_{\alpha\beta} = C_{\beta\alpha}$ , le nombre des composantes du tenseur de rigidité indépendantes sera réduit à 21.

D'où la relation contrainte – déformations ou loi de Hooke pour un solide isotrope qui se présente comme suit :

- Les contraintes normales ( $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$  et  $\sigma_{33}$ ) :

$$\sigma_{ii} = C_{iikl} \varepsilon_{kl} = (\lambda \delta_{kl} + 2\mu \delta_{ik} \delta_{il}) \varepsilon_{kl}$$

Soit :

$$\sigma_{ii} = \lambda(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + 2\mu \varepsilon_{ii} \quad (\text{I.12})$$

- Pour les contraintes tangentielles ( $\sigma_{ij}$  avec  $i \neq j$ ) :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} = \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \varepsilon_{kl}$$

Soit :

$$\sigma_{ij} = 2\mu \varepsilon_{ij} \quad i \neq j \quad (\text{I.13})$$

Les équations (I.10) et (I.11) se regroupent en une seule :

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (\text{I.14})$$

Où :

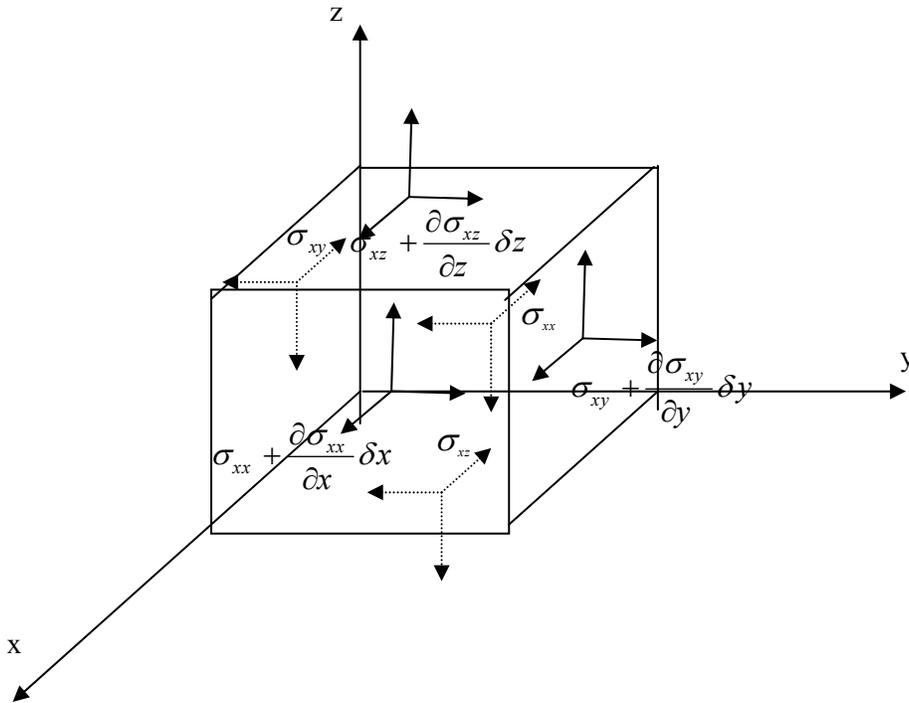
$\varepsilon = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$  représente la dilatation volumique  $\Delta V/V$ .

En développant la relation (I.14) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_1 = \lambda \varepsilon + 2\mu \varepsilon_1 \\ \sigma_2 = \lambda \varepsilon + 2\mu \varepsilon_2 \\ \sigma_3 = \lambda \varepsilon + 2\mu \varepsilon_3 \\ \sigma_4 = \mu \varepsilon_4 \\ \sigma_5 = \mu \varepsilon_5 \\ \sigma_6 = \mu \varepsilon_6 \end{array} \right. \quad (\text{I.15})$$

### I.1.5. Equation de propagation

Pour obtenir l'équation de propagation dans un milieu solide, homogène isotrope et parfaitement élastique, traversé par un ébranlement, on considère les variations de la contrainte dans un petit parallélépipède de cotés perpendiculaires aux axes. Les composantes de contrainte vont varier d'une face à l'autre et comme le montre la figure (I.2), six forces vont agir parallèlement à chaque axe.



**Figure I.2.** Les différentes forces agissant parallèlement à chaque axe.

( $\delta x \delta y, \delta x \delta z, \delta y \delta z$ ) étant les surfaces des différentes faces.

En appliquant la loi fondamentale de la dynamique  $F = m\gamma$  et en supposant que les forces de volume appliquées au solide sont nulles on aura :

$$\left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z}\right) \delta x \delta y \delta z = \rho \delta x \delta y \delta z \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (\text{I.16})$$

Avec:

$\rho$ : est la masse volumique de l'élément.

$u$  : le déplacement dans la direction  $x$ .

$$m = \rho v = \rho \delta x \delta y \delta z.$$

Il vient donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z}\right) = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \left(\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z}\right) = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \left(\frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}\right) = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{array} \right. \quad (\text{I.17})$$

Dans le cas d'un solide isotrope, il est possible de déterminer la forme générale de l'équation de propagation des ultrasons. En effet les équations (I.15), compte tenu de (I.13), s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + 2\mu \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} + \mu \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} + \mu \frac{\partial \varepsilon_{xz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \lambda \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + 2\mu \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial y} + \mu \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial z} + \mu \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \lambda \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial \varepsilon_{zz}}{\partial z} + \mu \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial x} + \mu \frac{\partial \varepsilon_{zy}}{\partial y} = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{array} \right. \quad (\text{I.18})$$

Si bien que les premiers termes du premier membre des équations ci dessus représentent les composantes de  $\lambda \overrightarrow{grad} \left[ \overrightarrow{div}(\overrightarrow{MM}) \right]$ , les termes du deuxième membre expriment les composantes de  $\rho \frac{\partial^2 \overrightarrow{MM}'}{\partial t^2}$ .

En remplaçant les différentes composantes du tenseur de déformation ( $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{zx}$  et  $\varepsilon_{zy}$ ) par leurs valeurs tirées de (I.5), on peut regrouper le système d'équation précédant dans une seule relation vectorielle donnée par :

$$\rho \frac{\partial^2 \overrightarrow{MM}'}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \overrightarrow{grad} \overrightarrow{div} \overrightarrow{MM} + \mu \nabla^2 \overrightarrow{MM}' - \mu \overrightarrow{grad} \overrightarrow{div} \overrightarrow{MM}' \quad (I.19)$$

Ou encore:

$$\rho \frac{\partial^2 \overrightarrow{MM}'}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \overrightarrow{grad} \overrightarrow{div} \overrightarrow{MM}' - \mu \overrightarrow{rot} \overrightarrow{rot} \overrightarrow{MM}'. \quad (I.20)$$

La résolution de l'équation de propagation peut se faire en utilisant le système d'équation (I.18).

Tenons compte des valeurs  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{zx}$  et  $\varepsilon_{zy}$ , nous obtenons le système d'équations pour les trois composantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \end{array} \right. \quad (I.21)$$

$$\text{Avec: } \vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}.$$

Ce sont les équations de propagation dans un solide élastique, homogène et isotrope. Ces équations correspondent à la propagation de deux types d'ondes : les ondes longitudinales ou de compression et les ondes transversales ou de cisaillement.

- a) Si on dérive le système d'équation (I.21) respectivement par rapport à  $x, y$  et  $z$  et par la suite, on additionne l'ensemble des termes constituant le nouveau système et on obtient :

$$\rho \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \varepsilon \quad (\text{I.22})$$

C'est une équation qui montre que la dilatation volumique  $\varepsilon$  se propage dans le solide avec la vitesse.

$$C_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (\text{I.23})$$

- b) En éliminant  $\varepsilon$  entre les dérivées des deux dernières équations, par rapport à  $y$  et  $z$ , du système (I.21) :

$$\rho \frac{\partial^2 W_x}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 W_x \quad (\text{I.24})$$

Où:  $W_x$  est la composante de rotation autour de  $x$  (système d'équation **I.5**).

Ainsi la rotation se propage à la vitesse:

$$C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (\text{I.25})$$

En milieu infini isotrope, pour une direction de propagation donnée, il existe trois solutions propres de l'équation de propagation qui sont :

□ Une onde longitudinale dont la polarisation est parallèle à la direction de propagation de l'onde. Cette onde est aussi appelée onde de compression.

□ Deux ondes transversales dont les polarisations sont perpendiculaires à la direction de propagation des fronts d'ondes. Elles sont aussi appelées ondes de cisaillement.

Ces trois ondes possèdent des polarisations qui sont orthogonales et elles peuvent se propager dans la même direction de propagation avec des vitesses différentes. Dans les matériaux anisotropes, ces trois ondes possèdent des polarisations qui ne sont plus parallèles ou orthogonales aux directions de propagation des ondes. Elles sont alors appelées ondes quasi-longitudinales ou quasi-transversales [Die96].

## 1.2. Elasticité non linéaire

Les modules élastiques non linéaires sont des propriétés physiques importantes des matériaux. Ils fournissent des informations sur les forces inter-atomiques dans un solide cristallin. Les propriétés non linéaires sont aussi importantes dans la détermination non destructive des contraintes appliquées et/ou résiduelles [Dub96]. En outre, plusieurs travaux de recherches appliquées, à certains matériaux ont établi un rapport possible entre les propriétés élastiques non linéaires et les contraintes appliquées [Dob95] et [Hey83].

Les premiers travaux en acoustoélasticité ont été effectués par Hughes et Kelly [Hug53]. Ils ont montré que, pour certains états de contraintes (compression uniaxiale et de pression hydrostatique), les variations des vitesses des ondes longitudinales et transversales peuvent être précisément prédites en modélisant le matériau comme ayant la fonction d'énergie de déformation proposée par Murnaghan [Mur51]. Cette fonction fait intervenir des termes d'ordre trois de la déformation qui conduisent à une non linéarité des relations constitutives.

Cependant en plus des deux constantes classiques de l'élasticité linéaire, trois constantes élastiques, appelées *constantes de Murnaghan* ou *constantes de troisième ordre*, sont nécessaires pour la description d'un matériau isotrope [Bel02].

En prenant en compte à des considérations thermodynamiques il est possible d'obtenir la loi constitutive du matériau qui relie le tenseur contraintes au tenseur de déformations donnée par Hooke:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} + C_{ijklmn} \varepsilon_{kl} \varepsilon_{mn} \quad (\text{I.26})$$

Cette relation décrit le comportement élastique général d'un matériau. Les composantes  $C_{ijkl}$  dénotent les constantes élastiques du second ordre; elles caractérisent la partie linéaire de la loi de comportement. Elles sont exprimées en fonction des coefficients de Lamé.

Les composantes  $C_{ijklmn}$  sont les constantes élastiques du troisième ordre qui caractérisent le comportement mécanique non linéaire. Pour la symétrie orthotropique, il y a vingt composantes indépendantes et trois pour les matériaux isotropes, dénotées  $l$ ,  $m$  et  $n$  dans la notation Murnaghan [Mur51] et  $\nu_1, \nu_2$  et  $\nu_3$  selon Toupin et Bernstein [Tou61].

Les constantes élastiques du troisième ordre s'expriment en fonction des constantes de Murnaghan  $l$ ,  $m$  et  $n$  au moyen des relations suivantes [Hug53] et [Thu64] :

$$\begin{aligned} C_{ijklmn} = & 2l \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} + m \left[ \delta_{ij} (\delta_{km} \delta_{ln} + \delta_{kn} \delta_{lm}) + \delta_{kl} (\delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{jm} \delta_{in}) \right. \\ & - \delta_{mn} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) - 2 \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} \left. \right] + n \left[ \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} - \frac{1}{2} (\delta_{ij} \delta_{km} \delta_{ln} \right. \\ & - \delta_{ij} \delta_{kn} \delta_{lm} + \delta_{kl} \delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{kl} \delta_{jm} \delta_{in} + \delta_{mn} \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{mn} \delta_{il} \delta_{jk} ) \\ & - \frac{1}{4} (\delta_{ik} \delta_{jm} \delta_{ln} + \delta_{ik} \delta_{jn} \delta_{ml} + \delta_{jl} \delta_{im} \delta_{kn} + \delta_{jl} \delta_{in} \delta_{mk} - \delta_{il} \delta_{jm} \delta_{kn} \\ & \left. - \delta_{il} \delta_{jn} \delta_{mk} + \delta_{jk} \delta_{im} \delta_{ln} + \delta_{jk} \delta_{in} \delta_{lm} \right] \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

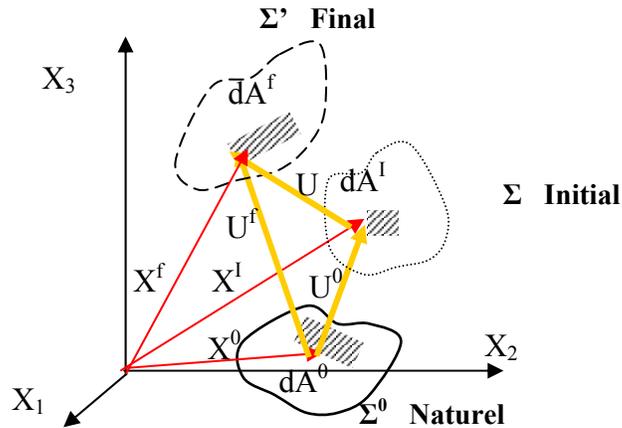
Ainsi, nous obtenons les constantes élastiques du troisième ordre en notations contractées:

$$\begin{aligned}
C_{111} &= C_{222} = C_{333} = 2l + 4m \\
C_{112} &= C_{113} = C_{122} = C_{223} = C_{133} = C_{233} = 2l \\
C_{224} &= C_{344} = C_{155} = C_{355} = C_{166} = C_{266} = m \\
C_{144} &= C_{255} = C_{366} = m - \frac{n}{2} \\
C_{123} &= 2l - 2m + n \text{ et } C_{456} = \frac{n}{4}
\end{aligned} \tag{I.28}$$

### I.3. Eléments d'acoustoélasticité

La théorie de l'acoustoélasticité permet d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant sur ce matériau (interaction ondes ultrasonores - contraintes appliquées). Dans les expressions établies dans les références [Sic01], [Lan00] et [Men97], on considère trois états du matériau à étudier (fig.I.3):

- L'état naturel ( $\Sigma^0$ ) de densité  $\rho^0$  est libre de toute état de contrainte.
- L'état déformé ( $\Sigma$ ) de densité  $\rho$  est obtenu lorsque le milieu est soumis à une déformation statique.
- L'état final ( $\Sigma'$ ) de densité  $\rho'$  qui représente le milieu lorsque ce dernier est parcourue par une onde acoustique.



**Figure I.3.** Configuration naturelle, initiale et finale d'un corps perturbé par une onde acoustique.

Les vecteurs  $X^0$ ,  $X^1$ ,  $X^f$ ,  $U^0$ ,  $U^1$  et  $U^f$  sont respectivement les vecteurs position et les vecteurs déplacement infinitésimal d'une particule matérielle  $M$  correspondant respectivement aux états ( $\Sigma^0$ ), ( $\Sigma$ ), ( $\Sigma'$ ).

### I.3.1. Expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes appliquées [Sic01] et [Men97]

□ Expressions des vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la configuration naturelle ( $\Sigma^0$ )

$$\rho^0 C_L^2 = \lambda + 2\mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left( -\lambda \frac{\lambda + 2\mu}{\mu} + 2l - \frac{2m\lambda}{\mu} \right) + \frac{\lambda + 3\mu + 2m}{\mu} T'_{33} \quad (\text{I.29})$$

$$\rho^0 C_{T1}^2 = \mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left( 2\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) - \left( 1 + \frac{n}{4\mu} \right) T'_{22} \quad (\text{I.30})$$

$$\rho^0 C_{T2}^2 = \mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left( 2\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) - \left( 1 + \frac{n}{4\mu} \right) T'_{11} \quad (\text{I.31})$$

Pour rappel, le vecteur vitesse d'énergie, par définition est égal au quotient du vecteur de Poynting et de la densité d'énergie par unité de volume. La vitesse d'énergie indique la direction du transport d'énergie (direction du rayon acoustique). Lorsque ce rayon est perpendiculaire au plan d'onde (ou parallèle à la normale au plan d'onde), le mode est qualifié de ‘ pur ’.

□ Expressions des vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la configuration déformée ( $\Sigma$ )

$$\begin{aligned} \rho^0 C_L^2 &= \lambda + 2\mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[ \frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[ -\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] \\ &+ \frac{T'_{33}}{3K} \left[ -\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

$$\rho^0 C_{T1}^2 = \mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[ 4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[ \lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[ -2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] \quad (\text{I.33})$$

$$\rho^0 C_{T2}^2 = \mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[ 4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[ -2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[ \lambda + 2\mu + m + \frac{nl}{4\mu} \right] \quad (\text{I.34})$$

Avec:

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad \text{désigne le module de compression uniforme et } T'_{ii} = T'_{11} + T'_{22} + T'_{33}$$

### I.3.2. Expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans les cas de contraintes axiales du type compression et traction

Pour étudier l'interaction entre les ondes ultrasonores et les contraintes mécaniques appliquées, il y a lieu d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant sur le matériau à analyser. Pour ce faire, on étudie en milieu isotrope les effets acoustoélastiques des ondes ultrasonores dont les polarisations sont parallèles ou perpendiculaires à la direction de la contrainte axiale appliquée. Ces effets sont étudiés à l'aide des expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des contraintes dans la configuration déformée. En se référant aux relations (I.32), (I.33) et (I.34) nous pouvons montrer que pour un corps soumis à une contrainte mécanique de direction connue, les vitesses de propagation d'ondes ultrasonores se propageant dans la direction  $x$  (ou 1) et polarisées suivant les directions  $x$  (ou 1),  $y$  (ou 2) et  $z$  (ou 3) s'expriment selon les cas indiqués ci-dessous.

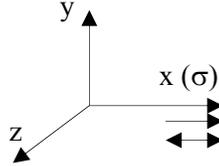
$C_{xx}$ ,  $C_{xy}$  et  $C_{xz}$  sont respectivement les vitesses de propagation des ondes ultrasonores suivant la direction  $x$  avec un déplacement des particules respectivement suivant les directions  $x$ ,  $y$ , et  $z$ . Notons que dans ces expressions, la contrainte appliquée  $T$  est remplacée par  $\sigma$  qui désigne la contrainte axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) ou de traction ( $\sigma > 0$ ).

→ désigne les directions de chargement mécanique et de propagation de l'onde considérée.

↔ désigne la direction de polarisation de l'onde considérée.

a) **Contrainte appliquée suivant l'axe x avec  $\sigma = T = T'_{xx}$  et  $T'_{yy} = T'_{zz} = 0$**

✚ Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x

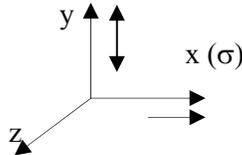


$$\rho^0 C_{xx(x)}^2 = \lambda + 2\mu + \xi_{xx(x)} \sigma \quad (\text{I.35})$$

Avec:

$$\xi_{xx(x)} = \frac{1}{3K} \left[ \frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right]$$

✚ Propagation d'une onde transversale selon l'axe x, polarisée suivant l'axe y

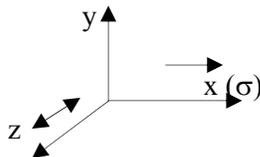


$$\rho^0 C_{xy(x)}^2 = \mu + \xi_{xy(x)} \sigma \quad (\text{I.36})$$

Avec:

$$\xi_{xy(x)} = \frac{1}{3K} \left[ 4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right]$$

✚ Propagation d'une onde transversale selon l'axe x, polarisée suivant l'axe z



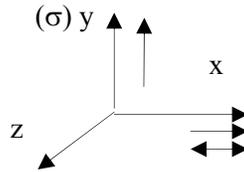
$$\rho^0 C_{xz(x)}^2 = \mu + \xi_{xz(x)} \sigma \quad (\text{I.37})$$

Avec:

$$\xi_{xz(x)} = \frac{1}{3K} \left[ 4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right]$$

b) **Contrainte appliquée suivant l'axe y avec  $\sigma = T = T'_{yy}$ , et  $T'_{xx} = T'_{zz} = 0$**

✚ *Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x*

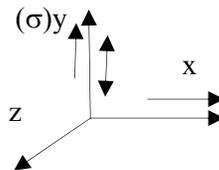


$$\rho^0 C_{xx(y)}^2 = \lambda + 2\mu + \xi_{xx(y)} \sigma \quad (\text{I.38})$$

Avec:

$$\xi_{xx(y)} = \frac{1}{3K} \left[ -\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right]$$

✚ *Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe y*

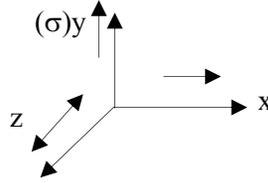


$$\rho^0 C_{xy(y)}^2 = \mu + \xi_{xy(x)} \sigma \quad (\text{I.39})$$

Avec:

$$\xi_{xy(y)} = \frac{1}{3K} \left[ \lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right]$$

✚ Propagation d'une onde transversale suivant l'axe  $x$ , polarisée selon l'axe  $z$



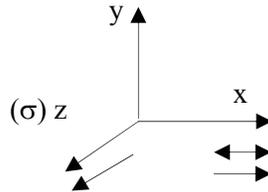
$$\rho^0 C_{xz(y)}^2 = \mu + \xi_{xz(y)} \sigma \quad (\text{I.40})$$

Avec:

$$\xi_{xz(y)} = \frac{1}{3K} \left[ -2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right]$$

c) **Contrainte appliquée suivant l'axe  $z$  avec  $\sigma = T = T'_{zz}$  et  $T'_{xx} = T'_{yy} = 0$**

✚ Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe  $x$

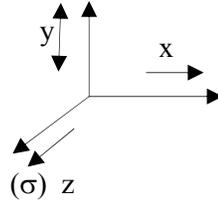


$$\rho^0 C_{xx(z)}^2 = \lambda + 2\mu + \xi_{xx(z)} \sigma \quad (\text{I.41})$$

Avec:

$$\xi_{xx(z)} = \frac{1}{3K} \left[ -\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right]$$

✚ *Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe y*

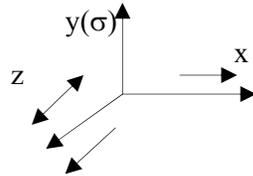


$$\rho^0 C_{xy(z)}^2 = \mu + \xi_{xy(z)} \sigma \quad (\text{I.42})$$

Avec:

$$\xi_{xy(z)} = \frac{1}{3K} \left[ -2\lambda + m + \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right]$$

✚ *Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe z*



$$\rho^0 C_{xz(z)}^2 = \mu + \xi_{xz(z)} \sigma \quad (\text{I.43})$$

Avec:

$$\xi_{xz(z)} = \frac{1}{3K} \left[ \lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right]$$

## Conclusion

Les éléments de l'acoustoélasticité sont brièvement décrits dans ce chapitre. L'interaction entre les ondes ultrasonores et les contraintes mécaniques appliquées est formulée par la théorie de l'acoustoélasticité. A relever que pour certaines équations, la vitesse de l'onde transversale polarisée parallèlement à la direction de la contrainte diffère de celle dont la polarisation est perpendiculaire à la contrainte.

## Chapitre II

### Propagation d'ondes en milieu viscoélastique

#### Introduction

La réponse d'un matériau à une sollicitation mécanique n'est jamais physiquement instantanée. Cette réponse étalée dans le temps, aussi brève soit-elle, traduit le caractère viscoélastique d'un milieu. Ainsi tout matériau est susceptible de présenter un comportement viscoélastique qu'il soit marqué ou non. Cette observation découle directement du deuxième principe de la thermodynamique qui traduit l'irréversibilité du processus du fait qu'une partie de l'énergie acoustique se transforme en chaleur sous l'effet de diverses causes [Lav86]. D'un point de vue mécanique, cela signifie que la contrainte ( $\sigma$ ) et la déformation ( $\varepsilon$ ) ne sont plus liées par une constante (loi de Hooke) mais dépendent d'un module d'élasticité  $m(t)$  fonction du temps [Elk03], [Ley02] et [Pol77]. Le milieu a donc une mémoire. Du point de vue de la propagation d'onde ce phénomène se traduit d'une part par une atténuation et d'autre part par une dispersion de la vitesse de propagation devenant fonction de la fréquence de l'onde émise.

En acoustique, la viscoélasticité se traduit par une dispersion (dépendance de la vitesse de propagation de la fréquence) et une atténuation des signaux ultrasonores. Les phénomènes de dispersion et d'atténuation des ondes ultrasonores sont entre autre dus, soit à une absorption, soit à une diffraction dans le milieu de propagation. De tels phénomènes sont généralement modélisés par une loi de comportement viscoélastique du milieu homogène équivalent [Bou86] et [Lak98].

## II.1. Dissipation de l'énergie lors de la propagation d'ondes dans un solide

Les mesures expérimentales dans les solides réels révèlent la présence de la dissipation de l'énergie même dans les plus petites déformations. Cette dissipation de l'énergie est liée à un comportement non élastique ou anélastique du solide [Pol77]. En général, quand une onde élastique est transmise dans un solide cristallin, son énergie peut subir des pertes [Pol77]. En premier lieu, l'énergie transmise de l'onde peut subir:

- a) Un processus de diffusion si le milieu change d'impédance,
- b) Une diffraction si l'onde est incidente sur un obstacle ou un vide,
- c) Une conversion de mode sur une interface.

En second lieu, il peut se produire une conversion de l'énergie en mouvement thermique. La conversion de l'énergie peut être principalement interprété en terme d'interaction des processus impliquant les phonons, défauts ponctuels, les dislocations...etc.

Dans la pratique, une partie de l'énergie acoustique est dissipée dans le milieu de propagation. Cette dissipation de l'énergie est caractérisée par la diminution relative d'intensité acoustique par unité de longueur. Cette dissipation est donnée par :

$$\frac{1}{dx} \left( \frac{dI}{I} \right) = -2\alpha \quad (\text{II.1})$$

Où :

$\alpha$  : est le coefficient d'atténuation.

$I$  : est l'intensité acoustique.

$dI/I$  : variation relative d'intensité.

$dx$  : la distance parcourue.

## II.2. Atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux

L'atténuation des ondes ultrasonores est la diminution de leur énergie acoustique au cours de la propagation dans un milieu matériel. La plupart des milieux matériels ne vérifient pas totalement les hypothèses de la mécanique des milieux continus, c'est-à-dire qu'ils ne sont pas parfaitement homogènes, isotropes et élastiques. Il en résulte que l'amplitude d'une onde plane, se propageant dans un tel milieu n'est pas constante durant sa propagation [Kra86].

En régime d'onde plane, le coefficient d'atténuation est défini par la relation suivante :

$$A_x = A_0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{II.2})$$

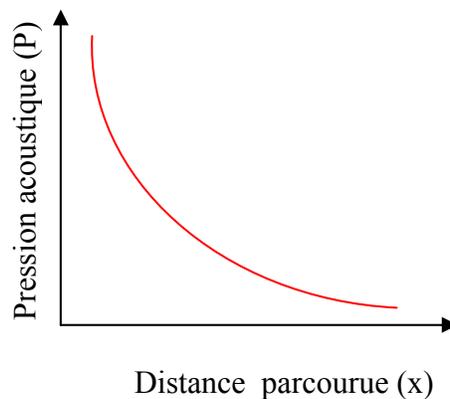
Où :

$A_x$  : est l'amplitude de l'onde à la distance  $x + x_0$

$A_0$  : est l'amplitude de l'onde à la distance  $x_0$ .

$\alpha$  : est le coefficient d'atténuation, généralement exprimé en Neper ou en dB par unité de longueur.

La figure II.1 décrit la variation de la pression en fonction de la distance parcourue par l'onde émise.



**Figure II.1.** Variation de la pression en fonction de la distance parcourue par l'onde émise.

Cependant, les matériaux naturels produisent un effet, plus au moins accentué, qui affaiblit d'avantage les ondes ultrasonores. Ceci est le résultat de deux phénomènes, qui sont la diffusion et l'absorption, qui se regroupent dans le concept de l'atténuation.

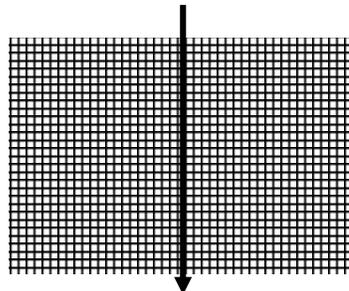
D'une façon générale, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  est un paramètre relatif composé du coefficient d'absorption  $\alpha_a$  et du coefficient de diffusion  $\alpha_d$  [Hir80].

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_d \quad (\text{II.3})$$

Beaucoup de modèles ont montré que le coefficient d'atténuation est fonction de la fréquence [Dic86] et [Hir82].

### II.2.1. Atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux par diffusion

L'atténuation par diffusion résulte d'une dissipation d'énergie due à un rayonnement ultrasonore dans toutes les directions du milieu. Cette perte d'énergie du faisceau incident est liée à l'anisotropie et à l'inhomogénéité du milieu de propagation. L'anisotropie se caractérise par une orientation cristallographique aléatoire des grains [Pap60]. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont montré que l'atténuation est fortement influencée par l'orientation des grains dans la structure du matériau par rapport à la direction de propagation.

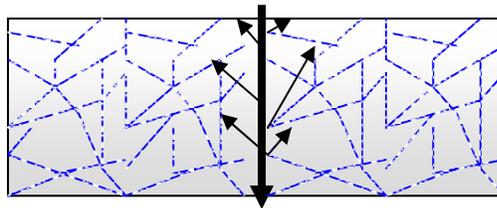


**Figure II.2.** Structure anisotrope orientée avec une bonne perméabilité acoustique suivant une direction [Kra86].

La figure II.2 montre une structure anisotrope avec une orientation particulière permettant une bonne perméabilité suivant la direction indiquée.

En outre, lorsque les matériaux présentent une faible anisotropie élastique qui peut provenir de l'influence des essais mécaniques comme le laminage, les grains s'orientent dans la même direction et la perméabilité de l'onde ultrasonore est rendue facile suivant une direction, ainsi la diffusion est réduite. Quant à l'hétérogénéité du milieu de propagation, elle provient de la présence d'inclusions ou de phases différentes.

Le matériau peut aussi être hétérogène pour les ondes ultrasonores si les grains sont orientés au hasard même s'il n'y a qu'un seul type de cristaux. Si le cristal en question présente des propriétés élastiques différentes par conséquent les vitesses acoustiques dans des directions différentes. Dans ce cas, on est en présence d'un matériau anisotrope (fig. II.3).



**Figure II.3.** Structure hétérogène d'orientation aléatoire des grains donnant lieu à une dissipation d'énergie ultrasonore.

En règle générale, l'atténuation dans les matériaux métalliques est la somme de deux contributions : l'absorption qui trouve son origine dans la viscosité du matériau et qui est en général faible dans les métaux, au contraire de la diffusion qui dépend du rapport  $\lambda/d$  ( $d$  étant le diamètre moyen d'un grain et  $\lambda$  est la longueur d'onde). Les relations suivantes pour 3 domaines sont alors obtenues [Pap68] et [Kra86] :

### a) Domaine de Rayleigh

Dans ce domaine chaque grain peut être considéré comme une particule dispersant l'onde. Le grain est caractérisé par un diamètre moyen "d" inférieur à un tiers de la longueur d'onde ( $d < \lambda/3$ ). Lorsque l'onde rencontre un grain une partie de l'énergie associée à l'onde initiale se convertit pour donner naissance aux ondes réfléchies sur les joints de grains.

Le coefficient de diffusion s'écrit alors [Kra86] :

$$\alpha_d = C_2 F_a d^3 f^4 \quad (\text{II.4})$$

Avec:  $d < \lambda/3$

Dans l'expression (II.4), le coefficient de diffusion est proportionnel à  $d^3 f^4$ . On considère que  $C_2$  est une constante élastique du matériau et  $F_a$  un facteur déterminant l'anisotropie du matériau.

Nous pouvons aussi calculer l'énergie totale dispersée par unité de volume, comme étant proportionnelle à la somme des surfaces efficaces des grains contenus dans le volume unité.

$$\sum_{i=1}^n S_e = \left( \frac{\text{energie dispersée}}{\text{intensité incidente}} \right)_i \quad (\text{II.5})$$

n : nombre de grains par unité de volume.

En général, on définit une section ou une surface ( $Se$ ) d'une particule sphérique qui représente le rapport de l'énergie totale diffusée par unité de temps à l'intensité acoustique portée initialement par le faisceau ( énergie par unité du temps et par unité de surface ).

Cette dernière relation peut s'écrire en faisant intervenir la valeur moyenne de la surface efficace:

$$\sum_1^n Se = n.(Se)_{moy} = \frac{(Se)_{moy}}{(V)_{moy}}. \quad (\text{II.6})$$

Avec :

$$(S_e)_{moy} = \frac{K_1^4}{4\pi} (V)_{moy}^2 (g)_{moy} \quad (\text{II.7})$$

$V_{moy}$  : volume moyen des grains.

$g_{moy}$  : nombre moyen de grains.

$K$  : constante.

A l'aide des expressions (II.6) et (II.7), le coefficient d'atténuation peut s'écrire:

$$\alpha = \frac{K_1^4}{8\pi} (g)_{moy} (V)_{moy} \quad (\text{II.8})$$

En comparant les équations (II.7) et (II.8), on obtient :

$$\alpha = \frac{1}{2(V)_{moy}} (S_e)_{moy} \quad (\text{II.9})$$

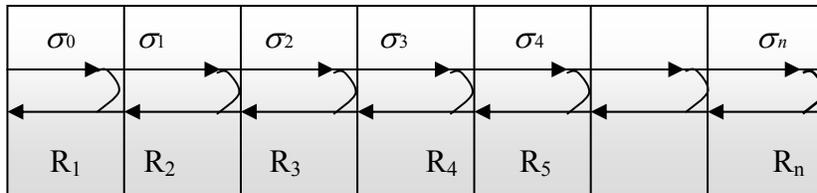
### b) Domaine géométrique

Dans ce domaine, la diffusion aura lieu suivant un mécanisme de réflexion et transmission aux interfaces intergranulaires (fig.II.4). La loi de diffusion s'écrit alors :

$$\alpha_d = C F_a \frac{1}{d} \quad (\text{II.10})$$

Avec:

$d > 3\lambda$



**Figure II.4.** Séquence réflexion et transmission d'une onde ultrasonore.

$R_1, \dots, R_n$  : Représentent le coefficient de réflexion qui sont assez faibles [**Pap60**].

On utilise ce modèle constitué d'une suite d'interfaces planes pour déterminer la contrainte. En effet, la contrainte ( $\sigma_n$ ) après le franchissement de la première interface s'écrit :

$$\sigma_1 = \sigma_0 \cdot (1 - R_1) = \sigma_0 \cdot \exp(-R_1) \quad (\text{II.11})$$

D'une manière générale :

$$\sigma_n = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\sum_1^n R_n\right). \quad (\text{II.12})$$

En faisant intervenir le coefficient de réflexion moyen, la contrainte  $\sigma_n$  s'écrit:

$$\sigma_n = \sigma_0 \cdot \exp\left[-n (R)_{\text{moy}}\right]. \quad (\text{II.13})$$

Lorsque le diamètre moyen des grains "d" est beaucoup plus grand que la longueur d'onde le coefficient de diffusion est inversement proportionnel à la taille du grain [**Pap68**]. Tenant compte du nombre moyen d'interfaces rencontrées lors d'un trajet par unité de longueur, on peut écrire :

$$\sigma(x) = \sigma_0 \cdot \exp\left[-\frac{(R)_{\text{moy}}}{(d)_{\text{moy}}} x\right]. \quad (\text{II.14})$$

Le facteur d'atténuation se présente comme suit :

$$\alpha = \frac{(R)_{\text{moy}}}{(d)_{\text{moy}}} \quad (\text{II.15})$$

### c) Domaine intermédiaire (stochastique)

Pour le domaine stochastique, la diffusion est proportionnelle à “ $df^2$ ”. Etant donné que le diamètre moyen d'un grain est de forme sphérique, par conséquent l'interaction de la cible “grain” avec le faisceau acoustique incident conduit à un mécanisme de diffraction. Cette diffusion est caractérisée par le coefficient suivant :

$$\alpha_d = CF_a d.f^2 \quad (\text{II.16})$$

Avec:

$$\lambda/3 < d < 3\lambda$$

La dépendance de la diffusion en fonction de la fréquence et de la taille des grains est rarement vérifiée expérimentalement vu les difficultés de mesures pour un faisceau fortement divergeant pour les fréquences les moins élevées. Pour les aciers, il existe une loi empirique tout en travaillant sur des structures perlitiques et bainitiques et en utilisant des fréquences de 2 à 5.5 MHz [Kra86].

Pour la structure perlitique, cette loi est donnée par :

$$\alpha_d = 100 \left( \frac{d}{\lambda} \right)^3 \text{ [dB / m]}$$

Quant à la structure bainitique, le coefficient de diffusion s'exprime par :

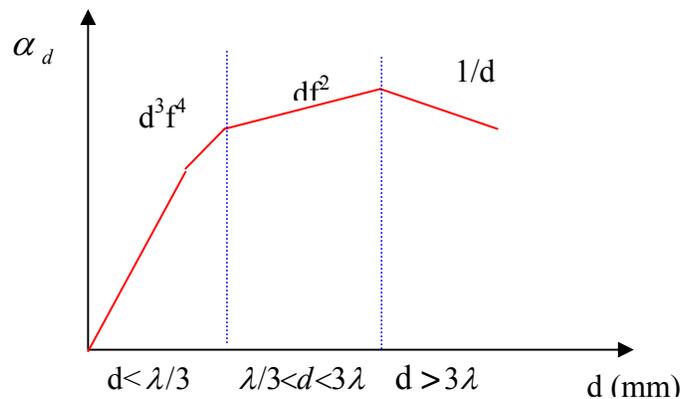
$$\alpha_d = 35 \left( \frac{d}{\lambda} \right)^3 \text{ dB / m}$$

Dans le domaine du contrôle non destructif, les résultats obtenus peuvent être interprétés suivant des règles empiriques. Il y a lieu de considérer que la taille des grains présente une loi de

distribution. Pour rappel la présence des particules solides liquides et gazeuses induit une atténuation qui est fonction du diamètre moyen de ces éléments, de leur nombre par unité de volume, de leur nature et de la fréquence de l'onde émise.

La diffusion reste négligeable pour des valeurs de tailles des grains comprises entre  $\lambda/1000$  et  $\lambda/100$  et croît rapidement pour des tailles comprises entre  $\lambda/100$  et  $\lambda$ .

La figure II.5 résume schématiquement la dépendance de l'atténuation en fonction du diamètre des grains dans différents domaines.



**Figure II.5.** Evolution du facteur d'atténuation relative à la diffusion en fonction du rapport diamètre moyen des grains sur la longueur d'onde [Cas86].

### II.2.2. Atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux par absorption

L'atténuation par absorption, caractérisée par le coefficient  $\alpha_a$ , provient d'une transformation de l'énergie ultrasonore en chaleur. Celle-ci est attribuée aux frottement internes (hystérésis élastiques) le coefficient d'absorption, dans les solides, comme dans les fluides est proportionnel au carré de la fréquence, inversement proportionnel à la masse volumique et au cube de la vitesse de propagation [Bha67]. L'absorption augmente avec la fréquence et selon un taux beaucoup moins prononcé que la diffusion.

Les pertes dues à l'absorption et à la diffusion, constituent des limites dans le contrôle non destructif des matériaux. Elles sont légèrement différentes d'un cas à un autre. L'absorption

diminue l'énergie transmise de l'écho provenant des défauts et des faces de fond (écho de fond). Pour réduire cet effet, on peut augmenter l'amplification, ou diminuer la fréquence des ondes émises dans le matériau à analyser. Cependant l'effet de la diffusion est beaucoup plus pesant, car non seulement l'effet réduit l'amplitude des échos des défauts et ceux du fond, mais en plus elle produit de nombreux autres échos, appelés « herbe », avec différents temps de transit dans lesquels l'écho recherché peut être noyé. Cette perturbation ne peut pas être annulée en augmentant l'amplification, car les échos parasites augmenteraient simultanément. L'unique remède est l'utilisation de basses fréquences. En essayant de réduire l'atténuation des ondes dans un matériau, par l'utilisation de basses fréquences, un compromis doit être fait si on veut détecter les petits défauts. En utilisant le rapport  $d^3 / \lambda^4$ , la dépendance du coefficient d'atténuation de la fréquence est connue à partir des mesures et peut être exprimée par la formule :

$$\alpha = p + q^m \quad (\text{II.17})$$

Où :  $p$ ,  $q$  et  $m$  sont des constantes.

On obtient pour un défaut de dimension 'a', en accord avec **[Kra86]** la fréquence optimale :

$$f_{opt} = \frac{1}{\sqrt[m]{mqa}}. \quad (\text{II.18})$$

La pression acoustique d'une onde plane qui décroît en fonction de la distance parcourue à cause de l'atténuation peut être écrite sous la forme exponentielle suivante:

$$P = P_0 e^{-\alpha d} \quad (\text{II.19})$$

$P_0$  et  $P$  sont respectivement les pressions acoustiques initiales et finales d'une section de longueur  $d$  et de coefficient d'atténuation  $\alpha$ .

Dans la littérature le coefficient d'atténuation  $\alpha$  ne se réfère pas à la pression acoustique, mais plutôt à l'intensité ; si ce dernier est noté  $\alpha_I$  la loi de l'atténuation de l'intensité peut s'écrire :

$$I = I_0 e^{-\alpha_I d} \quad (\text{II.20})$$

Puisque l'intensité est proportionnelle au carré de la pression acoustique, on obtient alors :

$$e^{-\alpha_I d} = e^{-2\alpha d} \quad (\text{II.21})$$

Pour cela :

$$\alpha_I = 2\alpha \quad (\text{II.22})$$

Si on compose l'équation (II.19) par le logarithme népérien, on aura :

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{P_0}{P}\right) \quad (\text{II.23})$$

$\alpha$  est l'atténuation propre ou l'atténuation totale sur la distance  $d$ . C'est un nombre adimensionnel exprimé en Neper [Np]. Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  peut être donné en [Np/cm]. En général,  $\alpha$  est donné par:

$$\alpha = \frac{20}{d} \log\left(\frac{P_0}{P}\right) \quad [\text{dB/mm}]. \quad (\text{II.24})$$

Notons que dans une pièce à contrôler où il existe une forte atténuation, une comparaison de l'écho de fond et ceux des défauts pourrait conduire à des interprétations erronées. A forte épaisseur, on est souvent obligé de travailler dans le champ lointain, un phénomène additionnel doit être pris en considération, c'est la diminution de l'amplitude due à la divergence du faisceau ultrasonore. Dans ce cas la pression acoustique à une distance "a" de la sonde peut s'écrire :

$$p = p_0 \pi \frac{N}{a} e^{-\alpha d} \quad (\text{II.25})$$

Avec:

$N$  est la longueur du champ proche.

L'atténuation augmente souvent avec la température, particulièrement dans les plastiques. Dans le cas des aciers, un maximum d'atténuation acoustique apparaît au point de transformation du système cubique centré en cubique à faces centrées [PAP72] et [TRI73]. Généralement les ondes transversales sont beaucoup plus atténuées que les ondes longitudinales, particulièrement dans les plastiques.

Concernant les pertes par diffusion sur les grains, elles sont grandes comparées aux pertes par absorption dans la région de Rayleigh, le coefficient d'absorption dépend linéairement de la fréquence et le coefficient de diffusion est proportionnel à  $f^4$  [Sta84] et [Dic86].

$$\alpha(f) = a_1 f + a_2 d^3 f^4 \quad (\text{II.26})$$

Où :

$a_1, a_2$  et  $f$  sont respectivement les constantes d'absorption et de diffusion et  $f$  la fréquence.

Le coefficient de diffusion montre une sensibilité élevée à la variation de la taille de grain. Les équations suivantes donnent respectivement l'expression du coefficient de diffusion pour une onde longitudinale et de cisaillement respectivement [Rob94] et [Goe80] :

$$\alpha_s^l = \frac{8\pi^3 V_g A^2}{375 \rho_0^2 V_l^8} \left[ 2 + 3 \left( \frac{V_l}{V_t} \right)^5 \right] f^4 \quad (\text{II.27})$$

$$\alpha_s^t = \frac{6\pi^3 V_g A^2}{375 \rho_0^2 V_l^8} \left[ 3 + 2 \left( \frac{V_l}{V_t} \right)^5 \right] f^4. \quad (\text{II.28})$$

Avec:  $A=C_{11}-C_{12}-2C_{44}$  et  $V_g$  : le volume moyen des grains.

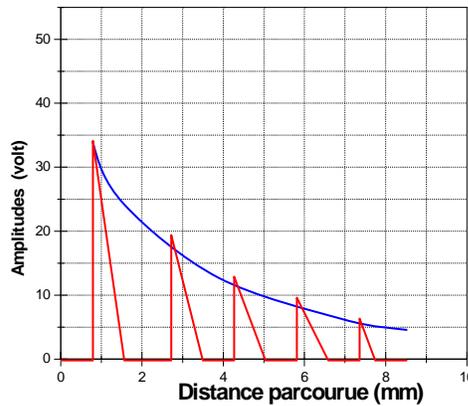
Ces deux dernières équations indiquent que les pertes par diffusion affectent beaucoup plus les ondes de cisaillement que les ondes de compression. Dans la région de Rayleigh, les composantes à haute fréquence sont rétrodiffusées avec une plus grande intensité comparée aux composantes de basse fréquence.

### II.2.3. Mesure du coefficient d'atténuation

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer l'atténuation des ondes ultrasonores dans les matériaux. Parmi les méthodes les plus utilisées, nous présentons ci-après trois méthodes.

Une première méthode consiste en l'utilisation d'un appareillage électronique qui amplifie et affiche les signaux électriques, correspondant aux échos émanant de la pièce à tester, d'une façon linéaire sur l'écran d'un oscilloscope. Dans ce cas il est possible d'utiliser l'équation (II.23) afin d'obtenir le coefficient d'atténuation  $\alpha$ . Celui-ci pourrait être déterminé, en mesurant les amplitudes des échos visualisés sur écran.

Dans le cas des circuits électriques non linéaires, une méthode appelée, méthode du comparateur impulsionnel, pourrait être utilisée. Cette méthode utilise une impulsion électrique de même fréquence de répétition que celle appliquée au transducteur. Celle-ci traverse les mêmes circuits que ceux empruntés par les échos qui reviennent de la pièce. Le signal correspondant à l'impulsion, qui peut être atténué de façon calibré et déplacé de sorte qu'il puisse se superposer aux échos de fond, est affiché sur l'écran. Dans le cas où l'atténuation est constante, le graphe représentant les atténuations effectuées sur le signal afin de mesurer les amplitudes des différents échos, est une droite oblique dont la pente définit le coefficient d'atténuation  $\alpha$  recherché. La mesure de l'atténuation par cette méthode est très lente ; cependant, il existe des méthodes beaucoup plus rapides, parmi celles-ci, figure la méthode dites de l'exponentielle. Elle consiste en la possibilité de visualiser sur l'écran une courbe calibrée décroissante exponentiellement, en même temps que les échos de fond (fig.II.6), la courbe en question peut s'ajuster sur les échos, de façon à passer par les sommets.



**Figure II.6.** Décroissance d'amplitudes des ondes ultrasonores en fonction de la distance parcourue.

On choisira la courbe qui décrit parfaitement la décroissance de l'amplitude de l'onde qui se propage au sein du matériau à étudier. A partir d'un tableau spécifique, on tire la valeur du coefficient d'atténuation correspondant à la courbe choisie, en dB/ $\mu$ s, qu'on convertit en unité dB/mm en ayant la valeur des vitesses des ondes.

Après avoir présenté les phénomènes et mécanismes affectant la propagation dans les matériaux polycristallins, on propose dans ce qui suit l'étude du phénomène d'absorption relevant de la composante d'atténuation relative à la viscosité. D'une façon générale, le coefficient d'atténuation mesuré comprend deux composantes : une composante liée à la viscosité et une composante liée à la diffraction du champ acoustique ; phénomène relevant de la diffusion. Les principaux mécanismes sources de diffusion contribuent de façon bien supérieure aux phénomènes d'absorption.

$$\alpha_m = \alpha_{vis} + \alpha_{diff} \quad (\text{II.29})$$

$\alpha_m$  : Coefficient d'atténuation mesurée.

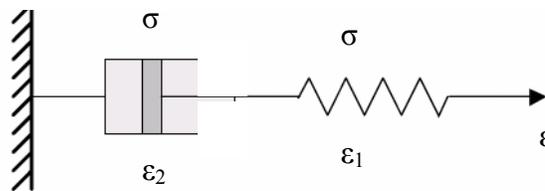
$\alpha_{vis}$  : Composante d'atténuation liée à la viscosité.

$\alpha_{diff}$  Composante d'atténuation liée à la diffraction du faisceau acoustique.

### II.3. Phénomène d'absorption par effet viscoélastique

Quand un système parfaitement élastique est déformé par l'application d'une force externe, l'énergie dépensée par la force durant la déformation est emmagasinée dans le matériau. Quand la force externe est supprimée, l'énergie accumulée est libérée et le matériau oscille autour de sa position d'équilibre. Mais, la réponse à cette sollicitation mécanique n'est jamais physiquement instantanée. Elle est étalée dans le temps et elle traduit le caractère viscoélastique d'un milieu. Les matériaux usuels ne sont pas parfaitement élastiques. Pour mieux modéliser leur comportement on prend en considération le phénomène de viscoélasticité. Parmi les modèles existant rendant mieux compte du comportement des solides réels, on trouve les modèles à deux paramètres de Maxwell et de Kelvin-Voigt.

- a) Le modèle de Maxwell, qui associe en série un ressort (élasticité) et un amortisseur à fluide visqueux (Fig.II.7).



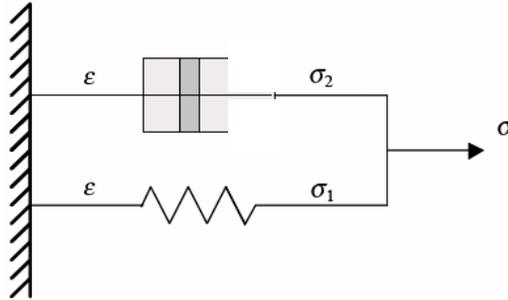
**Figure II.7.** Modèle rhéologique de Maxwell.

Par définition:

- La contrainte imposée à l'ensemble est supportée en totalité par chaque élément.
- La déformation totale est la somme des déformations subies par chaque élément.

- b) Le modèle de Kelvin-Voigt qui permet une représentation complexe de la raideur et de l'amortissement pour une excitation sinusoïdale [Ros99] et [Cou00]. C'est ce modèle auquel on s'intéresse plus particulièrement ici car il est fréquemment utilisé dans la

littérature pour modéliser la viscoélasticité dans les solides. Il est schématisé par l'association en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur à fluide visqueux (Fig.II.8).

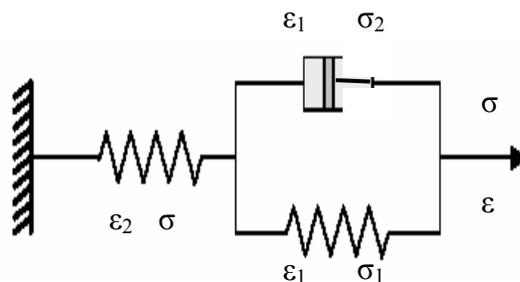


**Figure II.8.** Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt.

Par définition:

- La contrainte imposée à l'ensemble est la somme des contraintes imposées à chaque branche.
- La déformation subie est identique dans chaque branche est égale à la déformation subie par l'ensemble.

Concernant les modèles rhéologiques, notons qu'il existe des modèles encore plus complexes pour représenter la viscoélasticité dans les solides. Par exemple, on trouve dans la référence [Nac90] une analyse théorique de la propagation d'ondes planes harmoniques en milieu multicouche viscoélastique à l'aide du modèle rhéologique de Zener (Fig.II.9).



**Figure II.9.** Modèle rhéologique de Zener.

En pratique, le modèle de Kelvin-Voigt est le plus souvent utilisé car il fait intervenir moins de paramètres de viscosité que les modèles plus complexes comme celui de Zener. Cependant, il a tendance à surestimer l'absorption [Séb03].

#### II.4. Propagation d'onde dans un solide viscoélastique (Solide Kelvin-Voigt)

La plupart des matériaux, classés comme liquide ou solide, présentent un certain degré de viscosité en plus de l'élasticité. Newton a défini un fluide parfaitement visqueux dans lequel la contrainte appliquée est linéairement liée aux dérivés temporels de la déformation [Pol77], [Die74], [Cou00] et [Ley02] comme suit :

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon} \quad (\text{II.30})$$

Où  $\eta$  est le coefficient de viscosité exprimé en Pa.s.

Pour cela Kelvin et Voigt ont indépendamment suggéré une modification de la loi de Hooke (I.7) dans laquelle la contrainte est non seulement liée à la déformation mais également à la dérivée temporelle de la déformation. Pour une contrainte appliquée l'équation de l'état est de la forme suivante :

$$\sigma = C\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon} \quad (\text{II.31})$$

En général pour un solide anisotrope.

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} + \eta_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \quad (\text{II.32})$$

Où :

$c_{ijkl}$  est le tenseur d'élasticité et  $\eta_{ijkl}$  le tenseur de viscosité.

L'équivalent tensoriel de l'expression (II.32) est donné en fonction des coefficients de Lamé par l'équation (II.35) et (II.36).

## II.5. Equation de propagation d'onde dans un milieu viscoélastique

Rappelons la relation fondamentale de la dynamique qui s'exprime en terme de tenseur de la manière suivante :

$$\sigma_{ij,j} + \rho f_i = \rho \ddot{u}_i \quad (\text{II.33})$$

Dans cette équation,  $\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes,  $x_j$  une variable d'espace,  $\rho f_i$  une source de contrainte,  $\rho$  la masse volumique et  $u_i$  est une composante du déplacement. Afin de résoudre cette équation, il faut introduire des hypothèses sur la nature de la contrainte qui s'exerce à l'intérieur du milieu de propagation : on suppose, dans un solide de Voigt, que la contrainte est Hookéenne et Newtonienne et que les forces de volume appliquées au solide sont nulles. En introduisant la loi du solide de Kelvin-Voigt (II.32) dans la loi générale de la dynamique, expression (II.33), on obtient l'équation de propagation :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + \eta_{ijkl} \frac{\partial^3 u_l}{\partial x_j \partial x_k \partial t} \quad (\text{II.34})$$

Examinons le solide le plus symétrique c'est à dire un solide isotrope dont la description demande un coefficient de viscosité propre à la compression soit  $\lambda_2$  et un coefficient de viscosité propre au cisaillement soit  $\mu_2$ . L'expression (II.32) devient :

$$\sigma_{ij} = \lambda_1 \varepsilon_{ij} \delta_{ij} + 2\mu_1 \varepsilon_{ij} + \lambda_2 \dot{\varepsilon}_{ij} \delta_{ij} + 2\mu_2 \dot{\varepsilon}_{ij} \quad (\text{II.35})$$

Pour les contraintes normales  $i=j$  ( $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$  et  $\sigma_{33}$ ) :

$$\sigma_{ii} = \lambda_1 \varepsilon + 2\mu_1 \varepsilon_{ii} + \lambda_2 \dot{\varepsilon} + 2\mu_2 \dot{\varepsilon}_{ii}$$

Soit :

$$\sigma_{ii} = \underbrace{\lambda_1 \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) + 2\mu_1 \frac{\partial u_i}{\partial x_i}}_{\text{élasticité}} + \underbrace{\lambda_2 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) + 2\mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)}_{\text{viscosité}} \quad (\text{II.36})$$

Pour les contraintes tangentielles ( $\sigma_{ij}$  avec  $i \neq j$ ) :

$$\sigma_{ij} = 2\mu_1 \varepsilon_{ij} + 2\mu_2 \dot{\varepsilon}_{ij}.$$

Soit :

$$\sigma_{ij} = \underbrace{\mu_1 \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{élasticité}} + \underbrace{\mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{viscosité}} \quad (\text{II.37})$$

De (II-35) on en déduit :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \lambda_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \mu_1 \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) + \lambda_2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_i \partial t} + \mu_2 \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j^2 \partial t} + \mu_2 \frac{\partial^3 u_j}{\partial x_i x_j \partial t} \quad (\text{II.38})$$

Soit comme :  $\varepsilon = \frac{\partial u_j}{\partial x_j}$

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda_1 + \mu_1) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \mu_1 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + (\lambda_2 + \mu_2) \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_i \partial t} + \mu_2 \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j^2 \partial t} \quad (\text{II.39})$$

Cette dernière équation de propagation peut être exprimée par une relation vectorielle donnée par :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \left[ (\mu_1 + \lambda_1) + (\mu_2 + \lambda_2) \frac{\partial}{\partial t} \right] \overline{\text{grad}} \operatorname{div} \vec{u} + \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \Delta \vec{u} \quad (\text{II.40})$$

Où :

$\vec{u}$  est le vecteur déplacement,  $\lambda_1$  l'élasticité de compression,  $\lambda_2$  la viscosité de compression,  $\mu_1$  l'élasticité de cisaillement et  $\mu_2$  la viscosité de cisaillement.

## II.6. Expression des vitesses de propagation et coefficients d'atténuation de viscosité en fonction de contraintes appliquées

Pour faire apparaître plus facilement les solutions de II.40, nous allons utiliser la relation générale spécifiant que tout champ de vecteurs  $\vec{u}$  peut être considéré comme la somme d'un champ de vecteurs  $\vec{u}_T$  à divergence nulle ( $div \vec{u}_T = 0$ ) et d'un champ de vecteurs  $\vec{u}_L$  à rotationnel nul ( $rot \vec{u}_L = 0$ ). Nous écrivons donc:  $\vec{u} = \vec{u}_T + \vec{u}_L$ .

Pour l'équation de propagation II.4, il existe deux types de solution simple. La première solution constitue les ondes qui se propagent en modifiant localement le volume du milieu. Ce sont les ondes longitudinales ou de compression. La seconde solution est relative aux ondes qui se propagent en déformant le milieu sans en changer le volume, ce sont les ondes transversales ou de cisaillement.

Cette équation se simplifie si on ne considère que l'onde plane longitudinale se propageant suivant  $x_l$  ( $i=j=1$ ):

$$\rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = (\lambda_1 + 2\mu_1) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + (\lambda_2 + 2\mu_2) \frac{\partial^3 u_1}{\partial x_1^2 \partial t} \quad (\text{II.41})$$

Pour une onde monochromatique et selon l'équation de Helmholtz, l'opérateur de dérivée temporelle  $\frac{\partial}{\partial t}$  est équivalent à une multiplication par  $i\omega$  [Ser01] et [Cat98].

Avec :

$$\omega = 2\pi f .$$

$i$  : nombre imaginaire.

D'où l'équation de propagation pour les ondes de compression devient :

$$\Delta \vec{u} + \frac{\rho \omega^2}{\lambda + 2\mu} \vec{u} = 0 \quad (\text{II.42})$$

Dans l'équation (II.49) les coefficients de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$  sont désormais complexes.

$$\begin{cases} \lambda = \lambda_1 + i\omega\lambda_2 \\ \mu = \mu_1 + i\omega\mu_2 \end{cases} \quad (\text{II.43})$$

La quantité  $\frac{\rho \omega^2}{\lambda + 2\mu}$  est la norme du vecteur d'onde au carré (lui aussi complexe).

$$k^2 = \frac{\rho \omega^2}{\lambda + 2\mu} \quad (\text{II.44})$$

Pour une onde harmonique de la forme :

$$\hat{u}_1 = \hat{A} \exp[i(\hat{k}x_1 - \omega t)] \quad (\text{II.45})$$

D'où :

$$\begin{aligned} \hat{k} &= k + i\alpha, \\ &= \frac{\omega}{C_L} + i\alpha \end{aligned}$$

$\alpha$  est le coefficient d'atténuation et  $C_L$  est la vitesse de l'onde longitudinale.

La substitution de l'équation (II.45) dans l'équation (II.41) et la séparation de la partie réelle et de la partie imaginaire montrent que :

$$C_L = \frac{\omega}{\text{Re}[k]} \Rightarrow C_L = \sqrt{\frac{2[(\lambda_1 + 2\mu_1)^2 + \omega^2(\lambda_2 + 2\mu_2)^2]}{\rho [(\lambda_1 + 2\mu_1) + \sqrt{(\lambda_1 + 2\mu_1)^2 + \omega^2(\lambda_2 + 2\mu_2)^2}]}]} \quad (\text{II.46})$$

Et :

$$\alpha_L = \text{Im} [k] \Rightarrow \alpha_L = \sqrt{\frac{\rho\omega^2 [\sqrt{(\lambda_1 + 2\mu_1)^2 + \omega^2(\lambda_2 + 2\mu_2)^2} - (\lambda_1 + 2\mu_1)]}{2[(\lambda_1 + 2\mu_1)^2 + \omega^2(\lambda_2 + 2\mu_2)^2]}} \quad (\text{II.47})$$

Dans la littérature [Die96] et [Pol77], le coefficient d'atténuation longitudinale est donné comme suit:

$$\alpha_L \approx \frac{\omega^2(\lambda_2 + 2\mu_2)}{2\rho C_l^3} \quad (\text{II.48})$$

On constate que les deux coefficients de viscosité interviennent dans l'expression du coefficient d'atténuation longitudinale (II.47) et (II.48).

L'équation de propagation (II.39) pour l'onde plane transversale polarisée suivant  $x_2$  ( $i=2$ ) et se propageant selon  $x_1$  ( $j=1$ ), est de la forme ( $\partial/\partial x_2=0$ ) :

$$\rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = \mu_1 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + \mu_2 \frac{\partial^3 u_2}{\partial x_1^2 \partial t} \quad (\text{II.49})$$

Pour une onde monochromatique et selon l'équation de Helmholtz, cette équation de propagation est :

$$\Delta \vec{u} + \frac{\rho\omega^2}{\mu} \vec{u} = 0 \quad (\text{II.50})$$

Le carré du vecteur d'onde s'écrit,

$$h^2 = \frac{\rho\omega^2}{\mu} \quad (\text{II.51})$$

Cette équation a pour solution :

$$\hat{u}_2 = \hat{B} \exp[i(\hat{k}x_1 - \omega t)], \quad (\text{II.52})$$

La substitution de l'équation (II.52) dans l'équation (II.49) et la séparation de la partie réelle et de la partie imaginaire montrent que :

$$C_T = \frac{\omega}{Re[h]} \Rightarrow C_T = \sqrt{\frac{2(\mu_1^2 + \omega^2\mu_2^2)}{\rho [\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega^2\mu_2^2}]}} \quad (II.53)$$

Et :

$$\alpha_T = Im[h] \Rightarrow \alpha_T = \sqrt{\frac{\rho\omega^2 [\sqrt{\mu_1^2 + \omega^2\mu_2^2} - \mu_1]}{2(\mu_1^2 + \omega^2\mu_2^2)}}. \quad (II.54)$$

Dans la littérature [Die96] et [Pol77], le coefficient d'atténuation transversale est donné comme suit:

$$\alpha_T = \frac{\omega^2\mu_2}{2\rho C_T^3} \quad (II.55)$$

Dans l'expression du coefficient d'atténuation (II.54) et (II.55), seule la constante de viscosité propre au cisaillement qui intervient.

Les résultats obtenus dans ce paragraphe montrent que l'atténuation par effet viscoélastique peut être modélisée par une loi proportionnelle au carré de la fréquence.

Les vitesses de propagation d'ondes sous charge, à partir des relations (I.35, 36, 37, 38, 39, 40,41,42 et 43) et passant par les expressions des vitesses de propagation d'ondes sans charge (I. 23) et (I.25), peuvent être exprimées de la manière suivante :

Pour une onde transversale :

$$C_{T\sigma} = (C_{T0}^2 + \frac{\xi_T\sigma}{\rho})^{0.5}. \quad (II.56)$$

Pour une onde longitudinale :

$$C_{L\sigma} = \left( C_{L0}^2 + \frac{\xi_L \sigma}{\rho} \right)^{0.5}. \quad (\text{II.57})$$

Avec :

$C_{T0}$  : vitesse d'onde transversale en absence de contraintes.

$C_{L0}$  : vitesse d'onde longitudinale en absence de contraintes.

$C_{T\sigma}$  : vitesse d'onde transversale en présence de contraintes.

$C_{L\sigma}$  : vitesse d'onde longitudinale en présence de contraintes.

$\xi_T$  et  $\xi_L$  Sont des coefficients sans dimension dépendant des constantes élastiques du 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> ordres et selon la nature de l'onde considérée (onde transversale ou longitudinale) et la direction de chargement.

A l'aide des équations d'acoustoélasticité, les coefficients d'atténuation en présence des contraintes mécaniques appliquées peuvent se déterminer en fonction de ces derniers, en injectant l'expression de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale ou transversale sous charge considérée dans (II.48) et (II.55) respectivement on obtiendra les coefficients d'atténuation de viscosité propre à la compression et au cisaillement sous charge :

$$\alpha_{L\sigma} = 2\pi^2 f^2 (\lambda_2 + 2\mu_2) \rho^{0.5} (\lambda_1 + 2\mu_1 + \xi_L \sigma)^{-1.5} \quad (\text{II.58})$$

Et

$$\alpha_{T\sigma} = 2\pi^2 f^2 \mu_2 \rho^{0.5} (\mu_1 + \xi_T \sigma)^{-1.5} \quad (\text{II.59})$$

A travers les expressions II.58 et II.59, il y a lieu de noter que les constantes de viscosité de compression et de cisaillement sont inconnues pour une contrainte nulle. Pour s'affranchir de

cette difficulté, on propose au chapitre III une étude théorique sur la variation de la vitesse et l'atténuation des ondes ultrasonores sous contraintes.

### **Conclusion**

Pour déterminer les coefficients d'atténuation théoriques en fonction de contraintes mécaniques appliquées de compression et de traction, nous avons recouru au modèle viscoélastique de Kelvin-Voigt, aux équations de l'acoustoélasticité et à la résolution de l'équation de propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu viscoélastique. Il ressort que ces coefficients d'atténuation de viscosité de compression et de cisaillement dépendent des coefficients acoustoélastiques sans dimension dépendant des constantes d'élasticité du 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> ordres et selon la nature de l'onde considérée (onde transversale ou longitudinale), la direction de chargement et des constantes de viscosité de compression et de cisaillement. Dans le chapitre qui suit, on propose une application théorique à deux matériaux usuels pour montrer l'évolution des vitesses de propagation et des coefficients d'atténuation de viscosité de compression et de cisaillement en fonction des constantes de viscosité et des contraintes appliquées.

## Chapitre III

### Etude théorique de la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores sous contraintes

#### Introduction

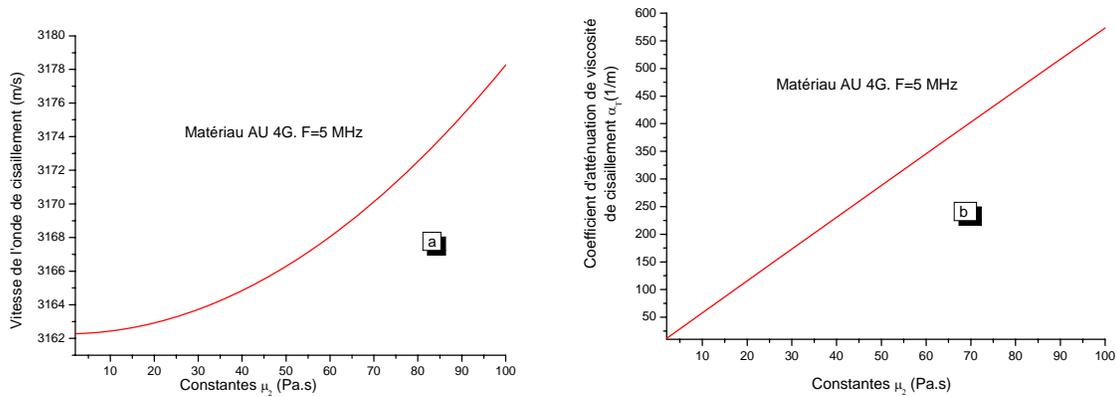
Le recours aux expressions de dispersion des ondes longitudinale  $V_L(\omega, \lambda_2, \mu_2)$  et transversale  $V_T(\omega, \mu_2)$  et des coefficients de viscosité de compression  $\alpha_L(\omega, \lambda_2, \mu_2)$  et de cisaillement  $\alpha_T(\omega, \mu_2)$  permet d'étudier la dépendance de la vitesse de l'onde considérée et son atténuation en fonction des constantes viscoélastiques. Pour réaliser cette étude, on propose deux matériaux usuels ayant des constantes élastiques du deuxième et troisième ordres et caractéristiques intrinsèques connues AU 4G [Cha87] et C 35 [Sic01]. Il y a lieu de calculer d'abord les seuils des contraintes élastiques admissibles correspondants aux vitesses maximales ou minimales et ce en relation avec les paramètres liés à la nature et la direction d'application de la contrainte et les directions de propagation et de polarisation de l'onde étudiée. La simulation de ces expressions théoriques est faite pour une fréquence courante de 5 MHz ; supposée invariable pendant le chargement mécanique. Notons que cette fréquence permet d'avoir un champ proche, de l'ordre de 30mm, avoisinant légèrement les dimensions des éprouvettes d'essai destinées à l'étude expérimentale.

#### III.1. Simulation de la vitesse et l'atténuation dans le cas du matériau AU 4G

##### III.1.1. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une augmentation sous contraintes

La simulation, faite à l'aide de la relation II.53 et II.54 respectivement, montre l'évolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  selon le cas (a) et du coefficient d'atténuation de

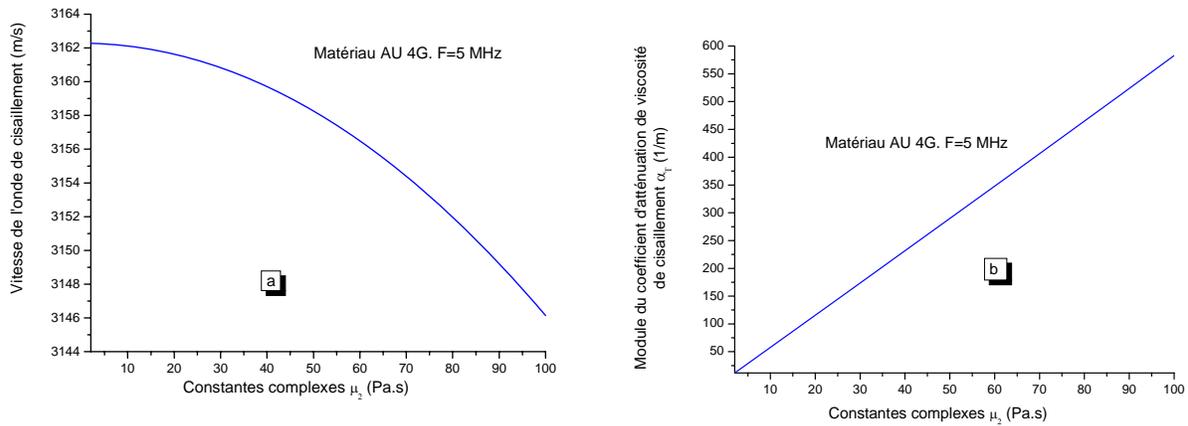
viscosité propre au cisaillement  $\alpha_T$  selon le cas (b) en fonction de la constante de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G (fig.III.1) et ce en présence de contraintes. Le graphe  $V_T(\mu_2)$  présente une tendance de nature croissante. Quant au graphe  $\alpha_T(\mu_2)$ , on note une proportionnalité entre le coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_T$  et la constante de viscosité de cisaillement  $\mu_2$ .



**Figure III.1.** Evolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  selon le cas (a) et du coefficient d'atténuation de viscosité propre au cisaillement  $\alpha_T$  d'après le cas (b) en fonction de la constante de viscosité propre au cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G :  $\lambda = 60$  GPa,  $\mu = 27$  GPa,  $l = -50$  GPa,  $m = -342$  GPa,  $n = -311$  GPa et  $\rho = 2700$  kg/m<sup>3</sup> [Cha87].

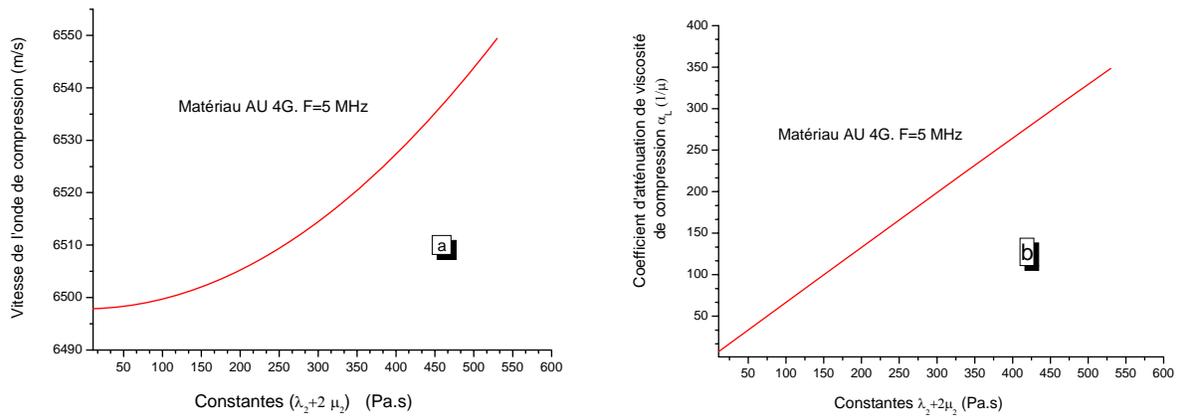
### III.1.2. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une diminution sous contraintes

Le recours à l'expression II.53 et II.54 permet la simulation de l'évolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  selon le cas (a) et du module du coefficient d'atténuation de viscosité propre au cisaillement  $\alpha_T$  d'après le cas (b) en fonction de la constante de viscosité complexe de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G (fig.III.2). La courbe  $V_T(\mu_2)$  présente un caractère inverse en décroissance en comparaison au cas précédent. Quant au graphe  $\alpha_T(\mu_2)$ , on note aussi une proportionnalité entre le coefficient  $\alpha_T$  et la constante complexe de viscosité de cisaillement  $\mu_2$ .



**Figure III.2.** Evolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  selon le cas (a) et du module du coefficient d'atténuation de viscosité propre au cisaillement  $\alpha_T$  selon le cas (b) en fonction de la constante complexe de viscosité de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

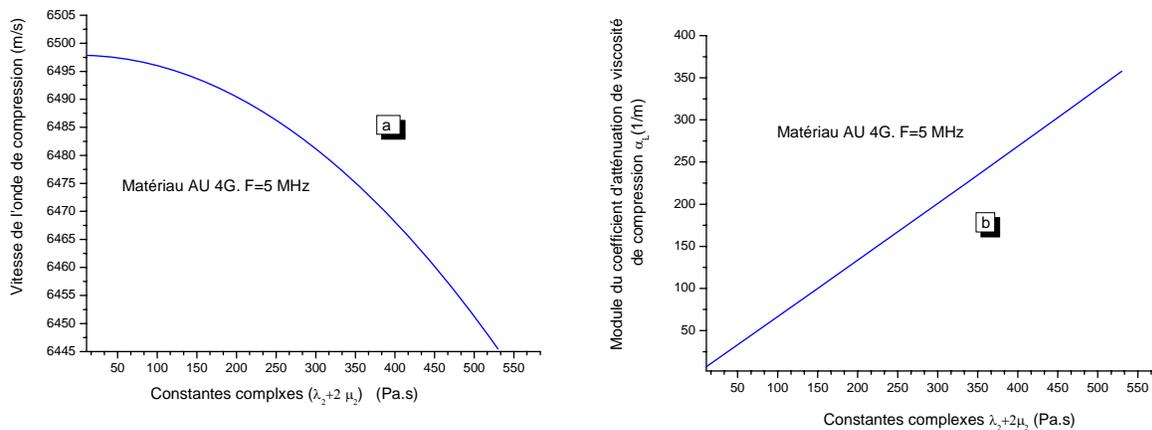
### III.1.3. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une augmentation sous contraintes



**Figure III.3.** Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  selon le cas (a) et du coefficient d'atténuation de viscosité de compression  $\alpha_L$  suivant le cas (b) en fonction du couple des constantes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2 + 2\mu_2)$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

Les expressions II.46 et II.47 sont utilisées pour la présente simulation. La figure III.3 montre une simulation consacrée à l'évolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  selon le cas (a) et du coefficient d'atténuation de viscosité propre à la compression  $\alpha_L$  selon le cas (b) en fonction du couple des constantes de viscosité de compression et de cisaillement ( $\lambda_2+2\mu_2$ ) pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G. La courbe  $V_L(\lambda_2+2\mu_2)$  présente une tendance croissante. Quant au graphe  $\alpha_L(\lambda_2+2\mu_2)$ , on note une proportionnalité entre le coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_L$  et le couple des constantes de viscosité de compression et de cisaillement ( $\lambda_2+2\mu_2$ ).

#### III.1.4. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une diminution sous contraintes



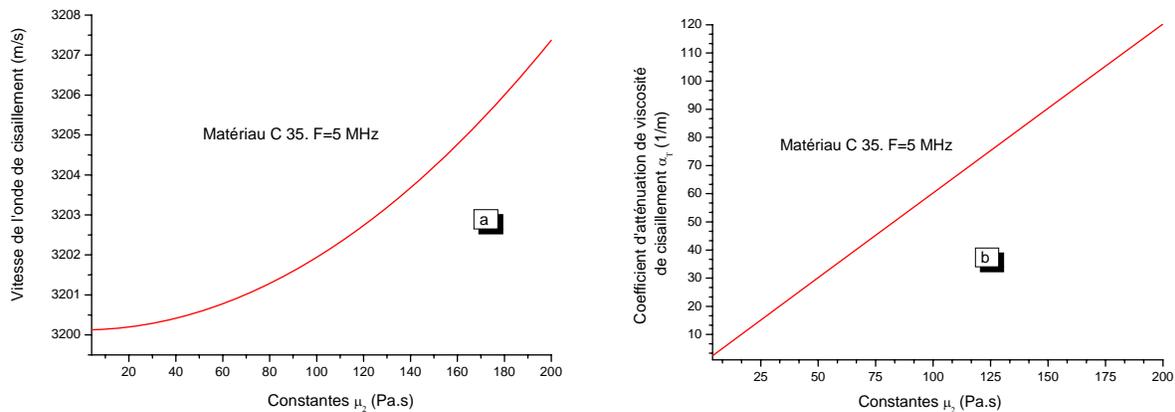
**Figure III.4.** Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  selon le cas (a) et du module du coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement  $\alpha_T$  d'après le cas (b) en fonction du couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement ( $\lambda_2+2\mu_2$ ) pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

La figure III.4 indique une simulation consacrée à l'évolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  d'après le cas (a) et du coefficient de viscosité de compression  $\alpha_L$  suivant le cas (b) en fonction du couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement ( $\lambda_2+2\mu_2$ ) pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G. La courbe  $V_L(\lambda_2+2\mu_2)$  présente une tendance décroissante. Quant au graphe  $\alpha_L(\lambda_2+2\mu_2)$ , on

note une proportionnalité entre le module du coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_L$  et le couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement ( $\lambda_2 + 2\mu_2$ ).

### III.2. Simulation de la vitesse et l'atténuation dans le cas du matériau C 35

#### III. 2.1. Cas vitesses d'ondes transversales subissant une augmentation sous contraintes



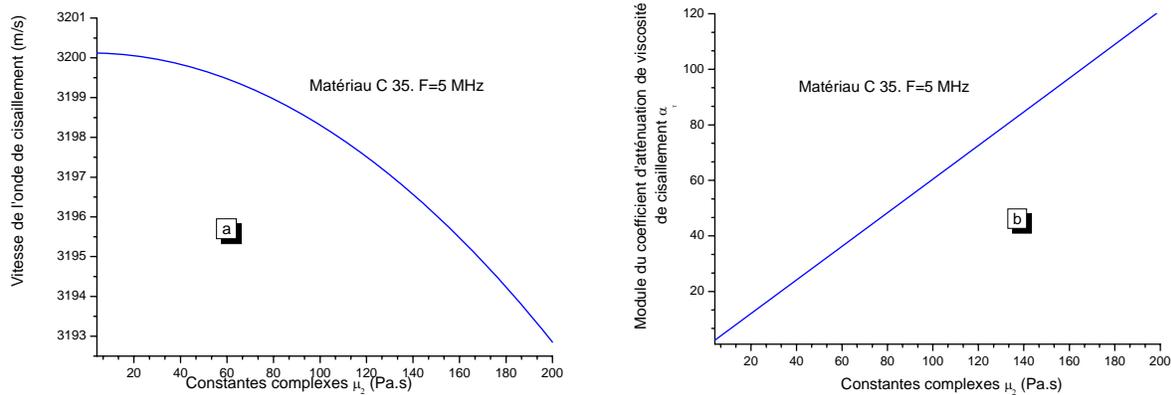
**Figure III.5.** Evolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  d'après le cas (a) et du coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement  $\alpha_T$  suivant le cas (b) en fonction de la constante de viscosité de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau C 35 :  $\lambda = 112.35$  GPa,  $\mu = 80.8$  GPa,  $l = -37.5$  GPa,  $m = -594$  GPa,  $n = -931.5$  GPa et  $\rho = 7890$  kg/m<sup>3</sup> [Sic01].

La figure III.5 présente une simulation consacrée à l'évolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  d'après le cas (a) et du coefficient de viscosité de cisaillement  $\alpha_T$  suivant le cas (b) en fonction de la constante de viscosité de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35. La courbe  $V_T(\mu_2)$  présente une tendance croissante. Quant au graphe  $\alpha_T(\mu_2)$ , on note une proportionnalité entre le coefficient de viscosité  $\alpha_T$  et la constante de viscosité de cisaillement  $\mu_2$ .

#### III.2.2. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une diminution sous contraintes

La simulation réalisée indique l'évolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  d'après le cas (a) et du module du coefficient de viscosité de cisaillement  $\alpha_T$  selon le cas (b) en fonction de la constante complexe de viscosité de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de l'onde émise de

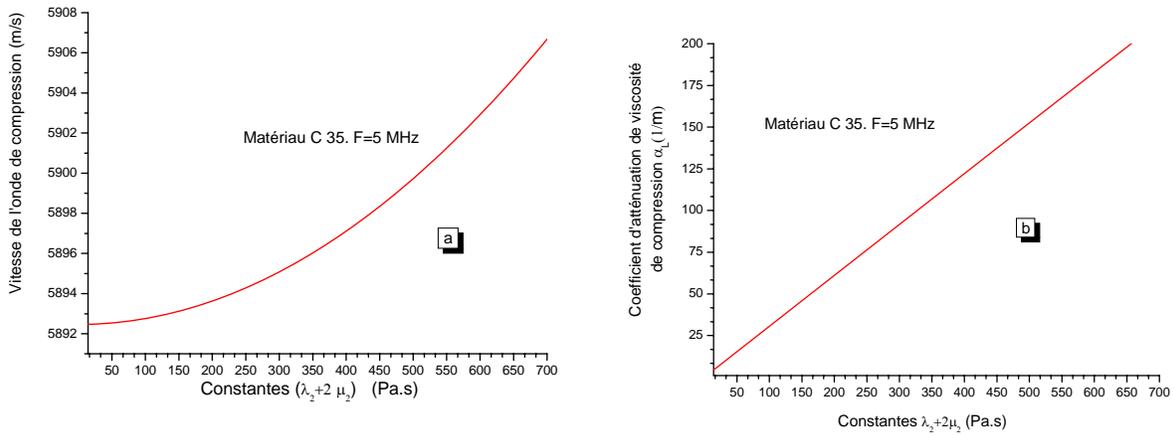
5 MHz dans le cas du matériau C 35 (fig.III.6). La courbe  $V_T(\mu_2)$  présente un caractère inverse en comparaison au cas précédent. Quant au graphe  $\alpha_T(\mu_2)$ , on note aussi une proportionnalité entre le module du coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_T$  et la constante complexe de viscosité de cisaillement  $\mu_2$



**Figure III.6.** Evolution de la vitesse de l'onde transversale  $V_T$  d'après le cas (a) et du module du coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement  $\alpha_T$  selon le cas (b) en fonction de la constante complexe de viscosité de cisaillement  $\mu_2$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau C 35.

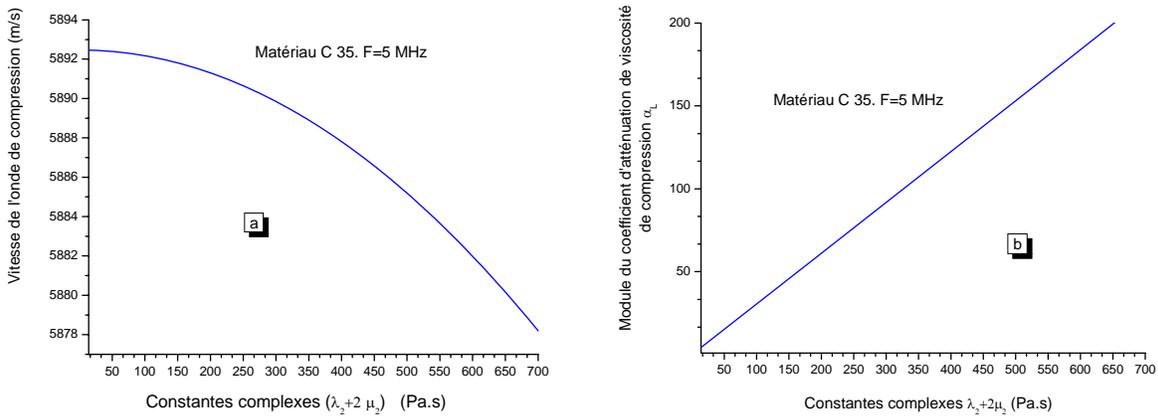
### III.2.3. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une augmentation sous contraintes

Cette simulation est consacrée à l'évolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  d'après le cas (a) et du coefficient de compression de viscosité  $\alpha_L$  suivant le cas (b) en fonction du couple des constantes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$  pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35 (fig.III.7). Le graphe  $V_L(\lambda_2+2\mu_2)$  présente une tendance croissante. Pour la courbe  $\alpha_L(\lambda_2+2\mu_2)$ , on note une proportionnalité entre le coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_L$  et le couple des constantes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$ .



**Figure III.7.** Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  d'après le cas (a) et du coefficient d'atténuation de viscosité de compression  $\alpha_L$  selon le cas (b) en fonction du couple des constantes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau C 35 :

### III.2.4. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une diminution sous contraintes



**Figure III.8.** Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  d'après le cas (a) et du module du coefficient d'atténuation de viscosité de compression  $\alpha_L$  selon le cas (b) en fonction du couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$  pour une fréquence de 5 MHz dans le cas du matériau C 35.

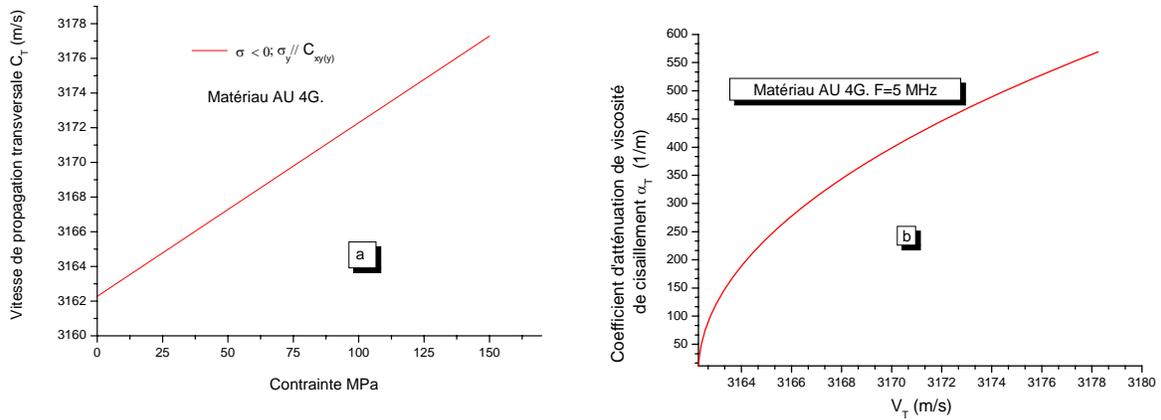
La figure III.8 indique une simulation consacrée à l'évolution de la vitesse de l'onde longitudinale  $V_L$  selon le cas (a) et du module du coefficient de viscosité de compression  $\alpha_L$  selon le cas (b) en fonction du couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$  pour une fréquence de l'onde émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35. La courbe  $V_L(\lambda_2+2\mu_2)$  présente une tendance décroissante. Pour le graphe  $\alpha_L(\lambda_2+2\mu_2)$ , on note une proportionnalité entre le module du coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_L$  et le couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$ . Notons également une certaine proportionnalité entre le module du coefficient d'atténuation de viscosité  $\alpha_L$  et le couple des constantes complexes de viscosité de compression et de cisaillement  $(\lambda_2+2\mu_2)$ .

A présent, on procède à la simulation viscoélastique pour deux cas de tendance d'évolution de la vitesse de propagation dépendant du phénomène d'acoustoélasticité : le premier cas est une augmentation et le second correspond à une diminution. Les résultats sont illustrés ci-après à travers les graphes  $V_T(\sigma)$ ,  $\alpha_T(V_T)$ ,  $V_L(\sigma)$  et  $\alpha_L(V_L)$ . Pour rappel, sur la base des relations de dispersion et d'atténuation, la diminution des vitesses de propagation longitudinale ou transversale fournit des constantes de viscosité complexes et par conséquent les coefficients de viscosité  $\alpha_T$  et  $\alpha_L$  deviennent aussi complexes.

### **III.3. Etude de la relation entre la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores en présence de contraintes dans le cas du matériau AU 4G**

#### **III.3.1. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une augmentation sous contraintes**

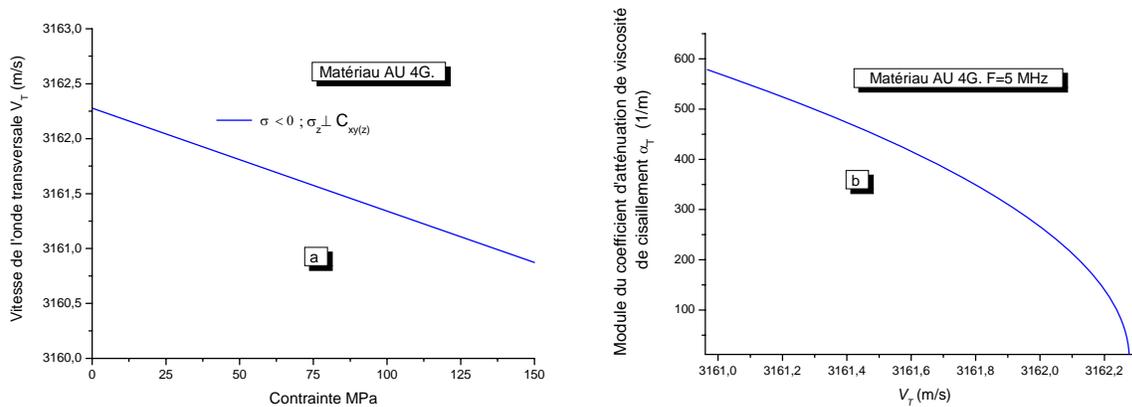
Pour une contrainte axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) appliquée à un matériau selon une direction (y) parallèle à la polarisation (y) et perpendiculaire à la propagation de l'onde transversale, la vitesse de propagation de l'onde transversale subit une augmentation (fig.III.9.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.9.b).



**Figure III.9. a)** Evolution de la vitesse de l'onde transversale en fonction de la contrainte.

**b)** Evolution du coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement en fonction de la vitesse de l'onde transversale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

### III.3.2. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une diminution sous contraintes



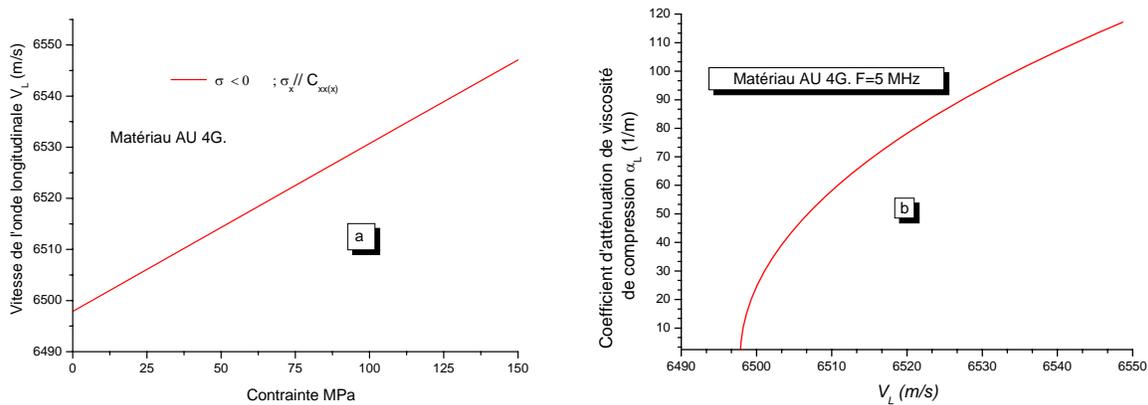
**Figure III.10. a)** Evolution de la vitesse de l'onde transversale en fonction de la contrainte.

**b)** Evolution du module du coefficient de viscosité de cisaillement en fonction de la vitesse de l'onde transversale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

Pour une contrainte uni-axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) appliquée à un matériau AU 4G selon une direction (z) perpendiculaire à la propagation (x) et à la polarisation (y) de l'onde

transversale, la vitesse de propagation de l'onde transversale subit une diminution (fig.III.10.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du module du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.10.b).

### III.3.3. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une augmentation sous contraintes

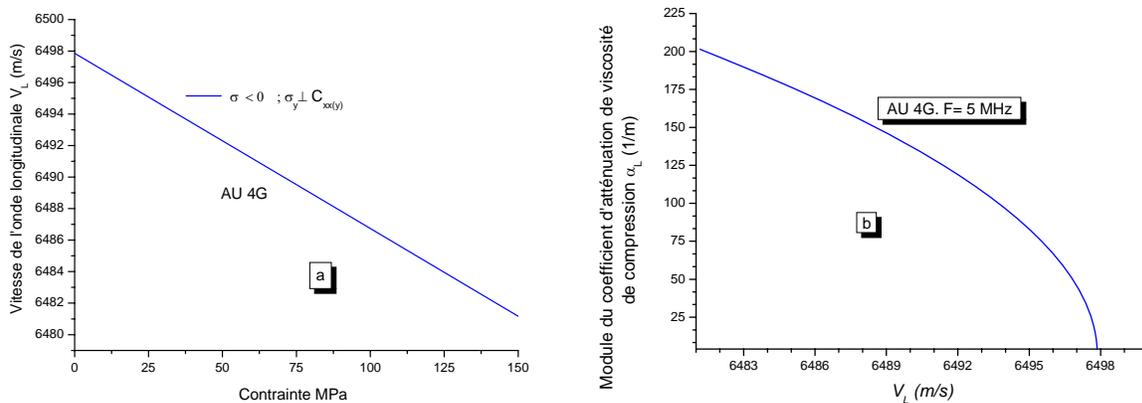


**Figure III.11.** a) Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte. b) Evolution du coefficient d'atténuation de viscosité de compression en fonction de la vitesse de l'onde longitudinale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

Pour une contrainte axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) appliquée selon une direction (x) parallèle à la propagation (x) de l'onde longitudinale, la vitesse de propagation de l'onde longitudinale subit une augmentation (fig.III.11.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.11.b).

### III.3.4. Cas des vitesses de l'onde longitudinale subissant une diminution sous contraintes

Pour une contrainte axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) appliquée selon une direction (y) perpendiculaire à la direction de propagation (x) de l'onde longitudinale, la vitesse de propagation de l'onde longitudinale subit une diminution (fig.III.12.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du module du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.12.b).



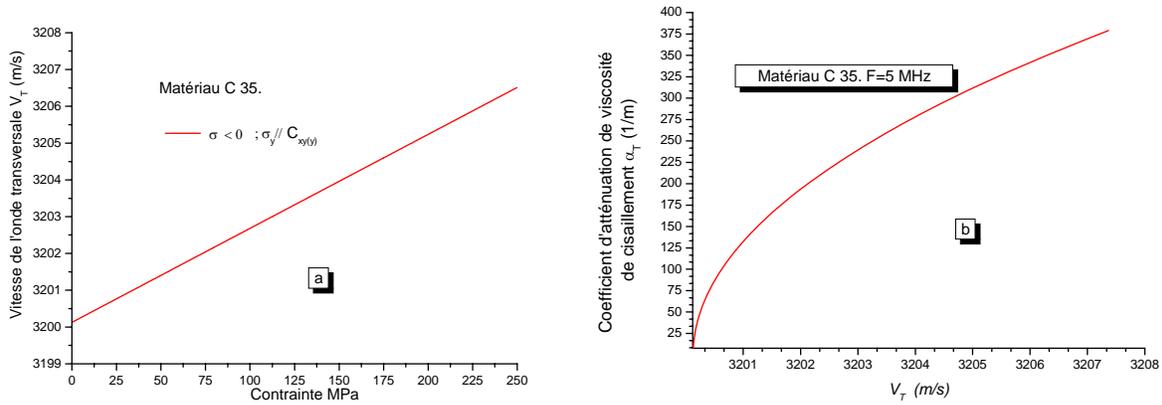
**Figure III.12.** a) Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte. b) Evolution du module du coefficient d'atténuation de viscosité de compression en fonction de la vitesse de l'onde longitudinale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau AU 4G.

## III.4. Etude de la relation entre la célérité et l'atténuation des ondes ultrasonores en présence de contraintes dans le cas du matériau C 35

### III.4.1. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une augmentation sous contraintes

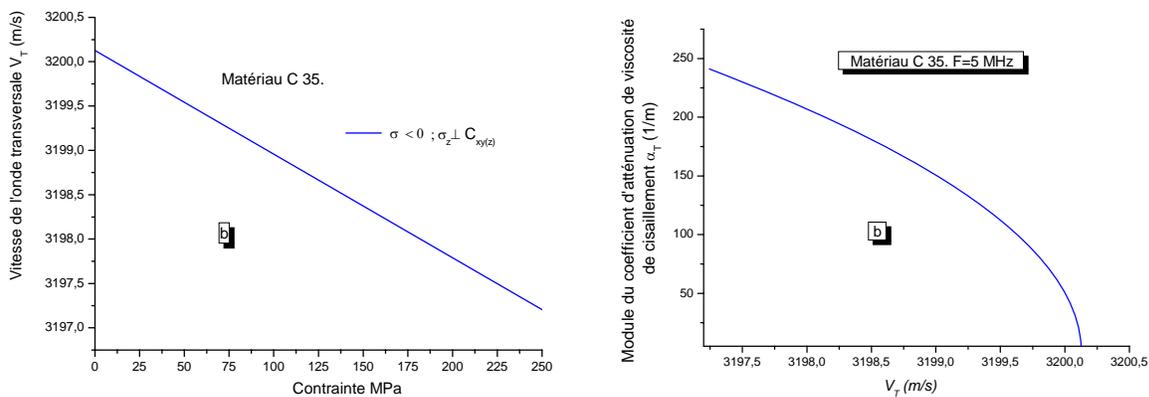
Pour une contrainte uni-axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) appliquée à un matériau C 35 selon une direction (y) perpendiculaire à la propagation (x) et parallèle à la polarisation (y) de l'onde

transversale, la vitesse de propagation de l'onde transversale subit une augmentation (fig.III.13.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.13.b).



**Figure III.13.** a) Evolution de la vitesse de l'onde transversale en fonction de la contrainte. b) Evolution du coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement en fonction de la vitesse de l'onde transversale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35.

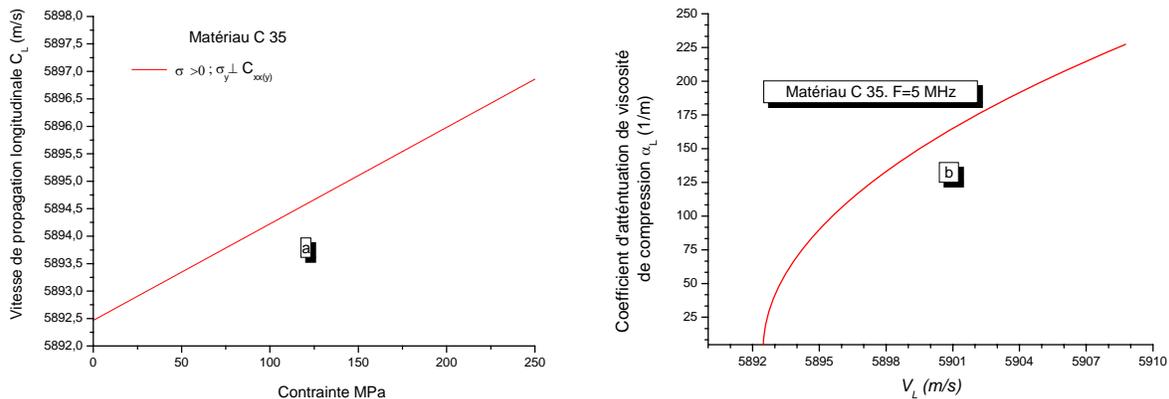
### III.4.2. Cas des vitesses d'ondes transversales subissant une diminution sous contraintes



**Figure III.14.** a) Evolution de la vitesse de l'onde transversale en fonction de la contrainte. b) Evolution du module du coefficient d'atténuation de viscosité de cisaillement en fonction de la vitesse de l'onde transversale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35.

Pour une contrainte uni-axiale de compression ( $\sigma < 0$ ) appliquée à un matériau C 35 selon une direction (z) perpendiculaire à la propagation (x) et à la polarisation (y) de l'onde transversale, la vitesse de propagation de l'onde transversale subit une diminution (fig.III.14.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du module du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.14.b).

### III.4.3. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une augmentation sous contraintes

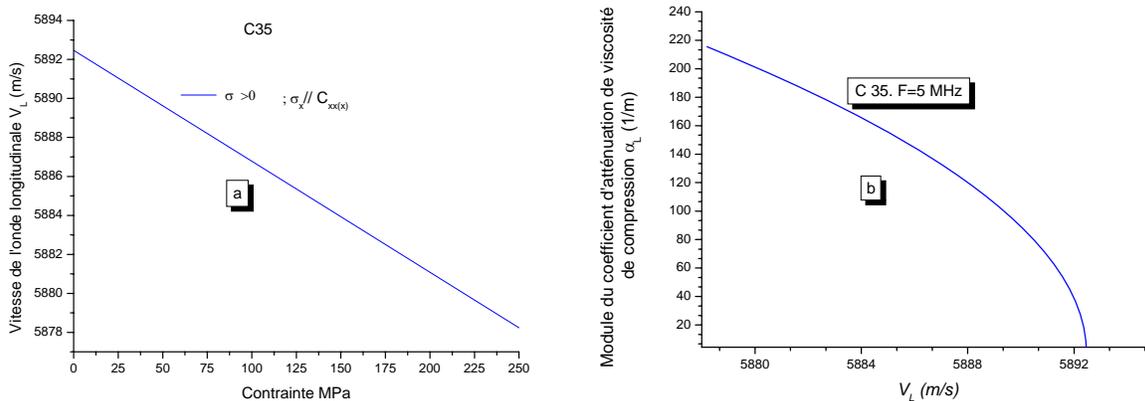


**Figure III.15.** a) Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte. b) Evolution du coefficient d'atténuation de viscosité de compression en fonction de la vitesse de l'onde longitudinale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35.

Pour une contrainte uni-axiale de traction ( $\sigma > 0$ ) appliquée selon une direction (y) perpendiculaire à la direction de propagation (x) de l'onde longitudinale, la vitesse de propagation de l'onde longitudinale subit une augmentation (fig.III.15.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.15.b).

### III.4.4. Cas des vitesses d'ondes longitudinales subissant une diminution sous contraintes

Pour une contrainte axiale de traction ( $\sigma > 0$ ) appliquée selon une direction (x) parallèle à la direction de propagation (x) de l'onde longitudinale, la vitesse de propagation de l'onde longitudinale subit une diminution (fig.III.16.a). Ce phénomène se traduit selon la loi d'atténuation en milieu viscoélastique par une augmentation du module du coefficient d'atténuation de viscosité (fig.III.16.b).



**Figure III.16.** a) Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte. b) Evolution du module du coefficient d'atténuation de viscosité de compression en fonction de la vitesse de l'onde longitudinale sous contraintes pour une fréquence émise de 5 MHz dans le cas du matériau C 35.

### III.5. Analyse et discussion

Pour l'analyse de l'évolution des vitesses et de l'atténuation nous avons étudié pour deux matériaux usuels les expressions de vitesses des ondes longitudinale  $V_L(\omega, \lambda_2, \mu_2)$  et transversale  $V_T(\omega, \mu_2)$  et des coefficients d'atténuation de viscosité de compression  $\alpha_L(\omega, \lambda_2, \mu_2)$  et de cisaillement  $\alpha_T(\omega, \mu_2)$ .

Une première approche, qui a été privilégiée, en considérant que les constantes de viscosité de compression et de cisaillement sont variables lorsque les vitesses varient en présence de contraintes. Nous avons recherché les tendances d'évolution des coefficients d'atténuation de viscosité en fonction des constantes de viscosité de compression et de cisaillement.

Une autre approche consiste à considérer que les constantes de viscosité sont invariables et par conséquent les coefficients d'atténuation de viscosité augmentent ou diminuent en fonction de la variation des vitesses de propagation sous contraintes. En absence de données sur ces constantes de viscosité de compression et de cisaillement, on présente au chapitre V dans l'étude expérimentale une analyse partielle quantitative du phénomène d'atténuation relative à la viscosité.

L'analyse des expressions de célérité et d'atténuation montre que lorsque la vitesse de l'onde transversale ou longitudinale augmente, la constante viscoélastique ou le couple des constantes viscoélastiques prend des valeurs positives depuis la valeur nulle, en état non contraint, jusqu'à une vitesse maximale selon les paramètres de l'onde et de la contrainte. Par contre une diminution de la vitesse en dessous de l'état non contraint fournit des constantes viscoélastiques complexes. De ce fait, le comportement des ondes en milieu viscoélastique en présence de contraintes pour les deux matériaux étudiés fait apparaître deux situations distinctes :

**a)** Un premier cas correspondant à une augmentation de la vitesse de cisaillement ou de compression en fonction des constantes viscoélastiques réelles ( $\mu_2$ ) ou ( $\lambda_2+2\mu_2$ ). Notons aussi que les grandeurs du coefficient d'atténuation de viscosité sont réelles. Pour les cas de contraintes mécaniques induisant une augmentation de la vitesse de l'onde, le coefficient d'atténuation de viscosité croît également.

**b)** Quant au second cas, il révèle une diminution de la vitesse de l'onde transversale ou longitudinale en fonction des constantes viscoélastiques complexes ( $\mu_2$ ) ou ( $\lambda_2+2\mu_2$ ). Notons aussi que les grandeurs du coefficient d'atténuation de viscosité sont complexes. Pour les cas des contraintes mécaniques conduisant à une diminution de la célérité de l'onde, le module du coefficient d'atténuation de viscosité augmente aussi.

Concernant la littérature, les coefficients de viscosité de compression et de cisaillement sont fournis par les Techniques de l'Ingénieur [K484] et [K486] et ce pour les solides métalliques en état fluide sous l'effet des hautes températures et très hautes pressions. A remarquer qu'en absence de contraintes appliquées, pour la plupart des métaux, la constante de viscosité de cisaillement est de l'ordre de  $10^{-1}$  Pa.s. Dans le cas des polymères, cette constante varie de  $10^2$  à  $10^4$  Pa.s.

### **Conclusion**

Tenant compte de ces résultats, il ressort qu'il y a un intérêt d'étudier la signature des signaux théoriques et expérimentaux des ondes ultrasonores sous contraintes appliquées aux matériaux ayant des caractéristiques intrinsèques connues. Dans ce cadre, le chapitre suivant est consacré la modélisation théorique de signaux en présence de contraintes pour deux matériaux usuels AU 4G et C 35.

## Chapitre IV

### Etude théorique des signaux ultrasonores en présence de contraintes axiales

#### Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter une méthode de simulation des signaux ultrasonores sous contraintes mécaniques. Pour mieux approcher les cas réels lors de la simulation, il y a lieu d'inclure à la fois l'influence de la variation de la vitesse et de l'atténuation. Pour la présente étude, nous ne pouvons répondre qu'au problème de dispersion de la vitesse. Au chapitre III, nous avons étudié l'évolution des vitesses de propagation et des coefficients d'atténuation de viscosité en présence de contraintes appliquées aux matériaux étudiés. Dans ce cadre, il ressort qu'il y a un intérêt à étudier les réponses acoustoélectriques théoriques des ondes ultrasonores se propageant dans un matériau sous contrainte. Pour chaque type d'onde et de matériau, on a mesuré le signal expérimental en absence de contraintes. Ce signal permet de construire le modèle théorique. Dans ce cadre on propose le modèle analytique suivant [Pai83], [Sic01] et [Sic05] :

$$S(t) = \exp[\xi \delta(t + \beta \pm \Delta\tau)] \exp[-(\delta(t - \gamma \pm \Delta\tau))^2] \sin[2\pi f_0(t - \eta \pm \Delta\tau)] \quad (\text{IV.1})$$

Où :  $f_0$  fréquence centrale du signal expérimental déterminée par analyse de Fourier.

Notons que le modèle théorique présenté ci-dessus dont les différents paramètres dépendent à la fois de la nature du matériau analysé et de l'allure du signal de l'onde émise.

L'influence de l'atténuation pourrait apparaître dans le paramètre d'amortissement ; qui mériterait plus d'investigations sur le plan expérimental.

### IV.1. Paramètres du modèle théorique étudié

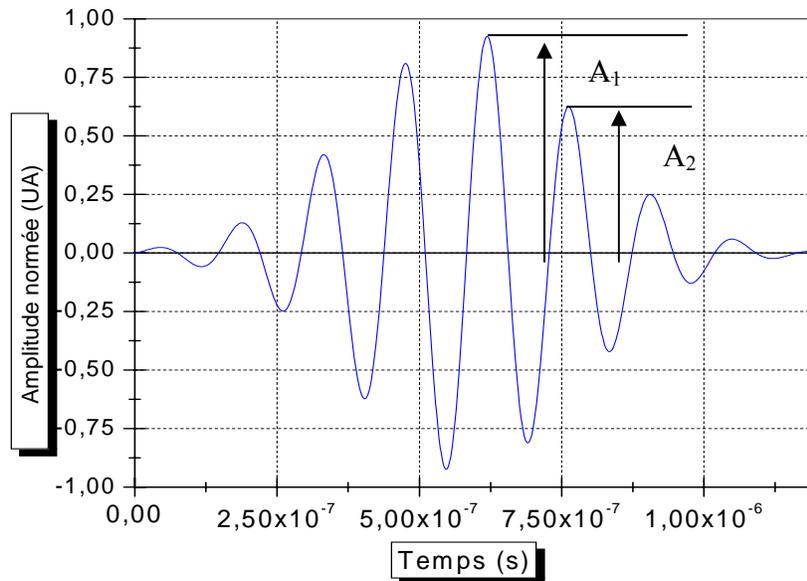
- $\delta$ : incrément logarithmique correspondant à l'amortissement du signal de l'onde. Ce paramètre est lié à l'atténuation de l'onde sous contraintes.

Pour déterminer, l'incrément logarithmique, on propose d'étudier l'expression suivante :

$$\frac{A_n}{A_1} = \exp-\delta(t_n - t_1) \quad (\text{IV.2})$$

Avec :  $t_1=T, t_2=2T, \dots, t_n= nT$ .

Pour ce faire, on prend les amplitudes maximales, (voir figure IV.1)



**Figure IV.1.** Allure d'un signal expérimental simulé.

A titre d'exemple, nous présentons ci après les résultats obtenus d'un signal expérimental :

$A_1= 6.24 \text{ V}$ ,  $A_2= 3.68 \text{ V}$  et  $f_0= 5.86 \text{ MHz}$ . D'où:  $\delta = 3.094.10^6 \text{ s}^{-1}$ .

Expérimentalement selon [Pai83],  $\delta$  est optimisé par la comparaison des amplitudes d'oscillation séparées de  $n$  périodes. L'incrément dans chaque signal théorique est moyenné sur la base de quelques valeurs.

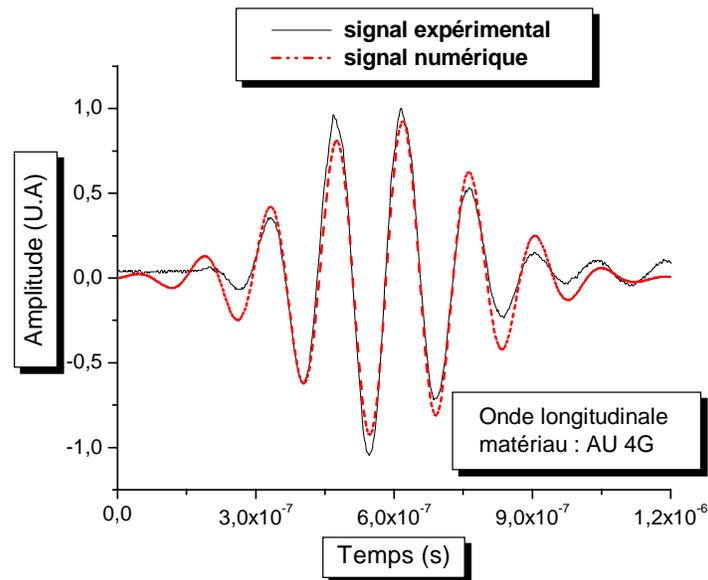
- $\xi$  : coefficient permettant d'amortir plus au moins le front de montée de la sinusoïde amortie.
- $\beta, \gamma$  et  $\eta$  : constantes de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes obtenues par récurrence permettant d'approcher au mieux le signal expérimental.
- $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_\sigma$  : variation du temps de vol suite à l'application d'une contrainte.

$\tau_0$  : Temps de vol en absence de contraintes.  $\tau_\sigma$  : Temps de vol en présence de contraintes.

Pour  $\sigma = 0$ ,  $\Delta\tau = 0$  et le signal théorique se superpose pratiquement avec le signal expérimental.

#### IV.2. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde longitudinale se propageant dans le matériau AU 4G

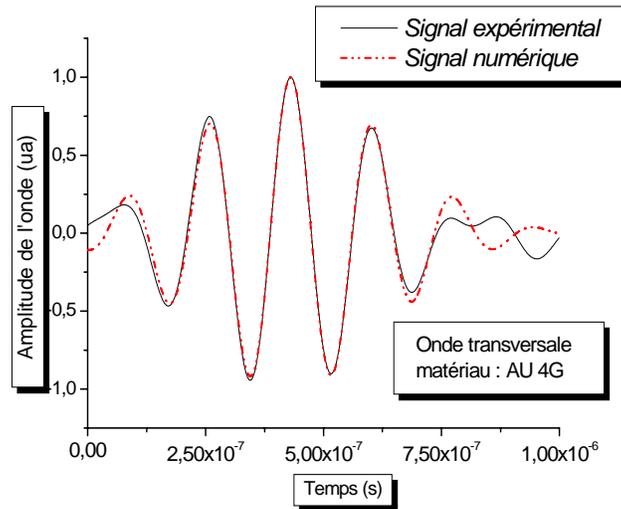
La figure IV.2 illustre le signal théorique construit à partir du modèle IV.1 reproduisant de manière quasi parfaite un signal expérimental lors du sondage en onde longitudinale du matériau AU 4G et ce pour une contrainte nulle ( $\sigma = 0$ ).



**Figure IV.2** Signal théorique reproduisant un signal expérimental en onde longitudinale pour une contrainte nulle ( $\sigma = 0$ ). Cas d'un matériau AU 4G.

### IV.3. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde transversale se propageant dans le matériau AU 4G

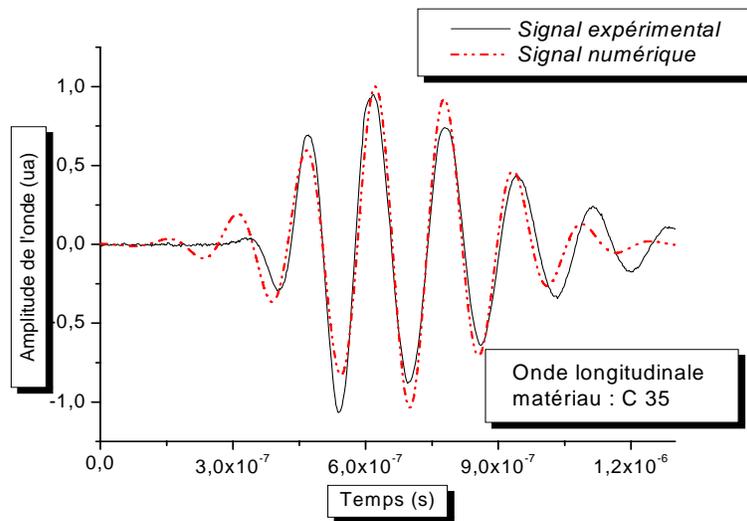
On présente à la figure IV.3 le signal théorique construit à partir du modèle IV.1 reproduisant de manière quasi parfaite un signal expérimental lors du sondage en onde transversale du matériau AU 4G et ce pour une contrainte nulle ( $\sigma = 0$ ).



**Figure IV.3.** Signal théorique reproduisant un signal expérimental en onde transversale pour une contrainte nulle ( $\sigma = 0$ ). Cas d'un matériau AU 4G.

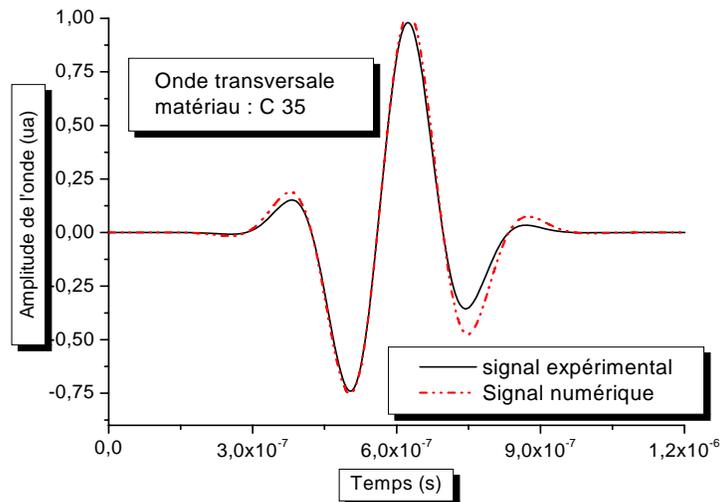
### IV.4. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde longitudinale se propageant dans le matériau C 35

On indique à la figure IV.4 le signal théorique construit à partir du modèle IV.1 reproduisant de manière quasi parfaite un signal expérimental lors d'un sondage en onde longitudinale du matériau C 35 et ce pour une contrainte nulle ( $\sigma = 0$ ).



**Figure IV.4.** Signal théorique reproduisant un signal expérimental en onde longitudinale en absence de contraintes ( $\sigma = 0$ ), pour un matériau C 35.

#### IV.5. Représentation du modèle théorique dans le cas d'une onde transversale se propageant dans le matériau C 35



**Figure IV.5.** Signal théorique reproduisant un signal expérimental de l'onde transversale en absence de contrainte ( $\sigma = 0$ ). Cas d'un matériau C 35.

La figure IV.5 montre un signal théorique construit à partir du modèle IV.1 reproduisant de manière quasi parfaite un signal expérimental lors d'un sondage en onde transversale obtenue par conversion de mode du matériau C 35 et ce pour une contrainte nulle ( $\sigma = 0$ ). Rappelons que la conversion de mode permet une transformation optimale de l'énergie de l'onde incidente et une polarisation physique [Sic00].

#### IV.6. Détermination des temps de vol pour les matériaux d'essai en présence d'une contrainte

Pour montrer la variation des amplitudes du signal théorique en fonction du temps de vol lors de l'application des contraintes, on détermine la variation du temps de vol théorique tenant compte de l'allongement du matériau puis, on l'injecte dans l'expression du signal théorique en absence de contrainte:

$$\Delta\tau = \tau_0 - \tau_\sigma$$

$$\text{Avec: } \tau_0 = \frac{2L_0}{C_0} \text{ et } \tau_\sigma = \frac{2L_\sigma}{C_\sigma}$$

$$\text{Où : } L_\sigma = L_0 \pm \Delta L$$

$L_0$ : longueur de la pièce parcourue en absence de contraintes.

$C_0$ : vitesse de propagation de l'onde considérée en absence de contraintes.

$L_\sigma$ : longueur de la pièce parcourue en présence de contraintes.

$C_\sigma$ : vitesse de propagation de l'onde considérée en présence de contraintes.

Concernant les dimensions des éprouvettes des matériaux testés, elles sont de l'ordre de  $30*30*30 \text{ mm}^3$ . Pour rappel, ces dimensions sont imposées par la fréquence des sondes utilisées (5 MHz). Pour les matériaux étudiés, cette fréquence permet d'avoir un champ proche avoisinant la profondeur de sondage des pièces pour limiter l'effet de diffraction du faisceau acoustique incident.

	Matériau AU 4G	Variation du temps de vol		Matériau C 35	Variation du temps de vol	
		$\Delta\tau = \tau_0 - \tau_\sigma$ (ns)			$\Delta\tau = \tau_0 - \tau_\sigma$ (ns)	
		Traction ( $\sigma > 0$ )	compression ( $\sigma < 0$ )		Traction ( $\sigma > 0$ )	compression ( $\sigma < 0$ )
Onde longitudinale	O.L <sub>xx(x)</sub>	48	-52	O.L <sub>xx(x)</sub>	-37	42
	O.L <sub>xx(y)</sub>	3	-3	O.L <sub>xx(y)</sub>	-5	6
Onde Transversale	O.T <sub>xy(x)</sub>	-80	77	O.T <sub>xy(x)</sub>	-40	40
	O.T <sub>xy(y)</sub>	-45	41	O.T <sub>xy(y)</sub>	-59	63
	O.T <sub>xy(z)</sub>	-35	32	O.T <sub>xy(z)</sub>	-5	8

**Tableau IV.1.** Variations calculées des temps de vol des ondes ultrasonores dans des pièces en AU 4G et C 35 soumises aux contraintes de compression et traction statiques.

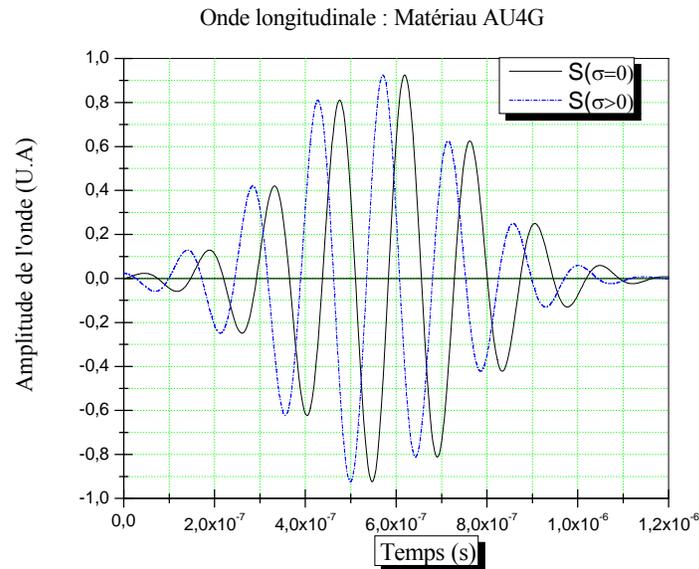
### Remarque

Si  $\Delta\tau > 0$  : Légère diminution du temps de vol. Ceci correspond à une augmentation de la vitesse.

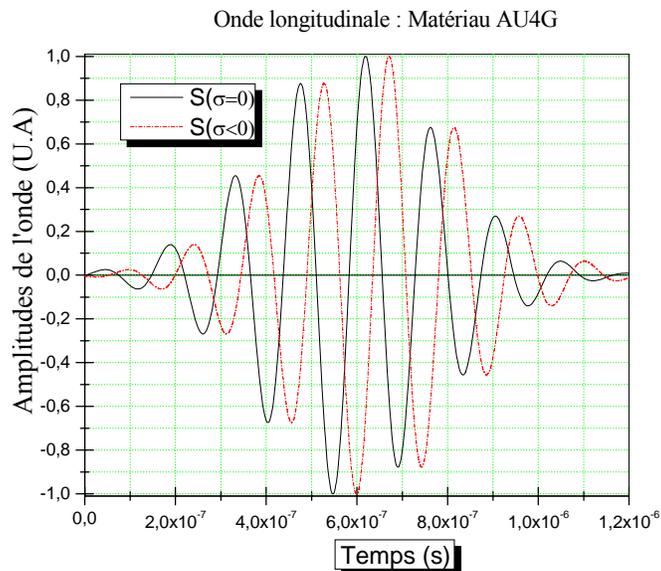
Si  $\Delta\tau < 0$  : Légère augmentation du temps de vol. Ceci correspond à une diminution de la vitesse.

A partir des valeurs de variation du temps de vol figurant au tableau IV.1, on constate que les ondes transversales sont plus sensibles aux contraintes que les ondes longitudinales. L'allure des signaux ultrasonores obtenus avant et pendant chargement sera présentée selon le cas de l'onde et la direction du chargement par rapport à la polarisation. Pour l'acier C 35, la contrainte appliquée de calcul est de 250 MPa. Quant au matériau AU 4G, la contrainte est de 150 MPa.

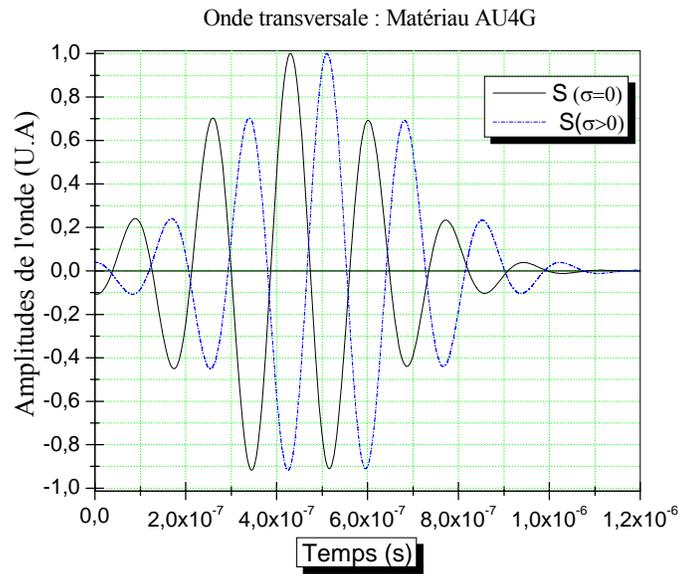
### IV.7. Simulation des signaux sous une contrainte de compression et traction dans le cas du matériau AU 4G



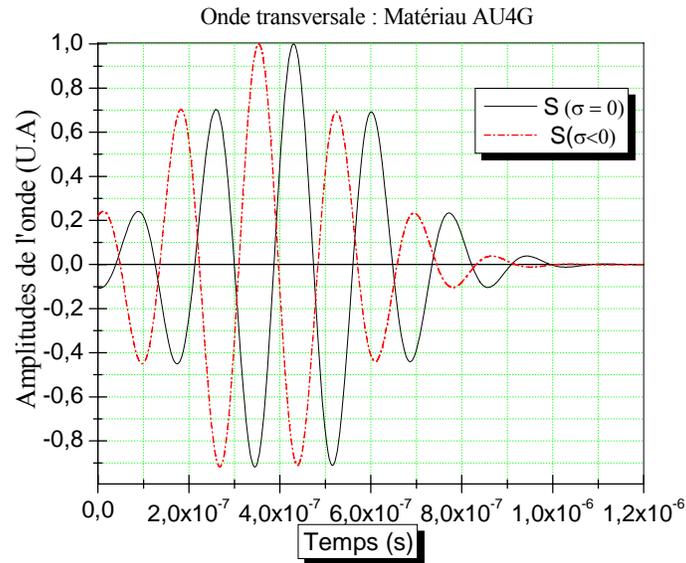
**Figure IV.6.** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant chargement. Cas d'une contrainte de traction parallèle à la propagation.



**Figure IV.7.** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant chargement. Cas d'une contrainte de compression parallèle à la propagation.

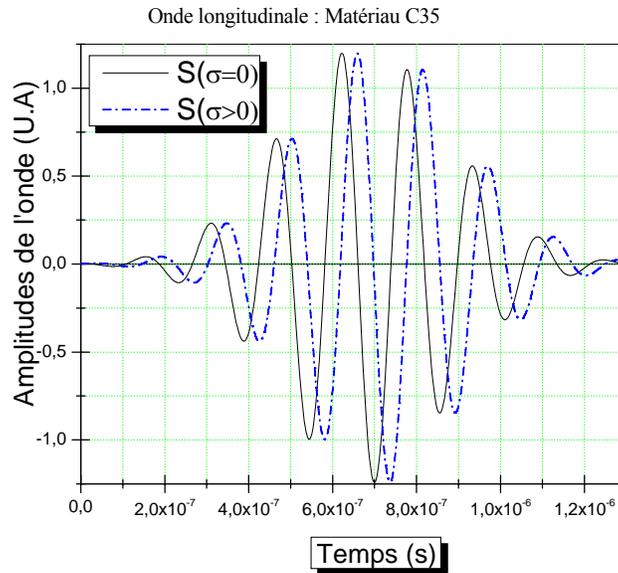


**Figure IV.8.** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant chargement. Cas d'une contrainte de traction perpendiculaire à la polarisation.

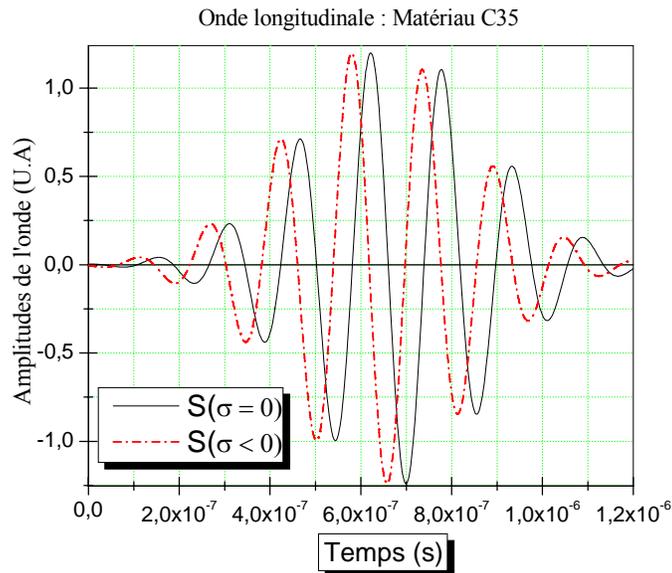


**Figure IV.9** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant chargement. Cas d'une contrainte de compression perpendiculaire à la polarisation.

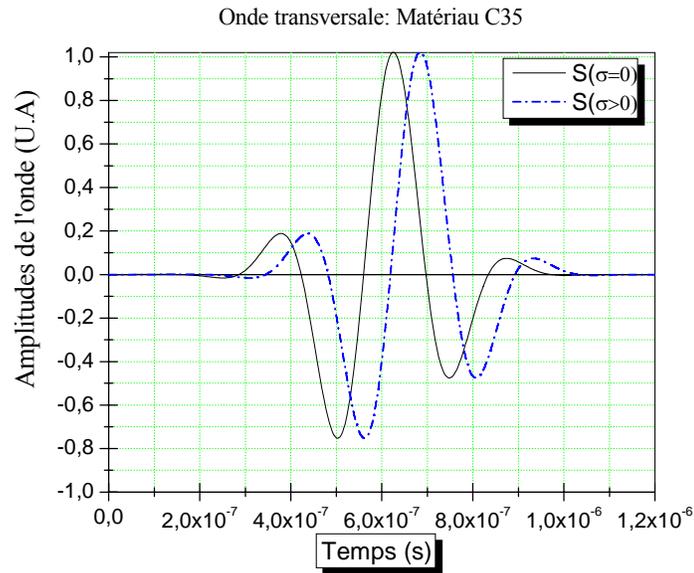
### IV.8. Simulation des signaux sous une contrainte de compression et de traction dans le cas du matériau C 35



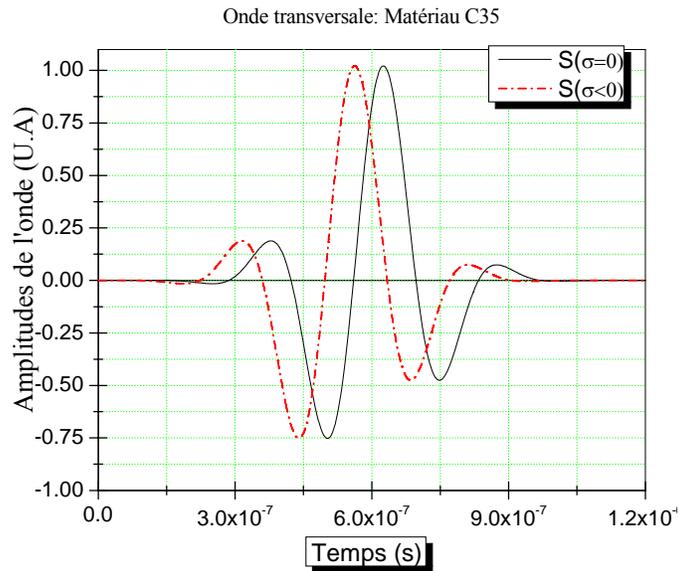
**Figure IV.10.** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant chargement. Cas d'une contrainte de traction parallèle à la polarisation.



**Figure IV.11.** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant chargement. Cas d'une contrainte de compression parallèle à la propagation.



**Figure IV.12** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant charge. Cas d'une contrainte de traction parallèle à la polarisation.



**Figure IV.13.** Allure des signaux théoriques ultrasonores des échos de fond avant et pendant charge. Cas d'une contrainte de compression parallèle à la polarisation de l'onde.

### **IV.9. Analyse des signaux simulés**

Les figures IV.6, IV.7, IV.8 et IV.9 illustrent les différentes simulations des signaux sous une contrainte de compression et traction dans le cas du matériau AU 4G pour les ondes ultrasonores considérées. Ce résultat montre l'effet de variation des vitesses sous contraintes. De même manière pour l'acier C 35, les figures IV.10, IV.11, IV.12 et IV.13 indiquent les différentes simulations des signaux sous une contrainte de compression et traction

### **Conclusion**

Au travers ces résultats théoriques, on a présenté une méthode de simulation des signaux ultrasonores sous contraintes mécaniques. On a recherché un modèle analytique du signal qui approche le plus parfaitement possible des signaux expérimentaux mesurés, en absence de contraintes, lors du sondage du matériau à étudier. Du point de vue acoustoélectrique, les signaux théoriques obtenus répondent précisément aux comportements prédits dans le cas de la variation des vitesses de propagation des ondes ultrasonores sous contraintes axiales.

## Chapitre V

### Etude expérimentale

#### Introduction

Au chapitre III, on a étudié en fonction de la contrainte appliquée, en traction ou en compression, l'évolution du coefficient théorique d'atténuation de viscosité de compression et de cisaillement. Dans cette partie, on présente une étude expérimentale.

En pratique, le coefficient d'atténuation mesuré comprend deux composantes : une composante liée à la viscosité et une composante liée à la diffraction du champ acoustique (se référer au § II.2.3 et équation II.29). Pour réduire l'effet de diffraction du faisceau acoustique de la sonde, on utilise des transducteurs E/R de fréquence  $F=5$  MHz. Cette dernière permet d'avoir un champ proche, de l'ordre de 30 mm, avoisinant la profondeur de sondage des pièces testées. Pour analyser la tendance du phénomène d'atténuation de viscosité, on étudie le comportement du signal de l'écho réfléchi de l'onde considérée pour un mode de sondage en émission – réception.

Les mesures ultrasonores dépendront notamment de la qualité des matériaux et performances de la chaîne de mesures électroacoustiques pour obtenir des signaux ayant un bon rapport signal sur bruit et une absence de dégradation fréquentielle relative à l'interaction de l'onde avec le milieu de propagation.

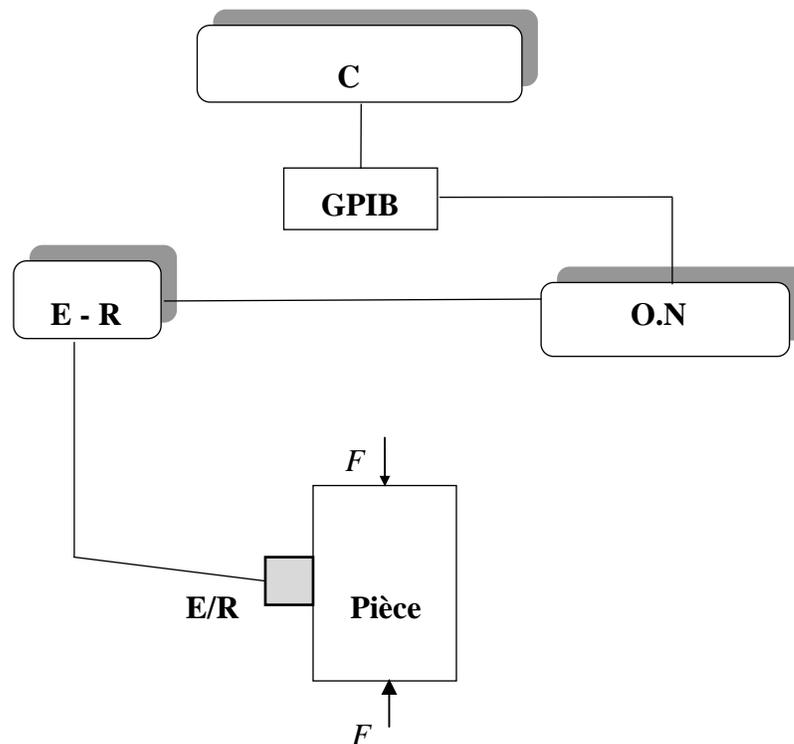
#### V.1. Choix et caractérisation des matériaux d'expérimentation

Le choix des matériaux d'expérimentation implique le recours aux aciers fins à large utilisation en construction mécanique. Il y a lieu d'insister sur la qualité requise pour le matériau d'essai sur les plans de l'homogénéité de sa structure et de ses propriétés acoustiques et mécaniques. Sur le plan de transparence aux ultrasons, un examen de la pièce à caractériser s'impose pour déceler toute présence de défaut ou de bandes ferritiques au sein du matériau. Car toute existence de bandes ferritiques dans un échantillon impliquerait d'autres mécanismes

physiques tels que la conversion de mode de propagation, la rétrodiffusion des ondes, etc. Cette procédure expérimentale a été complétée par une caractérisation de l'isotropie pour s'assurer de l'absence de toute anisotropie structurale et mécanique. En effet, toute présence d'anisotropie est susceptible de modifier les propriétés mécaniques du matériau. Les tests ont permis de considérer les échantillons testés sont quasiment isotropes. Sur le plan métallurgique, les résultats d'analyse chimique des différents matériaux ont fourni des taux d'éléments d'addition proches des taux normés (se référer à l'annexe).

Le choix a été orienté vers trois matériaux en acier de nuance C 35 (ou XC 38), 35CD4 et 45CD4 et un alliage en Duralumin AU 4G qui ont été l'objet d'une caractérisation acoustique sous contraintes. Ces matériaux sont retenus pour leurs homogénéités et propriétés acoustiques et mécaniques.

## V.2. Chaîne de mesures électroacoustiques



**Figure V.1.** Synoptique du dispositif de mesures. E : Sonde émettrice. R : Sonde réceptrice. E-R : Emetteur - Récepteur à ultrasons. F : Charge mécanique concentrée. O.N : oscilloscope numérique.

Carte d'interface GPIB. C : Micro-ordinateur.

La réalisation de l'ensemble des mesures ultrasonores en présence des contraintes fait appel à un dispositif d'acquisition et de mesure complexe composé des éléments suivants :

- Une machine universelle d'essai disposant d'un montage de flexion et développant une charge stable de 0 à 400 kN. La précision de l'effort appliqué de flexion est de l'ordre de  $\pm 0.25\%$ .
- Un banc de mesure par ultrasons (fig.V.1) comprenant des transducteurs ultrasonores de fréquence 5 MHz, excités par un générateur d'ultrasons émetteur - récepteur de bande passante de 25 MHz équipé de filtres passe-haut, pour générer des ondes longitudinales ou transversales dans l'échantillon. Le couplage acoustique entre les faces émettrice- réceptrice des transducteurs droits à contact et la pièce à tester étant obtenu par l'emploi d'un couplant spécifique selon la nature des sondes utilisées. Les signaux sont visualisés sur un oscilloscope numérique permettant leurs échantillonnages avec des vitesses allant jusqu'à 500 Méch/s et une bande passante de 100 MHz. L'ensemble est piloté par un micro-ordinateur via une interface GPIB.

On note que les expériences sont réalisées en absence de tout phénomène d'instabilité et le chargement appliqué est quasiment statique et produisant de petites déformations. A l'issue du choix, pour chaque matériau d'essai, les éprouvettes sont originaires du même barreau. Concernant les dimensions des éprouvettes, les grandeurs ont été définies en tenant compte des caractéristiques du transducteur E-R et du matériau. Ce critère est indispensable pour réduire l'influence de l'effet de la diffraction sur l'atténuation de l'énergie des signaux de mesure. Pour ce faire, les dimensions des pièces sont légèrement supérieures à la distance du champ proche de la sonde.

### **V.3. Méthode d'analyse de l'énergie des signaux ultrasonores sous contraintes mécaniques**

Pour analyser la tendance du phénomène d'atténuation, on évalue les énergies des signaux  $S_0(t)$  et  $S_\sigma(t)$  ; respectivement en absence et en présence de contraintes. Dans ce cadre, on suppose que la fréquence centrale  $f_0$  [Pag03] des signaux  $S_0(t)$  et  $S_\sigma(t)$  est invariable pendant application du chargement. Sur une fenêtre d'analyse ou d'observation  $T_{\text{obs}}$ , les énergies respectives des signaux considérés se calculent comme suit :

$$E_0 = \int_0^{T_{obs}} S_0^2(t) dt \quad (V.1)$$

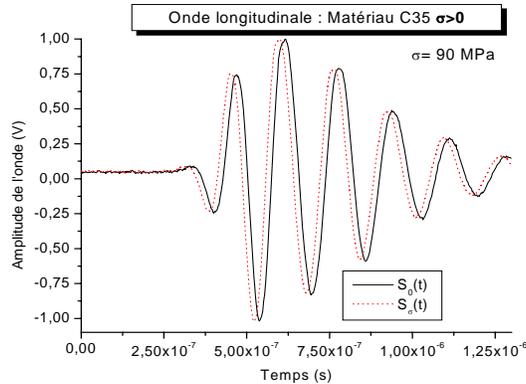
et :

$$E_\sigma = \int_0^{T_{obs}} S_\sigma^2(t) dt \quad (V.2)$$

Ces expressions seront appliquées pour évaluer l'évolution de l'énergie des signaux ultrasonores expérimentaux sous charge. La tendance d'évolution sera estimée par le rapport  $E_0/E_\sigma$ . Il est important de souligner que ce mode de calcul permet une évaluation globale de l'énergie ultrasonore sur la toute période d'observation du signal.

## V.4 Mesures ultrasonores

### V.4.1. Cas d'une onde longitudinale de direction de propagation perpendiculaire à la contrainte de traction appliquée au matériau C35



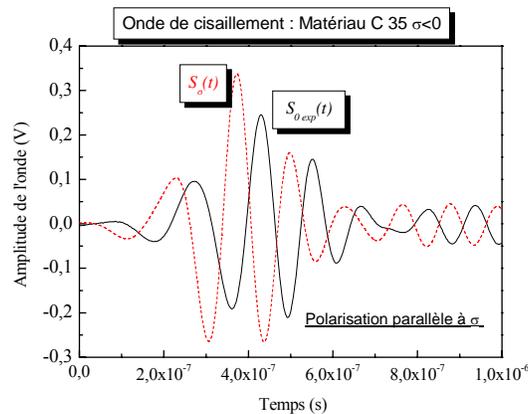
**Figure V.2.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde longitudinale en absence et en présence d'une contrainte de traction appliquée perpendiculairement par rapport à la direction de propagation dans le cas d'un matériau C 35.

Lors de l'application d'une contrainte de traction 90 MPa à la pièce testée et selon une direction perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde longitudinale, il se produit une réduction du temps de vol de l'ordre 18 ns. Ceci est illustré par la figure V.2 qui indique une légère augmentation de la vitesse de propagation. Le calcul du rapport  $E_0/E_\sigma$  montre une

diminution de l'énergie du signal insignifiante. Ce résultat signifie que l'effet acoustoélastique est faible pour le présent cas de chargement. Le présent cas est conforme au résultat théorique (fig.III.15b) qui signifie que l'atténuation relative à la viscosité augmente.

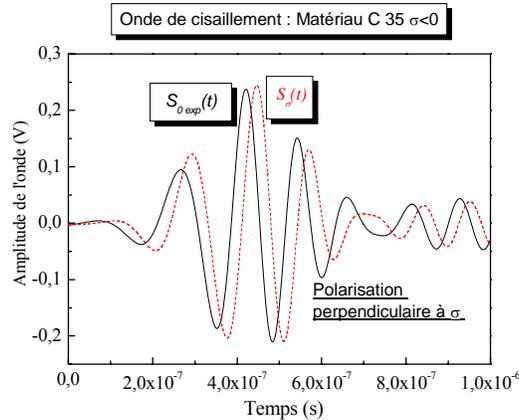
#### V.4.2. Cas d'une onde transversale de direction de propagation perpendiculaire et de polarisation parallèle à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau C 35

Quand une contrainte de compression est appliquée à l'éprouvette selon une direction perpendiculaire à la propagation et parallèle à la polarisation de l'onde transversale, il se produit une réduction du temps de vol de l'ordre de 56 ns (fig.V.3), induisant ainsi une faible augmentation de la vitesse de propagation. L'estimation du rapport  $E_0/E_\sigma$  montre une augmentation de l'énergie du signal qui signifie une réduction de l'effet d'atténuation de viscosité liée à la contrainte. En outre, on note une augmentation significative de l'amplitude du signal sous contraintes. Ce résultat est en désaccord par rapport à la figure III.13.b.



**Figure V.3.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde transversale polarisée en absence et en présence d'une contrainte de compression de direction perpendiculaire à la propagation et parallèle à la polarisation dans le cas d'un matériau C 35.

### V.4.3. Cas d'une onde transversale de direction de propagation et de polarisation perpendiculaire à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau C 35

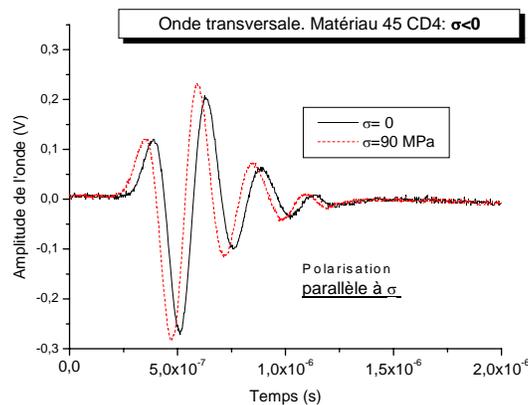


**Figure V.4.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde transversale polarisée en absence et en présence d'une contrainte de compression appliquée perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation dans le cas d'un matériau C 35.

Lorsque la contrainte de compression est appliquée à l'éprouvette selon une direction perpendiculaire à la propagation et la polarisation de l'onde transversale, il se produit une augmentation du temps de vol de l'ordre de 25 ns (fig.V.4) ; induisant par conséquent une très faible réduction de la vitesse de propagation. En principe, le coefficient d'atténuation devrait augmenter sous contraintes (voir fig.III.14b). Mais, l'augmentation de l'amplitude du signal est apparente et l'évaluation du rapport  $E_0/E_\sigma$  montre une augmentation de son énergie. Cette situation trouve une explication dans l'analyse du spectre du signal qui montre que la fréquence centrale diminue de l'ordre de 12.5% en présence de la contrainte appliquée. Cette disposition conduit donc à la configuration obtenue dans le présent cas (voir figure V.4). Par conséquent, les contraintes élastiques de compression appliquées perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde de cisaillement ont une influence sur le phénomène d'atténuation.

#### V.4.4. Cas d'une onde transversale de direction de propagation perpendiculaire et de polarisation parallèle à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau 45 CD4

Quand une contrainte de compression est appliquée à l'éprouvette selon une direction perpendiculaire à la propagation et parallèle à la polarisation de l'onde transversale, il se produit une réduction du temps de vol de l'ordre 44 ns (fig.V.5) qui induit une légère augmentation de la vitesse de propagation. L'estimation du rapport  $E_0/E_\sigma$  montre une augmentation de l'énergie du signal consécutive à une diminution de l'effet d'atténuation relative à l'application de la contrainte. En outre, on note une légère augmentation de l'amplitude signal sous contraintes. Ce résultat est en désaccord par rapport à la figure III.13.b. Cette configuration donne un comportement comparable au cas V.4.2.

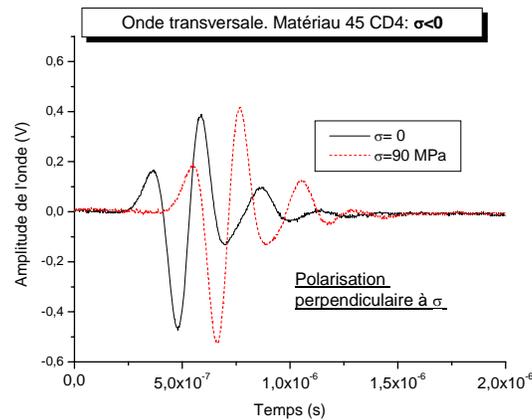


**Figure V.5.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde transversale polarisée de direction de propagation perpendiculaire et de polarisation parallèle à la contrainte de compression en absence et en présence d'une contrainte dans le cas d'un matériau 45 CD4.

#### V.4.5. Cas d'une onde transversale de direction de propagation et de polarisation perpendiculaire à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau 45 CD4

Lorsque la contrainte de compression est appliquée à l'éprouvette selon une direction perpendiculaire à la direction de propagation et de polarisation de l'onde transversale, il se produit une augmentation du temps de vol 80 ns (fig.V.6). Ce phénomène conduit à une légère

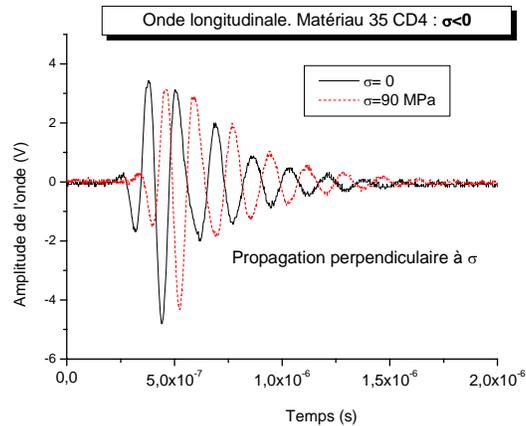
réduction de la vitesse de propagation. La détermination du rapport  $E_0/E_\sigma$  indique une augmentation de l'énergie du signal relative à une réduction de l'effet d'atténuation sous contraintes. Cette disposition est comparable au cas V.4.3. En effet, on assiste à une chute de la fréquence centrale du signal sous contraintes. Par conséquent, les contraintes élastiques de compression appliquées perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde de cisaillement contribuent à la modification de la pulsation du signal sous charge.



**Figure V.6.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde transversale polarisée en absence et en présence d'une contrainte de compression appliquée perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation dans le cas d'un matériau 45 CD4.

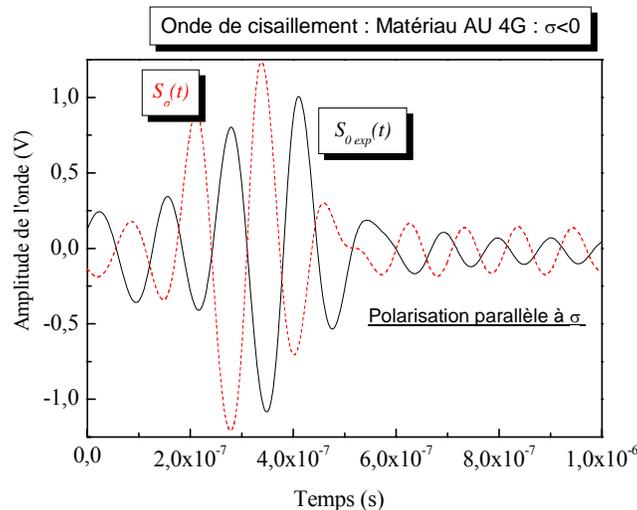
#### V.4.6. Cas d'une onde longitudinale de propagation perpendiculaire à la contrainte de traction appliquée au matériau 35 CD4

Quand une contrainte de compression est appliquée à l'éprouvette selon une direction perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde longitudinale, il se produit une augmentation du temps de vol de l'ordre 84 ns (fig.V.7). Ceci s'accompagne d'une diminution de la vitesse de propagation. Le calcul du rapport  $E_0/E_\sigma$  révèle une diminution de l'énergie du signal relative à une influence de l'effet d'atténuation sous charge.



**Figure V.7.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde longitudinale en absence et en présence d'une contrainte de compression appliquée perpendiculairement par rapport à la direction de propagation dans le cas d'un matériau 35 CD4.

#### V.4.7. Cas d'une onde transversale de direction de propagation perpendiculaire et de polarisation parallèle à la contrainte de compression appliquée au matériau AU 4G



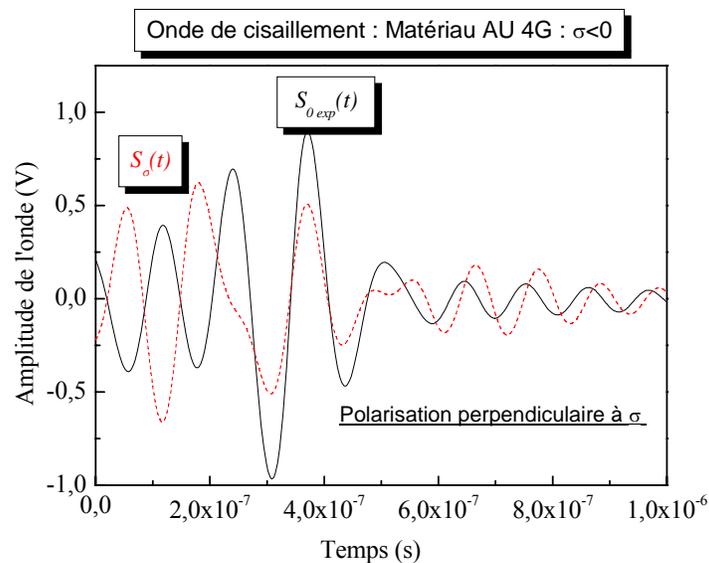
**Figure V.8.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde transversale polarisée en absence et en présence d'une contrainte de compression de direction perpendiculaire à la propagation et parallèle à la polarisation dans le cas d'un matériau AU4G.

Pour cette expérience, il se reproduit une augmentation de la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement. L'estimation du rapport  $E_0/E_\sigma$  indique une augmentation de l'énergie du

signal relative à une réduction de l'effet d'atténuation de viscosité de cisaillement sous contraintes comme le montre la figure V.8. En outre, on note une augmentation significative de l'amplitude signal sous contraintes. Ce résultat est en désaccord par rapport à la figure III.9.b.

#### V.4.8. Cas d'une onde transversale de direction de propagation et de polarisation perpendiculaire à la direction de la contrainte de compression appliquée au matériau AU 4G

Pour ce cas, l'expérience montre que l'énergie du signal diminue (fig.V.9) ayant pour cause l'augmentation de l'effet d'atténuation de viscosité de cisaillement (fig.III.10.b). Pour la présente situation, le spectre du signal subit un affaissement et un décalage de la fréquence centrale sous contraintes de l'ordre de 25%.



**Figure V.9.** Allure temporelle des signaux expérimentaux d'une onde transversale polarisée en absence et en présence d'une contrainte de compression appliquée perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation dans le cas d'un matériau AU4G.

En synthétisant les résultats expérimentaux et théoriques dans un tableau récapitulatif montrant la tendance du coefficient d'atténuation de viscosité simulé comparé à l'évolution de l'énergie des signaux ultrasonores sous contraintes.

Matériaux	Nature de la contrainte ( $\sigma$ )	Temps de vol	Vitesse longitudinale ( $V_{OL}$ ) Et transversale ( $V_{OT}$ )	Evolution du rapport de l'énergie du signal $\left(\frac{E_0}{E_\sigma}\right)$	Coefficient d'atténuation de viscosité simulé ( $\alpha_{OL}$ ) et ( $\alpha_{OT}$ )	Observation
C 35	$\sigma > 0$	↓	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation $V_{OL}$ : augmente	↓ 1.0092	↑	Faible diminution Accord
	$\sigma < 0$	↓	$\sigma$ perpendiculaire à Propagation et // polarisation $V_{OT}$ : augmente	↑ 0.60	↑	en désaccord
	$\sigma < 0$	↑	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation et polarisation $V_{OT}$ : diminue	↑ 0.96	↑	en désaccord
AU 4G	$\sigma < 0$	↓	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation et // polarisation $V_{OT}$ : augmente	↑ 0.79	↑	en désaccord
	$\sigma < 0$	↑	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation et la polarisation $V_{OT}$ : diminue	↓ 1.61	↑	Accord
45 CD4	$\sigma < 0$	↓	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation et // à la polarisation $V_{OT}$ : augmente.	↑ 0.84	---	---
	$\sigma < 0$	↑	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation et la polarisation $V_{OT}$ : diminue	↑ 0.08	----	----
35 CD4	$\sigma < 0$	↑	$\sigma$ perpendiculaire à la Propagation $V_{OL}$ : diminue	↓ 1.145	----	----

Tableau V.1. Synthèse des résultats expérimentaux montrant la tendance du coefficient d'atténuation de viscosité simulé comparé à l'évolution de l'énergie des signaux ultrasonores sous contraintes.

## Conclusion

Les mesures expérimentales réalisées dans cette partie ont concerné des matériaux métalliques de nuances C 35, 35 CD4, 45 CD 4 et AU 4G, retenus pour des raisons de performances de leurs caractéristiques mécaniques et de transparences aux ultrasons. Des analyses approfondies sur les énergies ultrasonores des signaux expérimentaux ont été opérées afin d'évaluer la tendance du phénomène d'atténuation de viscosité sous contraintes. En effet, l'estimation du rapport  $E_0/E_\sigma$  a permis d'évaluer la tendance d'évolution de l'énergie du signal en présence d'une contrainte. Il ressort que l'atténuation de viscosité propre à la compression dépend à la fois des directions de propagation et de la nature de la contrainte appliquée. Quant à l'atténuation de viscosité propre au cisaillement, elle dépend d'une part des directions de propagation et de polarisation et d'autre part du type de la contrainte appliquée. Pour certains cas, on assiste à une chute de la fréquence centrale du signal sous contraintes. Par conséquent, les contraintes élastiques de compression appliquées perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde de cisaillement ont une influence importante sur le phénomène d'atténuation. Ainsi, la présence de dispersion devrait être prise en compte.

L'étude expérimentale a permis de valider partiellement les résultats obtenus par la théorie et d'ouvrir la voie vers de futures investigations approfondies du phénomène. Ces résultats mettent en relief les corrélations pouvant lier d'une part les effets de variation de vitesse, de dispersion et d'atténuation des ondes ultrasonores et d'autre part les différents types de contraintes appliquées.

## Conclusion générale

L'étude du phénomène de dispersion et d'atténuation des ondes acoustiques est d'un intérêt certain dans le domaine de l'évaluation non destructive des matériaux. Dès qu'un phénomène dissipatif apparaît, la propagation des ondes acoustiques est généralement décrite par un modèle de comportement viscoélastique. La prise en compte d'un tel phénomène pour l'évaluation non destructive des matériaux, comme la viscosité du matériau, permet alors de modéliser un comportement se rapprochant d'un milieu réel et donc d'aboutir à une meilleure caractérisation. Par conséquent, la prise en compte de la viscosité dans le modèle de propagation s'avère nécessaire pour la plupart des matériaux. De plus l'évaluation des courbes de dispersion et d'atténuation selon différentes directions de propagation est une source d'information utile.

Cette étude a porté sur l'analyse du comportement des ondes ultrasonores se propageant dans des matériaux isotropes faiblement atténuants soumis aux contraintes axiales du type compression ou traction. On a montré que la dispersion et l'atténuation des ondes acoustiques apparaissent comme deux phénomènes dépendants l'un de l'autre; relation imposant une prise en compte lors de l'identification des propriétés viscoélastiques du milieu dispersif. Dans le cadre du modèle de Kelvin-Voigt, la relation de cause à effet entre le modèle viscoélastique du milieu homogénéisé et les phénomènes de dispersion et d'atténuation des ondes acoustiques se propageant dans ce milieu isotrope viscoélastique est établie par l'écriture de l'équation de propagation incluant les constantes viscoélastiques. La résolution de cette équation fournit deux solutions : l'une est celle des ondes de compression et l'autre est celle des ondes de cisaillement. Ainsi, les expressions des vitesses de propagation et coefficients d'atténuation relative à la viscosité de compression et de cisaillement sont établies. Les simulations pratiquées ont fourni des courbes théoriques d'atténuation de viscosité pour deux matériaux usuels AU4G et C 35 en présence des contraintes appliquées. Il ressort que l'atténuation de compression dépend à la fois des directions de propagation et de la nature des contraintes appliquées. Quant à l'atténuation de viscosité de cisaillement, elle dépend d'une part des directions de propagation et de polarisation et d'autre part du type des contraintes appliquées. Tenant compte de ces résultats théoriques, nous avons étudié les réponses acoustoélectriques des signaux théoriques d'ondes ultrasonores sous

contraintes. Pour ce faire, on a recherché un modèle théorique du signal qui approche le plus parfaitement possible le signal expérimental mesuré lors du sondage du matériau considéré en absence de contraintes. Pour la simulation de la propagation d'ondes ultrasonores en milieu contraint, on a répondu au problème de variation de la vitesse sans aborder l'atténuation.

Les mesures expérimentales réalisées dans cette partie ont concerné des matériaux métalliques de nuances C 35, 35 CD4, 45 CD 4 et AU 4G, retenus pour des raisons de performances de leurs caractéristiques mécaniques et de transparences aux ultrasons. Des analyses approfondies sur les énergies ultrasonores des signaux expérimentaux ont été opérées afin d'évaluer la tendance du phénomène d'atténuation de viscosité sous contraintes. En effet, l'estimation du rapport  $E_0/E_\sigma$  a permis d'évaluer la tendance d'évolution de l'énergie du signal en présence d'une contrainte. Il ressort que l'atténuation de viscosité propre à la compression dépend à la fois des directions de propagation et de la nature de la contrainte appliquée. Quant à l'atténuation de viscosité propre au cisaillement, elle dépend d'une part des directions de propagation et de polarisation et d'autre part du type de la contrainte appliquée. Pour certains cas, on assiste à une chute de la fréquence centrale du signal sous contraintes. Par conséquent, les contraintes élastiques de compression appliquées perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde de cisaillement ont une influence importante sur le phénomène d'atténuation. Par conséquent, la présence de dispersion devrait être prise en compte.

L'étude expérimentale a permis de valider partiellement les résultats obtenus par la théorie et d'ouvrir la voie vers de futures investigations approfondies du phénomène. Ces résultats mettent en relief les corrélations pouvant lier d'une part les effets de variation de vitesse, de dispersion et d'atténuation des ondes ultrasonores et d'autre part les différents types de contraintes appliquées.

## Références bibliographiques

- [Adl90] L. Adler and Nagdy P.B. Nagdy, “*Improved discontinuity detection in composites by ultrasonic leaky lamb waves*”. Bulletin 9010 EWI Research brief, Edison Welding Institute, Columbus (Ohio), Dec. 1990.
- [Alb86] J.C. Albert et O. Cassier, “*Contrôle en ondes de Lamb de tôles d’acier inoxydable à l’aide d’un générateur de trains d’onde*”. 6<sup>ème</sup> Colloque international sur les méthodes de contrôle non destructif, Strasbourg, octobre. 1986.
- [Bac78] F. Bach and V. Askegaard, “*General stress-velocity expressions in acousto-elasticity*”. Experimental Mechanics. 1978. P69-75.
- [Bad04] A.Badidi-Bouda, “*Contribution à la caractérisation des matériaux par ultrasons*”. Thèse de Doctorat de l’USTHB, Spécialité: Science des Matériaux; 2004.
- [Bha67] A.B. BHATIA, “*Ultrasonic absorption*”. Oxford. At the Clarendon Press. 1967.
- [Bel02] F. Belahcene, “*Détermination des contraintes résiduelles par méthode ultrasonore*”. Techniques de l’Ingénieur, in 8 – 6, déc. 2002.
- [Bou86] T. Bourbier et all, “*Acoustique des milieux poreux*”. Technip - Paris. 1986.
- [Cas86] Centre d’Actualisation Scientifique et Technique (CAST), “*Contrôle Non Destructif Par Ultrasons*”, Tome I, Niveau III, Ingénieur, INSA Lyon 1986.
- [Cat98] S. Catheline, “*Interférométrie - speckle ultrasonore application à la mesure d’élasticité*”. Thèse de Doctorat de l’Université Paris VII, Spécialité: Acoustique Physique; Nov. 1998.
- [Cha87] J.Y. Chatellier, “*Simulation acoustoélastique du forgeage des métaux. Application à la détermination des contraintes résiduelles*”. Thèse de Doctorat. ENSAM-Paris.1987.
- [Clé01] E. Le Clézio, “*Diffraction des ondes de lamb par des fissures verticales*”. Thèse de Doctorat. Spécialité : Mécanique; déc. 2001. Université de Bordeaux I.
- [Cou00] G. Couarraze, J.L. Grossiord." Initiation à la rhéologie" 3<sup>ème</sup> édition, 2000.
- [Dob95] G. Dobman, N. Meyendorf and E. Schneider, “*Progress in metals and new materials investigation methods*”. 10th International Symposium St-Etienne, France (1995).
- [Dub96] M. Dubuget, R.El Guerjouma, S. Dubois, J.C. Baboux, and A.Vincent, “*Characterisation of the non-linear elastic properties of aluminium alloys using ultrasonic evaluation under load*”. Materials Sciences Forum Vols. 217-222 (1996). P 951-956.

- [**Dic86**] R.J. Dickinson, “*Reflection and scattering in physical principles of medical ultrasonic*”, Ed. C.R Hill (Ellis Horwood Chichester, 1986), P 225.
- [**Die96**] E. Dieulesaint et D. Royer, “*Ondes élastiques dans les solides*”. Masson Paris. 1996.
- [**Elk03**] A.S. Elkaramany, “*Boundary integral equation formulation in generalized linear thermo-viscoelasticity with rheological volume*”. *Journal of Applied Mechanics*, Sep. 2003, Vol. 70/661.
- [**Gra94**] C. Graciet and B. Hosten, “*Simultaneous measurement of speed, attenuation, thickness and density with reflected ultrasonic waves in plates*”. IEEE Ultrasonic symposium. 1994.
- [**Goe80**] K.Goebbels, “*Research techniques in NDT*”, Vol.4, Academic Press, New York, 1980.
- [**Hea52**] R.F.S. Hearmon, “*Third order elastic coefficients*”. *Acta. Crys.* 6. P331-340. 1952.
- [**Hey83**] J.S. Heyman, S.G. Allison S.G. and K. Salama, IEEE Ultrasonic Symposium, 991(1983),
- [**Hir82**] S.Hireskon, *J.Acoust.Soc.Am.* ; 72(3), (1982) 1021.
- [**Hir80**] P.W. Hireskon, Van Andel and U. Netzelmann, “*Ultrasonic methods to detect and evaluate damage in steel*”, *NDT & E* 15(2000)373-393.
- [**Hug53**] D.S. Hughes and J.L. Kelly, “*Second order elastic deformation in solids*”. *Physic. Rev.* 92. P1145-1149. 1953.
- [**Jas96**] C. Jasman, *The journal of the acoustical society of America*; ISSN 0001-4966; USA; DA. 1996-04 ; vol .99; N° 4; pp2086-2096 et pp 1944-1948.
- [**K484**] et [**K486**] *Technique de l'ingénieur*.
- [**Kra86**] J. KrautKramer, “*Contrôle ultrasonore des joints austénitiques soudés*”. Springer verlag 1986.
- [**Lak92**] F. Lakestani, “*Équipement de contrôle par ultrasons*”. CAST, contrôle non destructif par ultrasons. Laboratoire traitement du signal et ultrason. I.N.S.A 1992.
- [**Lak98**] R.S. Lakes, “*Viscoelastic solids*”. CRC Press, New York.1998.
- [**Lan00**] M. Landa and J. Plešek, “*Ultrasonic techniques for non destructive evaluation of internal stresses*”. ROMA 2000, 15<sup>th</sup> WCNDT.
- [**Lav.86**]. Lavergne, M. “*Méthodes sismiques*”. Editions : Technip. 1986.
- [**Ley02**] N. Leymarie, “*Analyse du comportement viscoélastique de matériaux anisotropes par reconstruction de forme d'onde*”. Thèse de Doctorat. Université Bordeaux I, Spécialité Mécanique, Janvier 2002.
- [**Mar92**] J.H. Marchese, “*Méthodes de contrôle par ultrasons*”, CAST, contrôle non destructif par Ultrasons. I.U.T. NIMES, 1992.
- [**Men97**] S. Menad, “*Comportement des ondes transversales polarisées dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques de flexion et de compression*”. Thèse de Magister. INGM.

Boumerdès. Juillet. 1997.

- [Mur51] F.D. Murnaghan, "*Finite deformation of an elastic solid*". John Wiley and sons. New York. 1951.
- [Nac90] T. Naciri, P. Navi and O. Granacher, "*On harmonic wave propagation in multilayered viscoelastic media*". Int.J.Mech. Sci.32:225-231. (1990).
- [Pai83] H.J. Pain, "*The physics of vibration and waves*". 3<sup>rd</sup> edition. John Wiley & sons limited 1983.
- [Pag03] D. Pagodinas, "*Ultrasonic signal processing methods for detection of defects in composite materials*". NDT.net July 2003, Vol.8 No.07.
- [Pap60] E. P. Papadakis, "*Ultrasonic attenuation crystal*". Journal Acoustic Society of America.32. 1628.1960.
- [Pap68] E. P. Papadakis, "*Ultrasonic attenuation caused by scattering in polycrystalline media*". Physical Acoustics, Vol.VI. Part .B. Academic – press, New York. 1968 .
- [Per93] J. Peridjon, "*Le contrôle non destructif par ultrasons*". HERMES Paris 1993.
- [Pol77] H.F. Pollard, "*Sound waves in solids*". 1977 Pion Limited. London.
- [Rho69] T. Rhon et al. "*Ultrasonic method in solid state physicc*". Academic Press New York. London 1969.
- [Rob94] L. Robert, "*Etude par microscopie acoustique de l'influence des irradiations sur des aciers inoxydables*". Thèse de Doctorat, Université de Montpellier, 1994.
- [Ros99] J.L. Rose, "*Ultrasonic waves in solid media*". (1999).
- [Sal81] K, Salama. et al: in "*roc. Of DARPA/AF review of progress in quantitative non-destructive evaluation*", Report AFWAL-TR-81-4080, (ed. D. O. Thompson and R.B. Thompson), 265, Air Force Wright Aeronautical Laboratories, Dayton, OH, 1981.
- [Séb03] L. Sébastien, "*Modélisation de la propagation ultrasonore dans les matériaux composites obtenus par le procédé de fabrication RTM (Resin Transfer Mol ding)*". Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux I, Spécialité : Mécanique ; Nov. 2003.
- [Ser01] L.serge, "*Acoustique industrielle et aéroacoustique*". Hermes Science Europe.2001.
- [Sic84] M.O. Si-Chaib, "*Comportement des ultrasons dans des pièces simples soumises à des contraintes*". Communication au COFREND. 12/02/1985. Institut de soudure de Paris. Mémoire de DEA. ENSAM. Paris. 1984.
- [Sic00] Si-Chaib, M.O., Djelouah, H. and Bocquet, M. "Application of ultrasonic reflection mode-conversion transducers in NDE". NDT & E Int. 33 (2000) pp 91-99.
- [Sic01] M.O. Si-Chaib, "*Comportement des ondes ultrasonores de compression et de cisaillement dans des pièces soumises à des contraintes*". Thèse de Doctorat d'Etat en Acoustique, Faculté

de Physique, USTHB 2001.

- [**Sic01a**] M.O. Si-Chaib, S. Menad, H. Djelouah, M. Boquet. ‘‘*An ultrasound method for the acoustic evaluation of simple bending stresses*’’. N.D.T & E Int. 2001; 34; 521-9.
- [**Sic05**] M.O. Si-Chaib et al. ‘‘*Propagation of ultrasonic waves in materials under bending forces*’’. N.D.T & E Int. 38(2005); 283-289.
- [**Smi63**] R. T. Smith, ‘‘*Stress induced anisotropy in solids. The acousto-elastic effects*’’. Physics Department. Imperial College of Science and Technology. July-Sept. 1963.
- [**Tou61**] R.A. Toupin and B. Bernstein, ‘‘*Sounds waves in deformed perfectly elastic materials. Acoustoelastic effect*’’. J. Acoust. Soc. Am. 33(2). P 216-225. (1961).
- [**Wal03**] Y. Wali et al, ‘‘*Effet des contraintes statiques sur les vitesses de propagation des ondes ultrasonores*’’. NDT.net, May 2003, Vol.8 No.05.

## Normes, nuances et composition chimique des matériaux étudiés

➤ **Aciers C35 (XC38), Norme NF A35-552**, un acier au carbone, de construction, traité thermiquement, c'est l'une des nuances les plus soignées, à teneur en carbone de 0.35 %, teneur un peu basse en phosphore, et en silicium caractéristique serrées, grains fins, de hautes dureté et limite élastique, à structure beaucoup plus ferritique que perlitique. Ses qualités sont très recherchées du fait que ce matériau répond au critère de transparence aux ultrasons. C'est un acier soudable, trempabilité limitée, utilisé pour des pièces de faibles et moyennes section modérément sollicitées : bielle, arbre, boulonnerie.

➤ **Aciers 35CD4**, faiblement allié, dont la teneur en chrome est de 1%, plus des traces de molybdène. Un aciers dont la dureté dépend de la fraction volumique, la taille et l'espacement de ses éléments d'addition ; carbone ; azote ; titane ; tantale ; niobium ; chrome et molybdène.

➤ **Aciers 45 CD4**, faiblement allié ; dont la teneur en chrome est de 1%, plus de traces de molybdène ; le molybdène augmente largement la trempabilité des aciers (teneur utilisée 0.2 à 0.3%), s'usinent mieux à dureté égale que les aciers au Carbone, le Molybdène augmente KCU et la résistance aux températures élevées, aciers pour trempe à l'huile de sections moyennes au fortes contraintes.

L'acier 42CD4 est quelquefois utilisé pour pièces trempées superficiellement (NF A35-563).

### ➤ **Alliage d'aluminium AU4G**

défini par la norme NF A 02-004 : Aluminium : métal de base, il est désigné par la lettre A, suivie d'un numéro conventionnel représentatif de sa pureté. On a ainsi : A4 pour l'aluminium à 99 %. A-U4G est un alliage constitué d'aluminium de pureté 99 % avec environ 1 % de cuivre et du magnésium.

## Composition chimique des aciers

En général cette composition chimique est garantie sur lingots de coulée (c'est-à-dire sur un prélèvement de métal effectué à l'état liquide avant la coulée). Le tableau ci dessous rassemble, en fonction des familles d'aciers, les limites relatives à toutes les nuances décrites par les normes

considérées ici (on constate que, suivant les normes, une même désignation peut correspondre à des compositions chimiques légèrement différentes).

Nuance	Norme NF A 35	Composition chimique (% en masse)											
		C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Mo	V	Al	B	Cu
<b>XC38</b>	553	0.30 à 0.35	0.50 à 0.80	0.10 à 0.35	≤0.035	≤0.035							
<b>42 CD 4</b>	552-556 à 559	0.23 à 0.45	0.60 à 0.90	0.10 à 0.40	≤0.035	≤0.335		0.90 à 1.20	0.15 à 0.25				
<b>35 CD 4</b>	552-556 à 559	0.31 à 0.35	0.60 à 0.90	0.10 à 0.40	≤0.035	≤0.035		0.90 à 1.20	0.15 à 0.30				

Tableau de la composition chimique des nuances XC38, 35CD4 et 45CD4  
selon la norme AFNOR NF A35.

Afin de s'assurer de la composition chimique de nos éprouvettes, une analyse chimique de deux nuances a été réalisée, les résultats sont mentionnés sur le tableau suivant:

Nuance	Composition chimique (% en masse)											
	C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Mo	V	Al	B	Cu
<b>XC38</b>	0.35	0.7	0.3	0.036	0.035							
<b>35 CD 4</b>	0.37	0.83	0.24	0.015	0.006	0.13	1.08	0.20	0.001			0.30

Tableau des résultats de l'analyse chimique de deux nuances (C35 et 35CD 4)