

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE**  
**ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE**  
**HOUARI BOUMEDIENE**  
**FACULTE DE PHYSIQUE**



**MEMOIRE**

Présenté pour l'obtention du diplôme de : **MAGISTER**

**EN PHYSIQUE**

**Spécialité : MATERIAUX ET COMPOSANTS**

**Par :**

**NOUIOUA ISMAÏL**

**SUJET :**

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ABSORPTION  
DES ULTRASONS DANS LES MATERIAUX IMITANT  
LES TISSUS BIOLOGIQUES MOUS**

Soutenu publiquement le 24/02/2010, devant le jury composé de :

Mr. D. BRADAI,	Professeur,	U.S.T.H.B.,	Président
Mr. T. BOUTKEDJIRT,	Maître de Conférences A,	U.S.T.H.B.,	Directeur de Thèse
Mr. F. BOUBENIDER,	Professeur,	U.S.T.H.B.,	Examineur
Mr. H. DJELOUAH,	Professeur,	U.S.T.H.B.,	Examineur
Mr. Y. REMRAM,	Maître de Conférences A,	U.S.T.H.B.,	Examineur

## *REMERCIEMENTS*

Cette étude a été réalisée à la Faculté de physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (U.S.T.H.B), au sein de l'équipe « physique des ultrasons », sous la direction de Monsieur T. Boutkedjirt, Maître de conférences à l'U.S.T.H.B. Je tiens à lui exprimer mes plus vifs remerciements pour la confiance qu'il m'a témoignée, pour sa patience, sa disponibilité malgré un emploi du temps parfois surchargé, mais aussi pour son expérience et les conseils qu'ils m'a prodigués tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur D. Bradai Professeur à l'U.S.T.H.B, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'exprime également mes profonds remerciements au Professeur F. Boubnider, et à Monsieur Y. REMRAM, Maître de conférences à l'U.S.T.H.B, qui, forts de leurs connaissances et de leur expérience, ont bien voulu juger ce travail.

J'exprime également mes profonds remerciements à Monsieur H. Djelouah, Professeur à l'U.S.T.H.B, responsable de l'équipe « physique des ultrasons », pour m'avoir accueillie dans son équipe et pour avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires pour mener à terme ce travail. Je le remercie pour ses encouragements, ses conseils et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de faire partie du jury.

Je tiens à remercier Monsieur A. Bennamane chargé de cours à l'U.S.T.H.B pour son aide apportée à la réalisation de ce travail.

Mes remerciements s'adressent également à tous les membres de l'équipe "Physique des ultrasons", qui m'ont permis de travailler dans des conditions agréables. Merci à tous, Rafik, Nadir, Assia, Nardjess et les autres.

Je remercie chaleureusement mes parents, mon frère, mon beau frère Ahmed et mes sœurs qui m'ont soutenue tout au long de mes études, parfois au prix de quelques sacrifices, et sans lesquels je n'aurais pas pu aspirer à ce niveau de savoir.

Mes remerciements s'adressent également à tout ceux qui ont donné un conseil, une idée, un savoir ou une aide quelconque. Merci à tous avec une mention très spéciale pour J. Semmam, AbouBakr, Mohamed.

# Table des Matières

TABLE DES MATIERES .....	3
TABLE DES FIGURES .....	5
TABLEAUX .....	7
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>8</b>
<b>1. GENERALITES.....</b>	<b>11</b>
1.1 TISSU BIOLOGIQUE.....	11
1.1.1 Introduction .....	11
1.1.2 Définition .....	11
1.1.2.1 Association territoriale .....	11
1.1.2.2 Association fonctionnelle.....	11
1.1.2.3 Association biologique.....	12
1.1.3 Les quatre grandes familles de tissus .....	12
1.1.4 Les populations cellulaires libres et la lignée germinale.....	13
1.1.4.1 Distribution des populations cellulaires libres dans l'organisme .....	13
1.1.4.2 Emplacement et rôle de la lignée germinale.....	14
1.1.5 La matrice extracellulaire (MEC) .....	14
1.2 LES ULTRASONS .....	15
1.2.1 Définition .....	15
1.2.2 Les différentes classes d'ondes ultrasonores.....	15
1.2.2 Caractéristiques des ondes ultrasonores .....	16
1.2.3 Caractéristiques du milieu de propagation .....	17
1.2.4 Génération des ultrasons .....	18
1.2.5 Interaction des ultrasons avec les tissus biologiques .....	20
1.2.6 Les ultrasons en médecine et en biologie.....	21
1.2.7 Matériaux imitant les tissus biologiques (fantômes).....	23
1.2.8 Gélatine .....	24
<b>2. ABSORPTION DANS UN MATERIAU HOMOGENE .....</b>	<b>27</b>
2.1 INTRODUCTION.....	27
2.1.1 Viscosité.....	27
2.1.2 Conduction de la chaleur.....	28
2.1.3 Relaxation.....	29
2.2 MODELE CAUSAL.....	31
2.2.1 Modèle thermo-visqueux.....	31
2.2.2 Absorption des ondes électromagnétiques .....	33
2.2.3 Établissement de l'équation d'onde dans un milieu absorbant .....	33
2.2.3.1 Établissement de l'équation d'onde dans le domaine fréquentiel .....	33
2.2.3.2 Établissement de l'équation d'onde dans le domaine temporel .....	35
a) $\eta$ entier naturel pair.....	35
b) $\eta$ entier naturel impair.....	35
c) $\eta$ réel pur.....	36
2.2.4 Équation d'onde causale et dispersion .....	37
2.2.4.1 Équation d'onde causale.....	37
2.2.4.2 Dispersion.....	40
2.2.5 Simulation .....	43
2.2.5.1 Effet de la causalité .....	44
2.2.5.2 Changement d'échelle .....	45
2.2.5.3 Changement de forme .....	47
2.2.5.4 Exemple de simulation.....	50

2.3 CONCLUSION .....	52
<b>3. ÉTUDE EXPERIMENTALE.....</b>	<b>54</b>
3.1 INTRODUCTION .....	54
3.2 PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	56
3.2.1 Réalisation des échantillons de gélatine à 10% (10 g par 100ml) et de gélatine-agar à différentes concentrations (poids/poids %) .....	57
3.2.2 Montage expérimental.....	58
3.2.3 Précautions permettant d'améliorer les conditions de mesure .....	60
3.2.4 Mode de mesure .....	61
3.2.4.1. Mesure sans échantillon .....	61
3.2.4.2. Mesures avec échantillon .....	61
3.2.4.3. Remarques.....	63
3.2.5 Méthode de calcul .....	65
3.2.5.1 Mesure de la différence de hauteur moyenne entre les deux échantillons .....	65
3.2.5.2 Mesure de la vitesse de propagation.....	66
3.2.5.3 Mesure de la vitesse de phase.....	67
3.2.5.4 Mesure de l'atténuation .....	68
3.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX .....	71
3.3.1 Les signaux d'excitation .....	71
3.3.2 Caractérisation de la gélatine .....	72
3.3.2.a Mesure de la vitesse de propagation des ultrasons dans la gélatine .....	73
3.3.2.b Mesure de la vitesse de phase en fonction de la fréquence .....	73
3.3.2.c Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence.....	75
3.3.3 Caractérisation du gel gélatine-agar à différentes concentrations d'agar (cc = poids%) .....	79
3.3.3.a Mesure de la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar .....	81
3.3.3.b Mesure de la vitesse de phase en fonction de la fréquence .....	83
3.3.3.c Variation de l'atténuation en fonctions de la fréquence .....	84
3.3.4 Conclusion.....	87
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>88</b>
BIBLIOGRAPHIE .....	90

# Table des Figures

<b>Figure 1.1</b> : Différentes formes de front d'onde. ....	15
<b>Figure 1.2</b> : Principaux modes de vibration des ondes ultrasonores. ....	16
<b>Figure 1.3</b> : Variation spatiale de l'onde de pression avec définition de la longueur d'onde.....	17
<b>Figure 1.4</b> : Schéma donnant les différents types de tissus biologiques [Sza04]......	18
<b>Figure 1.5</b> : Exemples de transducteurs : a) Coupe d'un transducteur plan. b) Transducteurs plans de différents diamètres. c) Différents types de barrettes utilisées en diagnostic.....	19
<b>Figure 1.6</b> : Schéma montrant la diffusion spéculaire et la diffusion Rayleigh.....	20
<b>Figure 1.7</b> : Dommages provoqués dans les tissus en fonction de la température et du temps ...	22
<b>Figure 1.8</b> : Echographie Doppler avec indice thermique et mécanique encerclé [Tra07]......	23
<b>Figure 1.9</b> : Schéma montrant les étapes de formation du gel de gélatine [Ges01]......	25
<b>Figure 1.10</b> : Imagerie échographique de l'œil à haute fréquence. Image de la partie superficielle du globe oculaire (en haut à droite), et représentation de 3D de la courbure de la cornée (en bas à droite). ....	21
<b>Figure 1.11</b> : Empreinte digitale. Image obtenue avec un capteur de 20 MHz. ....	19
<b>Figure 2.1</b> : Modèles rhéologiques .....	28
<b>Figure 2.2</b> : Dissipation de l'énergie dans .....	28
<b>Figure 2.3</b> : Propagation d'une onde ultrasonore.....	29
<b>Figure 2.4</b> : Forme temporelle de la pression d'entrée : fréquence centrale 5MHz, largeur de bande fractionnaire de 50%, amplitude normalisée. ....	43
<b>Figure 2.5</b> : Réponses impulsionnelles ( <i>mirf</i> ) causale (trait continu) et non causale et non dispersive (pointillés) pour $\eta=1$ et $\alpha_0=1\text{dB/MHz/cm}$ . a) pour $z = 1$ cm, b) pour $z = 10$ cm. ....	44
<b>Figure 2.6</b> : Comparaison entre l'onde causale (trait continu) et l'onde non causale et non dispersive (pointillés) après un parcours d'une distance : a) $z = 1$ cm, b) $z = 10$ cm. ....	45
<b>Figure 2.7</b> : a) Réponses impulsionnelles ( <i>mirf</i> ) ( $\eta = 1,5$ et $\alpha_0 = 1\text{dB/MHz}^{1,5}/\text{cm}$ ) pour différentes distances $z$ , avec la caractéristique en $1/\tau_1$ qui lie les maxima. b) Signaux obtenus en utilisant les <i>mirf</i> de a). ....	46
<b>Figure 2.8</b> : Effet de la distance et de la largeur de bande du signal d'entrée sur les spectres (normalisés) des signaux reçus aux distances de la figure (2.7b) pour $\eta = 1,5$ et $\alpha_0 = 1\text{dB/MHz}^{1,5}/\text{cm}$ , a) largeur de bande fractionnaire de 25%, b) largeur de bande fractionnaire de 50%. ....	47
<b>Figure 2.9</b> : Spectres normalisés et <i>MTF</i> correspondantes pour un matériau ayant $\eta = 1$ et $\alpha_0 = 1\text{dB/MHz/cm}$ : a) effet de la largeur de bande à $z = 1$ cm (largeur de bande fractionnaire de 25% et 50%), b) effet de la distance ( $z = 1$ cm et $z = 5$ cm). ....	48
<b>Figure 2.10</b> : Enveloppes des signaux normalisés et <i>mirf</i> correspondantes ( $\eta = 1$ et $\alpha_0 = 1\text{dB/MHz/cm}$ ) pour deux distances et deux largeurs de bande différentes. a) $z = 1$ cm, b) $z = 10$ cm.....	49
<b>Figure 2.11</b> : Signaux (normalisé) ayant parcouru des distances $z = 1$ cm, 5 cm et 10 cm respectivement, dans le sang (trait plein) et dans la graisse (pointillés). ....	50
<b>Figure 2.12</b> : Comparaison entre le signal (normalisé) de départ (a) et les signaux (normalisés) ayant parcourus différentes distances (b, c et d), dans le sang (trait plein) et dans la graisse (pointillés). ....	51
<b>Figure 2.13</b> : Effet de la largeur de bande sur les signaux (normalisés) ayant parcouru.....	51
différentes distances dans la graisse. ....	51
<b>Figure 3.1</b> : Photographie du matériel de laboratoire utilisé pour réaliser les échantillons. 1- Mélangeur électrique, 2- Plaque chauffante, 3- Balance électronique, 4 - Poudre de gélatine, 5 - Bêcher, 6 - Poudre d'agar, 7 - Papier cellophane. ....	56
<b>Figure 3.2</b> : Échantillons utilisés dans la manipulation.....	58
<b>Figure 3.3</b> : Schéma du montage expérimental. ....	59

<b>Figure 3.4</b> : Photographies du montage expérimental. 1 - cuve, 2 - oscilloscope numérique, 3 - émetteur et récepteur à ultrasons, 4 - micro-ordinateur, 5 - thermomètre électronique, 6 - rails, 7 - transducteur, 8 - porte transducteur.....	59
<b>Figure 3.5</b> : Schéma donnant les degrés de liberté du bras portant le transducteur. ....	60
<b>Figure 3.6</b> : Exemple de signal reçu provenant de la face avant de l'échantillon.....	61
<b>Figure 3.7</b> : Exemple de signal reçu provenant de la face arrière de l'échantillon étalé dans le temps. ....	62
<b>Figure 3.8</b> : Signal de la figure 3.7 acquis avec une plus grande base de temps.....	62
<b>Figure 3.9</b> : Signal reçu de la face arrière du grand et du petit échantillon. La mesure est répétée au moins 5 fois. ....	64
<b>Figure 3.10</b> : Schéma montrant les différentes distances parcourues par l'onde ultrasonore dans l'eau et dans l'échantillon.....	64
<b>Figure 3.11</b> : Schéma montrant le parcours de l'onde ultrasonore avec les coefficients de transmission et de réflexion aux différentes interfaces. ....	69
<b>Figures 3.12</b> : Formes temporelles (en haut) et spectres (en bas) des signaux détectés dans l'eau, pour des transducteurs de fréquences nominales : a) $f_0 = 2,25$ MHz, b) $f_0 = 5$ MHz, c) $f_0 = 10$ MHz.....	71
<b>Figure 3.13</b> : Formes temporelles (en haut) et spectres (en bas) des signaux ayant un parcours $2h$ dans l'eau puis dans la gélatine (— : grand échantillon, - - - : petit échantillon), pour des transducteurs de fréquences nominales : a) $f_0 = 2,25$ MHz, b) $f_0 = 5$ MHz, c) $f_0 = 10$ MHz. ....	72
<b>Figure 3.14</b> : Variation de la vitesse de phase avec barres d'erreurs en fonction de la fréquence mesurées par différents transducteurs, et les vitesses de propagation correspondantes, avec barres d'erreur, dans la gélatine. ....	74
<b>Figure 3.15</b> : Variation de l'atténuation (•) et de l'absorption (x) en fonction de la fréquence... 75	75
<b>Figure 3.16</b> : Variation du logarithme de l'absorption avec le logarithme de la fréquence pour différents transducteurs. (xxx) : courbe expérimentale, (- - -) : courbe de fit.....	76
<b>Figure 3.17</b> : Variation de l'absorption dans la gélatine en fonction de la fréquence pour différents transducteurs : .....	76
<b>Figure 3.18</b> : Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence pour différents transducteurs. Courbe expérimentale : en pointillés. Courbe théorique : en trait gras. a) $f_0 = 2,25$ MHz, b) $f_0 = 5$ MHz, c) $f_0 = 10$ MHz. ....	78
<b>Figure 3.19</b> : Formes temporelles normées (en haut) et spectres normés (en bas) des signaux ayant parcouru l'eau et le gel gélatine-agar (en trait gras : grand échantillon, en pointillés : petit échantillon), pour les concentrations 0 %, 0,5 %, 1 %, 1,5%, 2 % et 2,5 %. Transducteur de fréquence nominale 5 MHz. ....	80
<b>Figure 3.20</b> : Vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar pour différentes concentrations d'agar. Courbe expérimentale : en pointillés. Courbe de fit : en trait gras.....	81
<b>Figure 3.21</b> : Vitesse de propagation des ultrasons dans un échantillon de gélatine en fonction de la concentration de formaldéhyde (o) et paraformaldéhyde (x). Courbe de fit : en trait gras.....	82
<b>Figure 3.22</b> : Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence pour différentes concentrations d'agar et vitesses de propagation correspondantes. ....	83
<b>Figure 3.23</b> : Variation de l'atténuation avec la fréquence et avec barres d'erreurs pour différentes concentrations d'agar. ....	84
<b>Figure 3.24</b> : Variation de l'atténuation avec la fréquence, avec barres d'erreurs, pour les différentes concentrations d'agar (0 %, 0,5 %, 1 %, 1,5 %, 2 % et 2,5 %), et courbes de fit. ....	85

# Tableaux

Tableau 1.1 : Les quatre grandes familles de tissus [And08].....	12
Tableau 1.2 : Sites d'observation des populations cellulaires libres (à l'état normal) [And08] ...	13
Tableau 1.3 : Valeurs de la densité, de la compressibilité, de la vitesse et de l'impédance de quelques tissus.....	18
Tableau 1.4 : Valeurs des paramètres acoustiques dans l'eau et modalités d'utilisation des ultrasons en imagerie et en traitement médicaux. La valeur moyenne est donnée entre parenthèses [Sza04].....	22
Tableau 2.1 : Caractéristiques de quelques tissus biologiques [Sza04].	32
Tableau 3.1 : Différences de temps de vol moyennes et différences de hauteurs moyennes mesurées par chaque transducteur.....	73
Tableau 3.2 : Valeurs mesurées de la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel de gélatine à 10 %.....	73
Tableau 3.3 : Taux de variation de la dispersion.....	75
Tableau 3.4 : Résultats du fit de la courbe d'absorption. ....	77
Tableau 3.5 : Différences de hauteurs moyennes et différences de temps moyens entre le petit et le grand échantillon, mesurées pour chaque concentration d'agar dans le gel gélatine-agar. Transducteur de fréquence nominale 5 MHz. ....	79
Tableau 3.6 : Valeurs mesurées de la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar, à différentes concentrations d'agar. Transducteur de fréquence nominale 5 MHz. ....	81
Tableau 3.7 : Taux de dispersion de la vitesse de phase en fonction de la concentration d'agar dans le gel gélatine-agar.....	83
Tableau 3.8 : Coefficients d'atténuations $\alpha_0$ et puissances de la fréquence $\eta$ pour différentes concentrations de l'agar. ....	86

# Introduction

Avoir un corps fort et sain est le vœu de tout homme le long de sa vie. Hélas, ce vœu est brisé par son environnement, son mode de vie et son âge. Le corps humain est, de ce fait, sujet à une altération de son équilibre physique et psychique. Donner un diagnostic de cette altération et son traitement devient, alors, un besoin et une nécessité. Plusieurs méthodes de diagnostic et de traitement ont été développées depuis des temps immémoriaux jusqu'à nos jours, allant de l'identification des symptômes externes de la maladie à l'imagerie médicale par différentes techniques. De nouvelles techniques permettent l'identification de la maladie et son traitement sans ou avec le minimum d'atteinte aux parties saines du corps et en peu de temps. Pour cela, les techniques utilisant les ultrasons se présentent comme une alternative très prometteuse avec leur caractère non ou peu invasif. D'autres avantages de ces techniques sont le diagnostic en temps réel et la durée courte du traitement, en plus de leur simplicité de manipulation et de leur faible coût par rapport aux autres techniques.

La première observation de l'effet des ultrasons sur les tissus biologiques date des années vingt du siècle dernier (Harvey et Loomis en 1928). Depuis, l'intérêt aux applications des ultrasons dans le domaine médical ne cesse d'augmenter. Initialement, c'était un intérêt thérapeutique avec la suggestion de Nakahara, en 1934, d'utiliser les ultrasons pour détruire les tumeurs, ensuite un intérêt au diagnostic avec la première application, en 1942, par Dussik [[Rib99](#), [Cur01](#), [Sza04](#), [Kha07](#)]. Le principe des techniques de diagnostic est d'interroger l'organisme humain en envoyant des ondes ultrasonores dans le corps et de récolter la réponse réfléchiée. Pour les techniques thérapeutiques, le principe est d'utiliser l'énergie ultrasonore pour causer des dommages irréversibles dans les tissus malades ou stimuler des réflexes bénéfiques propres au corps. Le fondement de ces techniques se trouve dans les propriétés physiques de l'interaction des ultrasons avec les tissus biologiques. □

Lors de leur propagation dans un tissu biologique, les ondes ultrasonores subissent une distorsion et une perte de leur énergie. Plusieurs phénomènes contribuent à cette perte, qui sont la réflexion, la réfraction, la diffusion et l'absorption ainsi que la diffraction par la source. La réflexion et la diffusion sont à la base de l'image échographique. Quand à l'absorption, elle est, d'une part, une contrainte pour l'image échographique traditionnelle, en diminuant l'amplitude

de l'onde réfléchi et en limitant la profondeur atteinte dans le corps. D'autre part, elle est un atout pour le traitement médical. L'absorption est la transformation d'une partie de l'énergie ultrasonore en chaleur, symbole de la résistance du tissu à sa propagation. C'est cette élévation de température qui est utilisée pour la destruction des tissus malades. Il est clair, donc, que l'étude de l'absorption et sa variation en fonction de la fréquence, de l'amplitude, de la température, de l'âge et de la pathologie est cruciale pour un bon diagnostic et une bonne thérapie.

Le plus connu de ces paramètres, qui influent sur l'absorption, est la fréquence de l'onde ultrasonore. Les études expérimentales montrent que c'est une dépendance ascendante. On l'approche souvent par une loi en puissance de la fréquence (H.A.H Jongen a établi une autre loi donnant l'absorption fonction de la fréquence et de l'arc-tangente de la fréquence [[Jon86](#)]). Cette absorption est souvent accompagnée d'une variation de la vitesse avec la fréquence. Ce phénomène est appelé dispersion.

Par ailleurs, la difficulté d'étudier l'absorption dans les tissus *in vivo* et *in vitro* et de calibrer les méthodes de mesures a suggéré l'utilisation de «fantômes». Ce sont des matériaux ayant des caractéristiques ultrasonores comparables à celles des tissus [[Mad03](#)]. Les matériaux les plus utilisés sont des gels issus d'une combinaison de la gélatine et d'agar. Ces gels ont la propriété d'être à la fois isotropes, homogènes, diffusants, viscoélastiques et linéaires en première approximation [[Cat98](#)].

Le présent travail est une contribution à l'étude de l'absorption dans les matériaux imitant les tissus biologiques mous. Le but de cette étude est de présenter un modèle théorique de l'absorption, ensuite d'élaborer un gel imitant les tissus biologiques mous à base de gélatine, et d'y étudier l'absorption et la dispersion des ultrasons. Enfin, nous essaierons de rapprocher les valeurs de ces deux paramètres de ceux des tissus biologiques en ajoutant au gel des concentrations variables de grain d'agar<sup>1</sup> en guise de diffuseur.

L'étude débute par un chapitre présentant les tissus biologiques ainsi que leur interaction avec les ultrasons. Dans un second chapitre, nous exposons un modèle décrivant l'absorption [[Sza94](#), [Sza95](#), [Sza00](#), [Sza04](#)]. Une simulation du modèle accompagne ce chapitre. On termine l'étude par la réalisation d'un gel à base de gélatine et sa caractérisation expérimentale.

---

<sup>1</sup> L'agar-agar (mot d'origine indonésienne-malaise, appelé E406 dans la liste des additifs alimentaires) est un produit gélifiant obtenu à partir d'algues rouges appartenant aux familles des Gelidiacées (*Gelidium* et *Pterocladia*) et des Gracilariacées (*Gracilaria*).

# Chapitre 1

# 1. Généralités

## 1.1 Tissu biologique

### 1.1.1 Introduction

Les niveaux d'organisation d'un organisme animal, en commençant du plus complexe vers le plus élémentaire, sont *les systèmes* (nerveux) *et les appareils* (digestif, respiratoire, urinaire, etc...), *les organes* (cœur, foie, estomac, rein, etc...), *les tissus*, *les cellules*, *les organites* (noyau, mitochondries, appareil de Golgi, etc...) *et les molécules*. Le tissu est la première structure supra-cellulaire. La cellule est l'unité élémentaire de vie. En biologie, la discipline qui couvre l'étude des tissus est nommée histologie [[And08](#)].

### 1.1.2 Définition

Les tissus sont des ensembles coopératifs de cellules différenciées qui forment une triple association territoriale, fonctionnelle et biologique.

Les tissus sont exclusivement constitués de cellules baignant dans la matrice extracellulaire (MEC). Seules varient d'un tissu à l'autre la nature des cellules, la composition moléculaire de la MEC et la proportion relative des cellules et de la MEC [[And08](#)].

#### 1.1.2.1 Association territoriale

Les tissus forment habituellement des ensembles topographiquement bien individualisés, souvent même par une limite précise [[And08](#)].

#### 1.1.2.2 Association fonctionnelle

Qu'il s'agisse d'un ensemble de cellules toutes semblables (comme la plupart des tissus musculaires) ou de cellules différentes (comme par exemple les neurones, constituant le tissu nerveux du système nerveux central), un tissu remplit un rôle qui procède de l'intégration cohérente quantitative et/ou qualitative de la fonction des cellules qui le composent.

Le concept de tissu est inséparable de celui de différenciation et de spécialisation fonctionnelle des cellules. Chez les métazoaires (animal pluricellulaire), la division du travail entre les diverses cellules constituant l'organisme se manifeste par la spécialisation de certaines cellules ou de certains groupes de cellules dans telle ou telle fonction (contractilité, absorption, excrétion, protection, réception sensorielle, etc...). Cette spécialisation fonctionnelle est sous-tendue par une différenciation cellulaire, d'abord moléculaire, expression sélective de gènes se traduisant par la synthèse de protéines différentes, puis morphologique, se traduisant par

l'apparition de structures différenciées, comme les cils, les bordures en brosse, les vésicules de sécrétion, etc..., donnant lieu à des phénotypes différents (ensemble de caractères apparents, morphologique, chimiques, etc...) [[And08](#)].

### 1.1.2.3 Association biologique

Chaque tissu a des caractéristiques biologiques qui lui sont propres, sous l'angle du renouvellement cellulaire, des contacts entre ses cellules, de son comportement en culture de tissu, etc... [[And08](#)].

### 1.1.3 Les quatre grandes familles de tissus

Les tissus se répartissent en quatre grandes familles : les épithéliums, les tissus conjonctifs, les tissus nerveux et les tissus musculaires. Dans chacune de ces familles de base, on distingue des tissus différents (Tableau 1.1) [[And08](#)]. En plus de cette répartition, les tissus se distinguent, en se référant à leur rigidité, en trois catégories, les tissus osseux, tissus cartilagineux et les tissus mous.

<b>EPITHELIUMS</b>	Epithéliums de revêtement (exemple : peau, muqueuses)
	Epithéliums glandulaires (exemple : glandes digestives)
<b>TISSUS CONJONCTIFS</b>	Tissu conjonctif lâche (tissu conjonctivo-vasculaire) (exemple : tissu conjonctif sous-cutané)
	Tissu réticulaire (exemple : tissus contenant vaisseaux et nerfs dans les organes)
	Tissu conjonctif dense (exemple : derme, capsules des organes, ligaments, tendons)
	Tissu adipeux (exemple : graisse)
	Tissu osseux
	Tissu cartilagineux
<b>TISSUS MUSCULAIRES</b>	Tissu musculaire strié squelettique (exemple : muscle du bras et de l'avant bras)
	Tissu musculaire strié cardiaque (exemple : muscle du cœur)
	Tissu musculaire lisse (exemple : muscle se trouvant dans l'utérus)
<b>TISSUS NERVEUX</b>	Tissu du système nerveux central (exemple : cerveau, cervelet, moelle)
	Tissu du système nerveux périphérique (exemple : ganglions, nerfs périphériques)

**Tableau 1.1** : Les quatre grandes familles de tissus [[And08](#)].

### 1.1.4 Les populations cellulaires libres et la lignée germinale

A ces quatre grandes familles tissulaires, il faut adjoindre les populations cellulaires libres et les cellules de la lignée germinale [[And08](#)].

#### 1.1.4.1 Distribution des populations cellulaires libres dans l'organisme

Certaines de ces cellules ne sont observées, à l'état normal, que dans le compartiment sanguin. Il s'agit des hématies (globules rouges), des plaquettes et des monocytes. Les lymphocytes sont les seules cellules présentes dans la lymphe.

D'autres cellules libres ne sont observées que dans les tissus (surtout le tissu conjonctif lâche), soit les mastocytes, les plasmocytes, les macrophages.

Enfin, certaines cellules libres présentes dans le sang migrent vers les tissus; les cellules qui peuvent être observées dans ces deux localisations sont les granulocytes (neutrophiles, éosinophiles et basophiles) et les lymphocytes (Tableau 1.2).

En dehors des hématies et des plaquettes, les populations cellulaires libres jouent un rôle primordial dans les processus de défense [[And08](#)].

SANG	LYMPHE	TISSUS
Hématies		
Granulocytes (n, é, b)		Granulocytes (n, é, b)
Lymphocytes	Lymphocytes	Lymphocytes
Plaquettes		
Monocytes		
		Macrophages
		Plasmocytes
		Mastocytes

**Tableau 1.2** : Sites d'observation des populations cellulaires libres (à l'état normal) [[And08](#)]

### 1.1.4.2 Emplacement et rôle de la lignée germinale

Les cellules de la lignée germinale assurent la conservation de l'espèce. A l'état normal, elles siègent uniquement dans les gonades (glande sexuelle qui produit les gamètes et sécrète des hormones; le testicule est la gonade male, l'ovaire la gonade femelle). Il s'agit des gonocytes primordiaux, des gonies (ovogonies et spermatogonies), des gamètes (ovocytes I et II, spermatocytes, spermatides et spermatozoïdes). On en rapprochera l'œuf fécondé (ou zygote) [[And08](#)].

### 1.1.5 La matrice extracellulaire (MEC)

La MEC est présente à tous les niveaux de l'organisme, mais son abondance et sa composition varient selon les tissus : très abondante dans les tissus conjonctifs lâches, particulière dans les tissus osseux et cartilagineux, très pauvre entre les cellules épithéliales.

Les principales macromolécules de la MEC sont des polysaccharides (glycosaminoglycanes et protéoglycanes) et des protéines fibreuses, de structure (collagènes et élastine) ou d'adhérence (fibronectine et laminine), jouant un rôle important dans les interactions cellule-cellule et cellule- MEC [[And08](#)].

## 1.2 Les ultrasons

### 1.2.1 Définition

L'onde ultrasonore (US) est la propagation d'une déformation dans un milieu matériel due à l'application d'une contrainte. Il y a alors une alternance, en un point du milieu, entre compression et dépression. Cette déformation élastique (le milieu retourne à l'état d'équilibre après le passage de l'onde) est soit linéaire ou non linéaire. La linéarité implique que l'onde garde la même forme quand on lui change son amplitude, et que le principe de superposition s'applique aux ondes arrivant en un point et qui diffèrent par leurs amplitudes et leurs fréquences, pour former une onde plus complexe. La non linéarité, quand à elle, veut dire que l'onde en une région donnée n'est pas proportionnelle à l'onde de départ. Généralement, les ondes US sont représentées par le vecteur déplacement des particules<sup>2</sup> du milieu  $\mathbf{u}$  ou par la pression acoustique  $p$  [Sza04, Bla00].

### 1.2.2 Les différentes classes d'ondes ultrasonores

Il y a plusieurs classifications des ondes US [Sza04, Bla00]. La première est basée sur la forme de leur front d'onde. C'est la région d'égale amplitude de déplacement ou de pression qui est perpendiculaire à la direction de propagation. Bien qu'en réalité il y ait des formes plus complexes, nous ne citerons que ceux ayant des géométries simples : les ondes planes ont un front d'onde plan, les ondes sphériques ont pour front d'onde une sphère et les ondes cylindriques un front d'onde en forme de cylindre (figure 1.1).

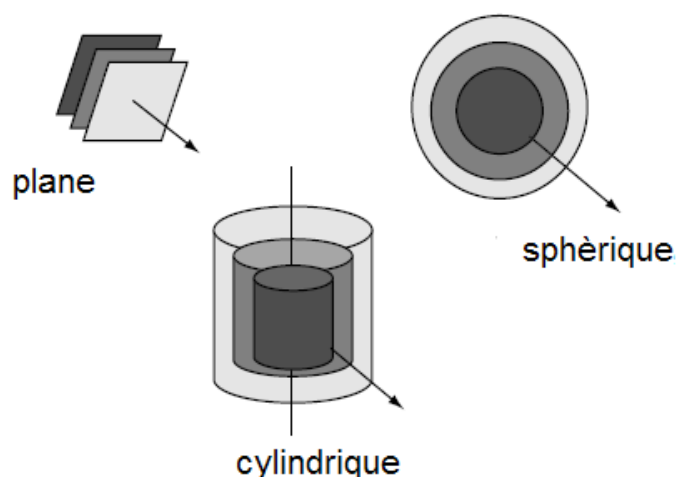


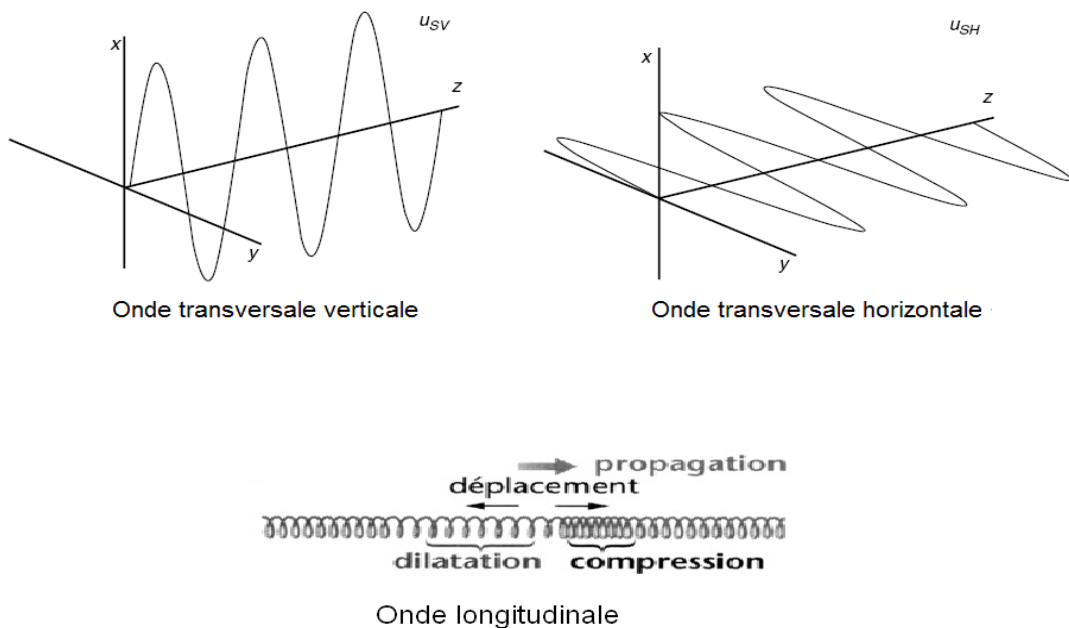
Figure 1.1 : Différentes formes de front d'onde.

---

<sup>2</sup> Le terme particule désigne un volume suffisamment grand pour que l'aspect moléculaire soit ignoré, et suffisamment petit par rapport à la longueur d'onde pour que toutes les grandeurs physiques soient considérées comme constante [Die99].

La deuxième classification considère le domaine de propagation : les ondes de volume se propagent dans tout le volume du matériau, les ondes de plaques se propagent dans les plaques ayant une dimension de l'ordre de quelques longueurs d'onde et les ondes de surfaces se propagent à quelques longueurs d'onde de la surface du milieu.

La dernière classification est liée à l'angle que fait la direction de déplacement des particules avec la direction de propagation. On parle d'ondes longitudinales (ou de pression) pour lesquelles les deux directions sont parallèles et d'ondes transversales (ou de cisaillement) où les deux directions sont perpendiculaires (figure 1.2).

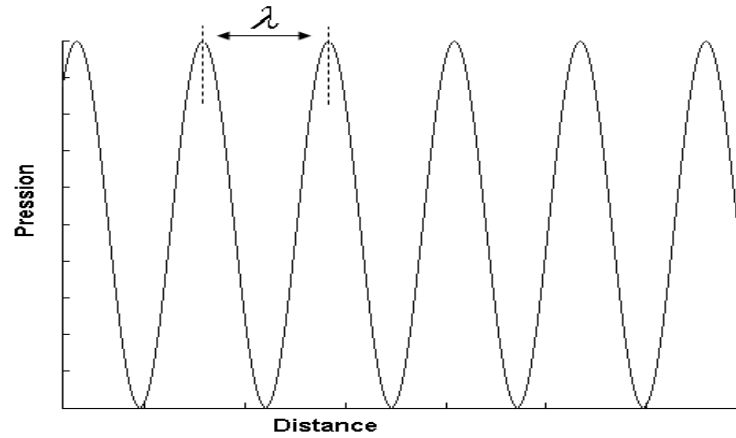


**Figure 1.2** : Principaux modes de vibration des ondes ultrasonores.

## 1.2.2 Caractéristiques des ondes ultrasonores

Comme les ondes électromagnétiques, les ondes ultrasonores se caractérisent par leur longueur d'onde  $\lambda$  (distance parcourue par l'onde pendant une période de temps, Figure 1.3), par leur fréquence  $f$  (nombre d'oscillations effectuées en une seconde), qui est l'inverse de la période  $T$ , et par leur vitesse de propagation  $c$ . Ces quatre grandeurs sont reliées par la relation suivante :

$$\lambda = cT = \frac{c}{f} \quad (1.1)$$



**Figure 1.3 :** Variation spatiale de l'onde de pression avec définition de la longueur d'onde.

En plus, les ultrasons se caractérisent par leur intensité qui est la quantité d'énergie transportée par unité de surface et de temps. Pour une onde plane, elle est donnée par :

$$I = \frac{P_0^2}{2\rho c} \quad (1.2)$$

où  $P_0$  est l'amplitude de la surpression et  $\rho$  la densité du milieu. La fréquence des ultrasons varie entre 20 KHz et 1 GHz [[Tra07](#), [Sza04](#)].

### 1.2.3 Caractéristiques du milieu de propagation

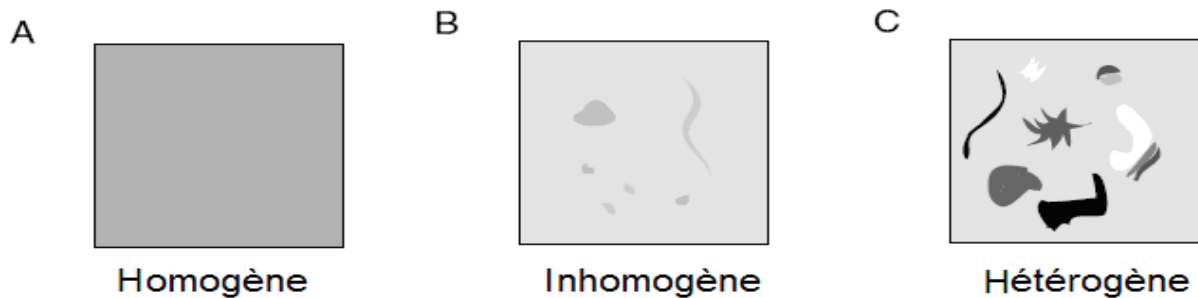
Le milieu de propagation est caractérisé, par rapport aux ondes ultrasonores, par sa densité  $\rho$  (masse volumique en  $\text{kg/m}^3$ ) et ses propriétés mécaniques (sa compressibilité  $\chi$  ou élasticité  $E$ ). Il se caractérise, aussi, par la vitesse de propagation des ultrasons dans le milieu (qui peut être constante ou dépendante de la fréquence), par son impédance acoustique  $Z$  (résistance du milieu à la propagation des ultrasons) et par son coefficient d'atténuation  $\alpha$  (capacité à atténuer les ultrasons). Ces derniers dépendent de la nature des ondes. Le tableau 1.3 donne les caractéristiques de quelques tissus biologiques [[Mau06](#)]. Ces grandeurs sont reliées entre elles par les relations suivantes :

$$Z = \rho c, \quad \chi = \frac{1}{E} \quad \text{et} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\rho\chi}} \quad (1.3)$$

Tissu	Densité ( $\rho$ ) Kg/m <sup>3</sup>	Compressibilité ( $\chi$ ) 10 <sup>-12</sup> m <sup>2</sup> /N	Vitesse (c) m/s	Impédance (Z) (10 <sup>6</sup> kg/(m <sup>2</sup> s))
Graisse	950	508	1440	1.37
Neurone	1030	410	1540	1.59
Sang	1025	396	1570	1.61
Rein	1040	396	1557	1.62
Foie	1060	375 - 394	1547 - 1585	1,64 – 1,68
Rate	1060	380 - 389	1556 - 1575	1,65 – 1,67
Muscle	1070	353 - 393	1542 - 1626	1,65 – 1,74
Os	1380 - 1810	25 - 100	2700 – 4100	3,75 – 7,4
H <sub>2</sub> O (25 °C)	988	452	1497	1,48

**Tableau 1.3** : Valeurs de la densité, de la compressibilité, de la vitesse et de l'impédance de quelques tissus.

On peut ajouter à cela, sa composition, à savoir son homogénéité (même caractéristiques mécaniques partout dans le milieu) ou son hétérogénéité (caractéristiques mécaniques dépendant de la position), son arrangement (réseau) qui implique son isotropie (vitesse des US indépendante de la direction de propagation de l'onde ultrasonore dans le milieu) ou son anisotropie (cas contraire) et enfin, sa forme lisse ou rugueuse [Sza04].



**Figure 1.4** : Schéma donnant les différents types de tissus biologiques [Sza04].

## 1.2.4 Génération des ultrasons

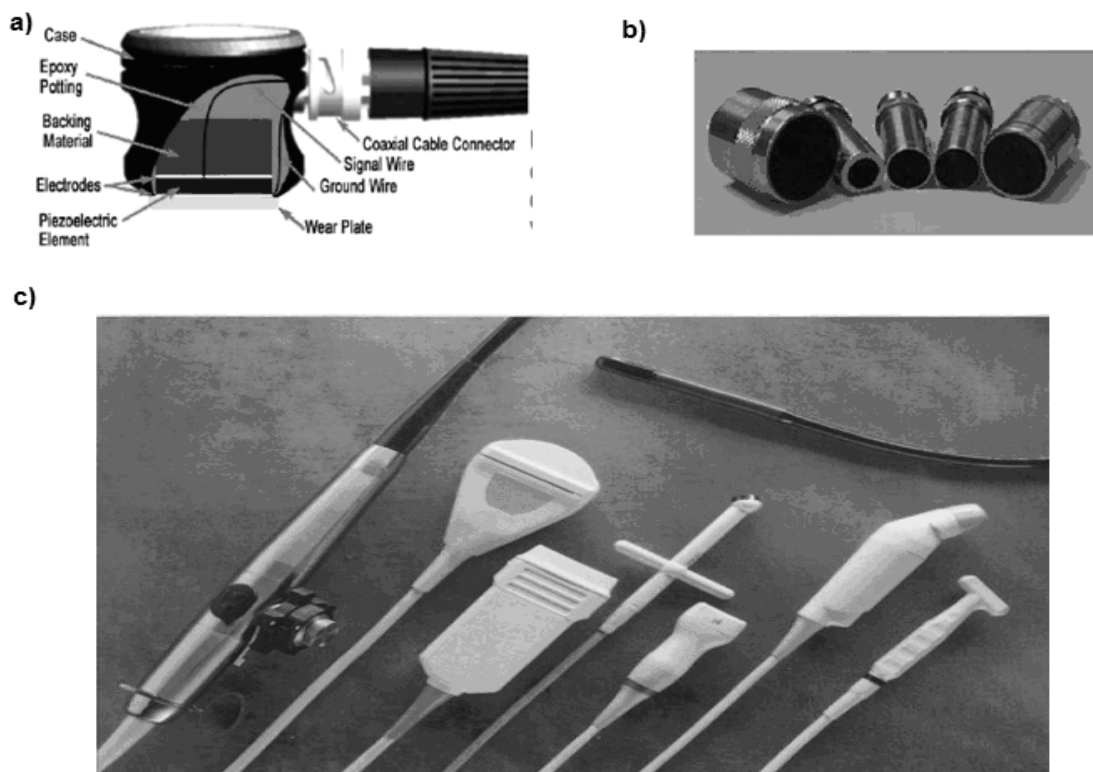
On génère les ultrasons, généralement, par effet piézoélectrique, qui est la propriété de certains matériaux (exemple : quartz, quelques céramiques). Ces matériaux ont la capacité de transformer une excitation électrique en une vibration mécanique et vice versa. Les sondes (transducteurs à ultrasons) permettant l'émission et la réception des ultrasons sont fabriquées à base de ces matériaux. Leur excitation peut être une sinusoïde continue ou limitée dans le temps

(train d'onde), ou une impulsion très courte. Ces sondes se distinguent par leurs fréquences nominales ou de résonance (en diagnostic médical, les fréquences varient de 1 MHz jusqu' à 20 MHz) et par leur bande spectrale passante (liées au facteur de qualité). La bande passante peut être large (souhaité en diagnostic) ou étroite.



**Figure 1.11** : Empreinte digitale. Image obtenue avec un capteur de 20 MHz

Les sondes sont caractérisées par le coefficient de couplage électromécanique (lié au rendement énergétique) et par leur impédance acoustique. De plus, les transducteurs se distinguent par leur taille et leur forme. Ainsi, on peut citer les transducteurs circulaires plans, circulaires faiblement incurvés permettant la focalisation des rayons ultrasonores (focalisant) et les transducteurs plans rectangulaires qui, en les juxtaposant, constituent une barrette utilisée en échographie. La figure ci - après montre quelques exemples de transducteurs utilisés en médecine.



**Figure 1.5** : Exemples de transducteurs : a) Coupe d'un transducteur plan. b) Transducteurs plans de différents diamètres. c) Différents types de barrettes utilisées en diagnostic.

## 1.2.5 Interaction des ultrasons avec les tissus biologiques

Composés de 60% à 70% d'eau, les tissus biologiques sont assimilés, en première approximation, à des liquides. Dans le cadre de cette approximation, seule la propagation d'ondes longitudinales est considérée. En réalité, les tissus biologiques sont des milieux élastiques ou viscoélastiques, possédant une structure interne plus complexe permettant la propagation de différents types d'ondes [Bla00, Sza04].

Lors de leur propagation dans les tissus, ces ondes ultrasonores subissent une atténuation, qui se traduit par une diminution de leur amplitude et un changement de leur forme en plus de la dispersion de leur vitesse de propagation. Cette atténuation est due à une perte d'une partie de leur énergie. Cette perte peut être causée par l'absorption d'une quantité d'énergie, qui se transforme en chaleur (ce phénomène sera l'objet du prochain chapitre). Elle est due aussi à la présence, dans les tissus, d'inhomogénéités ou d'hétérogénéités (petites ou grandes fluctuations de densité et/ou de compressibilité respectivement) [Sza04]. Cette variation d'impédance induit les phénomènes de réflexion, de réfraction, de diffusion et de diffraction. Ces phénomènes sont liés à l'orientation de la direction de propagation de l'onde ultrasonore par rapport à l'hétérogénéité et aussi à la variation d'échelle de la structure par rapport à la longueur d'onde. Ainsi, le phénomène de réflexion (associé à la réfraction), appelée aussi diffusion spéculaire, suit la loi de Snell-Descartes. Il se manifeste lorsque la longueur d'onde est très grande devant l'hétérogénéité. Si cette dernière est très petite devant la longueur d'onde, la diffusion est dite de Rayleigh. L'onde est alors réfléchi (diffusé) dans toutes les directions. Entre ces deux limites a lieu le phénomène de diffraction comparable à la diffraction de la lumière par un orifice de dimension finie (Mor58, Sza94). L'étude de ces phénomènes et leur variation en fonction de la fréquence, de l'amplitude, de la température, de l'âge et de la pathologie est cruciale pour leur bonne utilisation dans le diagnostic et le traitement médical [Mor68; Sza04, Bam04].

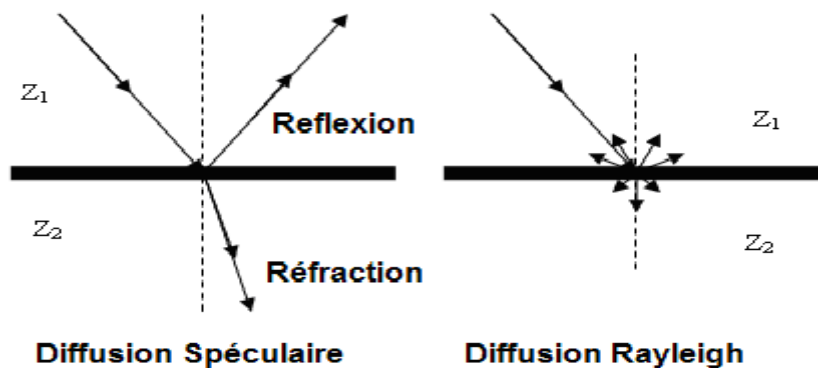
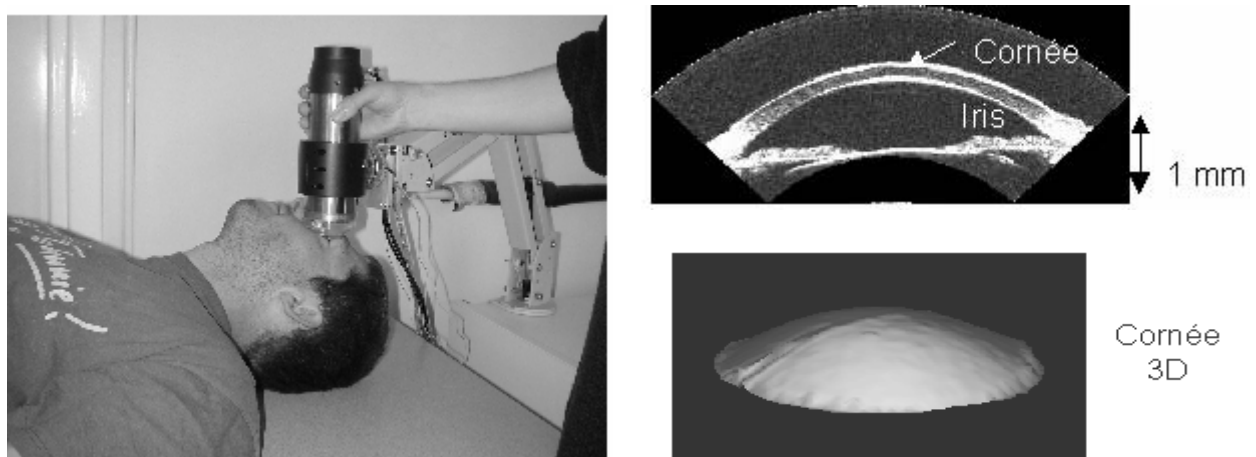


Figure 1.6 : Schéma montrant la diffusion spéculaire et la diffusion Rayleigh.

### 1.2.6 Les ultrasons en médecine et en biologie

L'utilisation des ultrasons dans le domaine médical comprend le diagnostic, la caractérisation et le traitement médical. Ce dernier exploite les effets biologiques thermique et mécanique induits par les ultrasons. L'effet thermique se traduit par l'élévation de la température des tissus à cause de l'absorption. L'effet mécanique engendre la cavitation, qui est la formation de microbulles de gaz au sein des tissus. D'autres effets existent comme la modification de la perméabilité cellulaires et l'altération biochimique. Le traitement médical englobe, entre autres, la thérapie, l'hyperthermie, la lithotripsie et la chirurgie (ablathermie) [Sza04]. La thérapie utilise les ultrasons pour soulager la douleur, pour relâcher des muscles tendus ou articulations, ou pour augmenter le flux sanguin afin de stimuler la défense naturelle de l'organisme. L'hyperthermie consiste en l'élévation délibérée de la température dans une région pour empêcher la croissance cellulaire des tissus cancéreux et tumeurs. La lithotripsie extracorporelle utilise les ondes de choc pour pulvériser ou broyer les calculs dans les reins et dans la vésicule biliaire. La chirurgie utilise des ultrasons focalisés à haute intensité (High Intensity Focused Ultrasound HIFU) afin de provoquer une lésion locale dans l'organisme [Sza04]. Le diagnostic implique, essentiellement, l'imagerie médicale. Elle utilise, principalement, la réflexion et la diffusion pour distinguer les tissus par leur pouvoir réflecteur et obtenir, ainsi, une image échographique. Un tissu qui produit des échos ultrasonores est dit échogène. Selon leur pouvoir réflecteur, on distingue trois types de zones : hyperéchogène avec un très fort pouvoir réflecteur, hypoéchogène de faible pouvoir réflecteur et anéchogène muette aux ultrasons. Il existe d'autres méthodes en imagerie médicale, comme l'établissement de la cartographie des constantes élastiques du tissu (élastographie) ou celle du coefficient d'absorption. En plus de l'imagerie, les ultrasons sont utilisés, entre autres, pour connaître la vitesse du sang à l'aide de l'échographie Doppler ou pour mesurer l'épaisseur de la cornée en ophtalmologie (biométrie) [Sza04, Cur01, Rib99].



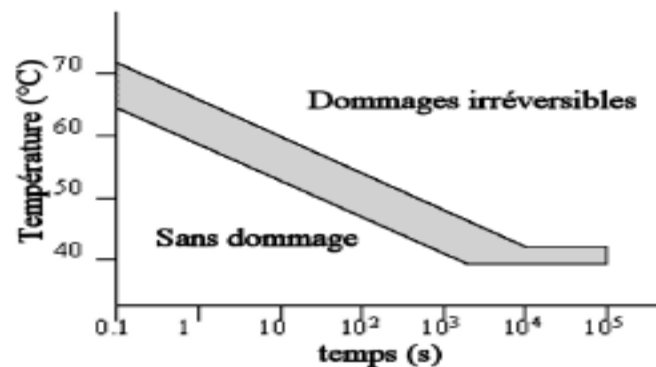
**Figure 1.10 :** Imagerie échographique de l'œil à haute fréquence. Image de la partie superficielle du globe oculaire (en haut à droite), et représentation de 3D de la courbure de la cornée (en bas à droite).

La caractérisation des tissus appartient au domaine de la recherche scientifique. Elle consiste à trouver la vitesse des ultrasons dans chaque type de tissu, son coefficient d'atténuation et son coefficient d'absorption, et de remonter à partir d'eux à d'autres propriétés du tissu (viscosité, propriétés élastiques, coefficient de réflexion, paramètre de diffusion, etc...). Ces caractéristiques seront utilisées pour améliorer la performance des méthodes et appareils de diagnostic et de traitement médical.

Bien que, jusqu'à maintenant, il n'y a pas eu d'étude montrant le caractère invasif des ultrasons utilisés en médecine, avec l'augmentation des puissances utilisées, des précautions sont nécessaires pour éviter que les effets biologiques, cités plus haut, n'endommagent les tissus sains. Ces précautions concernent l'intensité des ondes acoustiques, leur fréquence, la durée d'exposition aux ondes de l'objet à visualiser ou à traiter (figure 1.7), et sa température [Tra07, Sza04, Cur01, Rib99]. Le tableau suivant montre quelques modalités pour chaque utilisation [Sza04].

Modality	$f_c$ (MHz)	Power (W)	$P_r$ (Mpa)	$I_{SPTA}$ (W/cm <sup>2</sup> )
B-mode	1–15	0.0003–0.285 (0.075)	0.45–5.54 (2.3)	0.0003–0.991 (0.34)
PW Doppler	1–10	0.01–0.44 (0.1)	0.67–5.3 (2.04)	0.173–9.08 (1.18)
U. therapy	0.75–3.4	1–15	0.3	3
Hyperthermia	0.5–5.0		0.6–6.0	1–10
HIFU	1–10			1000–10,000 (peak)
Lithotripsy	0.5–10		5–15	

**Tableau 1.4** : Valeurs des paramètres acoustiques dans l'eau et modalités d'utilisation des ultrasons en imagerie et en traitement médical. La valeur moyenne est donnée entre parenthèses [Sza04].



**Figure 1.7** : Dommages provoqués dans les tissus en fonction de la température et du temps d'exposition [Cur01, Rib99].

Pour cela, deux indices sans dimension, sont à respecter : l'indice thermique  $TI$  et l'indice mécanique  $MI$ . L'indice thermique est lié à l'énergie acoustique rayonnée par la source et à l'énergie acoustique nécessaire à l'élévation de la température du milieu de 1 °C. Cette dernière énergie dépend de la fréquence et du coefficient d'absorption du milieu insonné. L'indice mécanique est lié à la pression maximale de raréfaction dans l'eau et à la fréquence. Les valeurs

de ces deux indices sont donnés par des comités internationaux se préoccupant de l'utilisation des ultrasons en médecine (Food and Drugs Administration FDA et American Institute of Ultrasound in Medicine AIUM aux USA, European Federation of Societies for Ultrasound in Medicine and Biology EFSUMB, Société Francophone pour l'Application des Ultrasons à la Médecine et à la Biologie SFAUMB, International Electrotechnical Committee IEC). La figure ci-après indique les valeurs des deux indices sur une échographie Doppler [Sza04, Cur01, Tra07].

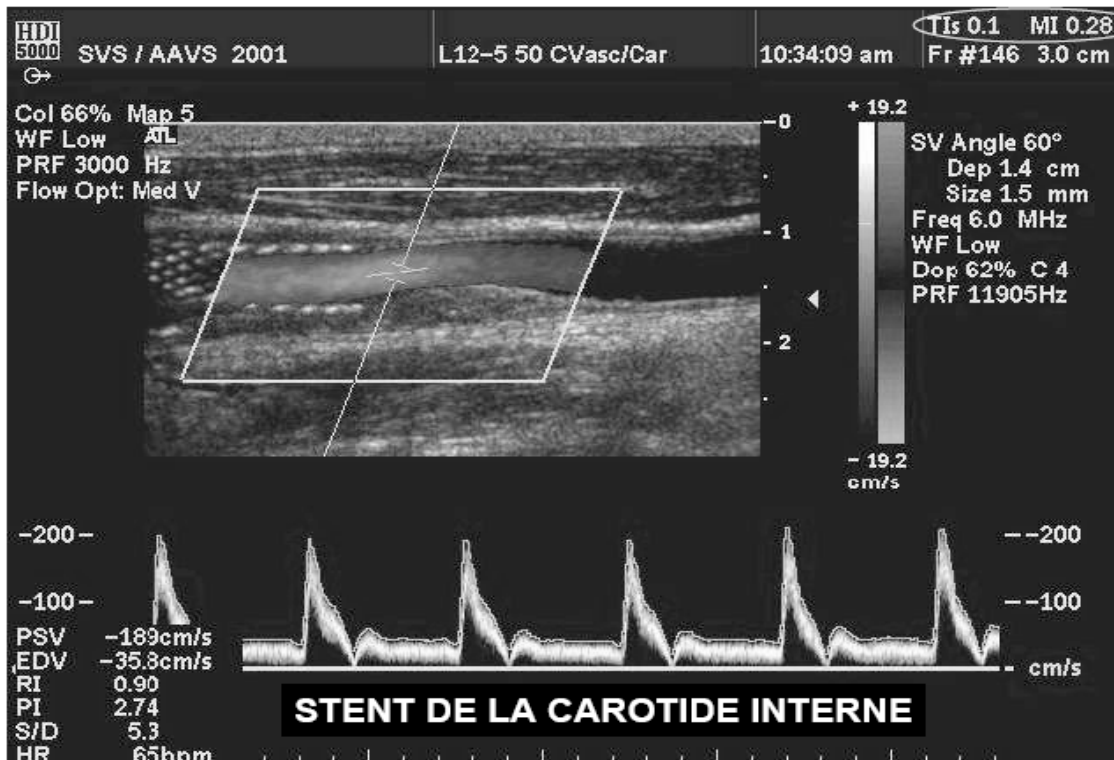


Figure 1.8 : Echographie Doppler avec indice thermique et mécanique encadré [Tra07].

### 1.2.7 Matériaux imitant les tissus biologiques (fantômes)

D'après la définition de la ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), les tissus de substitution (tissus substitutes) sont tout matériau pouvant imiter les tissus biologiques en leur interaction avec les radiations ionisantes, et les fantômes sont les structures contenant ces tissus de substitution [Kha07]. Ils sont utilisés pour tenter de simuler le comportement des tissus de l'organisme traversés par les ultrasons. Ces matériaux doivent avoir des propriétés acoustiques (vitesse, atténuation et diffusion) et mécaniques (compressibilité et densité) similaires à celles des tissus biologiques [Mad03, Kha07, Tim97]. Ces propriétés doivent être stables avec le temps et la température. Pour les tissus mous, on cite une densité égale à  $1\text{g/cm}^3$ , une vitesse des ultrasons dans la gamme  $1500\text{ m/s} - 1600\text{ m/s}$ , une atténuation d'environ  $0,5\text{ dB/cm/MHz}$ , un coefficient de rétrodiffusion dans la gamme de  $10^{-5}$  et  $10^{-2}$  entre  $2\text{ MHz}$  et  $7\text{ MHz}$ , et un module de Young dans la gamme  $1\text{ kPa}$  à  $1\text{ MPa}$  [Kha07, Tim97].

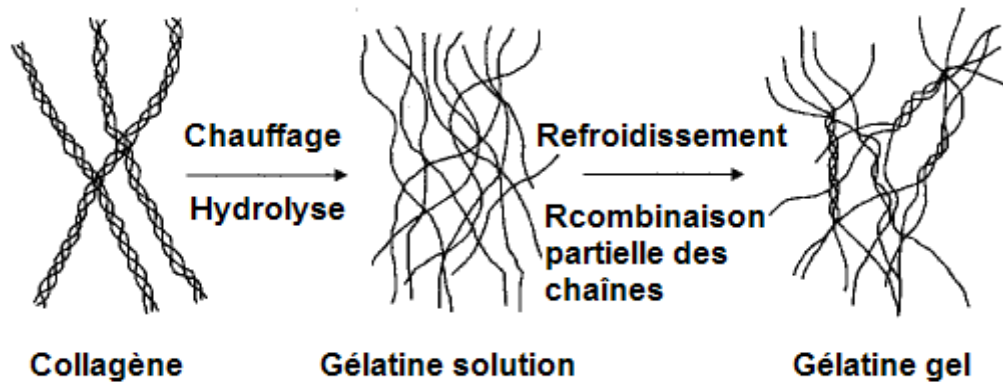
L'utilité des fantômes consiste en la possibilité de leur donner les formes géométriques et les propriétés acoustiques et mécaniques souhaitées (type de manipulation : diagnostic, thérapie, recherche; type de tissus). Les fantômes permettent de tester les performances des équipements d'imagerie et de mesurer les dosages. Ils sont utilisés dans l'enseignement des procédures de guidage de l'imagerie en intervention, pour la maintenance et la calibration du matériel d'imagerie et de traitement et dans la recherche pour élaborer des nouvelles techniques de diagnostic ou de traitement [Kha07]. Ce besoin de matériaux imitant les tissus biologiques est lié à la complexité des tissus biologiques par leurs formes externes et leurs structures internes, en plus de leur dépendance de l'âge ou du temps (après leur ablation de l'organisme dans les tests in vitro) et de la pathologie [Kha07]. Plusieurs matériaux sont utilisés dans la fabrication des fantômes. Le plus utilisé est une matrice de gélatine contenant d'autres constituants permettant d'ajuster une ou plusieurs des propriétés acoustiques ou mécaniques (exemple : agar, gouttelettes d'huile, grains de verre, poudre de graphite, paraldéhyde<sup>3</sup>, formaldéhyde<sup>3</sup>, etc...) [Kha07, Mad03, Cat98, Tim97, Cep96].

### 1.2.8 Gélatine

La gélatine est une protéine animale issue de l'hydrolyse du collagène, un des constituants de la MEC (matrice extra cellulaire), se trouvant essentiellement dans la peau, l'os et les tissus conjonctifs [And08, Che00]. D'après la définition du VIDAL, le collagène est une protéine fibreuse qui assure la cohésion des tissus vivants, notamment la peau. C'est une macromolécule formée d'une triple hélice composée de 18 différents acides aminés dont plus de 30% de glycine, 11% d'alanine et 22% de deux acides aminés rares l'hydroxyproline et la proline, typiques pour le Collagène. Ces deux derniers déterminent la stabilité de la triple hélice [Ges01]. L'hydrolyse du collagène se fait en milieu acide; on aura alors une gélatine de type A. Lorsqu'elle est effectuée en milieu alcalin, on aura une gélatine de type B. Après l'hydrolyse, le produit subit les opérations de filtration, désionisation, concentration, stérilisation, gélification, extrusion (filage), séchage et broyage [Che00]. En lui ajoutant de l'eau, la gélatine se gonfle et, en chauffant le mélange, elle se solubilise. Mais à cause de la grande taille des macromolécules, la solution formée n'est pas une solution réelle. Elle est plutôt dite solution colloïdale [Ges01]. Le gel se forme après refroidissement de la solution. Il peut revenir à l'état de solution après chauffage (figure 1.9) [Ges01, Che00].

---

<sup>3</sup> Composés appartenant à la famille des aldéhydes. Ce sont des composés organiques carbonyles, dont l'un des atomes de carbone primaire (relié au plus, à un seul atome de carbone) de la chaîne carbonée porte un groupement carbonyle. Il dérive d'un alcool primaire (oxydation) dont le groupement hydroxyde -OH est en bout de chaîne et se forme suite à l'enlèvement de deux atomes H, d'où le nom « alcool déshydrogéné » ou « aldéhyde ».



**Figure 1.9** : Schéma montrant les étapes de formation du gel de gélatine [Ges01].

La gélatine se caractérise par son point isoélectrique  $pI$  (caractéristique des protéines) et par sa force ou son pouvoir gélifiant [Ges01, Che00]. Le  $pI$  est le point pour lequel le  $pH$  est globalement neutre. Son pouvoir gélifiant est mesuré par le Bloom. Le Bloom est la force maximale mesurée lors de la pénétration d'un cylindre standardisé de  $\frac{1}{2}$  pouce de diamètre à une profondeur de 4 mm et avec une vitesse de 1 mm/s dans un gel à 6,67 % mûré pendant 18 heures à 10°C dans un flacon spécifique [Che00]. Plus le degré Bloom est élevé, plus la gélification est importante. A 10 °C, le gel se forme instantanément, mais il lui faut 16 heures pour atteindre une gélification complète [Che00].

# Chapitre 2

## 2. Absorption dans un matériau homogène

### 2.1 Introduction

L'onde ultrasonore est la propagation d'une perturbation mécanique dans un milieu matériel en équilibre donné. Cette perturbation provoque des fluctuations des grandeurs physiques macroscopiques (grandeurs thermodynamiques, pression, volume et température), et des grandeurs physiques microscopiques (énergie de translation, énergie de rotation et énergie de vibration des molécules et des atomes). Ces fluctuations permettent une redistribution de l'énergie ultrasonore entre les molécules et entre les particules (amas de molécules), pour atteindre un nouvel équilibre, puis la restitution de cette énergie. La redistribution et la restitution de l'énergie se fait avec la perte d'une partie de celle-ci et avec un temps de retard. L'onde ultrasonore est alors atténuée (il ne faut pas confondre cette atténuation avec celle due à une onde sphérique ou cylindrique divergente, qui est un effet purement géométrique, et qui ne s'accompagne pas d'une perte d'énergie).

Les mécanismes de cette perte d'énergie sont la viscosité, la conduction de chaleur et la relaxation. Ces mécanismes sont la cause de l'absorption de l'énergie ultrasonore et sa transformation en chaleur. La manifestation d'un ou de plusieurs mécanismes est liée à la nature du milieu (gaz, liquide, solide, gel...), à la forme des molécules (leurs hybridations), à leur nombre (concentration) et, également, aux conditions de température et de pression du milieu. Les effets de chaque mécanisme sont tellement faibles que leur interaction peut être négligée. L'absorption totale est alors égale à la somme de leurs contributions [[Bla00](#), [Dan06](#), [Bam04](#)]. Cette absorption est généralement accompagnée de la dispersion de la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore (dépendance de la vitesse avec la fréquence).

Dans ce qui suit, nous donnons un bref aperçu sur la viscosité, la conduction thermique et la relaxation, pour entamer ensuite le paragraphe dédié au modèle causal permettant de donner une description mathématique de l'absorption et de la dispersion.

#### 2.1.1 Viscosité

La viscosité exprime la résistance de la matière à la déformation sous des contraintes de cisaillement (transversales) et de pression (longitudinales). Elle est le résultat des frottements internes des molécules les unes contre les autres [[Fow07](#), [Gor98](#)]. Pour un liquide, moins son

mouvement est libre plus le liquide est visqueux. Pour un milieu purement visqueux, ces contraintes dépendent seulement du taux de variation de la déformation [Bla00]:

$$\sigma = f\left(\frac{ds}{dt}\right)$$

où  $\sigma$  est la contrainte,  $s$  la déformation,  $t$  le temps.

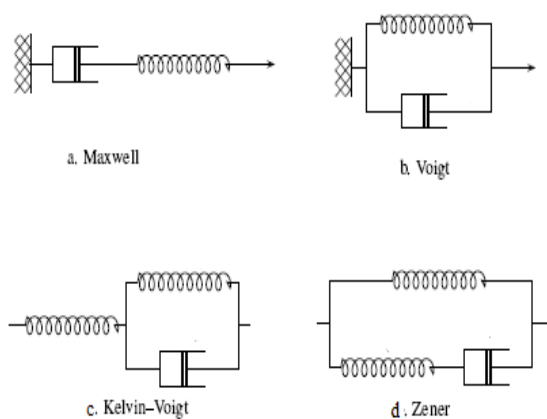
Par comparaison, un milieu purement élastique suit la loi de Hooke, à savoir que la contrainte dépend seulement de la déformation [Bla00]:

$$\sigma = f(s)$$

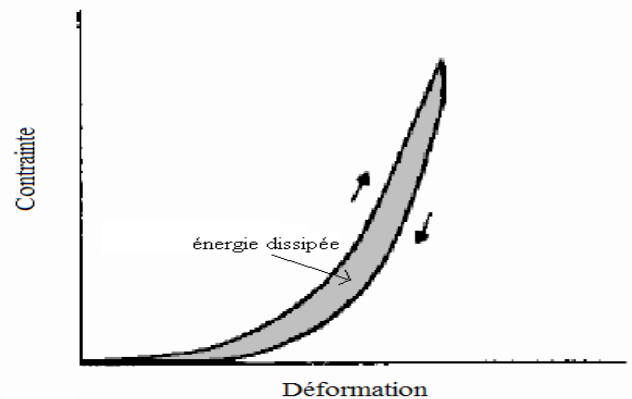
Tous les matériaux réels, cependant, exhibent à la fois un comportement élastique et visqueux. La contrainte dépend alors de la déformation et du taux de variation de la déformation [Bla00]:

$$\sigma = f\left(s, \frac{ds}{dt}\right)$$

Ce comportement viscoélastique est modélisé par la combinaison de ressorts (représentant l'effet élastique) et d'amortisseurs (représentant l'effet visqueux). La figure 2.1 montre quelques modèles rhéologiques de la viscoélasticité et la figure 2.2 la perte d'énergie qui en découle.



**Figure 2.1** : Modèles rhéologiques de la viscoélasticité.



**Figure 2.2** : Dissipation de l'énergie dans un milieu viscoélastique.

## 2.1.2 Conduction de la chaleur

Le passage d'une onde ultrasonore dans un milieu engendre une région où on a une compression (pression acoustique positive) et une région où on a une dépression (pression acoustique négative). Dans un milieu conducteur de chaleur, la zone de compression est un peu plus chaude et la zone de dépression un peu plus froide. Un flux de chaleur naîtra alors entre ces

deux régions afin d'établir l'équilibre thermique. Ce flux réduit la quantité d'énergie de l'onde ultrasonore [Bla00].

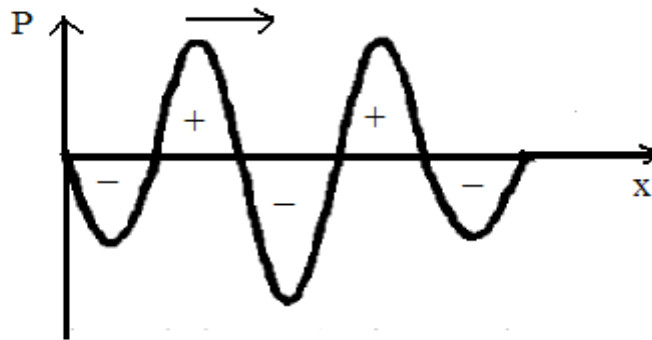


Figure 2.3 : Propagation d'une onde ultrasonore.

### 2.1.3 Relaxation

Dans un milieu qui ne présente pas de relaxation, la pression dépend de la densité et de la température instantanée et ne dépend pas du taux de changement de ces deux grandeurs. Dans un milieu qui présente une relaxation, la pression dépend de ce taux [Bla00]

La relaxation est liée aux différents modes de mouvement se trouvant dans un fluide au niveau moléculaire. Le passage suivant, pris du livre de BlackStock [Bla00], qui l'a tiré d'un article de Johannesen et Hodgsen [Joh79], donne cette explication.

*"Quand un gaz ou une mixture de gaz constituée de molécules diatomiques ou polyatomiques est en équilibre thermodynamique à des températures météorologiques, l'énergie interne est distribuée sur les modes classiques de translation et de rotation, lesquels sont entièrement excités, et sur les modes de vibration lesquels ont des chaleurs spécifiques dépendant de la température.*

*Quand l'équilibre est perturbé, les différents modes d'énergie nécessitent des temps énormément différents pour qu'ils se réajustent à leurs nouvelles valeurs d'équilibre. Sous des conditions typiques pour l'air, ces temps peuvent être de l'ordre de  $10^{-10}$  s,  $10^{-9}$  s,  $10^{-5}$  s et  $10^{-3}$  s pour la translation, la rotation, la vibration de l'oxygène et la vibration de l'azote respectivement, quoique, pour le réajustement des modes de vibrations ces temps sont très dépendants de l'humidité".*

Le mode de translation implique un mouvement aléatoire dans les trois directions, avec des énergies non quantifiées. N'importe quelle valeur d'énergie est possible. Par contre, les modes de rotation et de vibration possèdent une énergie quantifiée. Le mode de rotation implique une rotation autour de deux axes et le mode de vibration implique des vibrations le long des liaisons atomiques [Dan06].

Une seule collision suffit à interchanger de l'énergie entre molécules pour le mode de translation, mais un certain temps est nécessaire pour que l'énergie, associée à une vitesse excessive dans une direction donnée, soit redistribuée aléatoirement. Ce temps est le temps de relaxation de translation.

Puisque les énergies des modes de rotation et de vibration sont quantifiées, il faut une énergie qui permet un saut d'au moins un quantum. Il faut donc, plusieurs collisions pour permettre à l'énergie transférée du mode de translation de faire le saut. Le nombre de collisions dépend des espacements entre les niveaux énergétiques de la rotation et de la vibration, et des conditions de température et de pression. Le temps nécessaire au transfert de l'énergie est le temps de relaxation. Cependant, les niveaux énergétiques vibrationnels étant plus espacés, le temps de relaxation qui leur est lié est plus grand [[Dan06](#)].

## 2.2 Modèle causal

### 2.2.1 Modèle thermo-visqueux

L'étude classique de la propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu fluide absorbant initiée par Stokes et développée par d'autres auteurs [Bla00, Kin82] utilise le modèle thermo-visqueux qui englobe l'effet visqueux et l'effet de conduction thermique. Selon ce modèle, la pression acoustique  $p(\vec{r}, t)$  obéit à l'équation d'onde suivante [Sza94] :

$$\bar{\nabla}^2 p(\vec{r}, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} + \frac{\nu}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{\nabla}^2 p(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.1)$$

où

$$\nu = \frac{1}{\rho_0} \left[ \frac{4}{3} \eta_s + \eta_v + \frac{\kappa(\gamma_h - 1)}{c_p} \right]$$

$c_0$  est la vitesse de propagation de l'onde pour  $\nu = 0$ ,  $\rho_0$  la densité du milieu de propagation,  $\eta_s$  et  $\eta_v$  les coefficients de viscosité de cisaillement et de compression respectivement,  $\gamma_h$  le rapport des chaleurs spécifiques,  $c_p$  la chaleur spécifique à pression constante et  $\kappa$  la conductivité thermique.

Les transformées de Fourier spatiale et temporelle de (2.1) donnent :

$$-k^2 P(k, \omega) + \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 P(k, \omega) + ik^2 \omega \frac{\nu}{c_0^2} P(k, \omega) = 0 \quad (2.2)$$

On en déduit l'équation de dispersion suivante :

$$k^2 = \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 \left( 1 - i\omega \frac{\nu}{c_0^2} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

Selon de nombreuses études expérimentales l'absorption, obéit à une loi en puissance de la fréquence :

$$\alpha = \alpha_0 |\omega|^\eta \quad (2.4)$$

où  $\eta$  varie entre 0 et 2. Dans la majorité des cas,  $\eta$  se situe dans la plage  $1 < \eta < 2$ . Ainsi, par exemple, pour beaucoup de sédiments sous-marins et quelques polymères,  $\eta = 1$ . Pour l'eau distillée et certaines huiles, à des fréquences supérieures à plusieurs centaines de Mégahertz, on a  $1 < \eta < 2$ . Pour les tissus biologiques  $\eta$  varie de 1 à 1,7 (Tableau 2.1).

Tissu	$c$	$\alpha_0$	$\eta$	$\rho$	$Z$
(unités)	m/s	dB/MHz <sup>η</sup> – cm		Kg/m <sup>3</sup>	megaRayls
Sang	1584	0.14	1.21	1060	1.679
Os	3198	3.54	0.9	1990	6.364
Cerveau	1562	0.58	1.3	1035	1.617
Sein	1510	0.75	1.5	1020	1.540
Graisse	1430	0.6	1	928	1.327
Coeur	1554	0.52	1	1060	1.647
Rein	1560	10	2	1050	1.638
Foie	1578	0.45	1.05	1050	1.657
Muscle	1580	0.57	1	1041	1.645
Rate	1567	0.4	1.3	1054	1.652
Lait	1553	0.5	1	1030	1.600
Miel	2030	—	—	1420	2.89
Eau @ 20°C	1482.3	2.17e-3	2	1.00	1.482

**Tableau 2.1** : Caractéristiques de quelques tissus biologiques [Sza04].

L'application à l'équation (2.3) de l'approximation des basses fréquences, où l'atténuation est très petite devant le nombre d'onde  $\alpha \ll \frac{2\pi}{\lambda}$ , permet d'obtenir une atténuation obéissant à la loi de l'équation (2.4).

En effet, posons :

$$k = \beta + i\alpha \quad (2.5)$$

$$\text{En appliquant l'approximation } \left(\frac{v\omega}{c_0^2}\right) = 2\alpha\bar{\lambda}_0 \ll 1, \left(\bar{\lambda}_0 = \frac{c_0}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}\right) \quad (2.6)$$

l'équation (2.3) devient:

$$k^2 \approx \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 + i\nu\frac{\omega^3}{c_0^4} \quad (2.7)$$

En élevant (2.5) au carré, en égalisant les parties réelles et imaginaires et en appliquant une deuxième fois l'approximation (2.6), on obtient finalement :

$$\alpha = \alpha_0\omega^2 \quad (2.8)$$

avec

$$\alpha_0 = \frac{\nu}{2c_0^3} \quad (2.9)$$

et

$$\beta = \beta_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad (2.10)$$

Les équations (2.8) et (2.10) montrent bien la dépendance de l'atténuation avec le carré de la fréquence ( $\eta = 2$ ) et une dispersion nulle autour de la vitesse  $c_0$  (le cas de l'eau).

### 2.2.2 Absorption des ondes électromagnétiques

On trouve un résultat similaire pour une onde électromagnétique se propageant dans un milieu conducteur avec  $\eta$  égal à 0. En effet, soit l'équation de propagation du champ électrique,  $e$ , dans un conducteur [Sza94] ou de l'onde électrique transversale dans un plasma homogène et isotrope :

$$\frac{\partial^2 e(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 e(z,t)}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial e(z,t)}{\partial t} = 0 \quad (2.11)$$

$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$  est la vitesse de propagation de l'onde,  $\varepsilon$  la permittivité du milieu,  $\mu$  sa perméabilité

et  $\sigma$  sa conductivité électrique.

La relation de dispersion s'écrit alors :

$$k^2 = \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 + i\omega\mu\sigma = (\beta + i\alpha)^2 \quad (2.12)$$

Avec l'approximation,  $\left( \frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \right)^2 \ll 1$  (2.13), on trouve :

$$\alpha \approx \alpha_0 = \frac{\sigma}{2\varepsilon c_0} \quad \text{et} \quad \beta_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad (2.14)$$

## 2.2.3 Établissement de l'équation d'onde dans un milieu absorbant

### 2.2.3.1 Établissement de l'équation d'onde dans le domaine fréquentiel

En s'aidant des relations de l'atténuation (2.9) et (2.14), on réécrit (2.7) et (2.12) sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} k^2 &= \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 + 2i \left( \frac{\omega}{c_0} \right) \frac{\nu}{2c_0^3} \omega^2 \\ k^2 &= \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 + 2i \left( \frac{\omega}{c_0} \right) \frac{\sigma}{2c_0\varepsilon} \omega^0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Ces deux équations traduisent une relation entre le vecteur d'onde et la fréquence pour deux ondes de natures différentes (onde mécanique et onde électrique). Ces deux ondes subissent l'effet des différentes caractéristiques du milieu (thermo-visqueuses et électromagnétiques). Dans les deux cas, l'atténuation suit une loi en puissance de la fréquence, sous l'approximation des basses fréquences, et avec une vitesse de phase constante. On remarque que ces deux relations présentent une écriture similaire; l'expression de l'atténuation pour chaque cas est présente dans la relation. Tenant compte de cette similitude, Szabo propose la relation générale de dispersion suivante [Sza94] :

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 + 2i\left(\frac{\omega}{c_0}\right)\left(\alpha_0 |\omega|^\eta\right) \quad (2.16)$$

L'approximation faite ci-dessus (équation 2.5) est équivalente à :

$$\alpha \bar{\lambda}_0 = \frac{\alpha}{\beta_0} = \frac{\alpha_0 |\omega|^\eta}{\beta_0} \ll 1 \quad (2.17)$$

En appliquant les mêmes démarches précédentes à l'équation (2.15), on trouve :

$$\alpha \approx \alpha_0 |\omega|^\eta \quad (2.18)$$

et

$$\beta \approx \beta_0 \quad (2.19)$$

La pulsation limite pour laquelle cette approximation reste valide peut être évaluée à :

$$\frac{\alpha_0 |\omega_{\text{lim}}|^\eta}{\beta_0} = \alpha_0 |\omega_{\text{lim}}|^{\eta-1} c_0 = 0.1 \quad (2.20)$$

Pour  $0 \leq \eta < 1$ , on a  $\omega_{\text{lim}} \leq \omega < \infty$ , et pour  $1 \leq \eta \leq 2$  on a  $0 \leq \omega \leq \omega_{\text{lim}}$ .

Par exemple, pour le sang qui est caractérisé par  $\eta = 1,21$ ,  $\alpha_0 = 0,14 \text{ dB.MHz}^{-1,21} \text{cm}^{-1}$  et  $c_0 = 1584 \text{ ms}^{-1}$ , on obtient  $\omega_{\text{lim}} = 38,49 \text{ rad.GHz}$  soit  $f_{\text{lim}} = 6,12 \text{ GHz}$ . Pour les applications médicales, les transducteurs ont des fréquences nominales situées entre 2 MHz et 20 MHz. Ceci montre que l'approximation est largement satisfaite, même dans le cas non linéaire où les harmoniques sont mis en jeu.

En multipliant l'équation (2.16) par  $(i^2 P(k, \omega))$ , on obtient l'équation généralisée, dans le domaine fréquentiel, d'une onde se propageant dans un milieu absorbant :

$$(ik)^2 P(k, \omega) - \left(-\frac{i\omega}{c_0}\right)^2 P(k, \omega) - 2i^3 \left(\frac{\omega}{c_0}\right) (\alpha_0 |\omega|^\eta) P(k, \omega) = 0 \quad (2.21)$$

### 2.2.3.2 Établissement de l'équation d'onde dans le domaine temporel

a)  $\eta$  entier naturel pair

Le retour au domaine temporel par la transformée de Fourier inverse est évident pour  $\eta$  entier naturel et pair. Dans ce cas, et en utilisant les résultats de Lighthill [[Lig62](#) ch.3 p.43 ; [Cri96](#) ch.3 p. 91-93], l'équation (2.21) devient :

$$(ik)^2 P - \left( -\frac{i\omega}{c_0} \right)^2 P - 2(-1)^{\eta/2} \left( \frac{\alpha_0}{c_0} \right) (-i\omega)^{\eta+1} P = 0, \quad (2.22)$$

dont la transformée de Fourier inverse donne l'équation d'onde dans le domaine espace-temps :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - (-1)^{\eta/2} \frac{2\alpha_0}{c_0} \frac{\partial^{\eta+1} p}{\partial t^{\eta+1}} = 0, \quad (2.23a)$$

Soit

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - (-1)^{\eta/2} \frac{2\alpha_0}{c_0} \frac{\partial^{\eta+1} \delta(t)}{\partial t^{\eta+1}} * p = 0 \quad (2.23b)$$

\* désigne l'opérateur de convolution temporel.

b)  $\eta$  entier naturel impair

Le problème se pose quand on veut calculer la transformée de Fourier inverse pour  $\eta$  entier naturel impair et  $\eta$  réel pur. Dans ce cas, la solution revient à trouver la transformée, non pas pour des fonctions classiques, mais au sens des fonctions généralisées (distributions) [[Sza94](#)].

Ainsi quand  $\eta$  est entier impair, l'équation (2.21) peut être écrite sous la forme :

$$(ik)^2 P - \left( -\frac{i\omega}{c_0} \right)^2 P + i\omega \left( \frac{2\alpha_0}{c_0} \right) \text{sgn}(\omega) \omega^\eta P = 0, \quad (2.24a)$$

où  $\text{sgn}(\omega)$  est la fonction signe définie par :

$$\text{sgn}(\omega) = \begin{cases} -1 & \text{pour } \omega < 0 \\ 1/2 & \text{pour } \omega = 0 \\ +1 & \text{pour } \omega > 0 \end{cases} \quad (2.24b)$$

En utilisant le résultat de la transformée de Fourier inverse pour la fonction généralisée  $\text{sgn}(\omega)\omega^\eta$  [[Lig62](#) ch.3 p.43 ; [Cri96](#) ch.3 p. 91-93], soit :

$$TF^{-1} \left( \text{sgn}(\omega)\omega^\eta \right) = \frac{\eta!}{\pi(it)^{\eta+1}} \quad (2.25)$$

la transformée inverse de l'équation (2.24a) devient :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - 2 \frac{\alpha_0}{c_0} \frac{(-1)^{\frac{\eta+1}{2}}}{\pi} \eta! \frac{\partial p}{\partial t} * \frac{1}{t^{\eta+1}} = 0 \quad (2.26)$$

En utilisant la propriété du produit de convolution, et en appliquant  $\frac{\partial}{\partial t}$  à  $\frac{1}{t^{\eta+1}}$ , l'équation (2.26) devient :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + 2 \frac{\alpha_0}{c_0} \frac{(-1)^{\frac{\eta+1}{2}}}{\pi} (\eta+1)! p * \frac{1}{t^{\eta+2}} = 0 \quad (2.27)$$

Finalement, l'équation d'onde pour  $\eta$  entier impair devient:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{2}{c_0} h_{imp} p * \frac{1}{t^{\eta+2}} = 0, \quad (2.28)$$

avec

$$h_{imp} = -\alpha_0 \frac{(-1)^{\frac{\eta+1}{2}}}{\pi} (\eta+1)! \quad (2.29)$$

c)  $\eta$  réel pur

Si  $\eta$  est un réel pur, on a le résultat suivant pour la fonction généralisée [[Lig62](#) ch.3 p.43 ; [Cri96](#) ch.3 p. 91-93] :

$$TF^{-1}(|\omega|^\eta) = \Gamma(\eta+1) \cos\left[(\eta+1)\frac{\pi}{2}\right] \frac{1}{\pi |t|^{\eta+1}} \quad (2.30)$$

où  $\Gamma$  est la fonction gamma.

La transformée inverse de l'équation (2.21) s'écrit alors :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - 2 \frac{\alpha_0}{\pi c_0} \Gamma(\eta+1) \cos\left[(\eta+1)\frac{\pi}{2}\right] \frac{\partial p}{\partial t} * \frac{1}{|t|^{\eta+1}} = 0 \quad (2.31)$$

En utilisant la propriété du produit de convolution, et en appliquant  $\frac{\partial}{\partial t}$  à  $\frac{1}{|t|^{\eta+1}}$ , l'équation (2.31) devient :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{2}{c_0} h_{rp} p * \frac{1}{|t|^{\eta+2}} = 0, \quad (2.32)$$

avec

$$h_{rp} = -\alpha_0 \frac{\Gamma(\eta+1)}{\pi} \cos\left[(\eta+1)\frac{\pi}{2}\right] \quad (2.33)$$

Des équations (2.23b), (2.28) et (2.32), on peut déduire l'équation d'onde généralisée pour un milieu fluide absorbant et non dispersif :

$$\nabla^2 p(\vec{r}, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \frac{2}{c_0} L_{\alpha, \eta, t} * p(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.34)$$

où  $L_{\alpha, \eta, t}$  est l'opérateur de convolution de l'absorption.

L'équation (2.34), ainsi établie, ne tient pas compte du phénomène de dispersion. Ce phénomène, constaté expérimentalement, accompagne généralement l'absorption. L'équation ne tient pas compte également du principe de causalité, du fait qu'il n'y a pas restriction sur le temps  $t$ .

## 2.2.4 Équation d'onde causale et dispersion

### 2.2.4.1 Équation d'onde causale

La dispersion se traduit par la dépendance de la vitesse de phase en fonction de la fréquence :

$$c = c(f) \quad (2.35)$$

La causalité est le principe physique qui stipule qu'un effet ne peut précéder sa cause. Comme les deux premiers termes de l'équation (2.33) forment une équation causale, le terme qui exprime l'absorption doit être lui aussi causal, soit :

$$L * p = 0 \quad \text{pour } t < 0 \quad (2.36)$$

Pour introduire ce principe, on utilise la forme retardée dans le temps de l'équation (2.34) et on lui applique l'approximation parabolique. En effet, en considérant une onde plane se propageant dans la direction Oz on peut écrire :

$$\tau = t - \frac{z}{c_0} \quad \text{d'où} \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} \Big|_{z=cte} = c_0 \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{\tau=cte} = \frac{\partial}{\partial \tau} + c_0 \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.37)$$

L'équation (2.34) devient alors :

$$\nabla^2 p(\vec{r}, \tau) - \frac{2}{c_0} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau \partial z} - \frac{2}{c_0} L_{\alpha, \eta, \tau} * p(\vec{r}, \tau) = 0 \quad (2.38)$$

où on a adopté l'écriture suivante :  $p(\vec{r}, t) \equiv p\left(\vec{r}, \tau + \frac{z}{c_0}\right) \equiv p(\vec{r}, \tau)$  (2.39)

L'approximation parabolique consiste à supposer que le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est proche de la direction de propagation  $z$ . Ceci est d'autant plus vrai que le faisceau ultrasonore est très directif suivant  $z$  et que la diffraction est faible. Nous pouvons alors faire les considérations suivantes :

- la variation du champ de pression suivant  $z$  est très petite par rapport à sa variation suivant  $x$  et  $y$  :

$$\nabla_T^2 p(\tau) = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) p(\tau) \gg \frac{\partial^2}{\partial z^2} p(\tau) \quad (2.40)$$

où l'indice T sur le Laplacien veut dire transversal.

- on suppose que le Laplacien transversal tend vers zéro [Sza94].

En faisant sortir le  $\frac{\partial}{\partial \tau}$  de  $L_{\alpha, \eta, \tau}$  (voir les équations (2.23.a), (2.26) et (2.31)), l'équation (2.38) devient :

$$\frac{2}{c_0} \frac{\partial^2 p(\tau)}{\partial \tau \partial z} - \frac{2}{c_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (L'_{\alpha, \eta, \tau} * p(\tau)) = 0 \quad (2.41)$$

En mettant  $\frac{\partial}{\partial \tau}$  en facteur dans l'équation (2.41), on obtient :

$$\frac{\partial p(\tau)}{\partial z} - L'_{\alpha, \eta, \tau} * p(\tau) = 0 \quad (2.42)$$

$L'_{\alpha, \eta, \tau}$  n'est autre que la transformée de Fourier inverse de  $(-\alpha(\omega))$ . Il est égal à :

$$L'_{\alpha, \eta, \tau} = -(-1)^{\eta/2} \alpha_0 \frac{\partial^\eta \delta(\tau)}{\partial \tau^\eta} \quad \text{pour } \eta \text{ entier naturel pair} \quad (2.43a)$$

$$L'_{\alpha, \eta, \tau} = \frac{h_{imp}}{(\eta+1)} \frac{1}{\tau^{\eta+1}} \quad \text{pour } \eta \text{ entier naturel impair} \quad (2.43b)$$

$$L'_{\alpha, \eta, \tau} = \frac{h_{rp}}{(\eta+1)} \frac{1}{|\tau|^{\eta+1}} \quad \text{pour } \eta \text{ réel pur} \quad (2.43c)$$

Pour la suite des calculs, on définit le facteur de propagation :

$$\gamma(\omega) = ik(\omega) = -\alpha(\omega) + i(\beta_0 + \beta'(\omega)) \quad (2.44)$$

avec  $\beta_0$  définie par l'équation (2.10). On définit le facteur de propagation retardé [Sza94]:

$$\gamma'(\omega) = -\alpha(\omega) + i\beta'(\omega) \quad (2.45)$$

où  $\beta'(\omega)$  le terme correspondant à la dispersion.

Par transformée de Fourier inverse, on obtient l'opérateur de propagation comme suit :

$$\begin{aligned} L'_{\gamma, \eta, \tau} &= TF^{-1}[\gamma'(\omega)] = TF^{-1}[-\alpha(\omega)] + iTF^{-1}[\beta'(\omega)] \\ &= L'_{\alpha, \eta, \tau} + iL'_{\beta', \eta, \tau} \end{aligned} \quad (2.46)$$

L'équation (2.42) peut être généralisée à :

$$\frac{\partial p(\tau)}{\partial z} - L'_{\gamma', \eta, \tau} * p(\tau) = 0 \quad (2.47)$$

La transformée de Fourier temporelle de (2.47) donne :

$$\frac{\partial P(\omega, z)}{\partial z} - \gamma'(\omega)P(\omega, z) = 0 \quad (2.48)$$

La solution de l'équation (2.48) est :

$$P(\omega, z) = P(\omega, 0)e^{\gamma'(\omega)z} \quad (2.49)$$

où le terme en exponentiel apparaît comme une fonction de transfert.

Comme il a été établi ailleurs [[Wat00a](#), [00b](#)], la partie réelle et imaginaire d'une fonction causale, ici la fonction de transfert, sont reliées entre elles par leur transformées de Hilbert (relations de Kramers-Krönig). Cette condition doit être également vérifiée pour le facteur de propagation, soit :

$$\begin{aligned} \beta'(\omega) &= -\frac{1}{\pi\omega} * [-\alpha(\omega)] \\ \alpha(\omega) &= \frac{1}{\pi\omega} * \beta'(\omega) \end{aligned} \quad (2.50)$$

De plus, le théorème de Paley-Wiener [[Wat00a](#), [00b](#)] stipule que pour qu'une fonction de transfert définie par :

$$T(\omega) = A(\omega)e^{i\theta(\omega)} \quad (2.51)$$

soit causale, le logarithme de son module doit vérifier l'intégrale suivante [[Wat00a](#), [00b](#)]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\ln A(\omega)|}{1+\omega^2} d\omega < \infty \quad (2.52a)$$

La condition sur l'intégrale pour  $T(\omega) = e^{(-\alpha(\omega)z)} e^{i\beta'(\omega)}$  devient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\alpha(\omega)|}{1+\omega^2} d\omega < \infty \quad (2.52b)$$

Ces conditions ne sont vérifiées que pour  $\eta < 1$ .

Pour s'affranchir de cette contrainte pour  $\eta \geq 1$ , on peut utiliser la méthode de soustraction des fonctions généralisées proposée par Waters [[Wat00a](#), [00b](#)] pour la résolution des équations (2.50) dans le domaine fréquentiel et celle de Szabo [[Sza94](#)]. Cette dernière sera développée dans ce qui suit :

En écrivant les relations (2.50) dans le domaine temporel et en utilisant leurs transformées de Fourier :

$$\begin{aligned} L'_{\beta',\eta,\tau} &= -i \operatorname{sgn}(\tau) L'_{\alpha,\eta,\tau} \\ L'_{\alpha,\eta,\tau} &= i \operatorname{sgn}(\tau) L'_{\beta',\eta,\tau} \end{aligned} \quad (2.53)$$

où  $\operatorname{sgn}(\tau)$  est la fonction signe définie par l'équation (2.23.b), les opérateurs d'absorption et de dispersion étant des fonctions généralisées, ils n'entraînent aucune restriction sur  $\eta$ . On peut donc déduire l'opérateur de propagation à partir de l'équation (2.44), soit :

$$\begin{aligned} L'_{\gamma,\eta,\tau} &= L'_{\alpha,\eta,\tau} + i L'_{\beta',\eta,\tau} = (1 + \operatorname{sgn}(\tau)) L'_{\alpha,\eta,\tau} \\ &= 2H(\tau) L'_{\alpha,\eta,\tau} \end{aligned} \quad (2.54a)$$

où

$$H(\tau) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \tau < 0 \\ \frac{1}{2} & \text{pour } \tau = 0 \\ 1 & \text{pour } \tau > 0 \end{cases} \quad \text{est la fonction échelon d'Heaviside.} \quad (2.54b)$$

L'équation (2.47) devient alors :

$$\frac{\partial p(\tau)}{\partial z} - 2H(\tau) L'_{\alpha,\eta,\tau} * p(\tau) = 0 \quad (2.55)$$

En raison de la fonction échelon d'Heaviside, la partie exprimant l'absorption de l'équation (2.55) est causale. Il en est de même pour la première partie de cette équation.

### 2.2.4.2 Dispersion

Remarquons que pour  $\eta$  entier naturel pair, la dispersion est nulle. En effet, en explicitant l'équation (2.55) en tenant compte de l'équation (2.43a) définissant  $L'_{\alpha,\eta,\tau}$ , on obtient :

$$\frac{\partial p(\tau, z)}{\partial \tau} + 2(-1)^{\frac{\eta}{2}} \alpha_0 \int_{-\infty}^{+\infty} H(\tau - \tau') \frac{\partial^\eta \delta(\tau - \tau')}{\partial \tau'^\eta} p(\tau') d\tau' = 0 \quad (2.56a)$$

En utilisant les propriétés de la fonction Dirac, on aura :

$$\frac{\partial p(\tau, z)}{\partial \tau} + 2(-1)^{\frac{\eta}{2}} \alpha_0 \frac{\partial^\eta}{\partial \tau^\eta} (H(0) p(\tau)) = 0 \quad (2.56b)$$

Avec la valeur de  $H(0)$  donnée par l'équation (2.54), on obtient finalement :

$$\frac{\partial p(\tau, z)}{\partial \tau} + (-1)^{\frac{\eta}{2}} \alpha_0 \frac{\partial^\eta p(\tau, z)}{\partial \tau^\eta} = 0 \quad (2.56c)$$

qui est exactement l'équation non dispersive (2.41a) pour  $\eta$  entier naturel pair. Dans ce cas, l'opérateur de dispersion est bien nul.

Calculons à présent le terme de dispersion  $\beta'(\omega)$  et la vitesse de phase correspondante  $c(\omega)$ . Pour cela, il suffit d'appliquer la transformée de Fourier aux expressions de l'opérateur  $L_{\beta, \eta, \tau}$  qui sont données par l'équation (2.51) et en utilisant les résultats de Lighthill [[Lig62](#) ch.3 p.43 ; [Cri96](#) ch.3 p. 91-93]. On obtient alors l'expression de  $\beta'(\omega)$  qui permet de déduire  $c(\omega)$  ; soit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{c(\omega)} &= \frac{\beta(\omega)}{\omega} = \frac{\beta_0}{\omega} + \frac{\beta'(\omega)}{\omega} \\ &= \frac{1}{c_0} + \frac{\beta'(\omega)}{\omega} \end{aligned} \quad (2.57)$$

Les résultats obtenus sont résumés dans ce qui suit [[Sza95](#)]:

$$\beta'(\omega) = 0, \quad \text{pour } \eta \text{ entier naturel pair} \quad (2.58a)$$

$$\beta'(\omega) = -\frac{2\alpha_0}{\pi} \omega^\eta \text{Log}(|\omega|), \quad \text{pour } \eta \text{ entier naturel impair} \quad (2.58b)$$

$$\beta'(\omega) = \alpha_0 \tan\left(\eta \frac{\pi}{2}\right) \omega |\omega|^{\eta-1}, \quad \text{pour } \eta \text{ réel pur} \quad (2.58c)$$

Remarquons que pour  $\eta$  entier pair, l'équation (2.58c) se réduit à (2.58a).

$$\frac{1}{c(\omega)} = \begin{cases} \frac{1}{c(\omega_0)} - \frac{2\alpha_0}{\pi} \omega^{\eta-1} (\text{Log}(|\omega|) - \text{Log}(|\omega_0|)), & \text{pour } \eta \text{ entier impair} \\ \frac{1}{c(\omega_0)} + \alpha_0 \tan\left(\eta \frac{\pi}{2}\right) (|\omega|^{\eta-1} - |\omega_0|^{\eta-1}), & \text{pour } \eta \text{ entier pair et réel pur} \end{cases} \quad (2.59)$$

$\omega_0$  est une pulsation de référence. Cette pulsation peut être prise comme la fréquence centrale du transducteur dans le cas d'une excitation impulsionnelle.

De l'équation (2.57) et en considérant que le terme exprimant la dispersion est très petit (faible dispersion) [[Sza95](#)], on peut tirer la relation de la vitesse suivante :

$$c(\omega) - c_0 \approx c_0^2 \frac{\beta'}{\omega} \quad (2.60)$$

De plus le terme  $\beta$  est croissant avec la pulsation (la fréquence). On en déduit que la vitesse croît également avec la pulsation. Ce type de variation est appelé dispersion anormale, par opposition à la dispersion normale où la vitesse décroît avec la fréquence. Cette dispersion est la plus fréquente dans la nature [\[Sza95\]](#).

Le modèle développé plus haut ne prétend pas donner une explication du phénomène de l'absorption, mais permet de décrire son effet sur la propagation de l'onde ultrasonore dans le cadre d'une dépendance de l'absorption comme une puissance de la fréquence (équation 2.4) et de l'approximation d'une atténuation très petite devant le nombre d'onde (équation 2.17).

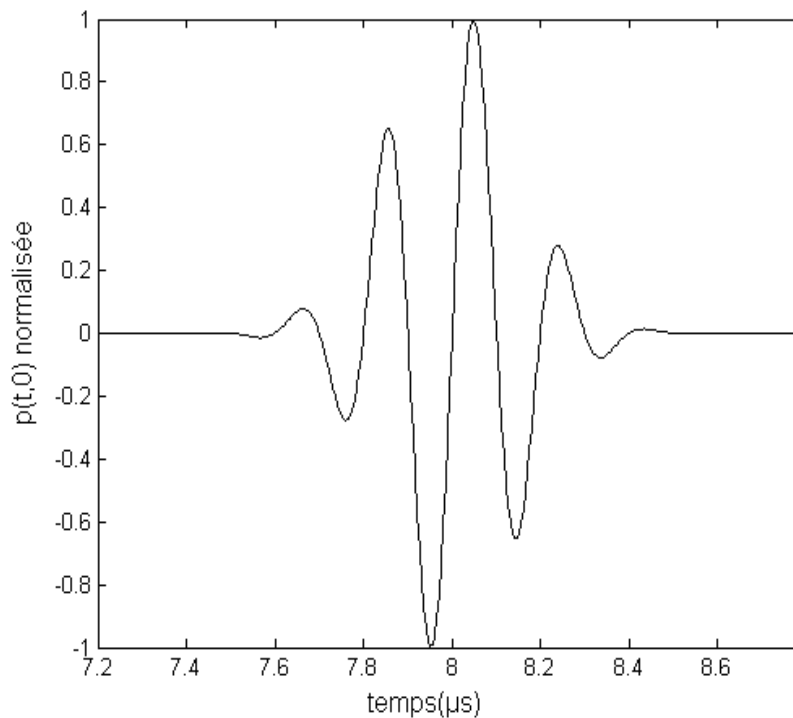
## 2.2.5 Simulation

Afin d'illustrer la manière dont ce modèle décrit la propagation des ondes dans un milieu absorbant, nous considérons une onde ultrasonore plane dont les variations temporelles sont celle d'une sinusoïde modulée par une gaussienne de la forme suivante (figure 2.4) :

$$p(z=0,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi b}} \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{4b}\right\} \sin(2\pi f_0 t) \quad (2.60)$$

avec

$$b = \frac{\log(2)}{\pi^2 (\Delta f)^2}, \Delta f \text{ la largeur de bande à } -6 \text{ dB et } f_0 = 5 \text{ MHz la fréquence centrale.}$$



**Figure 2.4 :** Forme temporelle de la pression d'entrée : fréquence centrale 5MHz, largeur de bande fractionnaire de 50%, amplitude normalisée.

Pour la suite de la simulation, nous définissons la fonction de transfert du milieu, *MTF* (material transfert function) :

$$MTF(f, z) = \exp(\gamma'(f)z) . \quad (2.61)$$

L'équation (49) peut être réécrite :

$$P(\omega, z) = P(\omega, 0)MTF(\omega, z) . \quad (2.62)$$

On en déduit la réponse impulsionnelle du milieu, *mirf* (material impulse response function) :

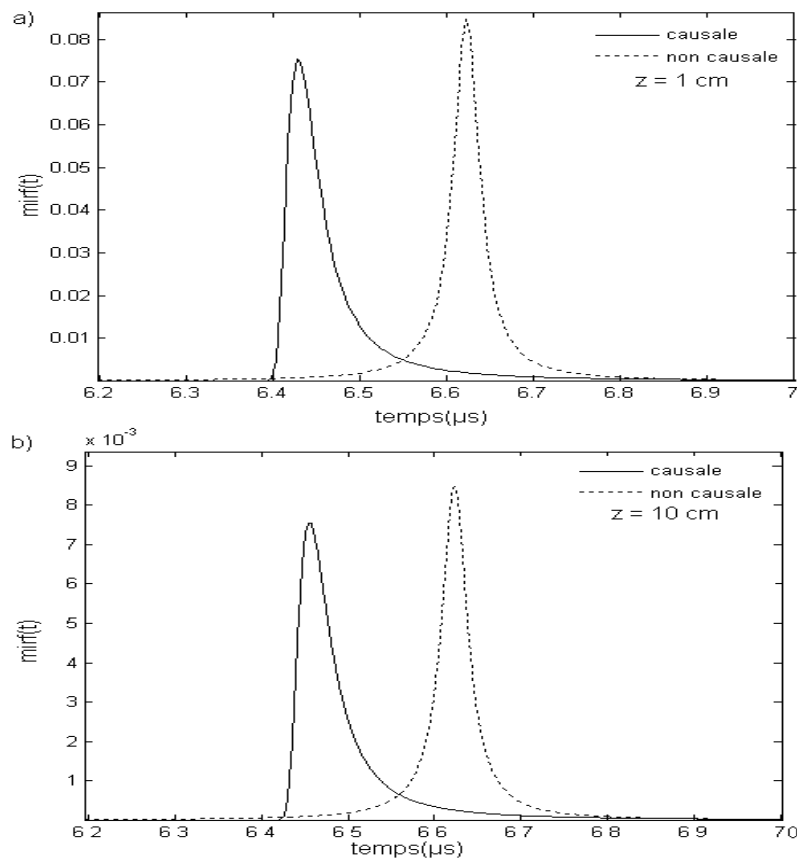
$$mirf(t,z) = TF^{-1} \left( \exp(\gamma'(f)z) \right). \quad (2.63)$$

Donc :

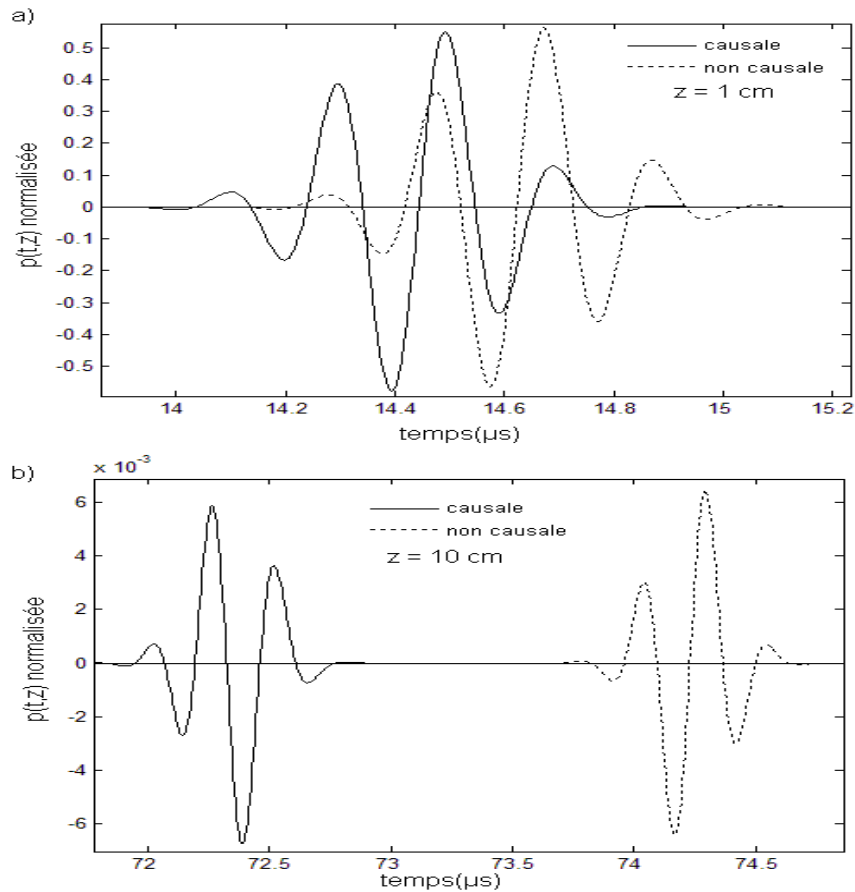
$$p(t,z) = p(t,0) * mirf(t,z). \quad (2.64)$$

### 2.2.5.1 Effet de la causalité

La figure (2.5) représente la réponse impulsionnelle, causale (courbe en trait plein) et non causale et non dispersive (courbe en pointillés), à des distances 1 cm et 10 cm, dans un milieu qui présente une atténuation proportionnelle à la fréquence et un coefficient d'absorption  $\alpha_0 = 1$  dB/MHz/cm. Il est à remarquer que la *mirf* non causale est symétrique; elle s'étale aussi bien vers les temps positifs que les temps négatifs. La *mirf* causale possède un bord raide vers les temps négatifs. On remarque également que la *mirf* causale arrive plus tôt. Cela s'explique par le fait que pour la *mirf* causale la vitesse de phase augmente avec la fréquence alors que pour la non causale, elle est constante. Cette avance est constatée également sur les signaux temporels correspondants, comme le montre la figure (2.6).



**Figure 2.5 :** Réponses impulsionnelles (*mirf*) causale (trait continu) et non causale et non dispersive (pointillés) pour  $\eta=1$  et  $\alpha_0=1$  dB/MHz/cm. a) pour  $z = 1$  cm, b) pour  $z = 10$  cm.



**Figure 2.6:** Comparaison entre l'onde causale (trait continu) et l'onde non causale et non dispersive (pointillés) après un parcours d'une distance : a)  $z = 1$  cm, b)  $z = 10$  cm.

### 2.2.5.2 Changement d'échelle

Il est à remarquer, d'après la figure (2.5) que l'amplitude de la *mirf* à 10 cm est 10 fois plus faible que sa valeur à 1 cm, alors que l'échelle des temps est multipliée par 10. Cela s'explique par la propriété d'homothétie ou de changement d'échelle de la transformée de Fourier.

Ceci peut être mis en évidence en explicitant l'équation (2.61) et en prenant en compte les équations (2.58), soit :

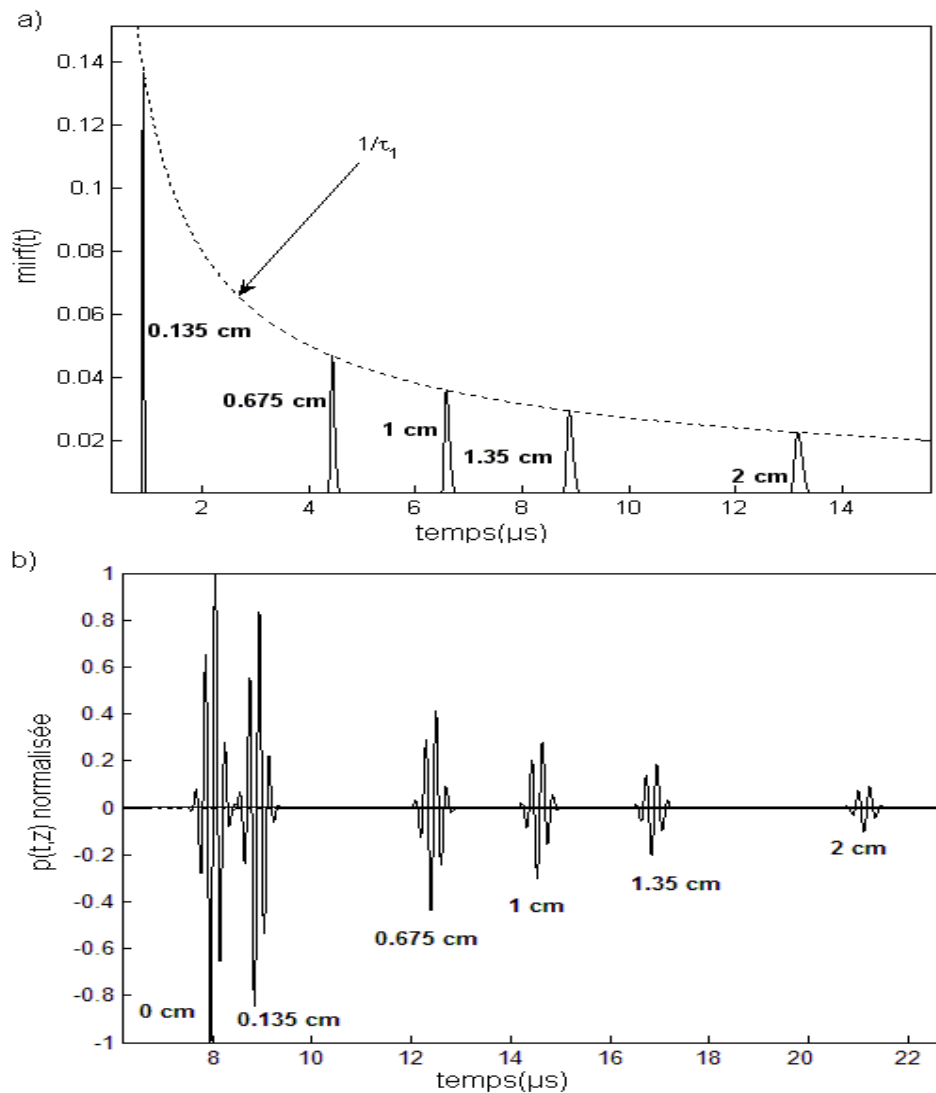
$$\begin{aligned}
 MTF(f, z) &= \exp(\gamma(f)z) \\
 &= \exp(-\alpha_0 |f|^\eta z) \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi f}{c_0} z + \beta'(f)z\right)\right\} \\
 &= \exp\left(-\left[(\alpha_0 z)^{1/\eta} |f|\right]^\eta\right) \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi f (\alpha_0 z)^{1/\eta}}{c_0 (\alpha_0 z^{1-\eta})^{1/\eta}} + \beta'[(\alpha_0 z)^{1/\eta} f]\right)\right\} \quad (2.65) \\
 &= \exp\left(-\left[\tau_1 |f|\right]^\eta\right) \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi \tau_1 f}{c_0 (\alpha_0 z^{1-\eta})^{1/\eta}} + \beta'(\tau_1 f)\right)\right\}
 \end{aligned}$$

avec  $\tau_1 = (\alpha_0 z)^{1/\eta}$

D'après la propriété de l'homothétie, la transformée de Fourier inverse de (2.65) est :

$$TF^{-1}(MTF(\tau_1 f)) = \frac{1}{\tau_1} mirf\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (2.66)$$

L'équation (2.66) montre bien que l'amplitude est divisée par  $\tau_1$  et le temps est dilaté d'un facteur  $\tau_1$ .



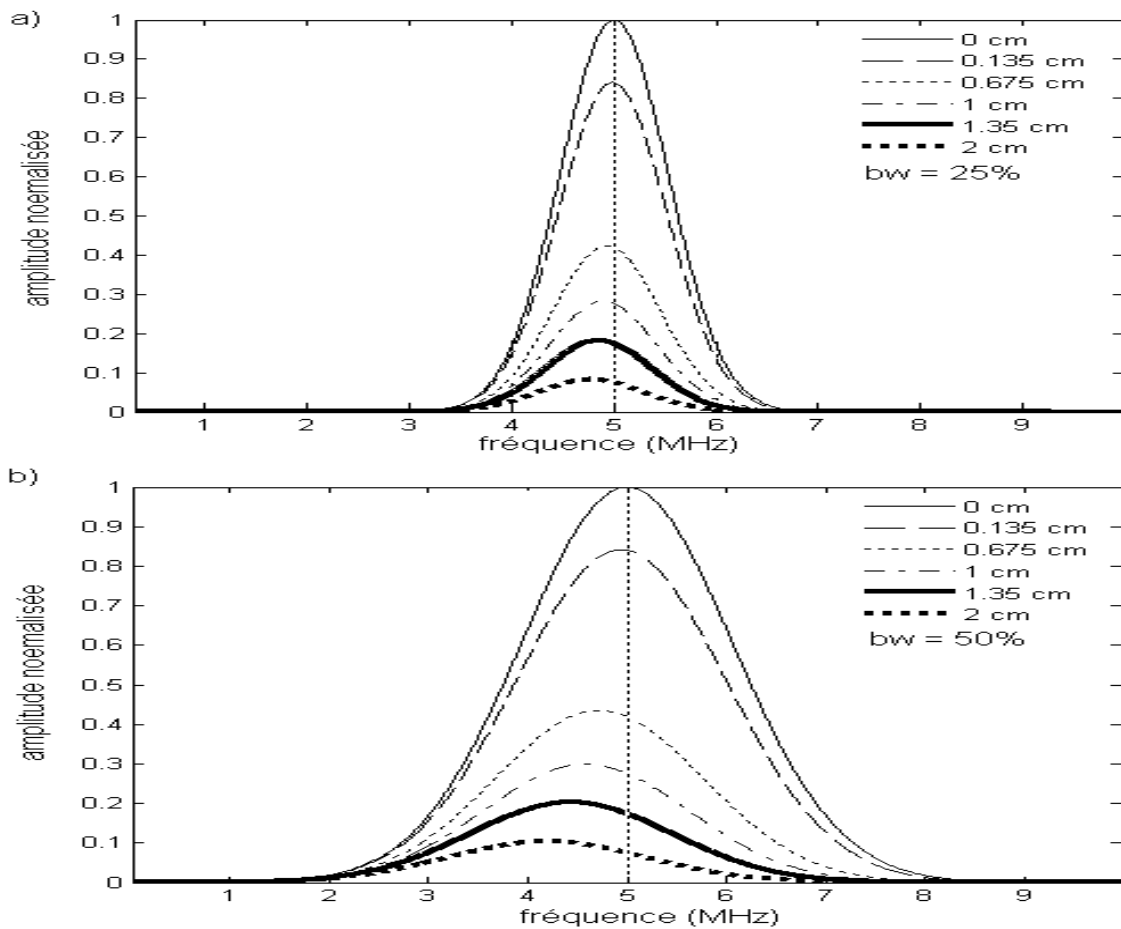
**Figure 2.7** : a) Réponses impulsionnelles ( $mirf$ ) ( $\eta = 1,5$  et  $\alpha_0 = 1\text{dB/MHz}^{1,5}/\text{cm}$ ) pour différentes distances  $z$ , avec la caractéristique en  $1/\tau_1$  qui lie les maxima. b) Signaux obtenus en utilisant les  $mirf$  de a).

Enfin, notons que la  $mirf$  tend à devenir une impulsion de Dirac quand  $z$  tend vers zéro, comme le montre la figure 2.7a.

### 2.2.5.3 Changement de forme

A partir des figures (2.6) et (2.7), on peut remarquer que le signal devient plus étalé avec le temps et la distance et que sa forme change. Ceci peut être expliqué en analysant l'interaction entre la fonction de transfert  $MTF$  et le spectre du signal d'entrée  $P(0,f)$ .

Sur la figure (2.8), on remarque un décalage du maximum vers les basses fréquences ainsi qu'un rétrécissement du spectre. Le décalage pour un signal d'entrée large bande (figure 2.8b) est plus accentué. La figure (2.9) montre l'effet de la distance et de la largeur de la bande sur ces spectres. En les examinant avec le module de la  $MTF$  à savoir  $\exp(-\alpha_0|f|^\eta z)$ , on constate que l'argument de l'exponentielle croît en valeur absolue avec la fréquence et la distance d'une façon non linéaire (sauf pour  $\eta = 1$ ), induisant une atténuation non linéaire de l'amplitude du spectre, ce qui entraîne un décalage du maximum. L'atténuation agit donc comme un filtre passe bas. Cette atténuation des composantes hautes fréquences du spectre induit un changement de la forme du signal dans le domaine temporel.



**Figure 2.8 :** Effet de la distance et de la largeur de bande du signal d'entrée sur les spectres (normalisés) des signaux reçus aux distances de la figure (2.7b) pour  $\eta = 1,5$  et  $\alpha_0 = 1\text{dB}/\text{MHz}^{1,5}/\text{cm}$ , a) largeur de bande fractionnaire de 25%, b) largeur de bande fractionnaire de 50%.

Pour avoir une idée sur le décalage fréquentiel, écrivons le module du spectre après un parcours d'une distance  $z$  dans un milieu ayant un coefficient d'atténuation  $\alpha_0=1\text{dB/MHz/cm}$  et une dépendance linéaire de la fréquence :

$$\begin{aligned} |P(f, z)| &= |P(f, 0)| |MTF(f, z)| \\ |P(f, z)| &= \exp[-4\pi^2 b(f - f_0)] \exp(-\alpha_0 |f| z) \end{aligned} \quad (2.67)$$

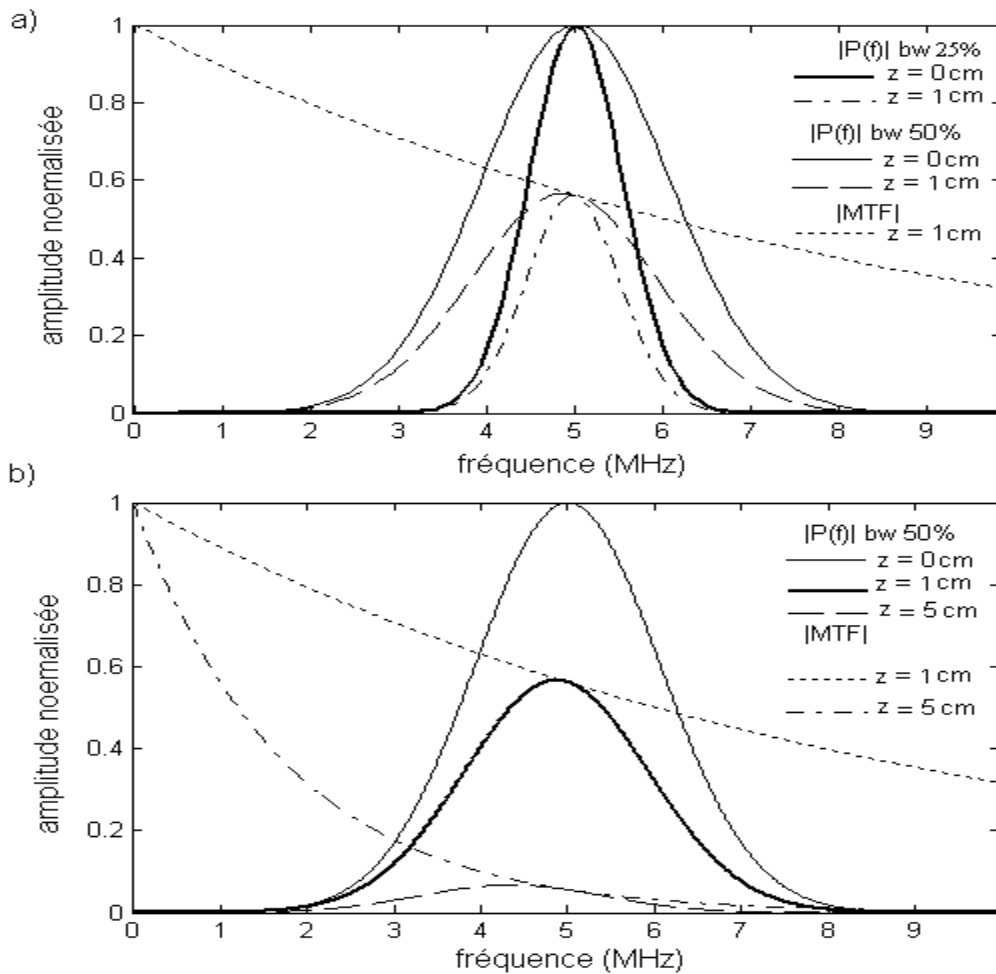
En dérivant par rapport à la fréquence, on aura :

$$\frac{\partial |P(f, z)|}{\partial f} = \left[ -8\pi^2 b(f - f_0) - \alpha_0 \text{sgn}(f) z \right] |P(f, z)| \quad (2.68)$$

Cette dérivée est nulle, pour la fréquence (positive) :

$$f_{\max} = f_0 - \frac{\alpha_0 z}{8\pi^2 b} \quad (2.69)$$

L'équation (2.69) montre bien le décalage du maximum vers les basses fréquences pour un  $z$  croissant et pour une largeur de bande croissante (pour  $b$  décroissant).



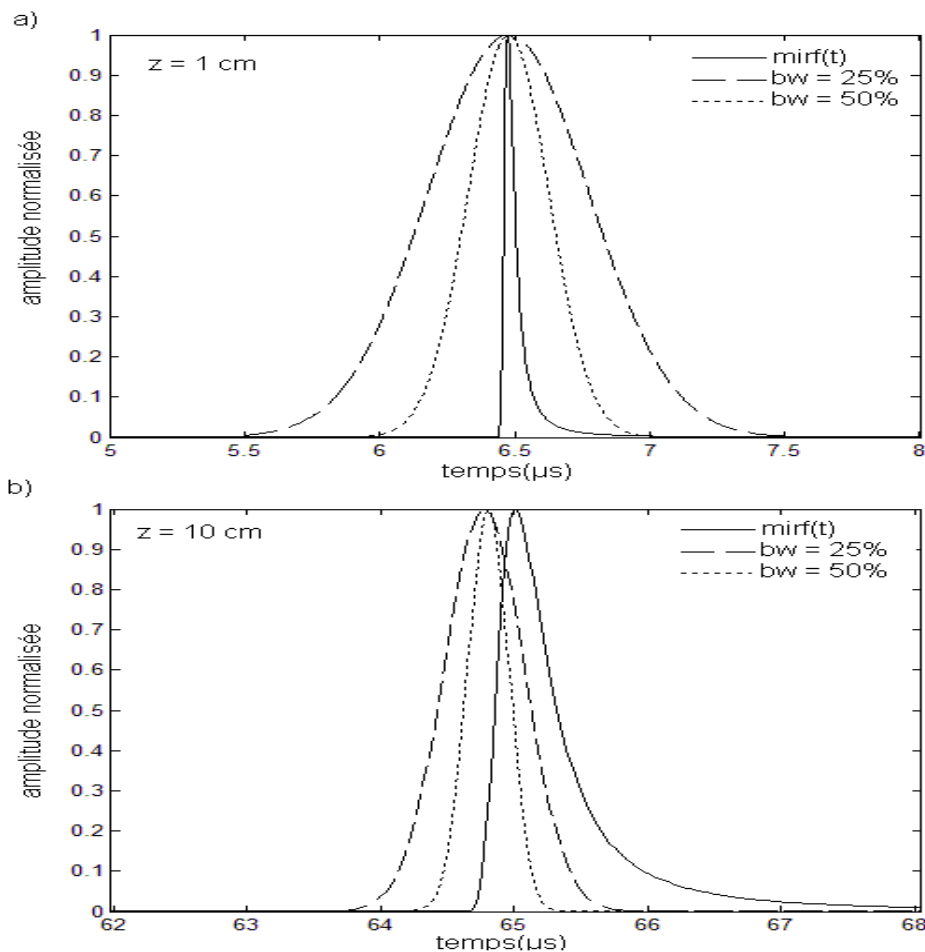
**Figure 2.9** : Spectres normalisés et *MTF* correspondantes pour un matériau ayant  $\eta = 1$  et  $\alpha_0 = 1\text{dB/MHz/cm}$  :  
 a) effet de la largeur de bande à  $z = 1$  cm (largeur de bande fractionnaire de 25% et 50%),  
 b) effet de la distance ( $z = 1$  cm et  $z = 5$  cm).

De la même manière, on peut mettre en évidence la diminution de la largeur de bande en partant de l'équation (2.67). Le calcul de cette largeur de bande à -6 dB donne :

$$\Delta f_{\max} = \Delta f_0 \sqrt{1 - 4 \frac{(f_0^2 - f_{\max}^2)}{\Delta f_0^2}}, \quad (2.70)$$

où  $\Delta f_0$  est la largeur de bande à -6 dB du signal d'entrée.

Dans le domaine temporel, le signal reçu à une distance  $z$  est le résultat d'une convolution entre le signal d'entrée  $p(t)$  avec la réponse impulsionnelle du milieu  $mirf$  (équation 2.64). Celle-ci débute comme une impulsion de Dirac à  $z = 0$  et s'étale dans le temps avec  $z$  croissant. Ceci altère le signal d'entrée et donne, en sortie, un signal plus étalé dans le temps et de bande spectrale diminuée. Par conséquent, on constate un changement de la forme d'onde. La figure (2.10) montre la  $mirf$  et les enveloppes des signaux reçus à  $z = 1$  cm regroupées (résultat d'une convolution du signal d'entrée avec une quasi impulsion). À  $z = 10$  cm, les enveloppes se séparent de la  $mirf$  (résultat d'une convolution du signal d'entrée avec une  $mirf$  étalée dans le temps).



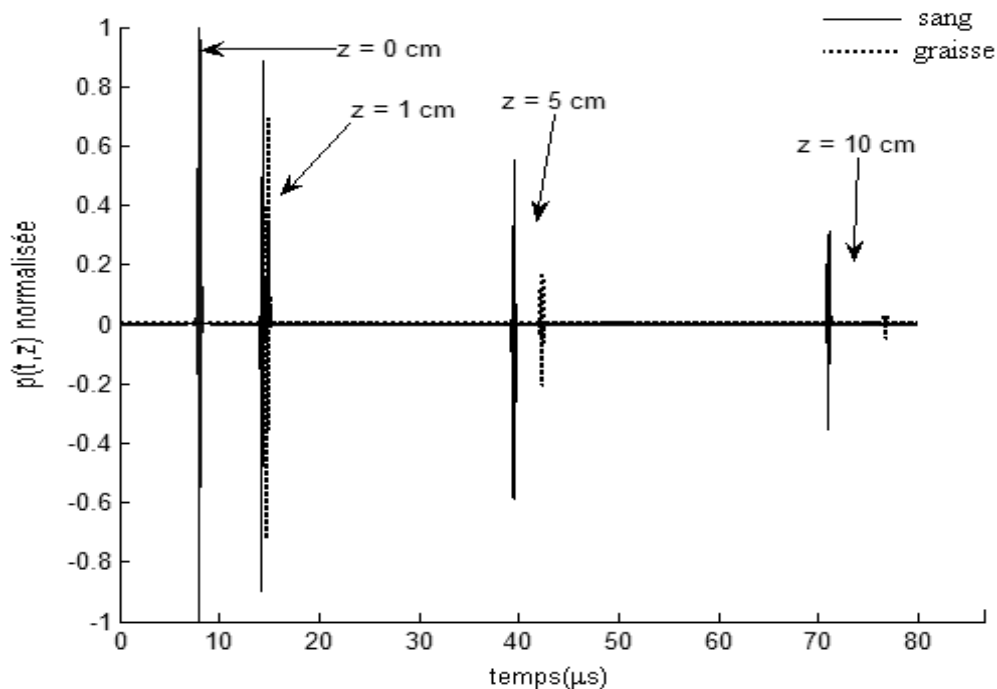
**Figure 2.10** : Enveloppes des signaux normalisés et  $mirf$  correspondantes ( $\eta = 1$  et  $\alpha_0 = 1$  dB/MHz/cm) pour deux distances et deux largeurs de bande différentes. a)  $z = 1$  cm, b)  $z = 10$  cm

### 2.2.5.4 Exemple de simulation

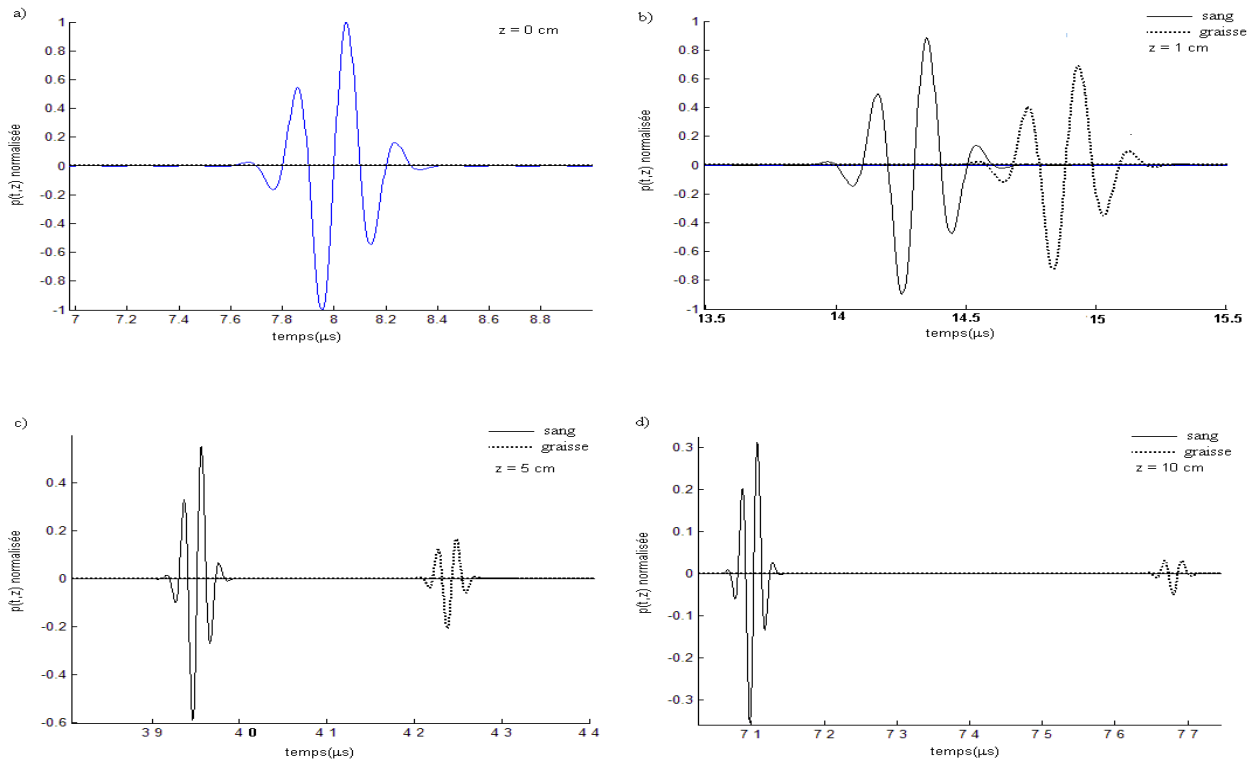
A titre d'exemple, on montre les signaux qui ont parcouru des distances respectivement égales à 1 cm, 5 cm et 10 cm dans le sang ( $c = 1584$  m/s,  $\eta = 1,21$  et  $\alpha_0 = 0,14\text{dB/MHz}^{1,21}/\text{cm}$ ) et dans la graisse ( $c = 1430$ ,  $\eta = 1$  et  $\alpha_0 = 0,6\text{dB/MHz}/\text{cm}$ ) (figure 2.11 et 2.12 respectivement). Dans la figure (2.11), on constate que même si la puissance de la fréquence pour le coefficient d'atténuation du sang est supérieure à celle de la graisse, l'atténuation du signal de départ dans cette dernière est plus grande à cause du facteur  $\alpha_0$ . De plus, la vitesse de propagation dans la graisse est inférieure à sa valeur dans le sang. De là, on peut conclure qu'un milieu plus atténuant qu'un autre n'implique pas qu'il a une vitesse de propagation plus grande, une puissance supérieure ou un facteur  $\alpha_0$  plus important.

En raison de la faible atténuation dans le sang, on remarque que le signal n'est pas déformé comme dans la graisse même à la distance de 10 cm, comme le montre la figure (2.12).

La figure (2.13), montre l'effet de la largeur de bande sur un signal émis dans la graisse. Les signaux large bande (trait plein) et à bande étroite (trait discontinu) sont atténués de la même façon à la distance 1 cm. Aux distances 5 et 10 cm, le signal large bande est moins atténué que celui à bande étroite (remarquer la partie centrale du signal).



**Figure 2.11** : Signaux (normalisé) ayant parcouru des distances  $z = 1$  cm, 5 cm et 10 cm respectivement, dans le sang (trait plein) et dans la graisse (pointillés).



**Figure 2.12 :** Comparaison entre le signal (normalisé) de départ (a) et les signaux (normalisés) ayant parcourus différentes distances (b, c et d), dans le sang (trait plein) et dans la graisse (pointillés).



**Figure 2.13 :** Effet de la largeur de bande sur les signaux (normalisés) ayant parcouru différentes distances dans la graisse.

## 2.3 Conclusion

L'étude théorique nous a permis d'établir l'équation d'onde dans un milieu absorbant et dispersif. L'absorption suit, dans ce milieu, une loi en puissance de la fréquence. Cette équation d'onde possède deux formes, selon qu'on prenne en considération le principe de causalité ou non. Elle possède trois formes selon que la puissance de la fréquence soit un entier pair, un entier impair ou un réel pur. Dans cette équation, un terme traduisant l'absorption et dépendant seulement du temps est ajouté à l'équation d'onde dans un milieu non absorbant. Le principe de causalité a permis d'établir une relation entre l'absorption et la vitesse de phase à travers les relations de Kramers – Kröning temporelles. Ceci a permis d'échapper à la restriction du théorème de Paley-Wiener. De ces relations, il a été possible d'établir les relations de dispersion de la vitesse de phase. La résolution de l'équation d'onde sous l'approximation parabolique, nous a permis d'exhiber la réponse impulsionnelle du milieu absorbant. La simulation de cette solution, effectuée sous Matlab, a mis en évidence l'effet de la causalité sur la réponse impulsionnelle et sur l'onde. Aussi, elle a montré l'effet de la distance et l'effet de la largeur de bande du signal d'excitation sur la forme de l'onde.

# Chapitre 3

## 3. Étude Expérimentale

### 3.1 Introduction

La caractérisation des matériaux par les ondes ultrasonores consiste en la détermination de la vitesse de propagation de ces ondes et leur atténuation lors de leur propagation dans ces matériaux. Deux techniques sont habituellement utilisées, la technique par transmission et la technique par réflexion. La technique par transmission utilise deux transducteurs placés sur deux faces parallèles du matériau à étudier, tandis que la méthode par réflexion n'utilise qu'un seul transducteur qui joue le rôle d'émetteur – récepteur. Le principe des méthodes de caractérisation ultrasonore réside, en la génération des ondes ultrasonores dans le milieu à étudier et la détection des signaux réfléchis ou diffusés. Ces signaux sont caractérisés par leurs amplitudes et leurs instants d'arrivée. Lors de sa propagation à travers un milieu, le signal acoustique subit un retard et une atténuation due à son interaction avec ce dernier. La mesure de l'atténuation est alors, obtenue par une mesure de l'amplitude en fonction de la distance de propagation. On suppose, en général, une diminution exponentielle de l'amplitude de l'onde avec la distance. La vitesse est déterminée à partir de la mesure du temps de propagation pour une longueur donnée de l'échantillon à caractériser. Le signal d'excitation est soit une impulsion de courte durée et de grande amplitude, ce qui permet d'obtenir un spectre s'étalant sur une gamme de fréquences (méthodes impulsionnelles), ou bien une sinusoïde monochromatique (méthodes harmoniques). Les méthodes impulsionnelles offrent l'avantage d'être rapides, souples et efficaces car, contrairement aux méthodes harmoniques, une seule mesure permet d'exploiter une large gamme de fréquences. Pour la méthode impulsionnelle utilisée dans notre étude, il s'agit de récolter deux signaux qui ont parcouru deux distances différentes dans le même milieu à caractériser. Une variante possible consiste à comparer les temps de propagation dans l'échantillon au temps de propagation dans un milieu de référence. Le rapport des spectres respectifs des deux signaux et leur déphasage permettent d'obtenir l'atténuation et la vitesse de phase en fonction de la fréquence. Ces deux mesures sont toujours entachées d'erreurs inhérentes à la préparation de l'échantillon et à la technique de mesure (l'erreur sur la mesure de l'atténuation, de l'ordre de 10%, est généralement plus grande que celle sur la vitesse) [[Tru69](#) ; [Ron84](#) ; [Mag06](#)].

Le présent chapitre est consacré aux procédures expérimentales que nous avons utilisées pour la réalisation et la caractérisation de matériaux imitant les caractéristiques acoustiques des tissus biologiques mous. Ces caractéristiques sont une vitesse de propagation dans la gamme 1500 m/s – 1600 m/s caractérisée par une faible dispersion et une atténuation moyenne de 0,5 dB/cm/MHz [[Kha07](#), [Sai06](#), [Mad03](#)].

Ces échantillons sont constitués de gélatine à laquelle nous avons ajouté de l'agar ce qui permet d'obtenir des fantômes. L'utilité de ces fantômes consiste en la possibilité de leur donner les formes géométriques et les propriétés acoustiques et mécaniques souhaitées selon le type de manipulation souhaité : diagnostic, thérapie, recherche et le type de tissus. Les fantômes permettent de tester les performances des équipements d'imagerie et de mesurer les dosages. Ils sont utilisés dans l'enseignement des procédures de guidage de l'imagerie en intervention, pour la maintenance et la calibration du matériel d'imagerie et de traitement et dans la recherche pour élaborer des nouvelles techniques de diagnostic ou de traitement [Kha07]. Le besoin pour ce type de matériaux est lié à la complexité des tissus biologiques par leurs formes externes et leurs structures internes, en plus de leur dépendance de l'âge ou du temps et de la pathologie [Kha07]. Plusieurs matériaux sont utilisés dans la fabrication des fantômes. Le plus utilisé est une matrice de gélatine contenant d'autres constituants permettant d'ajuster une ou plusieurs des propriétés acoustiques ou mécaniques (exemple : agar, gouttelettes d'huile, grains de verre, poudre de graphite, paraldéhyde, formaldéhyde, etc...) [Kha07, Mad03, Cat98, Tim97, Cep96]. Un autre matériau très utilisé est le cryogel d'alcool de polyvinyle (PVA cryogel) qui s'affranchit des inconvénients de la gélatine, qui sont une conservation limitée dans le temps et une résistance moindre aux importantes pressions [Kha07, Sai06].

Notre travail consiste, en un premier temps, à l'élaboration d'un gel à base de gélatine, qui sera considéré comme un milieu homogène et isotrope, puis la détermination de la vitesse de propagation et la vitesse de phase des ultrasons dans ce matériau ainsi que son atténuation. On fera ensuite une comparaison entre les résultats expérimentaux de la dispersion et les résultats du modèle causal. On procédera, par la suite, à l'ajout de concentrations variables de grains d'agar comme diffuseurs afin d'imiter les inhomogénéités se trouvant dans les tissus biologiques.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première partie est consacrée à la procédure expérimentale qui englobe la réalisation des gels de gélatine et de gélatine – agar, la description du montage expérimental utilisé, la description des procédures de mesure, tout en mettant l'accent sur les précautions à prendre dans la réalisation des gels et les mesures effectuées, et enfin la méthode de calcul. La deuxième partie est dédiée à la présentation des résultats expérimentaux.

## 3.2 Procédure expérimentale

Pour réaliser nos échantillons de gel, nous avons utilisé les produits chimiques et le matériel de laboratoire suivants :

### 1- Produits chimiques :

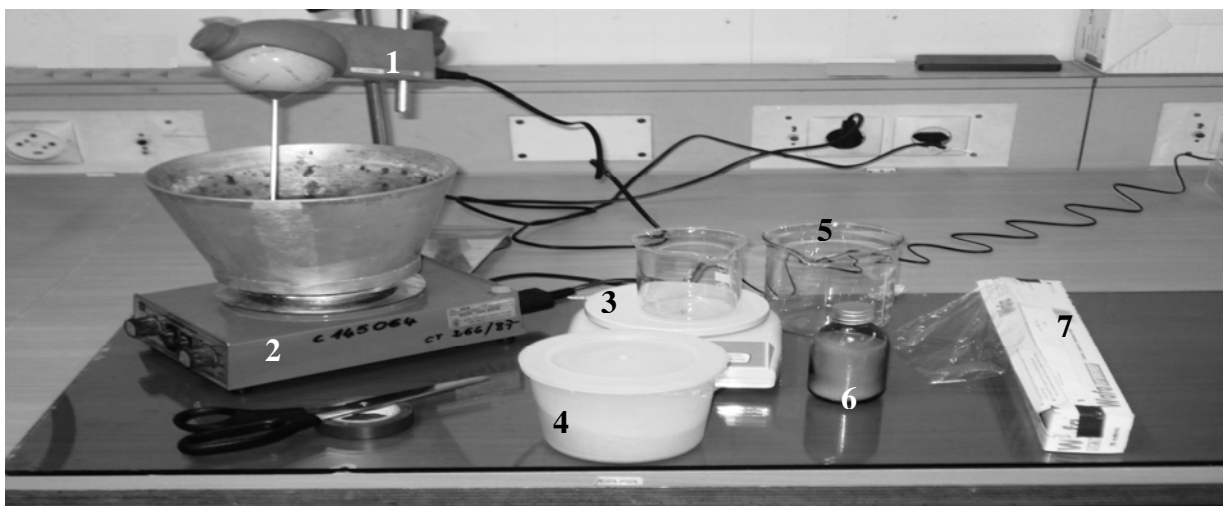
- Poudre de gélatine alimentaire (contenant des impuretés).
- Poudre d'agar.
- Eau distillée.

### 2- Matériel de laboratoire :

- Balance électronique à un dixième de gramme de précision.
- Bêchers à 500 ml.
- Plaque chauffante à température réglable.
- Thermomètre électronique.
- Cuillère en inox.
- Mélangeur électrique.
- Filtre en toile
- Table horizontale.
- Réfrigérateur.

### 3- Porte échantillon :

- Tubes en PVC de longueur 40 mm, 50 mm et 60 mm et de diamètre 63 mm.
- Papier cellophane de 100  $\mu$  d'épaisseur et papier adhésif.



**Figure 3.1** : Photographie du matériel de laboratoire utilisé pour réaliser les échantillons. 1- Mélangeur électrique, 2- Plaque chauffante, 3- Balance électronique, 4 - Poudre de gélatine, 5 - Bêcher, 6 - Poudre d'agar, 7 - Papier cellophane.

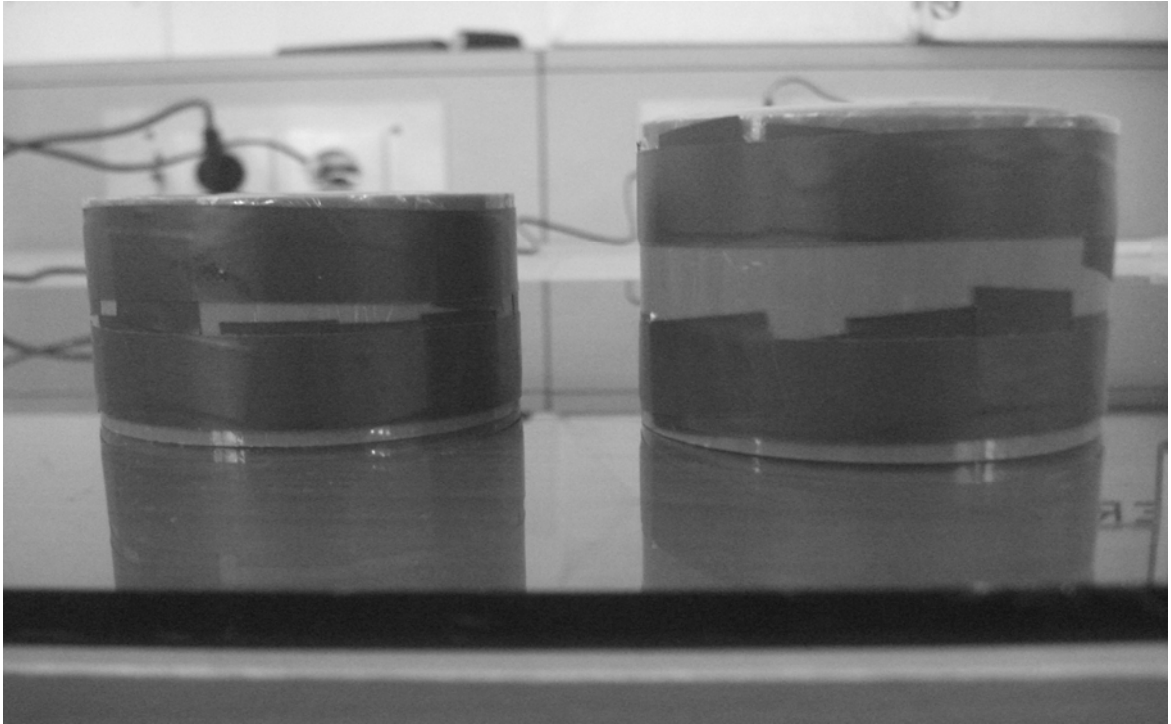
### **3.2.1 Réalisation des échantillons de gélatine à 10% (10 g par 100ml) et de gélatine-agar à différentes concentrations (poids/poids %)**

Avant de procéder à la réalisation du gel à base de gélatine, nous fermons une des deux extrémités des deux tubes (de longueur 40 mm et 50 mm) avec du papier cellophane. Ce dernier est utilisé comme fenêtre acoustique (Saran window). Puis, nous pesons 30 g de gélatine dans un bécher (500 ml) que nous tarons préalablement (il faut s'assurer que le plateau de la balance est propre). Ensuite, nous versons de l'eau distillée jusqu'à 300 ml. Après avoir mis la solution dans un bain marie à 40 °C, nous la mélangeons jusqu'à la dissolution complète de la gélatine. Filtrée de ces impuretés à l'aide du filtre en toile, la solution est ensuite versée dans les deux porte-échantillons, en s'assurant de l'horizontalité des deux faces de l'échantillon. Afin que leur gélification se poursuive, les échantillons sont mis dans un réfrigérateur pendant une journée. Pour terminer, Nous procédons à la fermeture des extrémités libres des échantillons avec du papier cellophane [[Cat98](#), [Ces96](#), [Tim97](#)].

Pour la réalisation du gel gélatine-agar à différentes concentrations massiques d'agar (l'agar est utilisé en guise de diffuseur), nous préparons d'abord la solution de gélatine comme décrit précédemment, puis nous repesons la solution. L'agar, pesé préalablement suivant la concentration souhaitée, est versé dans la solution de gélatine. L'ensemble est alors remis dans le bain marie. Nous agitons la solution pour l'homogénéiser tout en abaissant la température graduellement jusqu'à 25 °C. Puis, nous versons la solution dans les deux porte-échantillons préalablement mis dans deux bains froids (0°C) afin d'accélérer la gélification et empêcher la sédimentation de l'agar. On met les échantillons, pendant une journée, dans le réfrigérateur pour continuer leur gélification. Après avoir procédé à la fermeture de leurs extrémités libres avec du papier cellophane, les échantillons sont prêts à être utilisés (figure 3.2) [[Cat98](#), [Ces96](#), [Tim97](#)].

Il faut, toutefois, noter ce qui suit :

1. La gélification est réversible avec la température.
2. Le gel s'affaisse après gélification; la surface libre des échantillons est alors concave ou convexe. Ceci justifie la position verticale des échantillons dans la manipulation.
3. Le gel est très sensible à la température. Pendant les mesures, les échantillons doivent être laissés dans l'eau jusqu'à l'équilibre thermique (stabilisation du signal acoustique sur l'oscilloscope).



**Figure 3.2** : Échantillons utilisés dans la manipulation.

### 3.2.2 Montage expérimental

La figure (3.3) représente le dispositif expérimental. Il est composé d'une cuve remplie d'eau, au fond de laquelle nous plaçons une plaque métallique d'épaisseur 4 cm supportant les deux échantillons. Des transducteurs de marque Panametrics, plans, circulaires, de rayon 19,05 mm et de fréquences nominales 2,25 MHz, 5 MHz et 10 MHz respectivement sont utilisés. Ils sont fixés à un porte-transducteur constitué d'un anneau soudé à un bras métallique, permettant leur rotation autour de l'axe de ce dernier et leur rotation de haut en bas et de bas en haut (figure 3.5). Le transducteur ultrasonore est suspendu au dessus des échantillons par un axe fixé coulissant sur des rails. Il est relié à un générateur émetteur-récepteur délivrant une impulsion négative de 130 Volts d'amplitude, et de quelques nanosecondes de durée. Le générateur transmet le signal reçu du transducteur vers un oscilloscope numérique de type TeKtronix TDS2002, de bande passant 60 MHz, et permettant un échantillonnage du signal reçu en 2500 points (maximum de  $5^{11}$  échantillon/s). L'oscilloscope est piloté par un micro-ordinateur via un bus *IEEE2448* (HPIBGIPB), permettant l'acquisition des signaux et leur traitement à l'aide de programmes développés sous MATLAB.

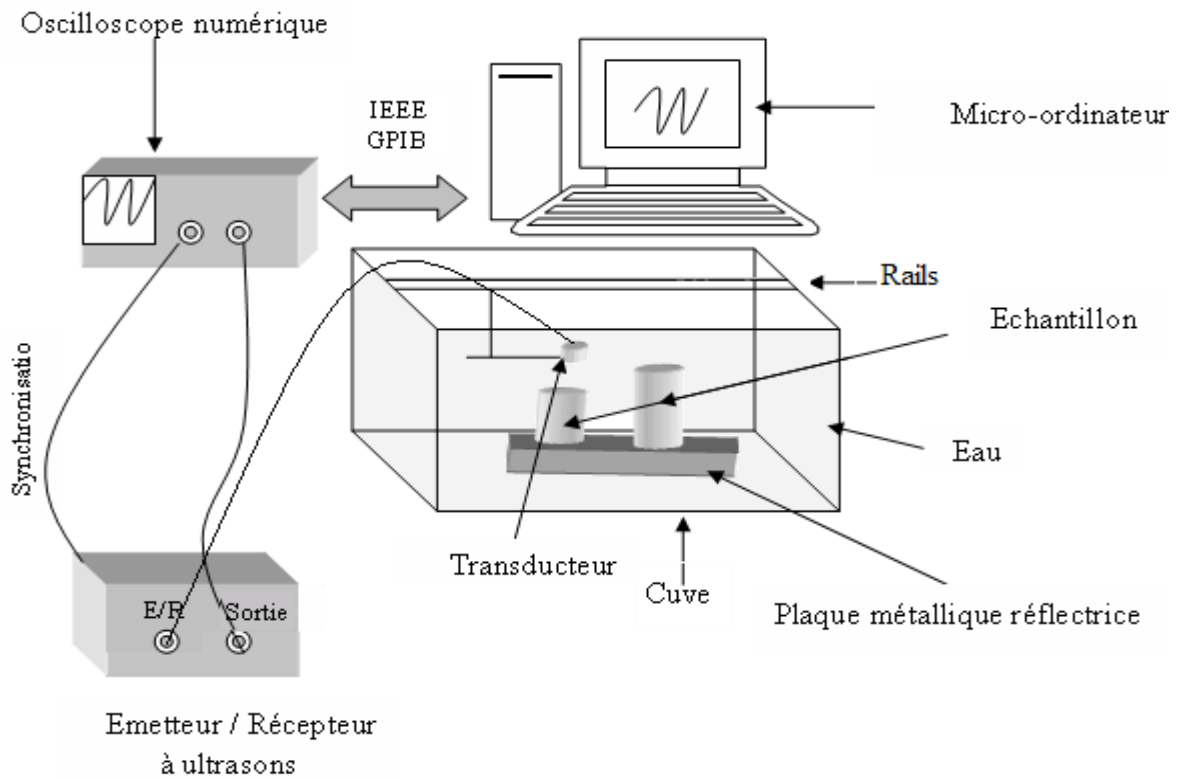


Figure 3.3 : Schéma du montage expérimental.

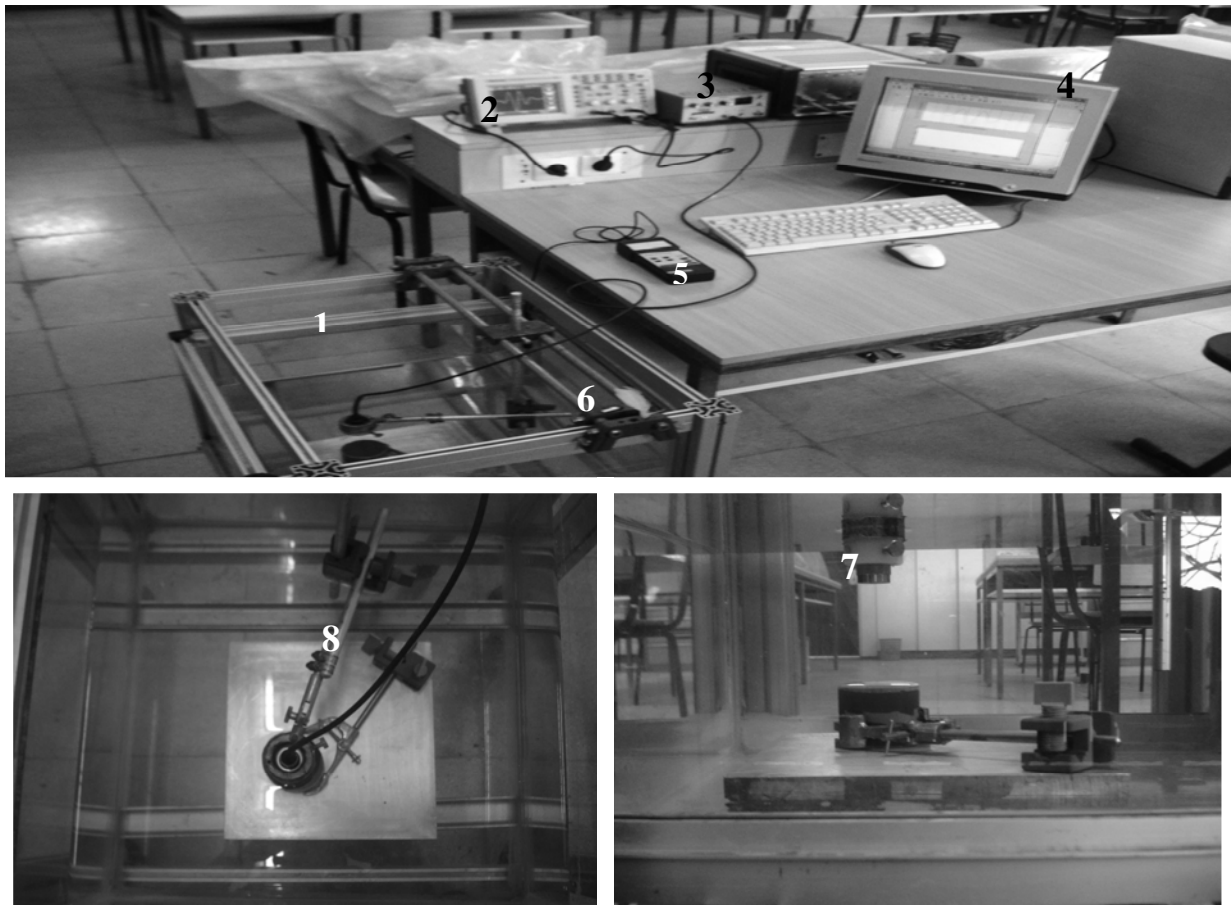


Figure 3.4 : Photographies du montage expérimental. 1 - cuve, 2 - oscilloscope numérique, 3 - émetteur et récepteur à ultrasons, 4 - micro-ordinateur, 5 - thermomètre électronique, 6 - rails, 7 - transducteur, 8 - porte transducteur.

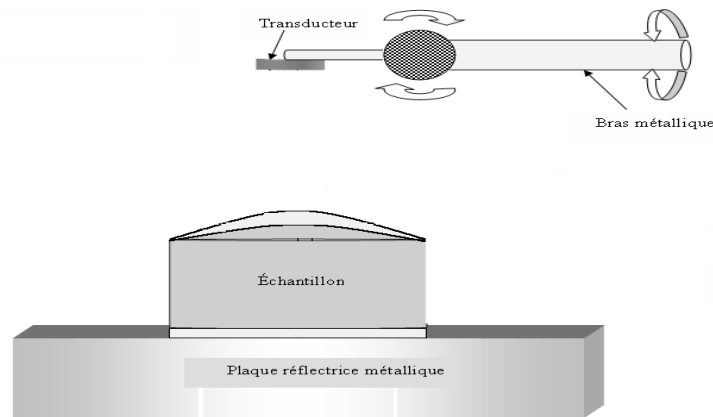


Figure 3.5 : Schéma donnant les degrés de liberté du bras portant le transducteur.

### 3.2.3 Précautions permettant d'améliorer les conditions de mesure

La caractérisation des matériaux par les ondes ultrasonores consiste en la détermination de la vitesse de propagation de ces ondes et leur atténuation dans ces matériaux. Leur mesure est toujours entachée d'erreurs inhérentes à la préparation de l'échantillon et à la technique de mesure (l'erreur sur la mesure de l'atténuation, de l'ordre de 10%, est généralement plus grande que celle sur la vitesse [Tru69]). Ceci nous impose de prendre les précautions de manipulation suivantes [Tru69 ; Ron84] :

1. Utiliser des produits purs pour la réalisation des échantillons (gélatine propre ; eau bidistillée, dégazée et désionisée).
2. Dégazer le gel en solution (non disponible).
3. Avoir des échantillons à faces parallèles. Si l'horizontalité de la table de travail est acceptable, la face libre présente toujours une courbure concave ou convexe comme mentionné plus haut.
4. Le mode écho (un seul transducteur pour l'émission et la réception) est utilisé pour parer aux problèmes de la différence des caractéristiques des transducteurs émetteur et récepteur et du réglage de leur parallélisme.
5. S'assurer du parallélisme de la face du transducteur avec celle de l'échantillon.
6. Faire la mesure en immersion afin d'éviter les problèmes liés au gel de couplage, dans les mesures par contact.
7. Faire les mesures à température constante pour les matériaux thermiquement sensibles, comme c'est le cas pour la gélatine (la température varie de 1 °C au cours de la manipulation).
8. Pour la mesure de l'atténuation, prendre en compte les corrections relatives à la diffraction due à la taille finie du transducteur, au manque de parallélisme et aux réflexions multiples dans le couplant s'il est de petite épaisseur. Dans notre cas, faute de

pouvoir estimer le manque de parallélisme, la correction due à ce facteur n'est pas prise en compte.

### 3.2.4 Mode de mesure

L'acquisition des signaux se fait en deux étapes :

#### 3.2.4.1. Mesure sans échantillon

L'onde ultrasonore (US) se propage dans l'eau jusqu'à la plaque, se réfléchit sur celle-ci et revient au transducteur.

#### 3.2.4.2. Mesures avec échantillon

L'onde US se propageant dans l'eau, arrive à la première face de l'échantillon. Une partie de cette onde se réfléchit, donnant lieu au signal permettant le calcul de la hauteur de l'échantillon (figure 3.6). La deuxième partie est transmise et est réfléchiée sur la deuxième face et la plaque (on considèrera la plaque et la cellophane représentant une seule interface possédant une seule impédance). Le signal est acquis avec deux bases de temps de l'oscilloscope. Avec la plus faible base de temps de l'oscilloscope (permettant un meilleur échantillonnage temporel figure 3.7), on obtient un signal étalé dans le temps. Ce signal est utilisé pour le calcul de la vitesse de propagation par la technique du temps de vol. Avec une plus grande base de temps, on obtient un meilleur échantillonnage fréquentiel (figure 3.8) permettant un meilleur traitement du signal par transformée de Fourier et la détermination de l'atténuation et de la dispersion en fonction de la fréquence.

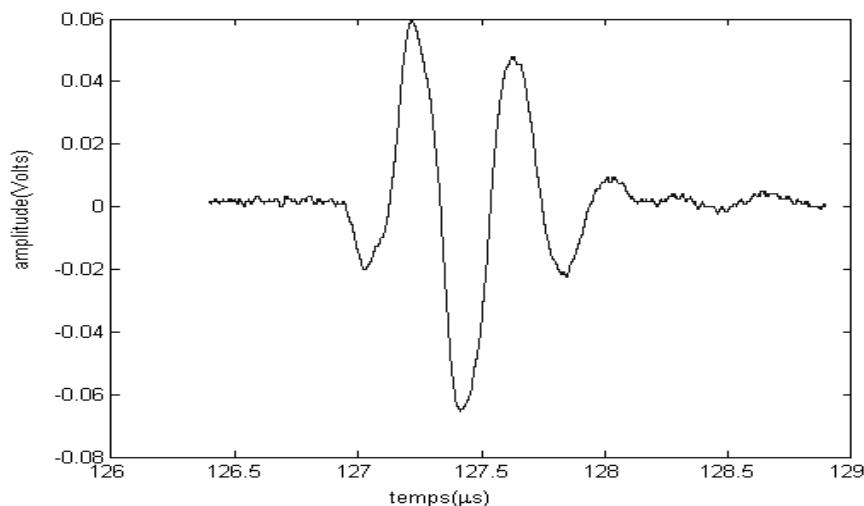
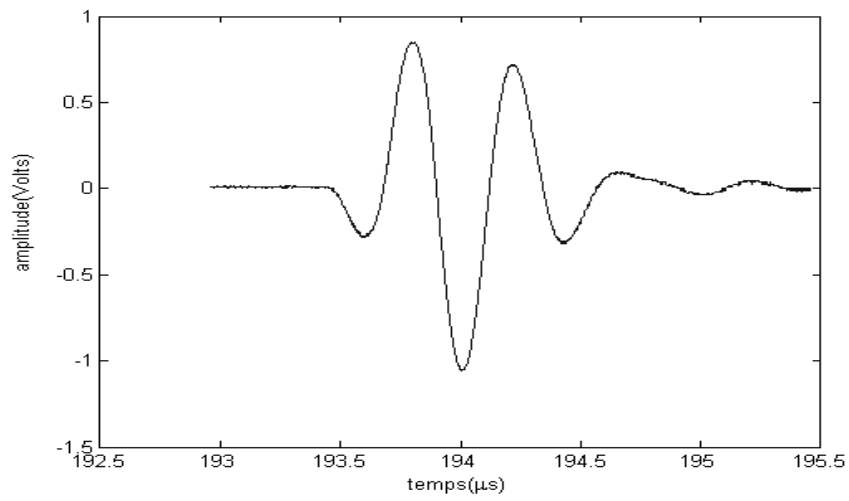
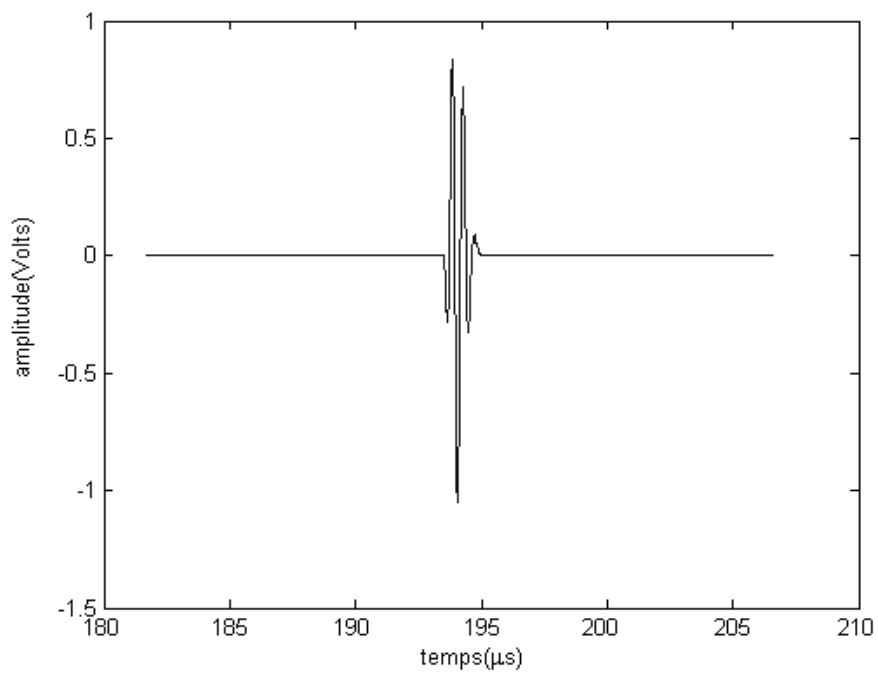


Figure 3.6 : Exemple de signal reçu provenant de la face avant de l'échantillon.



**Figure 3.7 :** Exemple de signal reçu provenant de la face arrière de l'échantillon étalé dans le temps.



**Figure 3.8 :** Signal de la figure 3.7 acquis avec une plus grande base de temps.

### 3.2.4.3. Remarques

1. Afin de parer à la courbure de la face avant et minimiser l'erreur sur le parallélisme, nous ajustons la face du transducteur parallèlement à la surface de la plaque métallique (donc la face arrière de l'échantillon). Puis, nous calculons des valeurs moyennes de la vitesse et de l'atténuation à partir de mesures effectuées en faisant traverser l'échantillon par le faisceau ultrasonore en différentes positions de la face avant de l'échantillon (généralement cinq positions, figure 3.9).
2. Un bras métallique avec une articulation (deux degré de liberté, figure 3.10) porte le transducteur et permet de régler le parallélisme entre la face du transducteur et celle de l'échantillon.
3. Le mode impulsif (on utilise une impulsion électrique brève dans le temps comme signal d'excitation du transducteur) est utilisé pour la détermination de l'atténuation et de la dispersion en fonction de la fréquence.
4. Le calcul de la hauteur des échantillons, de la vitesse, de l'atténuation et de la dispersion nécessite le calcul de la différence de temps de vol (le temps que fait l'onde pour aller de l'émetteur au récepteur). Sa détermination est possible grâce à trois méthodes : la première consiste en la lecture directe du temps de vol pour chaque signal, la deuxième utilise la transformée de Hilbert et la dernière utilise l'intercorrélation entre les deux signaux. C'est cette dernière méthode qui est utilisée dans notre travail [[Ley02](#) ; [Pet03](#); [Bou02](#); [Mag06](#)]. Elle est basée sur le calcul de la fonction d'intercorrélation entre deux signaux  $s_1(t)$  et  $s_2(t)$  définie par :

$$C_{s_1 s_2}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(\tau) s_2(t + \tau) d\tau \quad (3.1)$$

Si  $\Delta t$  est le temps de vol entre ces deux signaux et si on suppose que le signal garde la même forme au retard  $\Delta t$  près, la fonction d'intercorrélation présentera alors un maximum à  $t = \Delta t$ .

5. La vitesse de propagation des ultrasons dans l'eau utilisée dans les calculs est donnée par la loi empirique suivante [[Kin97](#)] :

$$c_{eau} = 1402.7 + 488e^{-2}T - 782e^{-4} T^2 + 135e^{-6}T^3 \quad (3.2)$$

où T est la température dans l'eau en °C.

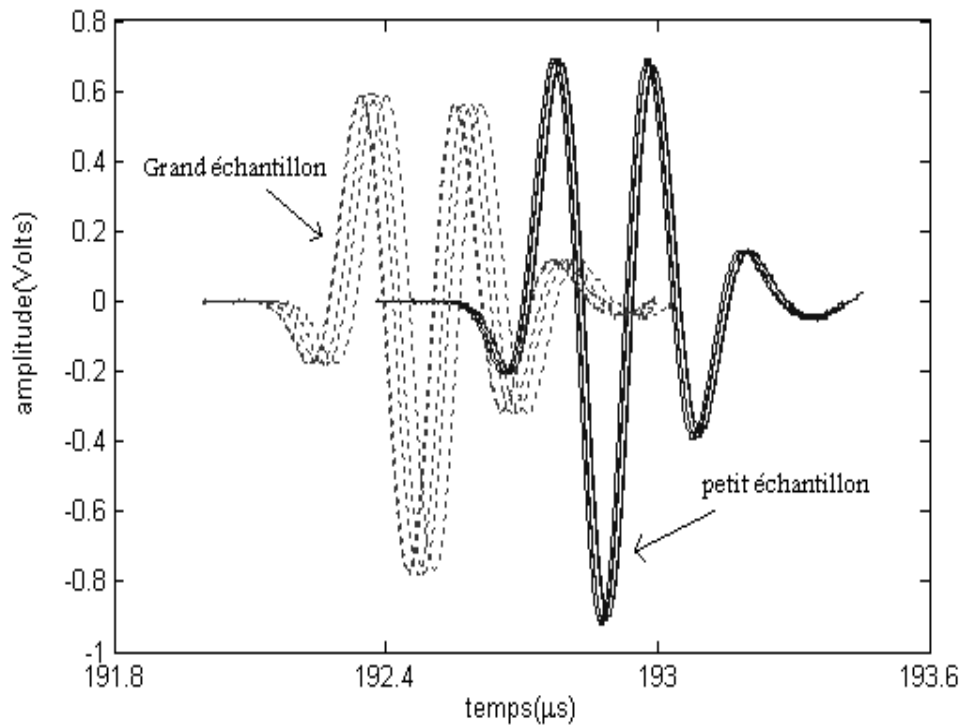


Figure 3.9 : Signal reçu de la face arrière du grand et du petit échantillon. La mesure est répétée au moins 5 fois.

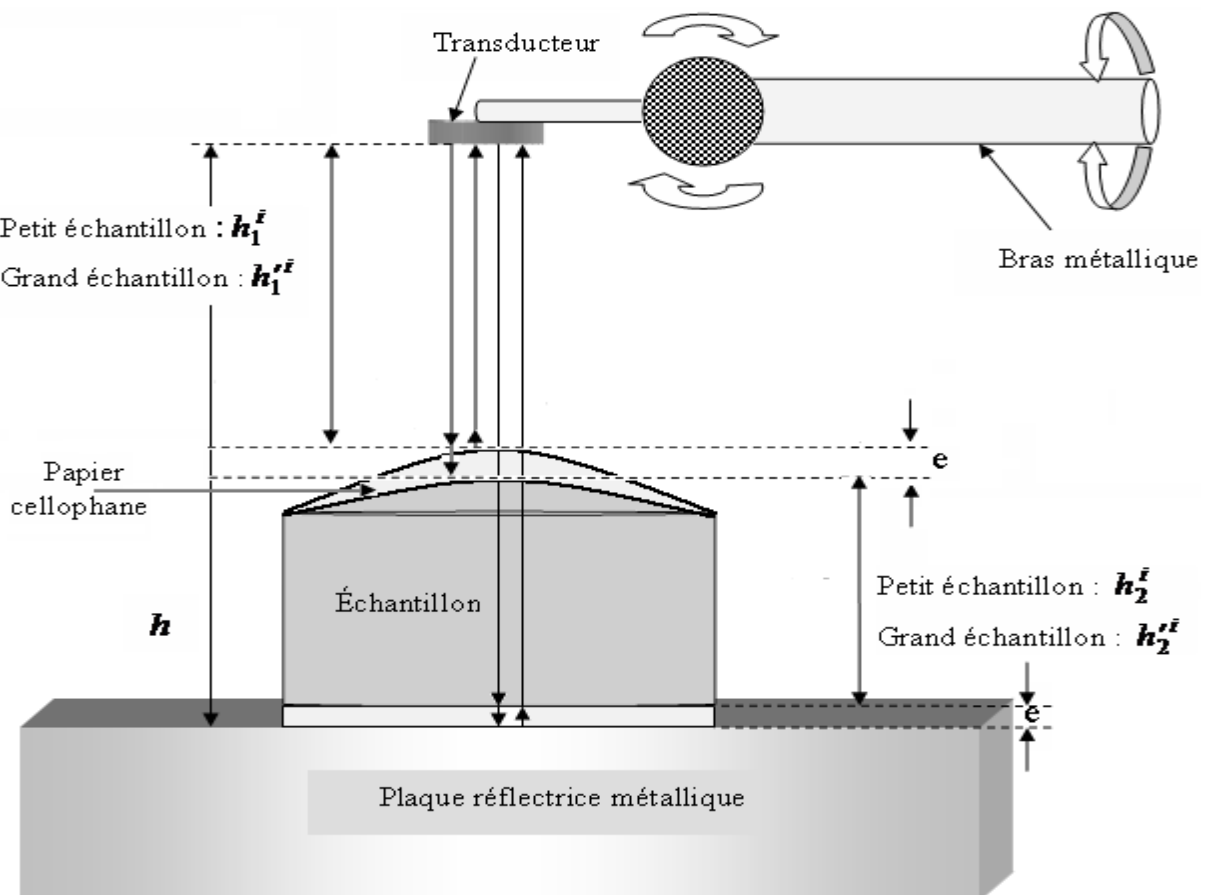


Figure 3.10 : Schéma montrant les différentes distances parcourues par l'onde ultrasonore dans l'eau et dans l'échantillon.

### 3.2.5 Méthode de calcul

#### 3.2.5.1 Mesure de la différence de hauteur moyenne entre les deux échantillons

On considère la distance  $h$  parcourue par le signal reçu par le transducteur, en utilisant les notations de la figure (3.10):

$$h = h_1^i + e + h_2^i + e = h_1^{i'} + e + h_2^{i'} + e \quad (3.3)$$

où  $h_1^i$  et  $h_1^{i'}$  sont les distances parcourues par l'onde dans l'eau,  $h_2^i$  et  $h_2^{i'}$  celles parcourues dans l'échantillon. Les distances primées sont relatives au grand échantillon et celles non primées au petit échantillon.  $e$  est l'épaisseur du papier cellophane.

Soient  $t_1^i$  et  $t_1^{i'}$  les temps de vol correspondant à la  $i^{\text{ième}}$  mesure du signal réfléchi sur la face avant du petit et du grand échantillon respectivement :

$$\begin{aligned} t_1^i &= 2 \frac{h_1^i}{c_{eau}} + 2 \frac{e}{c_{clp}} = 2 \frac{h - h_2^i - 2e}{c_{eau}} + 2 \frac{e}{c_{clp}} \\ t_1^{i'} &= 2 \frac{h_1^{i'}}{c_{eau}} + 2 \frac{e}{c_{clp}} = 2 \frac{h - h_2^{i'} - 2e}{c_{eau}} + 2 \frac{e}{c_{clp}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

où  $c_{eau}$  et  $c_{clp}$  sont les vitesses de propagation des ultrasons dans l'eau et dans le cellophane respectivement.

La différence entre ces temps de vols est :

$$\Delta t_i = 2 \frac{h_2^{i'} - h_2^i}{c_{eau}} \quad (3.5)$$

La différence de hauteur entre les deux échantillons est alors :

$$h_2^{i'} - h_2^i = c_{eau} \frac{\Delta t_i}{2} \quad (3.6)$$

On obtient enfin la différence de hauteur moyenne entre les deux échantillons :

$$(h_2' - h_2)_{moy} = \frac{1}{N} \sum_i^N (h_2^{i'} - h_2^i) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_2^{i'} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_2^i = \frac{c_{eau}}{2N} \sum_i^N (\Delta t_i) \quad (3.7)$$

ou

$$(h_2' - h_2)_{moy} = \frac{c_{eau}}{2} \Delta t_{moy} \quad (3.8)$$

avec  $\Delta t_{moy}$  la différence entre les temps de vol moyenne du signal réfléchi sur la face avant du petit et grand échantillon respectivement et  $N$  est le nombre de mesures.

### 3.2.5.2 Mesure de la vitesse de propagation

Soient les temps de vol du  $i^{\text{ème}}$  signal réfléchi sur la face arrière du petit et du grand échantillon respectivement correspondant à un parcours aller-retour dans l'eau et la gélatine :

$$\begin{aligned} t_2^i &= 2 \frac{h_1^i}{c_{eau}} + 2 \frac{e}{c_{clp}} + 2 \frac{h_2^i}{c_g} + 2 \frac{e}{c_{clp}} \\ t_2^{i'} &= 2 \frac{h_1^{i'}}{c_{eau}} + 2 \frac{e}{c_{clp}} + 2 \frac{h_2^{i'}}{c_g} + 2 \frac{e}{c_{clp}} \end{aligned} \quad (3.9)$$

où  $c_g$  est la vitesse de propagation des ultrasons dans la gélatine

La différence moyenne entre ces temps de vol est :

$$\Delta t'_{moy} = \frac{1}{N} \sum_i \Delta t'_i = \frac{1}{N} \sum_i (t_2^i - t_2^{i'}) = 2 \frac{\frac{1}{N} \sum_i (h_1^i - h_1^{i'})}{c_{eau}} + 2 \frac{\frac{1}{N} \sum_i (h_2^i - h_2^{i'})}{c_g} \quad (3.10)$$

Compte tenu de (3.3), on obtient

$$h_1^i - h_1^{i'} = -(h_2^i - h_2^{i'}) \quad (3.11)$$

alors :

$$\begin{aligned} \Delta t'_{moy} &= -2 \frac{\frac{1}{N} \sum_i (h_2^i - h_2^{i'})}{c_{eau}} + 2 \frac{\frac{1}{N} \sum_i (h_2^i - h_2^{i'})}{c_g} \\ &= 2 \frac{(h_2' - h_2)_{moy}}{c_{eau}} - 2 \frac{(h_2' - h_2)_{moy}}{c_g} \end{aligned} \quad (3.12)$$

La vitesse de propagation dans le gel est alors :

$$c_g = \frac{1}{\frac{1}{c_{eau}} - \frac{(\Delta t')_{moy}}{2(h_2' - h_2)_{moy}}} \quad (3.13)$$

soit

$$c_g = c_{eau} \frac{1}{1 - c_{eau} \frac{(\Delta t')_{moy}}{2(h_2' - h_2)_{moy}}} \quad (3.14)$$

### 3.2.5.3 Mesure de la vitesse de phase

La détermination de la dispersion de la vitesse (vitesse de propagation en fonction de la fréquence) en mode impulsionnel nécessite la détermination de la différence de phase entre les spectres de deux signaux ayant parcouru deux trajets différents. Son calcul, nécessite l'utilisation de l'arc-tangente qui donne un angle compris entre  $-\pi$  et  $\pi$ . Pour remédier à ce problème, on avance le signal retardé (celui du petit échantillon,  $P_i$  dans notre cas, figure 3.5) d'une quantité égale au retard puis on fait dérouler la phase. Ceci permet d'obtenir une allure monotone de la phase en fonction de la fréquence. Cette tâche est réalisée en utilisant la fonction *unwrap* de MATLAB [Pet03].

Soit le spectre obtenu à partir, de la  $i^{\text{ème}}$  mesure, de la pression réfléchie sur la face arrière du petit et du grand échantillon respectivement :

$$\begin{aligned} P_i(f) &= |P_i(f)| \exp(j\phi_i(f)) \\ P'_i(f) &= |P'_i(f)| \exp(j\phi'_i(f)) \end{aligned} \quad (3.15)$$

avec

$$\begin{aligned} \phi_i(f) &= \omega \frac{2h_1^i}{c_{eau}} + \omega \frac{2h_2^i}{c_g^P} + \omega \frac{4e}{c_{clp}} - \omega \Delta t'_i \\ \phi'_i(f) &= \omega \frac{2h_1^{i'}}{c_{eau}} + \omega \frac{2h_2^{i'}}{c_g^P} + \omega \frac{4e}{c_{clp}} \end{aligned} \quad (3.16)$$

où  $P_i$  et  $P'_i$  sont les pressions réfléchies du petit et du grand échantillon respectivement,  $\phi_i$  et  $\phi'_i$  les déphasages par rapport au signal d'excitation du petit et du grand échantillon respectivement,  $c_g^P$  la vitesse de phase,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation, et  $\Delta t'_i$  le retard entre  $P_i$  et  $P'_i$ .

Le produit des spectres pour chaque échantillon est, respectivement :

$$\begin{aligned} \prod_i^N P_i &= \left( \prod_i^N |P_i| \right) \exp\left( j \sum_i^N \phi_i \right) \\ \prod_i^N P'_i &= \left( \prod_i^N |P'_i| \right) \exp\left( j \sum_i^N \phi'_i \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

L'argument du rapport est :

$$\arg \left( \frac{\prod_i^N P_i}{\prod_i^N P'_i} \right) = N \left( \frac{\sum_i^N \phi_i}{N} - \frac{\sum_i^N \phi'_i}{N} \right) \quad (3.18)$$

Soit

$$\arg \left( \frac{\prod_i^N P_i}{\prod_i^N P'_i} \right) = -2N \omega \frac{(h'_2 - h_2)_{moy}}{c_{eau}} + 2N \omega \frac{(h'_2 - h_2)_{moy}}{c_g^p(\omega)} + \omega N \Delta t'_{moy} \quad (3.19)$$

où

$$\Delta t'_{moy} = \frac{\sum_i^N \Delta t'_i}{N} \quad (3.20)$$

L'inverse de la vitesse de phase en fonction de la fréquence est alors :

$$\frac{1}{c_g^p(\omega)} = \frac{1}{c_{eau}} - \frac{\Delta t'_{moy}}{2(h'_2 - h_2)_{moy}} + \frac{\arg \left( \frac{\prod_i^N P_i}{\prod_i^N P'_i} \right)}{2N \omega (h'_2 - h_2)_{moy}} \quad (3.21)$$

$$\text{soit} \quad \frac{1}{c_g^p(\omega)} = \frac{1}{c_g} + \frac{\arg \left( \frac{\prod_i^N P_i}{\prod_i^N P'_i} \right)}{2N \omega (h'_2 - h_2)_{moy}} \quad (3.22)$$

La vitesse de phase est alors :

$$c_g^p(\omega) = c_{eau} \frac{1}{1 + c_{eau} \frac{\arg \left( \frac{\prod_i^N P_i}{\prod_i^N P'_i} \right)}{2N \omega (h'_2 - h_2)_{moy}} - c_{eau} \frac{\Delta t'_{moy}}{2(h'_2 - h_2)_{moy}}} \quad (3.23)$$

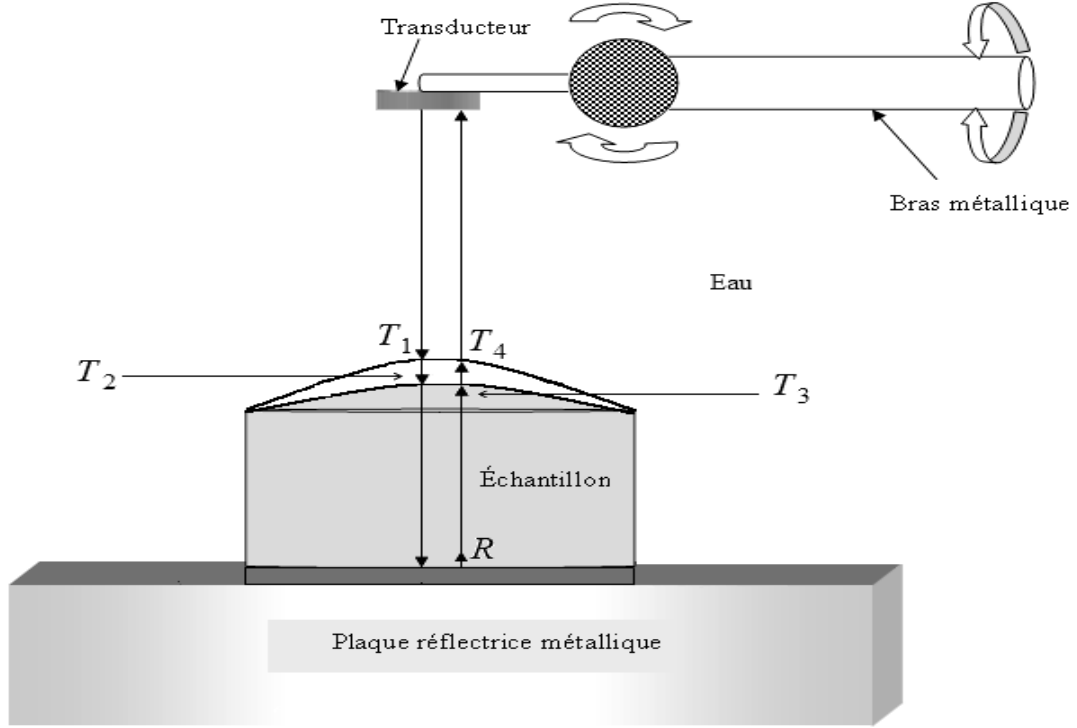
### 3.2.5.4 Mesure de l'atténuation

Soit la  $i^{\text{ième}}$  amplitude du spectre (obtenu par transformée de Fourier du signal temporel) de la pression réfléchi sur la face arrière du petit et du grand échantillon, respectivement :

$$\begin{aligned} |P_i| &= P_0 \exp(-\alpha_{eau} 2h_1^i) \exp(-\alpha_{clp} 4e) \exp(-\alpha_g 2h_2^i) T_1 T_2 R T_3 T_4 \\ |P'_i| &= P_0 \exp(-\alpha_{eau} 2h_1^{i'}) \exp(-\alpha_{clp} 4e) \exp(-\alpha_g 2h_2^{i'}) T_1 T_2 R T_3 T_4 \end{aligned} \quad (3.24)$$

avec  $P_0$  l'amplitude du signal d'excitation.  $\alpha_{eau}$ ,  $\alpha_g$  et  $\alpha_{clp}$  sont les coefficients d'atténuation des ultrasons dans l'eau, le gel et la cellophane respectivement.  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  et  $T_4$  les coefficients de

transmission pour la pression correspondant aux interfaces eau-cellophane, cellophane-gel, gel-cellophane et cellophane-eau respectivement.  $R$  est le coefficient de réflexion à l'interface gel-cellophane et la plaque réfléchissante (figure 3.11).



**Figure 3.11** : Schéma montrant le parcours de l'onde ultrasonore avec les coefficients de transmission et de réflexion aux différentes interfaces.

Le produit des amplitudes pour chaque échantillon est, respectivement :

$$\begin{aligned} \prod_i^N |P_i| &= P_0^N (T_1 T_2 R T_3 T_4)^N \exp(-\alpha_{clp} 4Ne) \exp(-\alpha_{eau} 2 \sum_i^N h_1^i) \exp(-\alpha_g 2 \sum_i^N h_2^i) \\ \prod_i^N |P_i'| &= P_0^N (T_1 T_2 R T_3 T_4)^N \exp(-\alpha_{clp} 4Ne) \exp(-\alpha_{eau} 2 \sum_i^N h_1^{i'}) \exp(-\alpha_g 2 \sum_i^N h_2^{i'}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

avec  $N$  le nombre de mesures

Le rapport des produits donne :

$$\frac{\prod_i^N |P_i|}{\prod_i^N |P_i'|} = \exp\left(-\alpha_{eau} 2N \sum_i^N \frac{(h_1^i - h_1^{i'})}{N}\right) \exp\left(\alpha_g 2N \sum_i^N \frac{(h_2^{i'} - h_2^i)}{N}\right) \quad (3.26)$$

$$= \exp\left(2N (\alpha_g + \alpha_{eau}) \sum_i^N \frac{(h_2^{i'} - h_2^i)}{N}\right) \quad (3.27)$$

Si l'on néglige l'atténuation dans l'eau par rapport à celle dans la gélatine, le coefficient d'atténuation dans cette dernière s'écrit :

$$\alpha_g [\text{Neper/m}] = \frac{1}{N} \frac{1}{2(h'_2 - h_2)} \ln \left( \frac{\prod_i^N |P_i|}{\prod_i^N |P'_i|} \right)$$

ou

$$\alpha_g [\text{Neper/m}] = \frac{1}{N} \frac{1}{2(h'_2 - h_2)} \sum_i^N \ln \left( \frac{|P_i|}{|P'_i|} \right)$$

Soit

$$\alpha_g [\text{dB/m}] = \frac{1}{N} \frac{1}{2(h'_2 - h_2)} 20 \log_{10} \left( \frac{\prod_i^N |P_i|}{\prod_i^N |P'_i|} \right)$$

ou

$$\alpha_g [\text{dB/m}] = \frac{1}{N} \frac{1}{2(h'_2 - h_2)} 20 \sum_i^N \log_{10} \left( \frac{|P_i|}{|P'_i|} \right)$$

En prenant compte de l'atténuation due à la diffraction qui est égale à [Tru69]:

$$\alpha_d [\text{dB/m}] = 1,7 \frac{c_g^p(f)}{a^2 f}$$

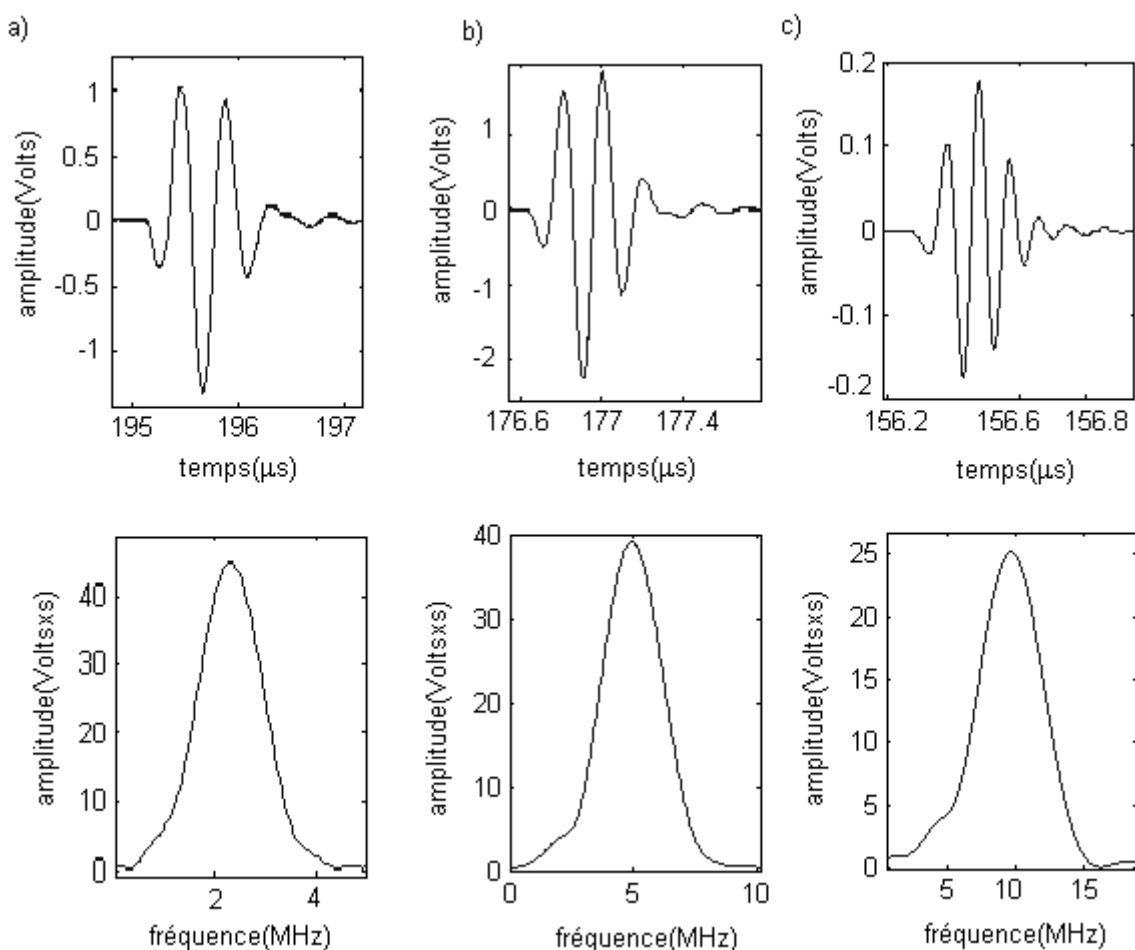
où  $a$  est le rayon du transducteur et  $f$  la fréquence, l'atténuation due à l'absorption est alors :

$$\alpha_{abs} = \alpha_g - \alpha_d$$

### 3.3 Résultats expérimentaux

#### 3.3.1 Les signaux d'excitation

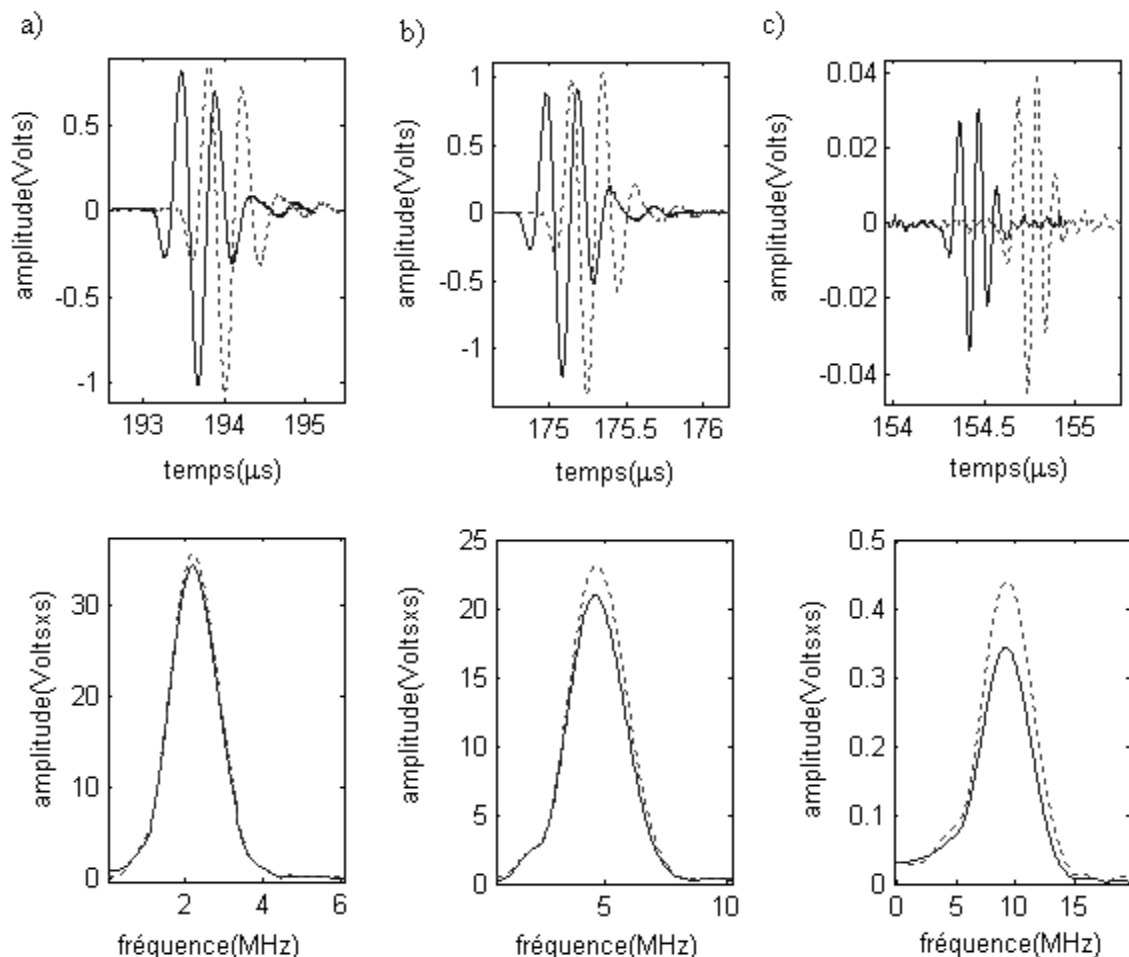
La figure (3.12) montre les signaux détectés par des transducteurs de fréquences nominales 2,25 MHz, 5 MHz et 10 MHz respectivement, après un parcours d'une distance  $2h$  dans l'eau, puis réflexion sur la plaque métallique. Les spectres sont obtenus par transformée de Fourier temporelle après utilisation d'une fenêtre carrée afin d'éliminer la traînée à la fin du signal principal. Cette traînée est due à une mauvaise adaptation du transducteur à l'émetteur-récepteur à ultrasons probablement. La fenêtre est également appliquée aux signaux acquis pour le calcul de l'atténuation et de la dispersion. On constate que les maxima des spectres coïncident avec la fréquence nominale des transducteurs pour 2,25 MHz et 5 MHz, alors que le maximum du spectre pour 10 MHz est décalé vers les basses fréquences.



**Figures 3.12 :** Formes temporelles (en haut) et spectres (en bas) des signaux détectés dans l'eau, pour des transducteurs de fréquences nominales : a)  $f_0 = 2,25$  MHz, b)  $f_0 = 5$  MHz, c)  $f_0 = 10$  MHz.

### 3.3.2 Caractérisation de la gélatine

La figure (3.13) représente les signaux détectés après un parcours total de  $2h$  dans l'eau et la gélatine, obtenus par des transducteurs de fréquences nominales 2,25 MHz, 5 MHz et 10 MHz. La différence de parcours, dans la gélatine entre le grand et le petit échantillon, est estimée à 20 mm environ. On remarque un rétrécissement de la bande du spectre ainsi que le décalage de son maximum vers les basses fréquences pour chaque transducteur. Le rétrécissement et l'atténuation sont plus accentués lorsque la fréquence augmente. Ce comportement est conforme aux prévisions du modèle causal exposé au chapitre précédent (chapitre 2, partie simulation, eq. 2.69 et 2.70).



**Figure 3.13 :** Formes temporelles (en haut) et spectres (en bas) des signaux ayant un parcours  $2h$  dans l'eau puis dans la gélatine (— : grand échantillon, - - - : petit échantillon), pour des transducteurs de fréquences nominales : a)  $f_0 = 2,25$  MHz, b)  $f_0 = 5$  MHz, c)  $f_0 = 10$  MHz.

Le tableau suivant donne les différences de hauteurs moyennes  $(h'_2 - h_2)_{moy}$  et les différences de temps moyennes  $\Delta t'_{moy}$  mesurées par chaque transducteur. Ces valeurs sont comparables entre elles et avec la différence de hauteurs estimée. On remarque, également, les valeurs acceptables des incertitudes sur ces grandeurs (sauf pour la fréquence de 5 MHz).

Fréquence (MHz)	2,25	5	10
$\Delta t'_{moy}$ ( $\mu$ s)	$(32,32 \pm 2,62) \times 10^{-2}$	$(19,52 \pm 11) \times 10^{-2}$	$(35,57 \pm 5) \times 10^{-2}$
Incertitude sur $\Delta t'$ (%)	8,1	56,32	14
$(h'_2 - h_2)_{moy}$ (mm)	$10,25 \pm 0,03$	$10,10 \pm 0,24$	$10,30 \pm 0,02$
Incertitude sur $\Delta h$ (%)	0,3	2,34	0,2

**Tableau 3.1** : Différences de temps de vol moyennes et différences de hauteurs moyennes mesurées par chaque transducteur.

### 3.3.2.a Mesure de la vitesse de propagation des ultrasons dans la gélatine

Les vitesses de propagation des ultrasons mesurées dans la gélatine (avec une concentration de 10%) à une température d'environ 21 °C, aux fréquences nominales de différents transducteurs et en utilisant l'équation (3.14), sont résumées dans le tableau suivant :

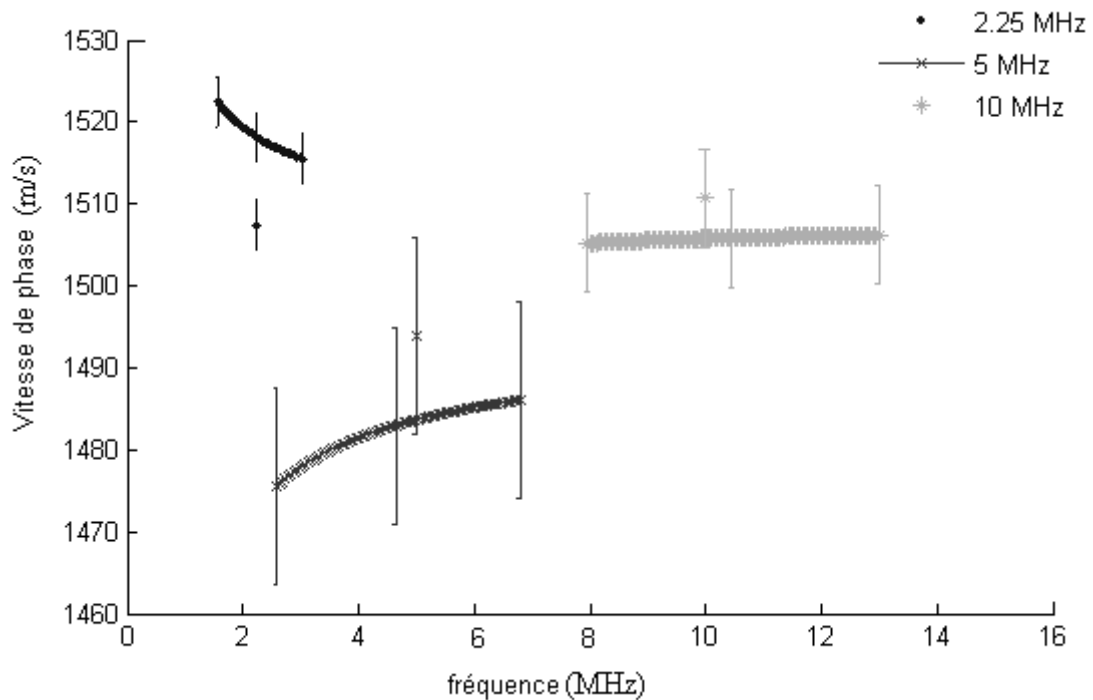
$f$ (MHz)	2,25	5	10
Vitesse (m/s)	1507	1494	1511
incertitude (m/s)	3	13	6
incertitude (%)	0,2	0,87	0,4

**Tableau 3.2** : Valeurs mesurées de la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel de gélatine à 10 %.

Ces mesures fournissent des valeurs comparables à celle des vitesses mesurées dans les tissus biologiques (voir tableau 2.1), avec des incertitudes qui ne dépassent pas le 1%.

### 3.3.2.b Mesure de la vitesse de phase en fonction de la fréquence

La figure (3.14) représente la dispersion de la vitesse de phase en fonction de la fréquence obtenue grâce à l'équation (3.23) pour les différents transducteurs utilisés, à la température d'environ 21 °C.



**Figure 3.14** : Variation de la vitesse de phase avec barres d'erreurs en fonction de la fréquence mesurées par différents transducteurs, et les vitesses de propagation correspondantes, avec barres d'erreur, dans la gélatine.

On remarque que la vitesse de phase croît avec la fréquence pour les transducteurs de 5 MHz et 10 MHz. Ceci correspond à la dispersion anormale, prévue par le model causal, et qui est rencontrée fréquemment pour les ondes ultrasonores (équation 2.60) [Sza94]. Pour le transducteur 2,25 MHz la vitesse de phase décroît avec la fréquence ce qui correspond à une dispersion normale, observée dans les guides d'onde [Die99]. Ce fait ne peut être expliqué pour le moment vu les conditions de mesures. On peut constater également que la vitesse de propagation est supérieure à la vitesse de phase à la fréquence nominale du transducteur pour 5MHz et 10 MHz comme l'a montré la simulation dans la figure (2.6). En fait, la vitesse de propagation n'est autre que la vitesse de propagation du paquet d'ondes, soit la vitesse de groupe. De là, il est normal d'avoir une vitesse de groupe supérieure à la vitesse de phase pour la dispersion anormale, et l'inverse pour une dispersion normale. De plus, on remarque que la dispersion autour de la fréquence nominale est faible comme le montre le tableau (3.3). Les variations obtenues sont comparables aux incertitudes de mesures (tableau 3.2). Ce fait a été

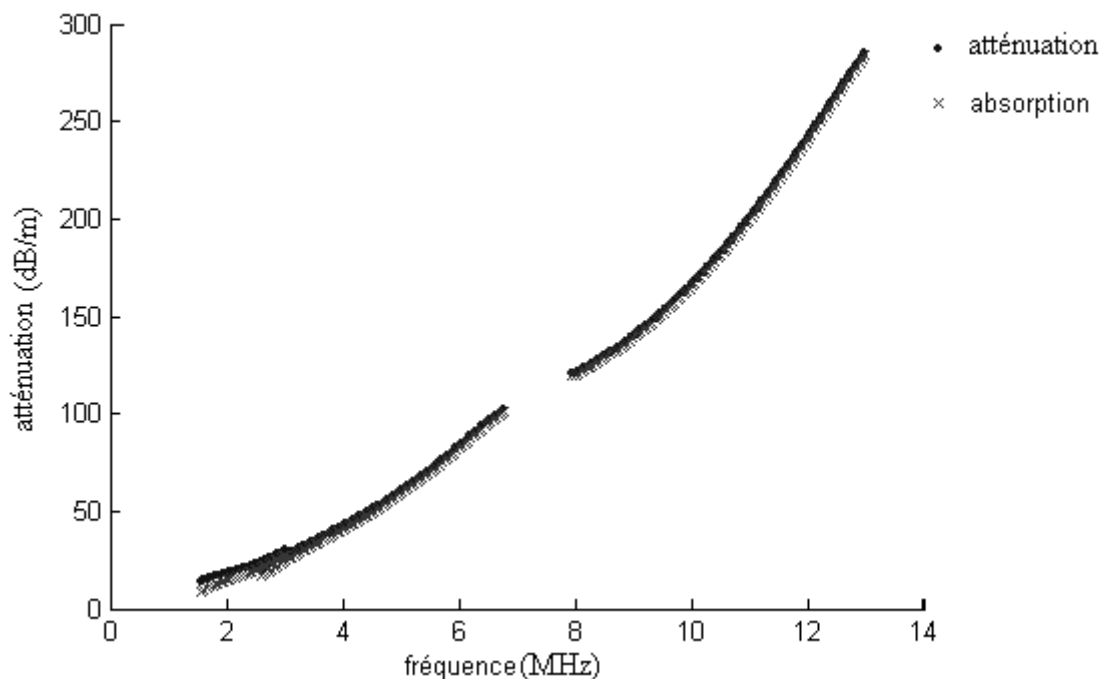
également observé dans les tissus biologiques [[Sza04](#), [Bam04](#)]. Enfin, on doit mentionner le fait que pour la dispersion anormale, plus l'onde est atténuée plus elle se propage rapidement.

Fréquence (MHz)	2,25	5	10
Taux de dispersion (%)	0,45	0,7	0,06

**Tableau 3.3** : Taux de variation de la dispersion

### 3.3.2.c Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence

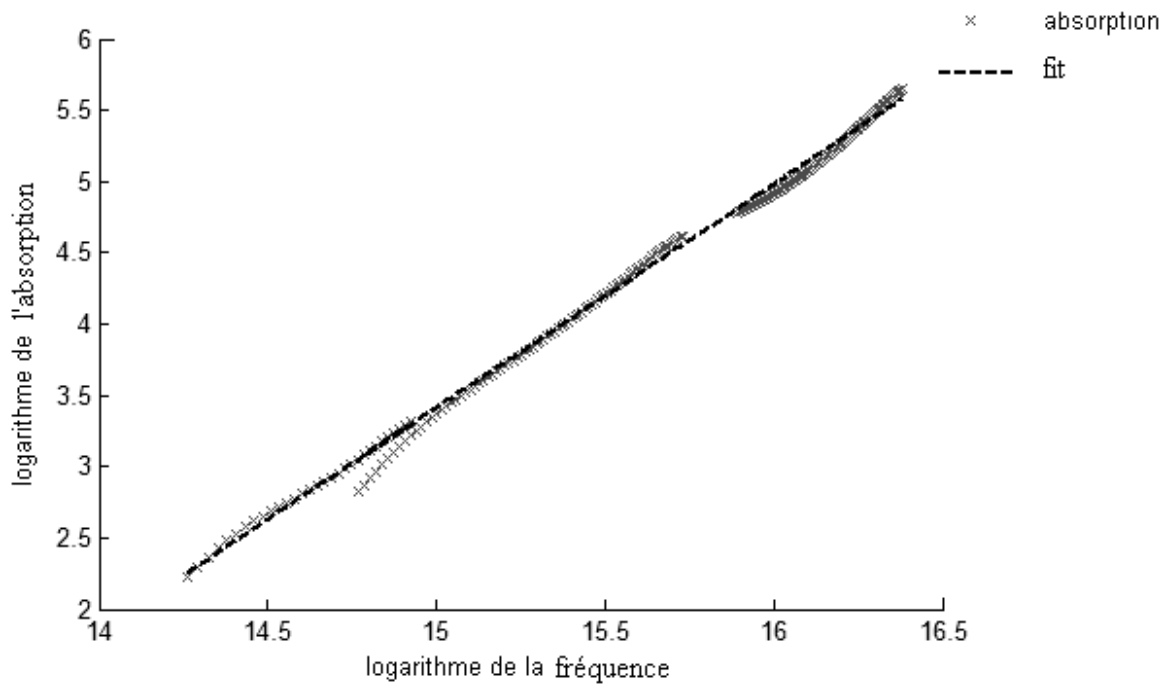
La figure (3.15) représente les variations de l'atténuation et de l'absorption des ultrasons dans la gélatine en fonction de la fréquence obtenues en utilisant les équations (3.29), (3.30) et (3.31) respectivement, pour les différents transducteurs à 21 °C. La correction correspondant à la diffraction devient négligeable en haute fréquence [[Tru69](#)].



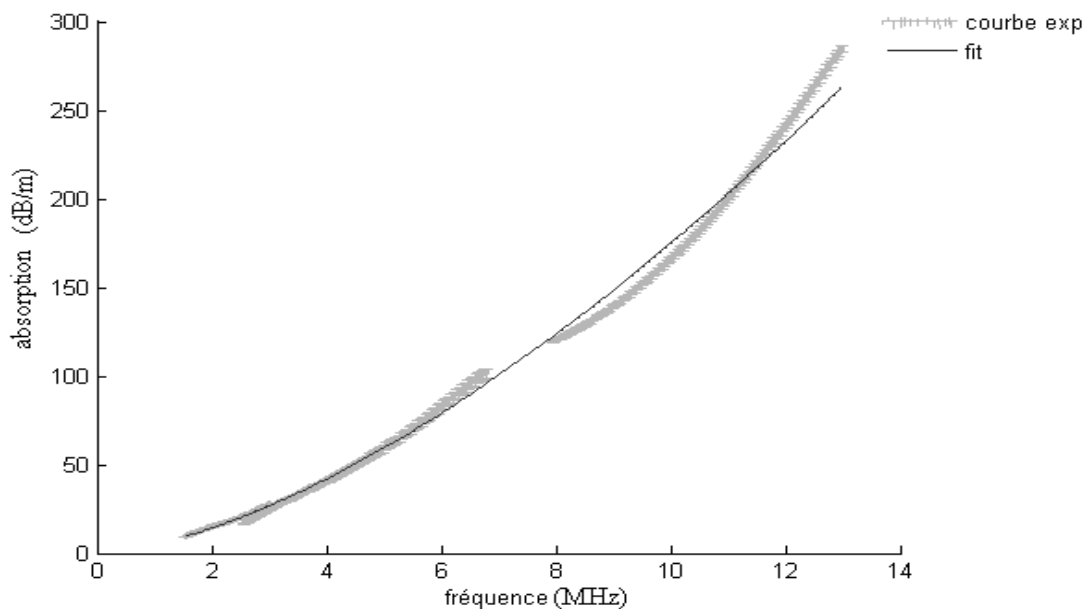
**Figure 3.15** : Variation de l'atténuation (•) et de l'absorption (×) en fonction de la fréquence.

La figure (3.16) montre la variation du logarithme de l'absorption en fonction de celui de la fréquence. Un fit de cette courbe a été obtenu en extrapolant les points expérimentaux par la droite  $\log(\alpha_{abs}) = \eta \log(f) + \log(\alpha_0)$  et en utilisant la méthode des moindres carrés (sous MATLAB). Le niveau de confiance du fit est égal à 95%. Les valeurs de  $\eta$  et  $\alpha_0$  ainsi déterminés,

sont injectées dans l'expression  $\alpha = \alpha_0 f^n$ , et permettent d'obtenir le fit de la figure (3.17) montrant la variation de l'absorption en fonction de la fréquence.



**Figure 3.16 :** Variation du logarithme de l'absorption avec le logarithme de la fréquence pour différents transducteurs. (xxx) : courbe expérimentale, (- - -) : courbe de fit.



**Figure 3.17:** Variation de l'absorption dans la gélatine en fonction de la fréquence pour différents transducteurs :  
En pointillés et avec barres d'erreurs : courbe expérimentale, En trait gras : courbe de fit

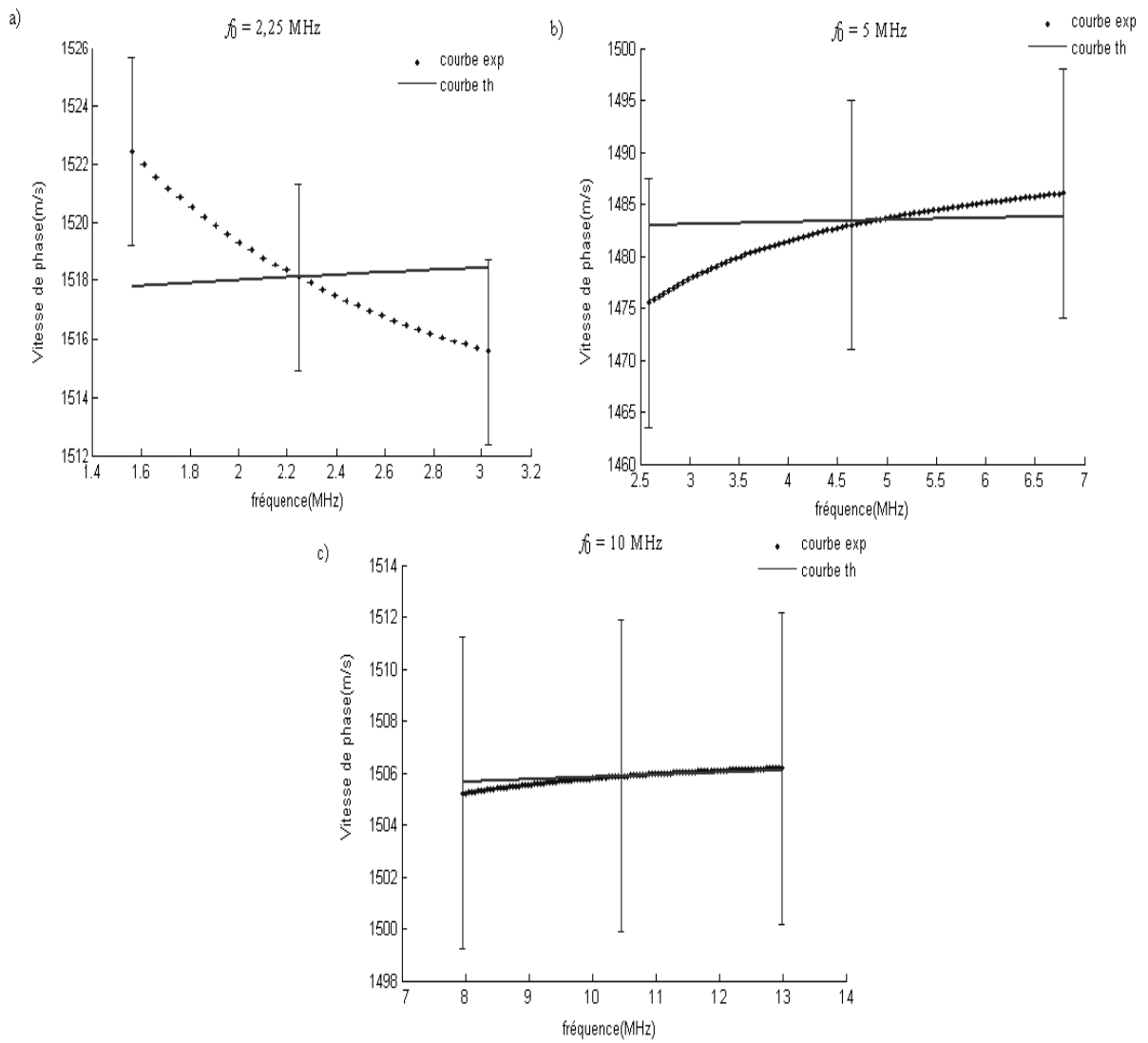
Le tableau (3.4) résume les résultats de cette extrapolation appliquée à chaque gamme de fréquence. Les valeurs indiquent une absorption supérieure à celle de l'eau ( $\alpha_0 = 2,17 \times 10^{-3} \text{dB/MHz}^2/\text{cm}$ ) d'un rang de grandeur, et est inférieure à celle des tissus

biologiques d'un rang de grandeur (voir tableau 2.1). Concernant les puissances  $\eta$ , on remarque qu'elles sont comparables aux puissances des tissus biologiques.

Fréquence (MHz)	2,25	5	10	2,25-5-10
$Log(\alpha_0)$	-19,6	-22,6	-24,74	-20,09
$\alpha_0$ (dB/MHz <sup><math>\eta</math></sup> /cm)	0,049	0,037	0,024	0,047
$\eta$	1,53	1,73	1,85	1,57
Carré du coefficient de corrélation normé	0,996	0,999	0,991	0,997
Somme des erreurs quadratiques	0,095	0,012	0,065	0,53
Erreur quadratique moyenne	0,018	0,011	0,025	0,049

**Tableau 3.4** : Résultats du fit de la courbe d'absorption.

Afin de faire une comparaison entre le modèle théorique exposé dans le chapitre précédent et les résultats expérimentaux, on injecte  $\alpha_0$  et  $\eta$  consignés dans le tableau ci-dessus pour chaque transducteur, dans les équations donnant la vitesse de phase théorique (équations 2.59). Le résultat est illustré sur la figure (3.18) avec la courbe expérimentale. Cette figure montre une concordance acceptable pour les transducteurs 2,25 MHz et 5 MHz et un bon accord pour la gamme de 10 MHz.



**Figure 3.18 :** Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence pour différents transducteurs. Courbe expérimentale : en pointillés. Courbe théorique : en trait gras. a)  $f_0 = 2,25$  MHz, b)  $f_0 = 5$  MHz, c)  $f_0 = 10$  MHz.

### 3.3.3 Caractérisation du gel gélatine-agar à différentes concentrations d'agar (cc = poids%)

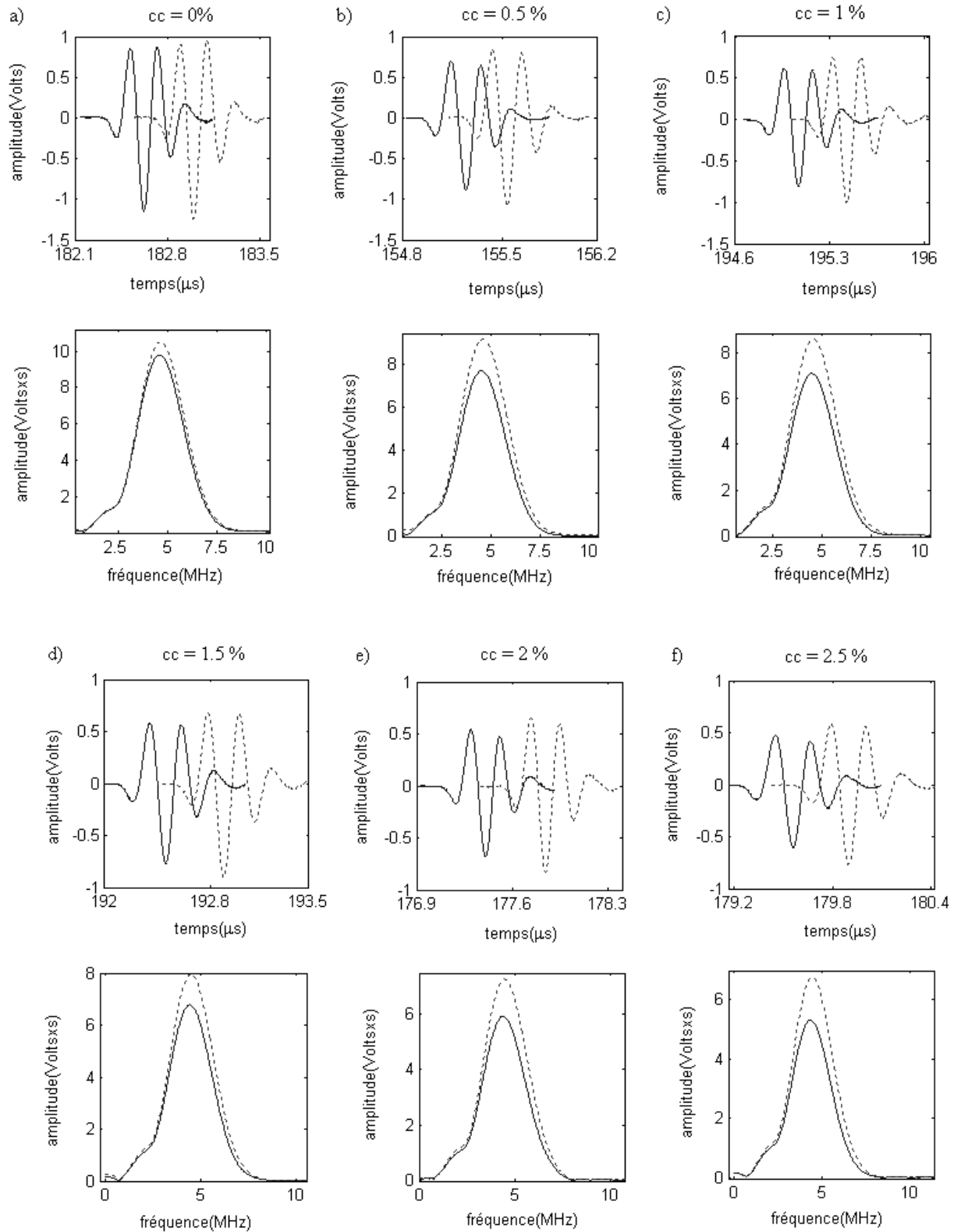
La figure (3.19) montre les signaux détectés après un parcours d'une distance  $2h$  dans l'eau et les échantillons de gélatine-agar avec différentes concentrations d'agar. Les signaux sont normés par rapport au signal d'excitation. Ils sont obtenus par un transducteur de fréquence nominale 5 MHz. La différence de parcours (aller-retour) dans la gélatine-agar entre le grand échantillon et le petit échantillon est estimée à 20 mm (tableau 3.5). On constate une diminution de l'amplitude quand la concentration des diffuseurs (les grains d'agar) augmente. Ceci s'explique par l'augmentation de l'atténuation due à la diffusion.

Le tableau (3.5) montre les incertitudes sur les mesures des différences de hauteurs moyennes et des différences de temps moyens obtenues pour chaque concentration.

Concentration (cc %)	0	0,5	1	1,5	2	2,5
$(h'_2 - h_2)_{moy}$ (mm)	12,33 ± 0,14	11,13 ± 0,03	12,92 ± 0,19	9,85 ± 0,11	9,81 ± 0,1	9,76 ± 0,06
Incertitude (%)	1,10	0,29	1,48	1,14	0,97	0,63
$\Delta t'_{moy} \times 10^{-8}$ (s)	34,33 ± 9,87	27,43 ± 10,83	47,09 ± 16,4	39,33 ± 5,62	56,09 ± 14,75	34,22 ± 7,44
Incertitude (%)	28	39	34	14	26	21

**Tableau 3.5 :** Différences de hauteurs moyennes et différences de temps moyens entre le petit et le grand échantillon, mesurées pour chaque concentration d'agar dans le gel gélatine-agar.

Transducteur de fréquence nominale 5 MHz.



**Figure 3.19** : Formes temporelles normées (en haut) et spectres normés (en bas) des signaux ayant parcouru l'eau et le gel gélatine-agar (en trait gras : grand échantillon, en pointillés : petit échantillon), pour les concentrations 0 %, 0,5 %, 1 %, 1,5%, 2 % et 2,5 %. Transducteur de fréquence nominale 5 MHz.

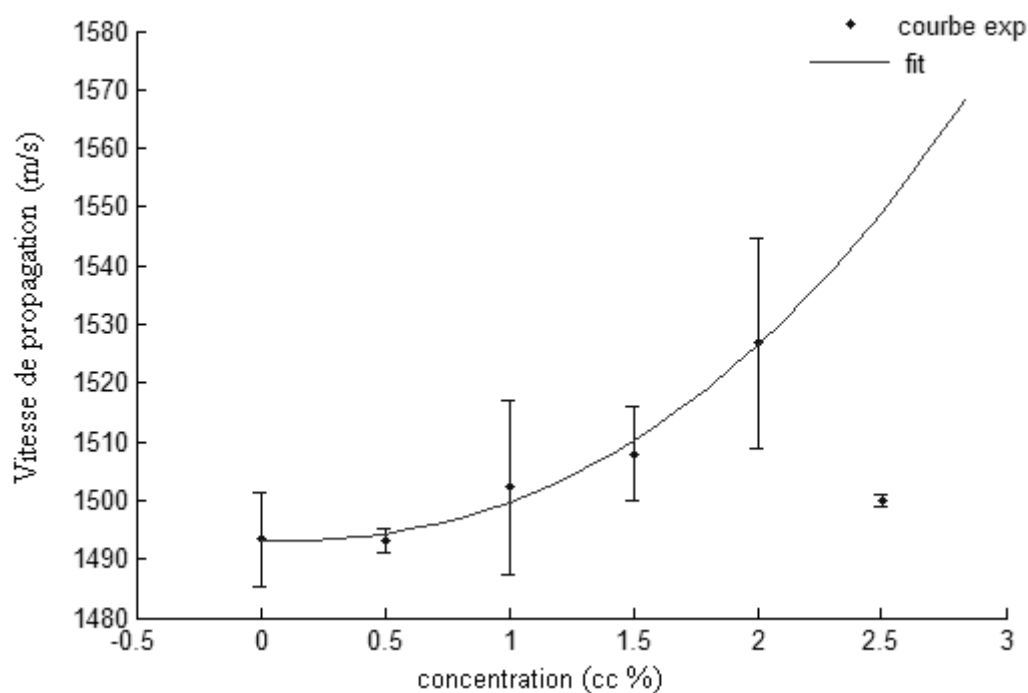
### 3.3.3.a Mesure de la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar

Les vitesses de propagation des ultrasons dans la gélatine-agar, à différentes concentrations d'agar et à la température d'environ 16,5 °C, sont résumées dans le tableau (3.6). Ces vitesses ont été calculées en utilisant l'équation (3.14) avec les signaux obtenus par un transducteur de fréquence nominale 5 MHz. On remarque l'augmentation de la vitesse avec la concentration à l'exception de la concentration de 2,5 %.

cc (%)	0	0,5	1	1,5	2	2,5
Vitesse (m/s)	1493	1493	1502	1508	1527	1500
Incertitude (m/s)	8	2	15	8	18	1
Incertitude (%)	0,53	0,14	1	0,53	1,1	0,07

**Tableau 3.6** : Valeurs mesurées de la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar, à différentes concentrations d'agar. Transducteur de fréquence nominale 5 MHz.

Ce tableau est illustré par la figure (3.20).



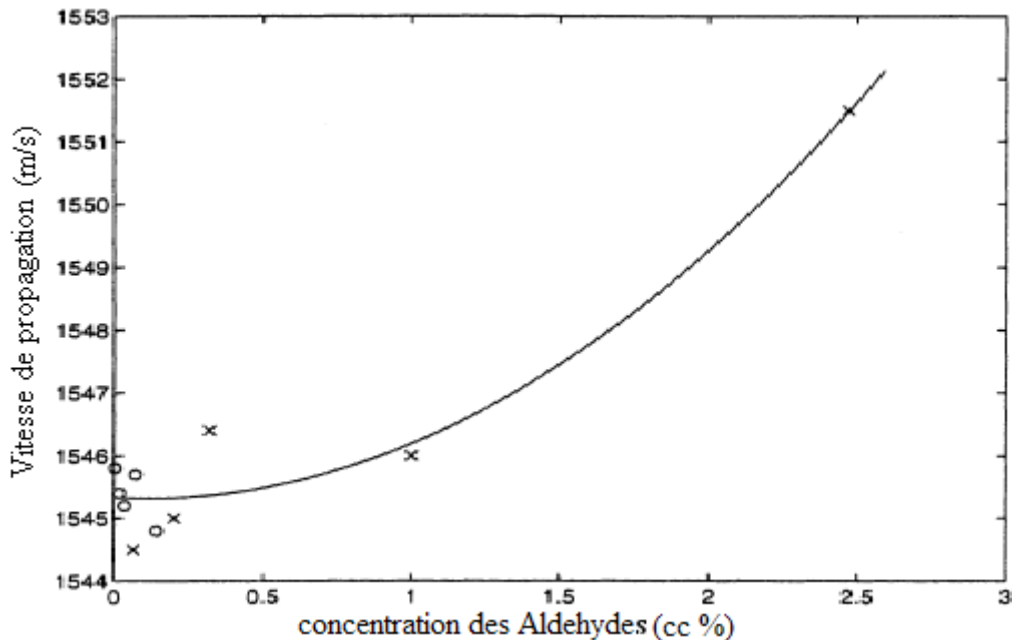
**Figure 3.20** : Vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar pour différentes concentrations d'agar. Courbe expérimentale : en pointillés. Courbe de fit : en trait gras.

La courbe du fit, en utilisant la relation  $c_g = a_0(cc)^b + a$  et la méthode des moindres carrés non linéaire, nous a permis de déduire la relation empirique qui lie la vitesse de propagation des ultrasons dans le gel gélatine-agar avec la concentration des diffuseurs :

$$c_g = 1493 + 3 \times 10^5 (cc)^{2,327} \quad 3.32$$

Certes, cinq points expérimentaux ne suffisent pas pour pouvoir prétendre que cette relation traduit une loi. Cependant cette courbe nous renseigne sur la tendance de variation de la vitesse de propagation avec la concentration de diffuseurs. Pour conforter ce résultat, la courbe suivante, tirée d'une étude sur la gélatine [Tim97], donne la vitesse de propagation des ultrasons dans un gel à base de gélatine et des grains de verre et de graphite, avec différentes concentrations de formaldéhyde (o) et paraformaldéhyde (x). Le fit a donné la relation empirique suivante :

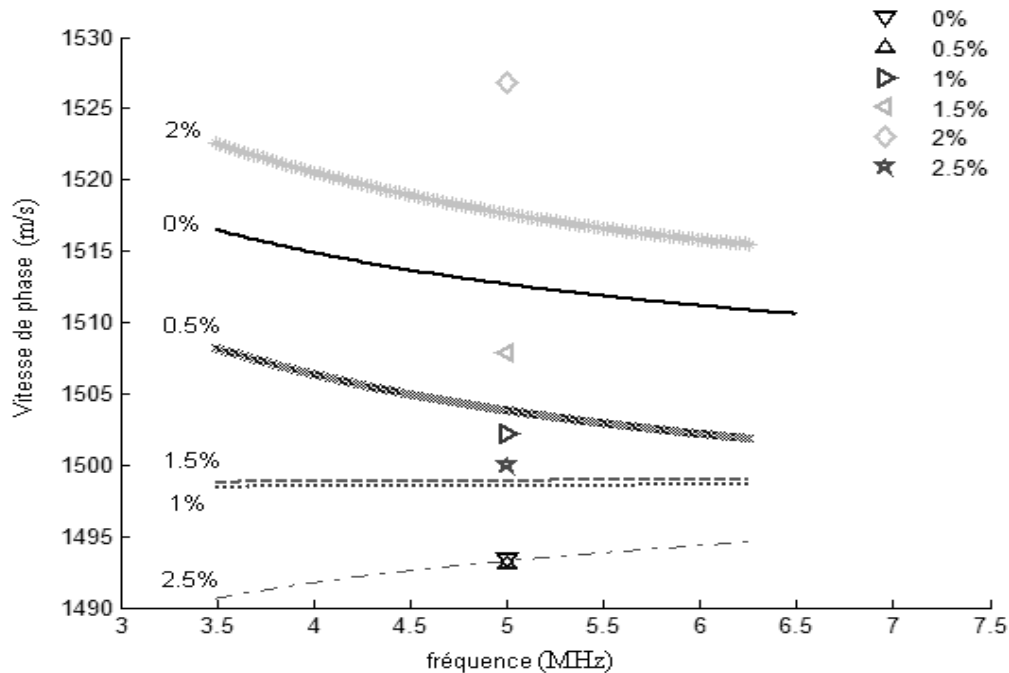
$$c_g = 1545,3 - 0,249(cc) + 1,11(cc)^2 \quad 3.33$$



**Figure 3.21** : Vitesse de propagation des ultrasons dans un échantillon de gélatine en fonction de la concentration de formaldéhyde (o) et paraformaldéhyde (x). Courbe de fit : en trait gras.

### 3.3.3.b Mesure de la vitesse de phase en fonction de la fréquence

La figure (3.22) représente la dispersion de la vitesse de phase dans le gel gélatine-agar à différentes concentrations d'agar en fonction de la fréquence. Elle est obtenue à partir des signaux recueillis par un transducteur de fréquence nominale 5 MHz, et en utilisant l'équation (3.18). La température est de 16,5 °C environ.



**Figure 3.22** : Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence pour différentes concentrations d'agar et vitesses de propagation correspondantes.

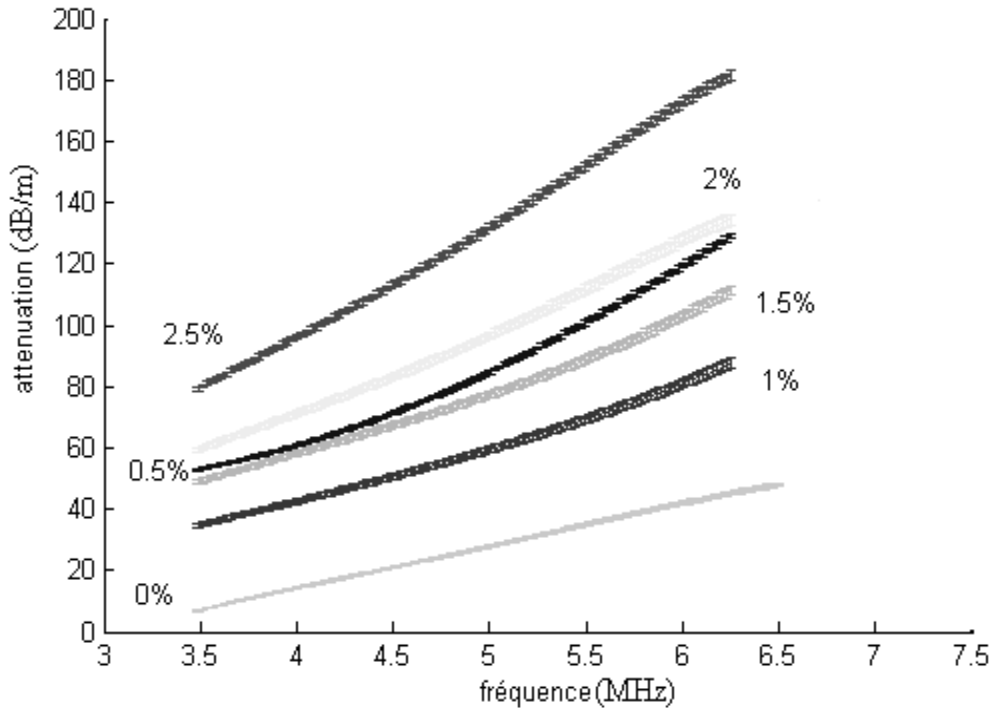
On remarque une dispersion anormale pour les concentrations 1 %, 1,5 % et 2,5 % et une dispersion normale pour les concentrations 0 %, 0,5 % et 2 %. Cette confirmation de l'existence de la dispersion normale nous oblige à faire une étude plus approfondie sur ce phénomène. De même, on constate que la vitesse de propagation des ultrasons est supérieure à la vitesse de phase pour les courbes présentant une dispersion anormale, et le contraire pour celles présentant une dispersion normale, exception faite pour la concentration 2 %. Enfin, le taux de dispersion reste faible comme le montre le tableau (3.7).

cc (%)	0	0,5	1	1,5	2	2,5
Taux de dispersion (%)	0,39	0,42	0,01	0,01	0,47	0,26

**Tableau 3.7** : Taux de dispersion de la vitesse de phase en fonction de la concentration d'agar dans le gel gélatine-agar.

### 3.3.3.c Variation de l'atténuation en fonctions de la fréquence

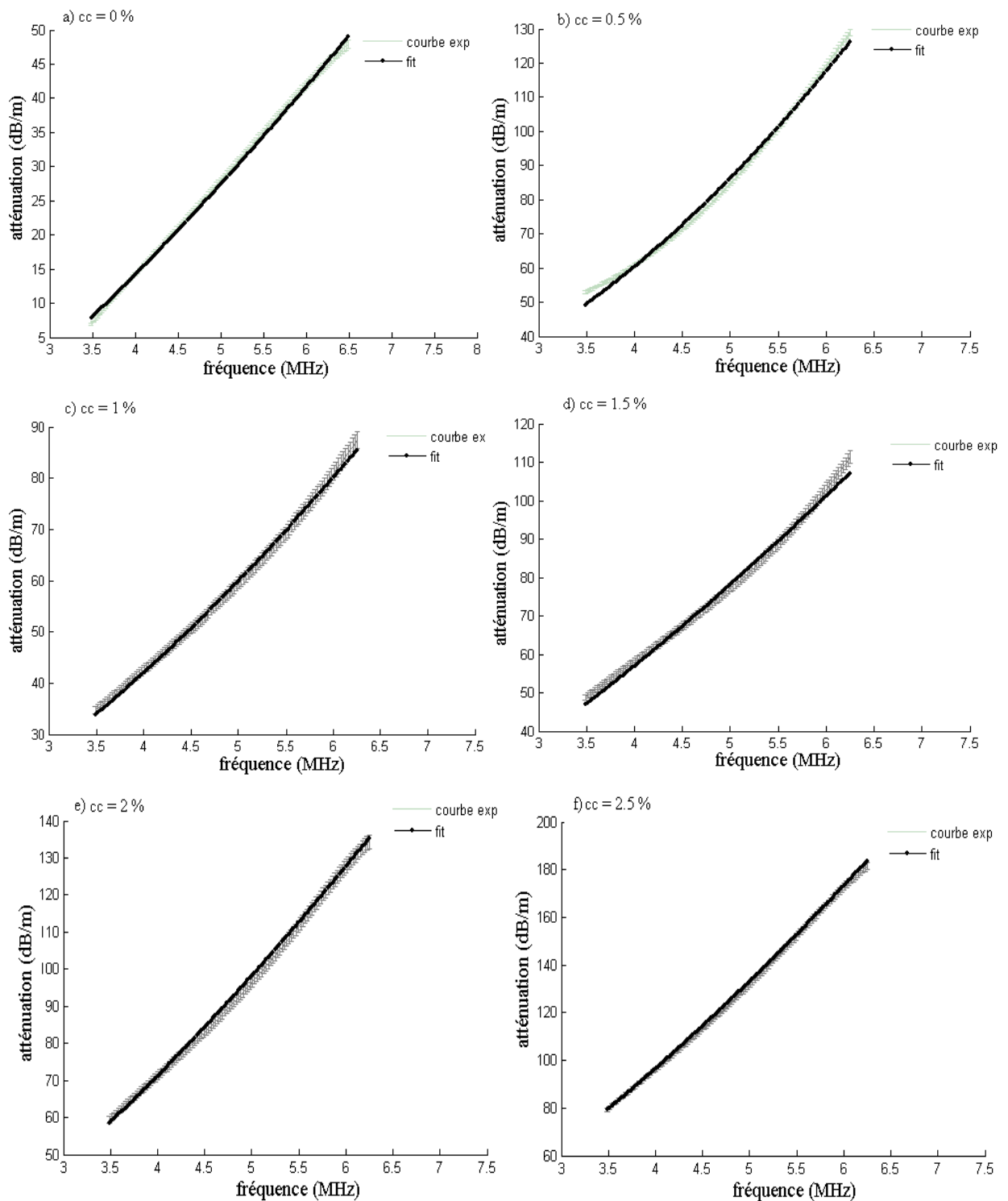
La figure (3.23) représente la variation de l'atténuation des ultrasons dans le gel gélatine-agar en fonction de la fréquence obtenue en utilisant les équations (3.29), (3.30) et (3.31), pour différentes concentration d'agar, à la température d'environ 16,5 °C.



**Figure 3.23** : Variation de l'atténuation avec la fréquence et avec barres d'erreurs pour différentes concentrations d'agar.

On observe sur la figure (3.23) une atténuation croissante avec la concentration. Ce résultat est attendu, vu que l'augmentation de la concentration des diffuseurs fait croître le phénomène de la diffusion.

Les fit de ces courbes, en utilisant la loi  $\alpha = \alpha_0 f^\eta$  pour les concentrations égales à 1 %, 1,5 %, 2 % et 2,5 %, et la loi  $\alpha = \alpha_0 f^\eta + \alpha_1$  pour les concentrations égales à 0% et 0,5%, sont montrées sur la figure (3.24).



**Figure 3.24** : Variation de l'atténuation avec la fréquence, avec barres d'erreurs, pour les différentes concentrations d'agar (0 %, 0,5 %, 1 %, 1,5 %, 2 % et 2,5 %), et courbes de fit.

Ces fit nous ont permis de déduire les facteurs  $\alpha_0$  et les puissances  $\eta$  pour les concentrations d'agar utilisées. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

cc %	0	0,5	1	1,5	2	2,5
$\alpha_0$ (dB/MHz <sup>1</sup> / cm)	0,055	0,032	0,064	0,079	0,096	0,13
$\eta$	1,37	1,95	1,59	1,42	1,442	1,445
$\alpha_1$ (dB/cm)	-0,23	0,13	0	0	0	0
Carré du coefficient corrélacion normé	0,998	0,995	0,998	0,995	0,998	0,999
Somme des erreurs quadratiques	20,79	264	44	175	66	25
Erreur quadratique moyenne	0,41	1,54	0,63	1,25	0,77	0,48

**Tableau 3.8** : Coefficients d'atténuations  $\alpha_0$  et puissances de la fréquence  $\eta$  pour différentes concentrations de l'agar.

On remarque que l'accroissement de l'atténuation avec la concentration se traduit par une augmentation du facteur  $\alpha_0$  et de la puissance  $\eta$  excepté pour les concentrations 0,5 % et 1 %. Avec un  $\alpha_0 = 0,13$  dB/MHz<sup>1,445</sup>/cm pour la concentration 2,5 %, on s'approche de celui du sang ( $\alpha_0 = 0,14$  dB/MHz<sup>1,21</sup>/ cm, Tableau 2.1). Quand aux puissances  $\eta$ , elles sont comparables à celles des tissus biologiques (sauf pour cc = 0,5 %). On peut conclure alors, qu'une augmentation de la concentration de l'agar ou l'ajout d'autres constituants, permet de mieux conditionner les valeurs de la vitesse et de l'atténuation dans la gamme correspondante aux tissus biologiques.

### 3.3.4 Conclusion

L'étude expérimentale a permis de déterminer les caractéristiques (atténuation, vitesse de propagation et vitesse de phase) du gel, à base de gélatine (10%), dans la gamme de 1,5 à 13 MHz, et du gel, à base de gélatine comme matrice et les grains d'agar à différentes concentrations comme diffuseur, dans la gamme de 3,5 à 6,5 MHz. Cela a été obtenu en utilisant les techniques de traitement de signal telles que l'intercorrélation de signaux et la division des spectres obtenus par transformée de Fourier. Ces mesures permettent de déduire une atténuation suivant une loi en puissance, avec des valeurs comparables à celles caractérisant les tissus biologiques mous. Quand au facteur  $\alpha_0$ , il ne devient proche de ceux de ces tissus qu'à la concentration de 2,5% d'agar. La vitesse de propagation, elle, est dans la gamme souhaitée. Ces mesures nous ont permis, également, de déduire une relation donnant la vitesse de propagation des ultrasons en fonction de la concentration de l'agar. En plus, ces deux matériaux présentaient une faible dispersion analogue à celle constatée dans les tissus mous.

## Conclusion Générale

Dans ce mémoire, nous avons effectués une étude de l'absorption dans des matériaux imitant les tissus biologiques mous. Le matériau utilisé est un gel à base de gélatine et d'agar. Le caractère viscoélastique de ce matériau, similaire aux tissus biologiques mous, favorise la présence, en son sein, du phénomène de relaxation (lié à la viscoélasticité et non pas la relaxation moléculaire cité en introduction du chapitre 2).

Pour cela, nous avons exposés un modèle qui décrit le phénomène de l'absorption dans les matériaux présentant une absorption dépendant de la puissance de la fréquence, comme dans le cas des tissus biologiques. Dans ce modèle, nous avons établi l'équation d'onde dans un milieu absorbant, en prenant en compte ou non, le principe de causalité. Ce principe a permis de mettre en évidence le phénomène de dispersion et de déduire les relations de dispersion de la vitesse de phase. Ceci a été possible, en reliant l'absorption à la vitesse de phase par les relations de Kramers-Krönig temporelles sans se préoccuper du critère de Paley-Weiner. Plus encore, ce modèle nous a permis la résolution de l'équation d'onde sous l'approximation parabolique. Nous avons pu faire obtenir, ainsi, la réponse impulsionnelle du milieu de propagation qu'elle soit causale ou non. La simulation de cette solution nous a permis la description de l'effet de l'absorption sur la propagation de l'onde ultrasonore. Le milieu de propagation est pris comme ayant une absorption et une vitesse de propagation comparable à celles des tissus biologiques mous, comme c'est le cas du sang et de la graisse. Nous avons pu mettre en évidence l'effet de la causalité sur la réponse impulsionnelle et sur l'onde, l'effet de la distance et l'effet de la largeur de bande du signal d'excitation. Ceci nous a permis d'expliquer les changements de forme affectant le signal dans sa propagation.

L'étude expérimentale nous a initié à l'élaboration des gels en surmontant quelques problèmes qui leur sont liés (caractère mou, sensible à la température et dégradable). Elle nous a permis, aussi, de caractériser des échantillons de gélatine et de gélatine avec des différentes concentrations d'agar. L'atténuation suit, généralement, une loi de dépendance avec une

puissance de la fréquence du type  $\alpha = \alpha_0 |\omega|^\eta$  avec  $\eta$  compris entre 1 et 1,7, analogue aux tissus biologiques. A titre d'exemple, le facteur  $\alpha_0$  à la concentration d'agar de 2,5 % est égal à 0,13 dB/MHz<sup>1,445</sup>/cm (pour le sang  $\alpha_0 = 0,14$  dB/MHz<sup>1,21</sup>/cm). L'étude a mis en évidence une faible dispersion.

L'amélioration de la qualité des matériaux étudiés et de la technique de mesure utilisée, nous permettrait d'obtenir des résultats plus affinés, et de pouvoir ainsi mieux rapprocher les résultats prévus par le modèle théorique et ceux obtenus expérimentalement. D'autre part, une augmentation de la concentration d'agar et l'ajout d'autres constituants, pourrait permettre de mieux conditionner les valeurs de la vitesse et de l'atténuation dans la gamme correspondante aux tissus biologiques visés. Ces résultats nous permettent d'envisager une étude sur la diffusion, en prenant en compte ses deux aspects, à savoir sa contribution à l'atténuation des ultrasons et à la formation des images échographiques.

## Bibliographie

- [And08] J.M.André, M.Catala, J.J.Morère, E.Escudier, G.Katsanis, J.Poirier, "Histologie : Les Tissus," Site Internet, <http://www.chups.jussieu.fr/polys/histo/histoP1/histoP1.pdf>.
- [Bam04] J. C. Bamber : "Attenuation and Absorption," in Physical Principles of Medical Ultrasonics. Wiley, 2end ed. (2004), pp. 93 – 166.
- [Bla00] D.T. Blackstock : Fundamentals of Physical Acoustics, John Wiley & Sons Editions (2000).
- [Bou02] N. Bouaoua : Contribution à l'étude du rayonnement et de la diffraction de champs ultrasonores impulsionnels dans les milieux fluides visqueux. Mémoire de Magister, USTHB, 2002.
- [Cat98] S. Catheline : Interferometrie-Speckle Ultrasonore, Application à la Mesure d'Elasticité. Thèse de Doctorat en Acoustique Physique, Université Paris VII, (1998).
- [Cri96] D. G. Cringhton, A. P. Dowling, J. E. Flowes Williams, M. Heckl and F. G. Leppington: Modern Methods in Analytical Acoustics, Lecture Notes. Springer – Verlag, 3rd ed. (1996).
- [Ces96] E.I. Cespedes, C.L. de Korte, A .F.W. van der Steen, B. Norde, K. te Nijenhuis, "Tissue mimicking material and image artifacts in intravascular elastography," IEEE ultrasonics symposium, 1181 – 1184 (1996).
- [Che00] C. Chene, "La Gélatine," Journal Agro-Jonction, N° 24 (2000).
- [Cur01] L. Curiel : Application de la Focalisation Dynamique à la Chirurgie Ultrasonore. Etude de Deux Configurations : Réseau Annulaire et Barrette 1.5D. Thèse de Doctorat, Institut Nationale des Sciences Appliquées de Lyon (2001).
- [Dan06] R.R.Daniel : "The Science and Application of Acoustics," Springer (2006).

- [Die99] D.R.E. Dieulesaint : Ondes élastiques dans les solides. Tome 1, Masson, Paris (1999).
- [Fow07] M.Fowler, "Viscosity," Site Internet, <http://galileo.phys.virginia.edu/classes/152.mfl1.spring02/Viscosity.pdf>, (2007).
- [Ges01] K. Gesa, "Gelatine, Eigenschaften und Auswahlkriterien in der Papierrestaurierung," Mitteilungen der IADA, Supplement: IADA Year book, Vol.2, FotoText Verlags-und Redaktionsbüro, Stuttgart: 41-56 (2001).
- [Gor98] P. Gorlier, "La Viscosité et sa Mesure," Site Internet, <http://philippe.gorlier.site.voila.fr/Documents/Viscosite.pdf>.
- [Joh79] N.H. Johannesen and J.P.Hodgson, "The physics of weak waves in gases," Rep.Prog.Phys. 42, 629-676 (1979).
- [Jon86] H. A. H. Jongen, J. M. Thijssen, M. van den Aarssen, and W. A. Verhoef, "A general model for the absorption of ultrasound by biological tissues and experimental verification," J. Acoust. Soc. Am. 79 (2), 535 –540 (1986).
- [Kha07] W.A.M. Khaled : Displacement Estimation Analyses for Reconstructive Ultrasound Elastography using Finite-Amplitude Deformations. Thèse de Doctorat, Université de Bochum (2007).
- [Kin97] L. Kinsler, A.R. Frey, A.B. Coppens : Fundamentals of Acoustics. John Wiley & Sons editions (1997).
- [Ley02] N. Leymarie : Analyse du comportement viscoélastique de matériaux anisotropes par reconstitution de formes d'ondes. Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I, France (2002).
- [Lig62] M. I. Lighthill : Introduction to Fourier Analysis and Generalized Functions. Cambridge UP, Cambridge (1962).
- [Mad03] E.L. Madsen, G.R. Frank, T.A. Krouskop, T. Varghese, F. Kallel and J.Ophir, "Tissue-Mimicking Oil-in-Gelatin Dispersions for Use in Heterogeneous Elastography Phantoms," Ultrasonic Imaging 25, 17 – 38 (2003).

- [Mag06] N. Maghlaoui : Etude théorique et expérimentale de la propagation des ondes ultrasonores dans les solides polymères. Mémoire de Magister, USTHB (2006).
- [Mar97] J. N. Marsh, C. S. Hall, M. S. Hughes, J. Mobley, J. G. Miller, and G. H. Brandenburger, "Broadband through-transmission signal loss measurements of Albunex® suspensions at concentrations approaching in vivo doses," *J. Acoust. Soc. Am.* 101 (2), 1155–1161 (1997).
- [Mor68] P. M. Morse, K. U. Ingard : *Theoretical acoustics*. McGraw-Hill, New York (1968).
- [Mau06] R.L. Maurice, "Introduction à l'imagerie médicale, Volet Ultrasons," Site Internet <http://www.cardiosportfribourg.ch/cabinet-medical/UserFiles/File/Cours-7-hiver-2006.pdf>.
- [Pet03] F. Peters, L. Petit, "A broad band spectroscopy method for ultrasound wave velocity and attenuation measurement in dispersive media," *Ultrasonics* 41, 357 -363 (2003).
- [Rib99] M. Ribault : *Caractérisation Ultrasonore de Lésions Induites par Ultrasons Focalisés de Haute Intensité*. Thèse de Doctorat, Université Lyon I (1999).
- [Ron84] A. K. Ronald, "Measurement of attenuation and dispersion using an ultrasonic spectroscopy technique," *J. Acoust. Soc. Am.* 76 (2), 498–504 (1984).
- [Sai06] G. Said : *Elastographie Ultrasonore Tridimensionnelle : de L'estimation des Déformations au Module de Young des Tissus Biologiques*. Thèse de Doctorat, L'institut National des Sciences Appliquées de Lyon (2006).
- [Sza94] T.L. Szabo, "Time domain wave equation for lossy media obeying a frequency power law ," *J. Acoust. Soc. Am.* 96, 491 – 500 (1994).
- [Sza95] T. L. Szabo, "Causal theories and data for acoustic attenuation obeying a frequency power law ," *J. Acoust. Soc. Am.* 97, 14 – 24 (1995).
- [Sza00] T. L. Szabo, J. Wu, "A model for longitudinal and shear wave propagation in viscoelastic media," *J. Acoust. Soc. Am.* 107 (5), 2437 – 2446 (2000).
- [Sza04] T. L. Szabo: *Diagnostic Ultrasound Imaging, Inside Out*. Elsevier, Academic Press, 1<sup>st</sup> ed. (2004), pp. 71 – 95.

- [Tim97] J.L. Timoty, M. Belgen, M.F. Insana, T.A. Krouskop, "Phantom Materials for Elastography," IEEE. Trans. UFFC, Vol 44, N° 6 (1997).
- [Tra07] F. Tranquart, "Effets Biologiques des ultrasons," Site Internet, [http://naxos.biomedicale.univ-paris5.fr/diue/IMG/pdf/2007m0EFFETS\\_BIOLOGIQUES.pdf](http://naxos.biomedicale.univ-paris5.fr/diue/IMG/pdf/2007m0EFFETS_BIOLOGIQUES.pdf).
- [Tru69] R. Truell, C. Elbaum, and B. CHick : Ultrasonic methods in solid state physics. Academic Press, New York (1969).
- [Wat00a] K. R. Waters, M. S. Hughes, J. Mobley, G. H. Brandenburger, and J. G. Miller, "On the applicability of Kramers–Krönig relations for ultrasonic attenuation obeying a frequency power law, " J. Acoust. Soc. Am. 108 (2), 556–563 (2000).
- [Wat00b] K. R. Waters, M. S. Hughes, J. Mobley, G. H. Brandenburger, and J. G. Miller, "On a time domain representation of the Kramers–Krönig dispersion relations," J. Acoust. Soc. Am. 108 (5), 2114–2119 (2000).
- [Wu96] J. WU, "Determination of velocity and attenuation of shear waves using ultrasonic spectroscopy," J. Acoust. Soc. Am. 99 (5), 2871 – 2875 (1996).