

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE D'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENNE »**

FACULTE DE PHYSIQUE

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

Magister

En

PHYSIQUE

Spécialité

“ Matériaux et Composants ”

Par

Assia OUDINA

Sujet

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA
PROPAGATION DES ONDES
ULTRASONORES DANS LES FLUIDES VISQUEUX**

Soutenu le 11/09/2005, devant le jury composé de:

Mr M.Aoucher	Professeur	USTHB	Président
Mr H.Djelouah	Professeur	USTHB	Directeur de Thèse
Mr Y.Boudouma	Professeur	USTHB	Examineur
Mr A.Badidi Bouda	Chargé de recherche	CSC/Cheraga	Examineur
Mr M.O Si Chaib	Maître de conférences	U.Boumerdes	Examineur
Mr T.Boutkedjirt	Maître de conférences	USTHB	Examineur

*A la mémoire de mon père,
A ma mère,
A mon mari et à ma fille Nihel,
A ma sœur,
A ma belle famille,
A mes amis.*

REMERCIEMENTS

Ce travail a été accompli à l'université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, au sein de l'Equipe de Recherche " Physique des Ultrasons ".

Je souhaite exprimer toute ma gratitude à mon Directeur de thèse, le Professeur H. Djelouah pour m'avoir encadrée et assuré la direction scientifique de cette thèse. Je le remercie de l'intérêt avec lequel il a suivi mon travail à travers les nombreuses discussions qu'on a eu où j'ai pu apprécier ses qualités scientifiques et humaines.

Que Monsieur M. Aoucher, Professeur à l'U.S.T.H.B, trouve ici mes remerciements les plus sincères pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Y. Boudouma, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. Badidi Bouda, Maître de recherche au C.S.C à Chéraga, d'avoir accepté de participer au jury.

J'ai le plaisir de manifester ma profonde reconnaissance à Monsieur T. Boutkedjirt, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail en acceptant de participer au jury. Qu'il soit remercié pour son soutien et ses encouragements.

Je remercie vivement Monsieur M.O Si Chaib, Maître de Conférences à l'université de Boumerdes, d'avoir accepté de juger ce travail.

J'adresse un grand remerciement à Monsieur M. Asmani, Docteur en Acoustique de l'Université de Valenciennes, pour l'attention avec laquelle il a suivi mon travail. Ses commentaires et remarques ont participé à l'amélioration de cette thèse. La cuve qu'il a gracieusement mis à notre disposition m'a permis d'effectuer les mesures de vitesses.

Mes remerciements s'adressent à Monsieur M. Mahfoud, Enseignant-Chercheur à l'U.S.T.H.B pour nous avoir permis de réaliser les mesures de viscosité et de masses volumiques au Laboratoire de Rhéologie de la faculté de physique.

Je remercie sincèrement tous les membres de l'équipe pour leur accueil et pour la bonne ambiance qu'ils ont su créer.

Je remercie mon mari qui, a toujours fait preuve de patience et qui m'a soutenue dans la dernière ligne droite. Merci Moncef.

Enfin, je tiens à rendre hommage à ma mère qui, pendant ces longues années d'étude, m'a toujours témoigné sa confiance. Ces quelques mots ne sauraient exprimer toute la reconnaissance que j'ai pour elle.

Nomenclature des symboles utilisés

$\varepsilon, \varepsilon'$:	Déformation.
ε_0 :	Déformation à l'instant $t=0$.
η, μ :	Coefficient de viscosité.
$H(t)$:	Fonction de Heaviside.
$\bar{\varepsilon}$:	La transformée de Laplace de ε .
τ :	Temps de retard.
σ :	Contrainte.
σ_i :	Contrainte instantanée.
σ_1 :	Contrainte finale.
ε_i :	Déformation instantanée.
ε_1 :	Déformation finale.
T_{ij} :	Contrainte de cisaillement ($i \neq j$).
S_{ij} :	Déformation de cisaillement ($i \neq j$).
σ_{ij} :	Tenseur des contraintes.
$-P\delta_{ij}$:	Tenseur diagonal.
Π_{ij} :	Tenseur des contraintes visqueuses.
δ_{ij} :	Symbole de kroneker.
$\bar{u}_n$:	Déplacement de la particule.
s :	Déformation d'un fluide.
τ_v :	Temps de relaxation volumique.
τ_p :	Temps de relaxation dû à une variation de pression.
K :	Module de compressibilité.
K_∞ :	Module de compressibilité aux hautes fréquences.
K_0 :	Module de compressibilité aux basses fréquences.
K' :	Module de compressibilité élastique.

K'' :	Module de compressibilité visqueux.
G, G_1, G' :	Module élastique du ressort.
G' :	Module de cisaillement élastique.
G'' :	Module de cisaillement de déformation sans changement de volume.
G_∞ :	Module de cisaillement aux hautes fréquences.
τ_s :	Temps de relaxation de cisaillement.
P :	Pression résultante.
p_0 :	Pression à l'équilibre.
p_1 :	Pression acoustique.
ρ :	Masse volumique.
ρ_0 :	Masse volumique statique.
ρ_1 :	Masse volumique instantanée.
$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$:	Accélération locale.
$(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}$:	Accélération convective.
$\vec{F}$:	Force extérieure.
S :	Condensation.
χ :	Module de compressibilité adiabatique.
v_0 :	Vitesse de propagation des ondes acoustiques dans un fluide parfait.
v_i :	Composantes de la vitesse de particules.
τ :	Temps de relaxation de la viscosité de cisaillement et volumique.
α :	Coefficient d'atténuation.
α_0 :	Paramètre d'absorption.
k :	Vecteur d'onde.
k_1 :	Vecteur d'onde complexe.
V :	Vitesse de propagation ultrasonore.
K_{th} :	Conductivité thermique.
C_p :	Chaleur spécifique à pression constante.
γ :	Rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant.
τ_{th} :	Temps de relaxation thermique.

α_{th} :	Coefficient d'absorption thermique.
$V(r)$:	Potentiel d'interaction.
$V(c)$:	Potentiel coulombien.
$V(L-J)$:	Potentiel de Lennard-Jones.
χ_s :	Compressibilité isentropique.
χ_T :	Compressibilité isothermique.
β :	Coefficient d'expansion thermique.
E_e :	Energie d'activation.
N_A :	Nombre d'Avogadro.
v_s :	Volume spécifique.
K :	Constante de Boltzmann.
E_{OH} :	Energie de liaison hydrogénique.
α_1 :	Degré de coordination.
E_{vap} :	Chaleur molaire de vaporisation.
$h(x, t)$:	Réponse impulsionnelle.
$H(x, s)$:	Fonction de transfert.
$\delta(t)$:	Fonction de Dirac.
$\otimes$:	Opérateur de convolution temporelle.
ψ :	Probabilité.

SOMMAIRE

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I

Propriétés viscoélastiques des fluides

Introduction.....	5
I-1-Définition de la viscoélasticité.....	5
I-1-1- Phénomènes viscoélastiques.....	6
I-1-2- Modèles mécaniques classiques.....	6
I-1-2-1- Modèle de Hooke.....	6
I-1-2-2- Modèle de Newton.....	8
I-1-2-3- Modèle de Voigt-Kelvin.....	9
I-1-2-4- Modèle de Maxwell.....	11
I-1-2-5- Modèle de Voigt-Kelvin monté associé à un ressort.....	13
I-1-2-5-a- Cas d'un échelon de déformation.....	14
I-1-2-5-b- Cas d'un échelon de contrainte.....	16
I-2- Modèle de la chaîne linéaire discrète.....	18
I-3- Modules d'élasticité dans les liquides.....	20
I-3-a- Cas de la dilatation volumique.....	21
I-3-b- Cas du cisaillement.....	23
Conclusion.....	24

Chapitre II

Propagation des ondes acoustiques et mécanismes d'absorption

Introduction.....	26
II-1- Propagation des ondes ultrasonores dans les liquides.....	27
II-1-a- Fluide parfait.....	27
II-1-b- Fluide visqueux.....	29
II-1-b-1- La vitesse de propagation et le coefficient d'atténuation.....	31
II-2- Mécanismes d'absorption.....	33
II-2-1- Absorption par conduction thermique.....	34
II-2-2- Absorption par viscosité.....	35
II-2-3- Absorption par phénomène de relaxation moléculaire.....	36
II-3- Les propriétés physiques et les relations thermodynamiques.....	37
II-3-1- Le potentiel d'interaction.....	37
II-3-2- Les relations thermodynamiques.....	38
II-4- Vitesse ultrasonore en fonction de la température.....	39
II-4-1- Dépendance de la viscosité en fonction de la température. Formule d'Andrade.....	40
II-4-2- Interprétation physique de l'influence de la température sur la vitesse de propagation.....	42
Conclusion.....	43

Chapitre III

Modélisation de la propagation des ondes ultrasonores dans les fluides visqueux

Introduction.....	45
III-1- Formulation analytique de la propagation.....	46
III-1-1- Equation de propagation.....	46
III-2- Calcul numérique de la réponse impulsionnelle.....	53
III-2-1- Modification des intégrales sous une forme adaptée au calcul numérique.....	53
III-2-2- La méthode d'intégration de Gauss.....	54
III-2-3- Simulation numérique de la propagation.....	55
III-2-3-1- Influence de la distance de pénétration.....	57
III-2-3-2- Effet de la variation de la fréquence.....	58
III-2-3-3- Influence du temps de relaxation.....	59
III-2-3-4- Influence du nombre de cycle.....	60
Conclusion.....	61

Chapitre IV

Etude expérimentale

Introduction.....	63
IV-1- Propriétés physico-chimiques de la glycérine.....	63
IV-2- Etude de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores.....	65
IV-2-1- Méthodes de mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores.....	65
IV-2-2- Les signaux détectés par les différentes méthodes.....	66
IV-2-3- Méthode par comparaison.....	68
IV-2-4- Cas de la propagation dans l'eau.....	69
IV-2-5- Méthode utilisant un transducteur émetteur- récepteur et un réflecteur.....	73
IV-2-6- Cas de la propagation dans la glycérine.....	75
IV-2-6-1- Etude de la vitesse de propagation en fonction de la température.....	75
IV-2-7- Comparaison des méthodes de mesure de vitesse utilisées.....	77
IV-2-8- Interprétation de la variation de la vitesse en fonction de la température dans la glycérine.....	78
IV-2-9- Evolution des échos en fonction de la température.....	79
IV-3- Etude de l'atténuation des ondes ultrasonores dans les fluides visqueux.....	83
IV-3-1- Méthodes de mesure de la viscosité.....	83
IV-3-1-1- Les méthodes de mesure de la viscosité de cisaillement.....	83
IV-3-1-1-1- Procédé par écoulement capillaire.....	83
IV-3-1-1-2- Procédé par chute d'un corps dans un fluide au repos.....	83
IV-3-1-1-3- Procédé par glissement relatif.....	83
IV-3-1-1-4- Procédé par amortissement d'oscillations.....	84

IV-3-1-1-4-a- Système avec plongeur oscillant.....	84
IV-3-1-1-4-b- Système du creuset oscillant.....	84
IV-3-1-2- Détermination de la viscosité volumique par une méthode ultrasonore.....	84
IV-3-2- Mesure de l'atténuation des ondes ultrasonores.....	85
IV-3-2-1- Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence.....	87
IV-4- Variation du paramètre d'atténuation en fonction de la température.....	91
IV-5- Variation de la viscosité en fonction de la température.....	92
IV-5-1- Détermination de la viscosité volumique.....	94
Conclusion.....	94
Conclusion générale.....	95
Bibliographie.....	97

Introduction générale

La viscosité est une propriété des fluides qui peut avoir une grande importance dans de nombreux domaines de la science et de l'industrie. Elle peut être déterminée expérimentalement par des viscosimètres dits conventionnels ou par des méthodes ultrasonores. Les viscosimètres conventionnels incluent les viscosimètres à tube pour les faibles viscosités et les viscosimètres à rotation pour la mesure de viscosités plus élevées. Ces viscosimètres permettent la mesure du coefficient de viscosité de cisaillement [Her91]. Les méthodes ultrasonores sont basées soit sur la détermination des caractéristiques de propagation (vitesse ou atténuation) soit sur la mesure du coefficient de réflexion [Her91].

L'utilisation d'un viscosimètre conventionnel implique, une bonne calibration et un temps de mesure relativement long pendant lesquels les propriétés chimiques du fluide peuvent évoluer.

De plus les effets de relaxation sont si fréquents et si brefs que leur étude nécessite l'utilisation de dispositifs mécaniques susceptibles de générer des vibrations mécaniques de fréquences suffisamment élevées. En effet, un fluide visqueux est un état dense qui peut être assimilé à un assemblage de cristaux microscopiques; il est caractérisé par un ordre à courte distance dû aux molécules qui ne peuvent se placer au hasard comme dans le cas des gaz. L'état fluide est en constante agitation; l'augmentation de la température provoque un changement de la structure du liquide due aux différentes collisions qui s'y produisent provoquant la cassure des liaisons moléculaires et permettant aux atomes de passer d'un niveau à un autre par absorption d'énergie laissant des espaces appelés lacunes. Les liaisons moléculaires se trouvent ainsi brisées et reconstituées en un temps très court inférieur à la microseconde; le retour à l'état d'équilibre s'effectue par le phénomène de relaxation. Pour cette raison, les ultrasons de fréquence élevée constituent un outil puissant et incontournable pour la mesure des temps de relaxation qui, parfois, atteignent la nanoseconde.

Dans les dispositifs expérimentaux à ultrasons, la mesure de la vitesse de propagation et de l'atténuation lors de la propagation permet de déterminer les propriétés physiques du milieu, en particulier la viscosité [He01].

Au cours de ces dernières années, en raison de leur simplicité de mise en œuvre et des nombreux avantages qu'elles procurent, les méthodes ultrasonores ont bénéficié d'un intérêt particulier pour la caractérisation des milieux de propagation. En particulier dans de nombreuses situations, pour des raisons de sécurité entre autres, le liquide à caractériser est dans une enceinte close. Dans ce cas les méthodes ultrasonores sont irremplaçables puisque les ondes ultrasonores peuvent être émises et reçues sur les faces extérieures des parois des enceintes ou des récipients [Her91].

Durant ces 20 à 30 dernières années, une attention particulière a été consacrée à la modélisation de la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux visqueux. Dans la plupart de ces modèles, le phénomène de propagation est représenté par un système linéaire faiblement dispersif, cela revient à supposer que la phase est une fonction linéaire de la fréquence [Her91]. Malheureusement la réponse de tels systèmes n'est pas causale [Sza95]. L'utilisation de la transformée de Hilbert ou du Calcul Fractionnaire s'avère un outil indispensable pour développer des modèles théoriques respectant la causalité [Her91][Bla69][He99].

Dans le cas des milieux visqueux pour lesquels l'atténuation des ondes est proportionnelle au carré de la fréquence, des méthodes basées sur la transformation de Laplace permettent le calcul des réponses impulsionnelles respectant la causalité [Sza95][Bla69].

Le travail présenté dans cette thèse est une contribution à l'étude théorique et expérimentale de la propagation des ondes ultrasonores dans les fluides visqueux.

Le chapitre I est une introduction aux phénomènes viscoélastiques, définissant les modèles rhéologiques classiques qui symbolisent les propriétés caractéristiques des milieux fluides visqueux. Le modèle rhéologique unidimensionnel présenté permet de présenter simplement l'effet de la viscosité lors de l'application d'une contrainte. La présentation du modèle de la chaîne linéaire a permis d'obtenir l'équation de propagation des ondes acoustiques dans de tels milieux.

Le chapitre II est constitué de deux parties, la première partie est un rappel des équations de propagation des ondes acoustiques dans un milieu fluide parfait et dans un milieu fluide visqueux. Ce rappel des équations de propagation permet d'établir l'expression de la vitesse et de l'atténuation en fonction de la viscosité et de définir les différents mécanismes d'absorption contribuant à la diminution progressive de l'amplitude. La deuxième partie est consacrée à l'étude de la variation de la vitesse en fonction de la température ainsi qu'aux différents processus responsables de cette variation et liés aux propriétés physico-chimiques du milieu à travers des relations thermodynamiques.

Le chapitre III traite de la modélisation de la propagation des ondes ultrasonores impulsionnelles dans les fluides visqueux par la résolution à l'aide de la transformée de Laplace de l'équation de propagation à une seule dimension. Le calcul de la réponse impulsionnelle obtenu par une intégration dans le plan complexe suivie d'une intégration numérique par la méthode de quadrature de Gauss permet de représenter la pression de sortie. Les simulations numériques proposées mettent en évidence l'influence des différents paramètres caractérisant la propagation dans ces milieux.

Enfin, le chapitre IV est consacré à l'étude expérimentale de la vitesse de propagation ultrasonore en fonction de la température à l'aide de trois méthodes impulsionnelles. Une comparaison des trois méthodes est effectuée afin de déterminer l'atténuation en utilisant la méthode de division de spectre; la connaissance de la vitesse et de l'atténuation permet de déterminer la viscosité volumique. Les résultats confirment la forte dépendance de la vitesse de propagation et de l'atténuation en fonction de la température.

Chapitre I

Propriétés viscoélastiques des fluides

INTRODUCTION

Nous nous proposons dans ce chapitre de définir les phénomènes viscoélastiques qui contribuent à la propagation dans un fluide par l'introduction des différents modèles rhéologiques. La caractérisation du fluide visqueux se fera à l'aide du modèle de Voigt-Kelvin qui interprète les effets de la viscosité lorsque une contrainte est appliquée.

I-1- DEFINITION DE LA VISCOELASTICITE

La viscoélasticité décrit la réponse d'un liquide ou d'un solide à une sollicitation mécanique (contrainte ou déformation) dépendant du temps. La viscoélasticité est un phénomène possédant à la fois:

- Des propriétés d'élasticité, variation instantanée de la déformation lors de l'application d'une contrainte.
- Des propriétés de viscosité, variation retardée de la déformation lors de l'application d'une contrainte.

Un fluide viscoélastique reprend sa déformation initiale après suppression des contraintes tandis que pour un fluide visqueux la déformation initiale est irrécupérable, le phénomène est irréversible [Mid93].

Dans le cas linéaire, la contrainte est proportionnelle à la déformation mais aussi à la vitesse de déformation.

La viscoélasticité se caractérise par deux phénomènes: le phénomène de fluage et le phénomène de relaxation (figure I-1).

Le phénomène de fluage traduit l'accroissement de la déformation en fonction du temps, le phénomène de relaxation est caractérisé par une décroissance progressive de la contrainte au cours du temps.

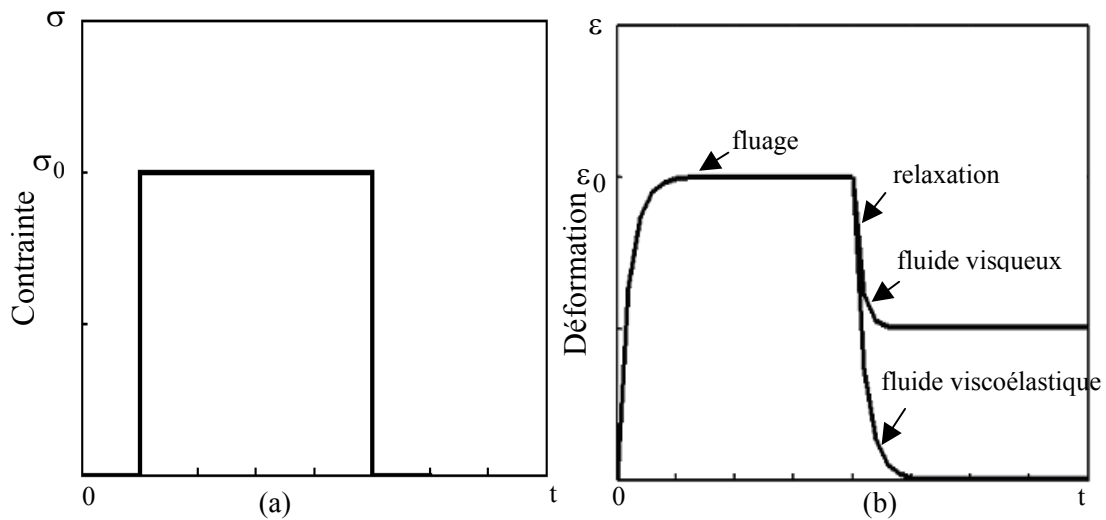


Figure I-1: Représentation graphique de la relaxation et du fluage, Figure (a): Contrainte appliquée, (b): réponse d'un fluide visqueux et d'un fluide viscoélastique.

I-1-1- PHENOMENES VISCOELASTIQUES

En mécanique des fluides, la loi de comportement d'un fluide visqueux s'écrit sous la forme d'une relation linéaire entre les contraintes et les déformations. Le comportement de tels fluides peut être symbolisé à l'aide de schémas constitués de ressorts et d'amortisseurs. Les ressorts et amortisseurs sont associés en parallèle et/ou en série; chaque combinaison définit un modèle.

Le comportement élastique est symbolisé par un ressort de module élastique G tandis que le comportement viscoélastique est symbolisé par un amortisseur de coefficient de frottement visqueux η .

I-1-2- MODELES MECANQUES CLASSIQUES

Toutes les associations de ressorts et d'amortisseurs, aussi complexes soient elles, définissent un comportement viscoélastique linéaire. A partir des lois d'associations (en série et/ou en parallèle) on peut établir l'équation différentielle régissant chaque modèle.

I-1-2-1- Modèle de Hooke

Ce modèle est constitué d'un ressort obéissant strictement à la loi de Hooke (figure I-2). Le ressort modélise une réponse élastique idéale. La contrainte σ est proportionnelle à la déformation ε [Akl83][Dil99].

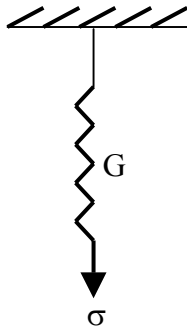


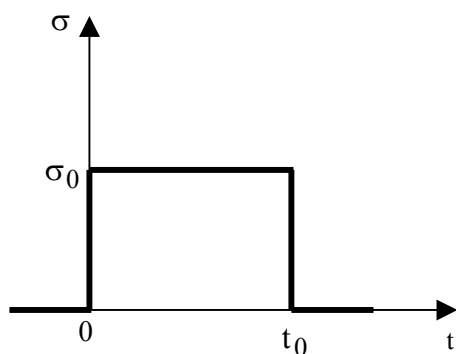
Figure I-2: Modèle de Hooke.

La relation de proportionnalité est donnée par la loi de Hooke :

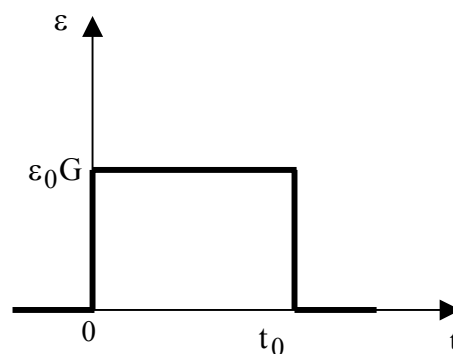
$$\sigma = G \varepsilon$$

$$G : \text{Module élastique} \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$$

G est indépendant du temps.



(a)



(b)

Figure I-3-(a): Contrainte appliquée, (b): réponse de la déformation.

Le modèle de Hooke correspond à une réponse instantanée: lorsque la contrainte est supprimée le ressort reprend instantanément sa longueur initiale [Mid93][Cha69].

I-1-2-2- Modèle de Newton

Il est symbolisé par un amortisseur. Dans ce cas, la contrainte σ exercée est proportionnelle à la dérivée temporelle de la déformation [Akl83][Dil99].

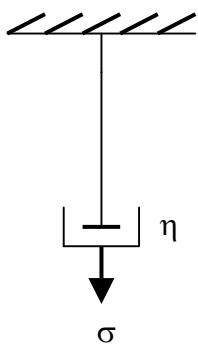


Figure I-3: Modèle de Newton.

Ce modèle est régi par l'équation:

$$\sigma = \eta \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$$

η : Coefficient de viscosité [Pa.s]

La déformation est donnée par:

$$\varepsilon = \frac{1}{\eta} \int \sigma dt$$

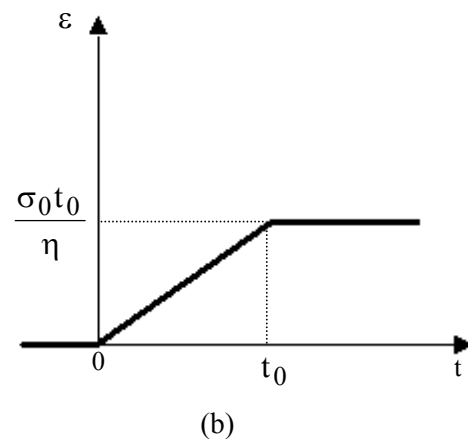
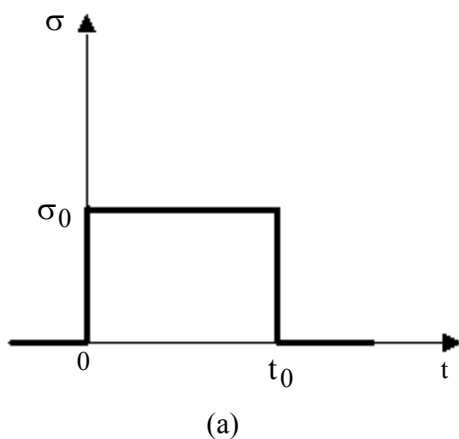


Figure I-3-(a): Contrainte appliquée,(b): réponse de la déformation.

Dans le cas particulier où σ est une contrainte constante σ_0 appliquée pendant une durée t_0 , la réponse n'est pas instantanée, car la force est proportionnelle à la vitesse de la déformation et le déplacement croît graduellement en fonction du temps. Lorsque la contrainte est annulée la déformation demeure constante et ne reprend pas sa valeur initiale [Cou83] (figure I-3).

I-1-2-3- Modèle de Voigt-Kelvin

Ce modèle est la combinaison du ressort de Hooke et du piston de Newton assemblés en parallèle [Akl83] (figure I-4). Dans ce cas, la déformation est la même pour les deux composants et la contrainte résultante est égale à la somme des contraintes [Akl83][Dil99][Leb01].

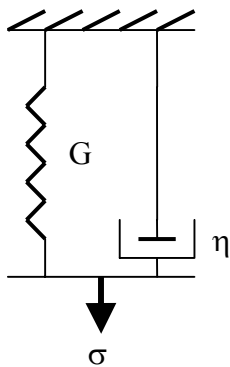


Figure I-4: Modèle de Voigt-Kelvin.

La contrainte totale s'écrit:

$$\sigma = \sigma_{\text{ressort}} + \sigma_{\text{piston}}$$

$$\sigma = G\varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Si le système est soumis à un instant $t = 0$ à une contrainte constante σ telle que:

$$\sigma = \sigma_0 H(t)$$

où $H(t)$ est la fonction échelon de Heaviside définie par:

$$\begin{cases} H(t) = 1 & t > 0 \\ H(t) = 0 & t \leq 0 \end{cases}$$

L'équation différentielle s'écrit, pour $t \geq 0$, sous la forme:

$$\sigma_0 = G\varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (\text{I-1})$$

La résolution de cette équation différentielle par la transformée de Laplace permet d'obtenir

la déformation $\varepsilon(t)$. La transformée de Laplace est définie par: $\bar{\sigma} = \sigma(s) = \int_0^{\infty} \sigma(t) e^{-st} dt$.

L'application de la transformée de Laplace à l'équation (I-1) donne:

$$G\bar{\varepsilon} + \eta s\bar{\varepsilon} + \varepsilon(0) = \frac{\sigma_0}{s} \quad (\text{I-2})$$

où $\bar{\varepsilon}$ est la transformée de Laplace de ε .

A l'instant $t = 0$, $\varepsilon(0) = 0$ et l'équation (I-2) devient:

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= \frac{\sigma_0}{\eta s} \frac{1}{(s + G/\eta)} \\ \bar{\varepsilon} &= \frac{\sigma_0}{G} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + G/\eta} \right) \end{aligned} \quad (\text{I-3})$$

L'application de la transformée inverse de Laplace à l'équation (I-3) permet d'obtenir la variation de la déformation en fonction du temps:

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{G} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

$\tau = \frac{\eta}{G}$: constante de temps du système exprimant le retard de la déformation par rapport à la contrainte appliquée.

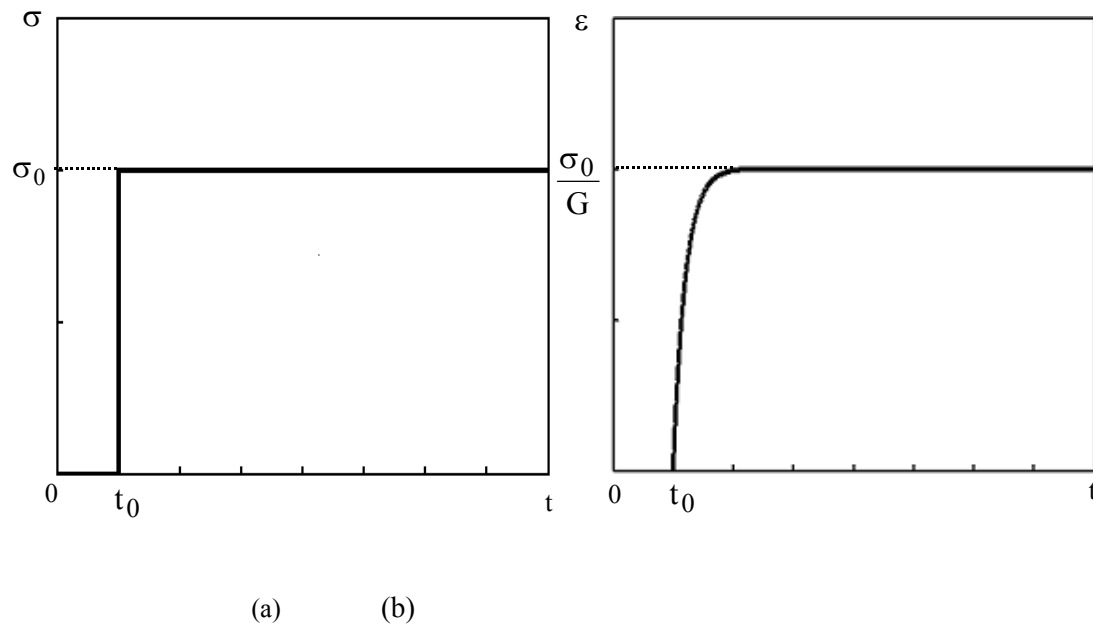


Figure I-5-(a) (b): Echelon de contrainte. Variation de la déformation au cours du temps.

Dans le cas de l'application d'un échelon de contrainte d'amplitude σ_0 , la variation de la déformation en fonction du temps est représentée sur la figure I-5-(b). Cette courbe traduit le phénomène de fluage, qui correspond à l'accroissement avec le temps de la déformation. Ce phénomène résulte du déplacement graduel du piston [Cha69].

Ce comportement peut s'expliquer par le fait que, sous l'action de la contrainte σ le ressort subit un allongement. Pour compenser cet allongement, le piston va subir un glissement progressif.

Le retard est introduit par le piston qui symbolise la dépendance de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte; ce coefficient exprime la viscosité. Ce phénomène est réversible

[Mid93]; si la contrainte σ est supprimée, la déformation va tendre vers zéro selon $e^{-\frac{t}{\tau}}$.

I-1-2-4- Modèle de Maxwell

Dans ce modèle, le ressort de Hooke et l'amortisseur de Newton sont assemblés en série (figure I-6). La contrainte est la même pour chaque élément, mais la déformation est égale à la somme des déformations respectives du ressort et de l'amortisseur [Aki83][Dil99][Leb01].

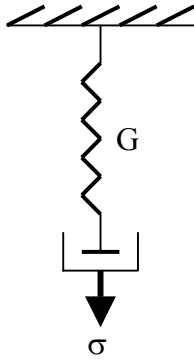


Figure I-6: Modèle de Maxwell.

La déformation totale s'écrit:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{ressort}} + \varepsilon_{\text{piston}}$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{G} + \frac{1}{\eta} \int \sigma dt$$

Si on impose au fluide un échelon de déformation $\varepsilon = \varepsilon_0 H(t)$ à $t \geq 0$, l'application de la transformée de Laplace donne:

$$\frac{\varepsilon_0}{s} = \bar{\sigma} \left(\frac{1}{G} + \frac{1}{\eta s} \right)$$

$$\bar{\sigma} = G \varepsilon_0 \left(\frac{1}{s + G/\eta} \right)$$

(I-4)

L'application de la transformée inverse de Laplace à l'équation (I-4) permet d'obtenir la variation de la contrainte donnée par:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$\tau = \frac{\eta}{G}$: temps de relaxation correspondant au temps nécessaire pour que le fluide reprenne son état de contrainte initial.

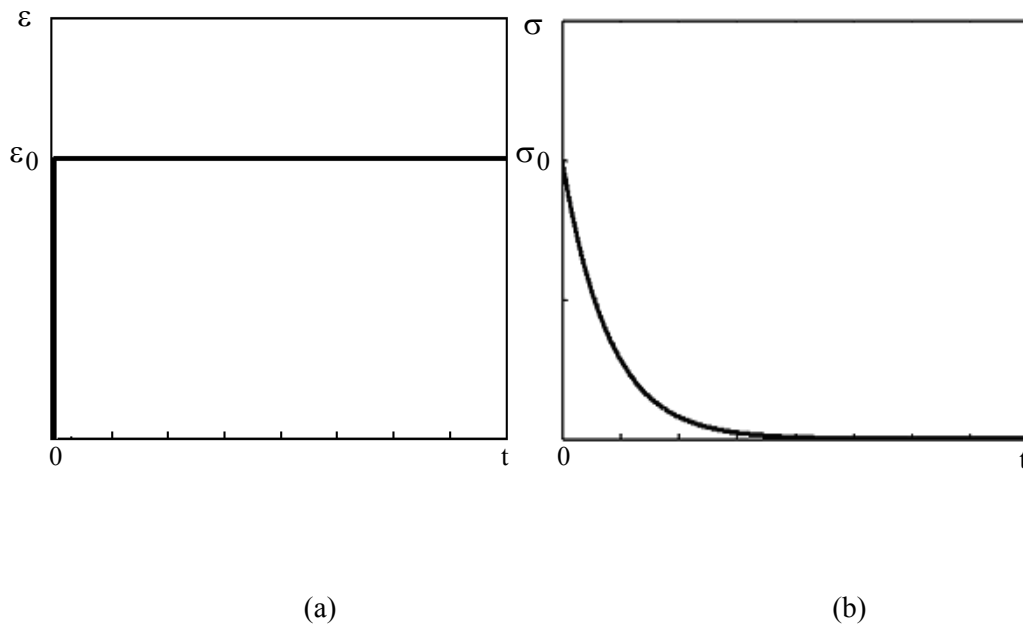


Figure I-6-(a) (b):Echelon de déformation. Variation de la contrainte au cours du temps.

La figure I-6-b, représente la variation de la contrainte en fonction du temps. L'analyse de cette figure montre que la contrainte ne s'annule pas instantanément mais qu'elle diminue progressivement au cours du temps. Cette diminution progressive caractérise le phénomène de relaxation. Ceci peut s'expliquer par le fait que le ressort va s'allonger d'une certaine longueur qui demeure constante, tandis que le piston évolue jusqu'à ce que le ressort ne soit plus soumis à aucune tension [Cha69].

Ce modèle traduit le phénomène de relaxation dans un fluide viscoélastique. Du fait de l'annulation de la déformation, la composante élastique reprend son état initial, mais en revanche le caractère visqueux du piston ne permet pas au fluide de retrouver la valeur de la déformation initiale; cela rend compte du caractère irréversible du phénomène de viscosité. Ainsi, la déformation existe bien que le système se soit totalement relaxé [Mid93].

I-1-2-5- Modèle de Voigt-Kelvin associé à un ressort

Ce système mécanique est la combinaison du modèle de Voigt-Kelvin monté en série avec un ressort (figure I-7). La contrainte totale transmise par les deux éléments G et η est la somme des contraintes exercées par chacun de ces éléments [Baï00].

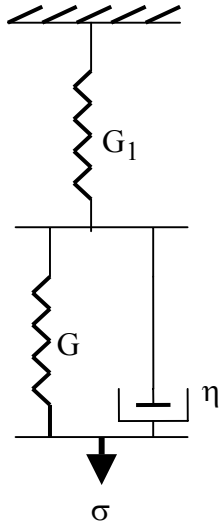


Figure I-7: Modèle de Voigt-Kelvin en série avec un ressort.

La contrainte totale s'écrit:

$$\sigma = G(\varepsilon - \varepsilon') + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} - \eta \frac{d\varepsilon'}{dt}$$

$$\sigma = G\left(\varepsilon - \frac{\sigma}{G_1}\right) + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\eta}{G_1} \frac{d\sigma}{dt}$$

$$\sigma + \frac{\eta}{G + G_1} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{GG_1}{G + G_1} \varepsilon + \frac{\eta G_1}{G + G_1} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (\text{I-5})$$

On obtient l'équation rhéologique pour un tel système.

$$\sigma + a \frac{d\sigma}{dt} = b\varepsilon + c \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Avec:

$$a = \frac{\eta}{G + G_1}; \quad b = \frac{GG_1}{G + G_1}; \quad c = \frac{\eta G_1}{G + G_1}.$$

I-1-2-5-a- Cas d'un échelon de déformation

Si on impose au fluide un échelon de déformation $\varepsilon = \varepsilon_0 H(t)$ à $t \geq 0$, l'équation (I-5) devient:

$$\sigma + a \frac{d\sigma}{dt} = b\varepsilon_0 H(t) + c\varepsilon_0 \frac{dH(t)}{dt}$$

$$\sigma + a \frac{d\sigma}{dt} = b\varepsilon_0 H(t) + c\varepsilon_0 \delta(t) \quad (\text{I-6})$$

L'application de la transformée de Laplace à l'équation (I-6) donne:

$$\bar{\sigma}(1 + as) = \frac{b\varepsilon_0}{s} + c\varepsilon_0$$

$$\bar{\sigma} = b\varepsilon_0 \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{1/a + s} \right) + \frac{c}{a} \frac{\varepsilon_0}{1/a + s} \quad (\text{I-7})$$

La transformée inverse de Laplace de l'équation (I-7) régit la variation de la contrainte en fonction du temps:

$$\sigma = \frac{GG_1}{G + G_1} \varepsilon_0 + \left(G_1 \varepsilon_0 - \frac{GG_1}{G + G_1} \varepsilon_0 \right) e^{-\frac{(G+G_1)t}{\eta}}$$

$$\sigma = \sigma_1 + (\sigma_i - \sigma_1) e^{-\frac{(G+G_1)t}{\eta}}$$

Avec:

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_0 & t < 0 \\ \sigma = \sigma_i & t = 0 \\ \sigma = \sigma_1 & t \rightarrow \infty \end{cases}$$

σ_i : correspond à la réponse instantanée du système à la sollicitation mécanique.

σ_1 : contrainte finale lorsque le régime permanent est atteint.

a : le temps de relaxation pour que le fluide reprenne sa contrainte initiale.

$b = \frac{GG_1}{G + G_1}$: la contribution des modules élastiques.

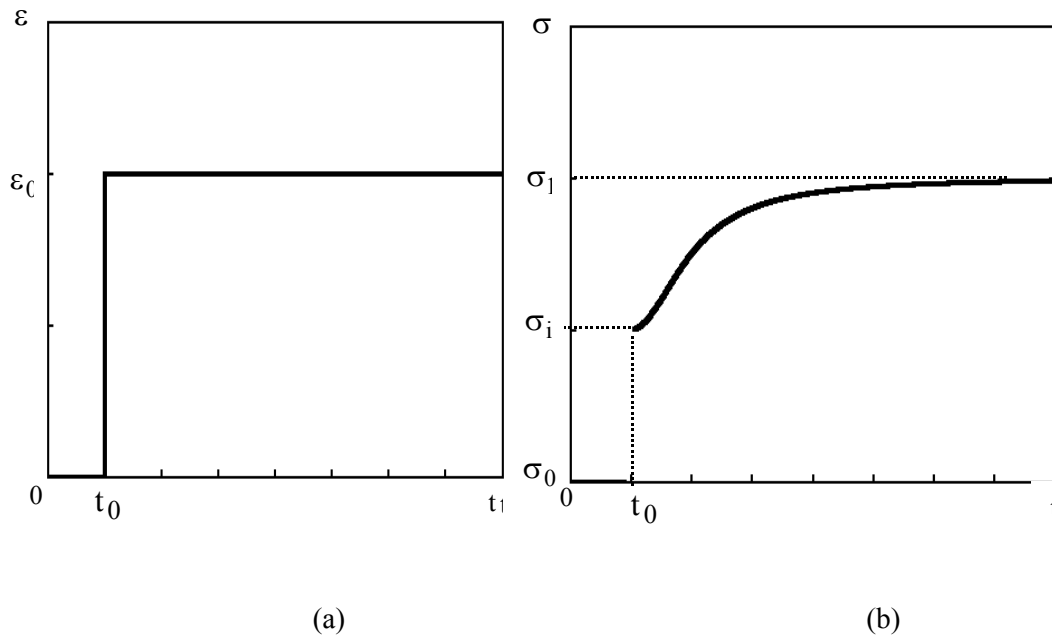


Figure I-7-(a): Echelon de déformation.(b): Variation de la contrainte en fonction du temps.

Ce système traduit le phénomène de fluage, l'application d'une déformation se traduit par une contrainte instantanée du ressort G_1 , suivie d'une contrainte viscoélastique; le ressort G ne peut avoir une réponse instantanée car il est couplé à l'amortisseur η qui module sa réaction dans le temps car ces deux éléments sont soumis à la même déformation (figure I-7).

I-1-2-5-b- Cas d'un échelon de contrainte

Si le fluide est soumis à un échelon de contrainte $\sigma = \sigma_0 H(t)$ à $t \geq 0$, l'équation (I-5) devient:

$$\sigma_0 H(t) + a\sigma_0 \frac{dH(t)}{dt} = b\epsilon + c \frac{d\epsilon}{dt}$$

$$\sigma_0 H(t) + a\sigma_0 \delta t = b\epsilon + c \frac{d\epsilon}{dt} \quad (I-8)$$

L'application de la transformée de Laplace à l'équation (I-8) donne:

$$\bar{\epsilon}(1 + sc/b) = \frac{\sigma_0}{b}(1/s + a)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{b} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{b/s + c} \right) + \frac{\sigma_0}{b} \frac{a}{1 + sc/b} \quad (\text{I-9})$$

L'application de la transformée inverse de Laplace à l'équation (I-9) permet d'obtenir

l'équation qui régit la variation de la déformation en fonction du temps:

$$\varepsilon = \frac{G + G_1}{GG_1} \sigma_0 + \left(\frac{\sigma_0}{G_1} - \frac{G + G_1}{GG_1} \sigma_0 \right) e^{-\frac{G}{\eta} t}$$

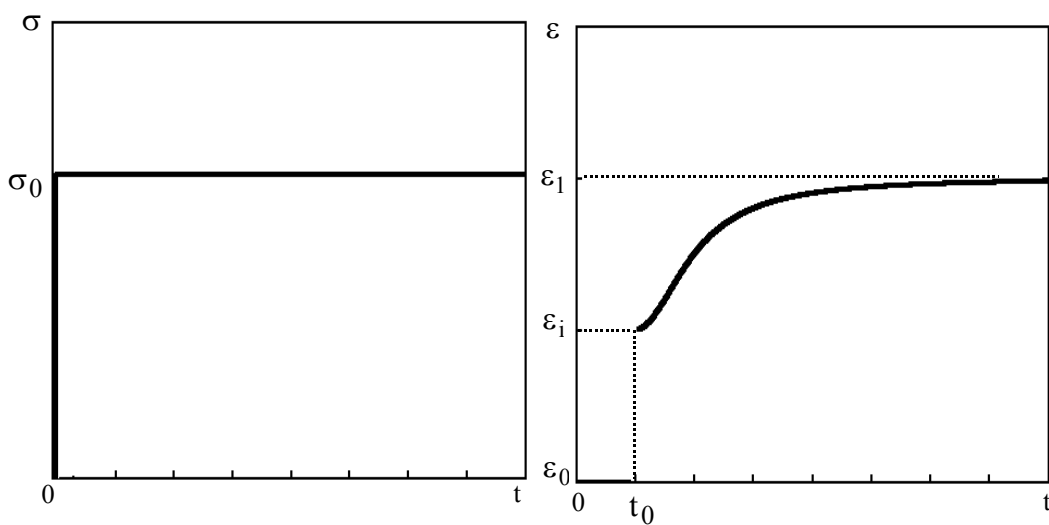
$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_i - \varepsilon_1) e^{-\frac{G}{\eta} t}$$

$$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_0 & t < 0 \\ \varepsilon = \varepsilon_i & t = 0 \\ \varepsilon = \varepsilon_1 & t \rightarrow \infty \end{cases}$$

ε_1 : la déformation finale représentant l'état d'équilibre stable.

ε_i : la réponse instantanée du système à la sollicitation mécanique.

$\frac{c}{b} = \frac{\eta}{G}$: temps de relaxation nécessaire pour que le fluide reprenne son état initial.



(c)

(d)

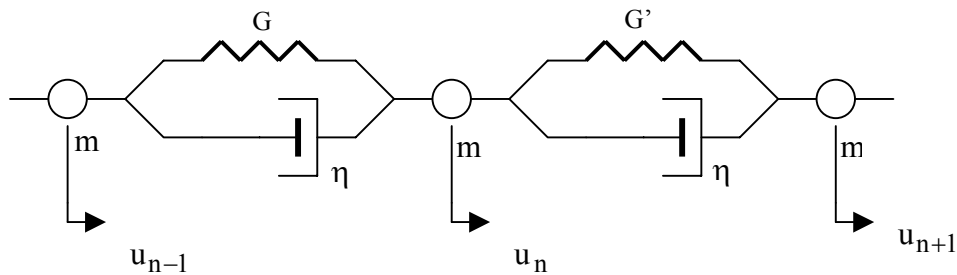
Figure I-7-(c): Echelon de contrainte. (d): Variation de la déformation en fonction du temps.

Il est possible de caractériser le comportement d'un fluide par un modèle rhéologique constitué de l'association en série et/ou en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur traduisant le phénomène de relaxation.

Dans ce cas, la réponse instantanée sera représentée par un ressort tandis que la viscosité sera représentée par l'amortisseur qui modélise le freinage des différentes couches du fluide en introduisant un temps de retard entre la sollicitation mécanique et le déplacement des couches du fluide (figure I-7).

I-2- MODELE DE LA CHAINE LINEAIRE DISCRETE

La propagation d'une onde plane dans un fluide visqueux peut être interprétée à l'aide du modèle de la chaîne linéaire. Le fluide peut être considéré comme un ensemble de tranches (particules) qui subissent lors de la propagation de l'onde une succession de détentes et de compressions. Chaque particule transmet la vibration qu'elle reçoit à sa voisine et joue le rôle de source secondaire. Le modèle se présente sous la forme d'un système constitué de masses m , distantes à l'équilibre d'une distance a , et assemblées en série avec un ressort et un piston couplés en parallèle (modèle de Voigt-Kelvin). Sous l'action de l'onde, le système oscille par rapport à sa position d'équilibre.



Soit u_n le déplacement de la particule n . Les forces exercées sur la n -ième particule par les particules $n-1$ et $n+1$ sont:

$$F_1 = G(u_{n-1} - u_n) + \eta(\dot{u}_{n-1} - \dot{u}_n)$$

$$F_2 = G(u_{n+1} - u_n) + \eta(\dot{u}_{n+1} - \dot{u}_n)$$

L'équation du mouvement de la n-ième particule de masse m est:

$$m \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} = F_1 + F_2$$

$$m \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} = G(u_{n-1} - 2u_n + u_{n+1}) + \eta(\dot{u}_{n-1} - 2\dot{u}_n + \dot{u}_{n+1})$$

On suppose que les oscillations sont suffisamment petites pour qu'un développement de Taylor au second ordre puisse être appliqué.

$$u_{n+1}(t) = u(x_n + a, t) = u_n + a \frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{1}{2} a^2 \frac{\partial^2 u_n}{\partial x^2} + \dots$$

$$u_{n-1}(t) = u(x_n - a, t) = u_n - a \frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{1}{2} a^2 \frac{\partial^2 u_n}{\partial x^2} + \dots$$

$$\dot{u}_{n+1}(t) = \dot{u}(x_n + a, t) = \dot{u}_n + a \frac{\partial^2 u_n}{\partial x \partial t} + \frac{1}{2} a^2 \frac{\partial^3 u_n}{\partial x^2 \partial t} + \dots$$

$$\dot{u}_{n-1}(t) = \dot{u}(x_n - a, t) = \dot{u}_n - a \frac{\partial^2 u_n}{\partial x \partial t} + \frac{1}{2} a^2 \frac{\partial^3 u_n}{\partial x^2 \partial t} + \dots$$

En substituant ces équations dans l'équation du mouvement on aboutit à:

$$m \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} = G a^2 \frac{\partial^2 u_n}{\partial x^2} + \eta a^2 \frac{\partial^3 u_n}{\partial x^2 \partial t}$$

On suppose que $u_n(t)$ varie lentement lorsque n augmente ce qui signifie que le système(masse-ressort) situé au voisinage de la masse d'indice n présente un mouvement voisin de la masse n, si bien que le mouvement en x peut être décrit par une fonction continue $u_n(t) = u(x, t)$.

On peut alors montrer que l'équation du mouvement s'écrit:

$$\frac{m}{G a^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\eta}{G} \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} = 0$$

L'équation du mouvement de ce système constitue l'équation de propagation d'une onde acoustique dans un fluide visqueux.

I-3- MODULES D'ELASTICITE DANS LES LIQUIDES

Le modèle rhéologique représentant le mouvement global d'un fluide est constitué d'un assemblage de ressorts et d'amortisseurs. Il est régi par une équation symbolisant le modèle de Voigt-Kelvin monté en série avec un ressort:

$$p + a \frac{\partial p}{\partial t} = - \left(bs + c \frac{\partial s}{\partial t} \right) \quad (\text{I-10})$$

p : contrainte appliquée au fluide.

s : déformation.

Dans ce cas,

$a = \tau_v$ correspond au temps de relaxation nécessaire pour que le fluide reprenne sa pression initiale.

$\frac{c}{b} = \tau_p$ correspond au temps de relaxation nécessaire pour que le fluide reprenne son volume initial.

Selon la fréquence, le module de compressibilité a deux valeurs:

□ $K_0 = b$ aux basses fréquences

□ $K_\infty = \frac{-c}{a}$ aux hautes fréquences.

La relation qui existe entre τ_v , τ_p , K_∞ , K_0 est donnée par:

$$\begin{cases} \frac{c}{a} = K_\infty \\ \frac{c}{b} = \tau_p \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{c}{\tau_v} = K_\infty \\ \frac{c}{K_0} = \tau_p \end{cases}$$

$$\frac{\tau_p}{K_\infty} = \frac{\tau_v}{K_0}$$

I-3-a- Cas de la dilatation volumique

Dans un milieu élastique, la contrainte est proportionnelle à la déformation. Pour une dilatation volumique, la contrainte s'exprime par [Lit48]:

$$p = -Ks \quad (I-11)$$

K : module de compressibilité.

s : déformation traduisant la dilatation volumique.

En remplaçant les constantes a , b , c dans l'équation (I-10) on aboutit à:

$$p + \tau_v \frac{\partial p}{\partial t} = -K_0 \left(s + \tau_p \frac{\partial s}{\partial t} \right) \quad (I-12)$$

Dans le cas du régime permanent sinusoïdal, le module de relaxation de compression est défini par $K_r = K_\infty - K_0$, il correspond au temps de réponse de la vibration à la sollicitation mécanique.

L'équation (I-11) devient:

$$p = \frac{K_0 + K_\infty \tau_v i \omega}{1 + \tau_v i \omega} (-s) \quad (I-13)$$

Dans le cas du régime permanent sinusoïdal, on peut définir un module de compressibilité complexe K dont la partie réelle K' traduit les effets élastiques et dont la partie imaginaire K'' traduit les effets visqueux représentés par le coefficient de viscosité volumique μ .

Dans ce cas, l'équation (I-11) devient:

$$p = K(-s) = (K' + K'')(-s) \quad (I-14)$$

$$p = K(-s) = (K' + i\omega\mu)(-s)$$

En remplaçant K_∞ par son expression dans l'équation (I-13), on trouve:

$$p = \left(K_0 + \frac{K_r \omega^2 \mu^2}{1 + \omega^2 \tau_v^2} + i \frac{K_r \omega \tau_v}{1 + \omega^2 \tau_v^2} \right) (-s) \quad (I-15)$$

En égalant les parties réelles et imaginaires des équations (I-13) et (I-14) on trouve:

$$\begin{cases} \mu = \frac{K_r \tau_v}{1 + \omega^2 \tau_v^2} \\ K' = K_0 + \frac{K_r \omega^2 \tau_v^2}{1 + \omega^2 \tau_v^2} \end{cases}$$

Dans le cas des basses fréquences $\omega \tau_v < 1$, les équations précédentes deviennent:

$$\begin{cases} \mu = K_r \tau_v \\ K' = K_0 + K_r \omega^2 \tau_v^2 \end{cases}$$

On remarque que le coefficient de viscosité volumique est fonction du temps de relaxation et du module de relaxation.

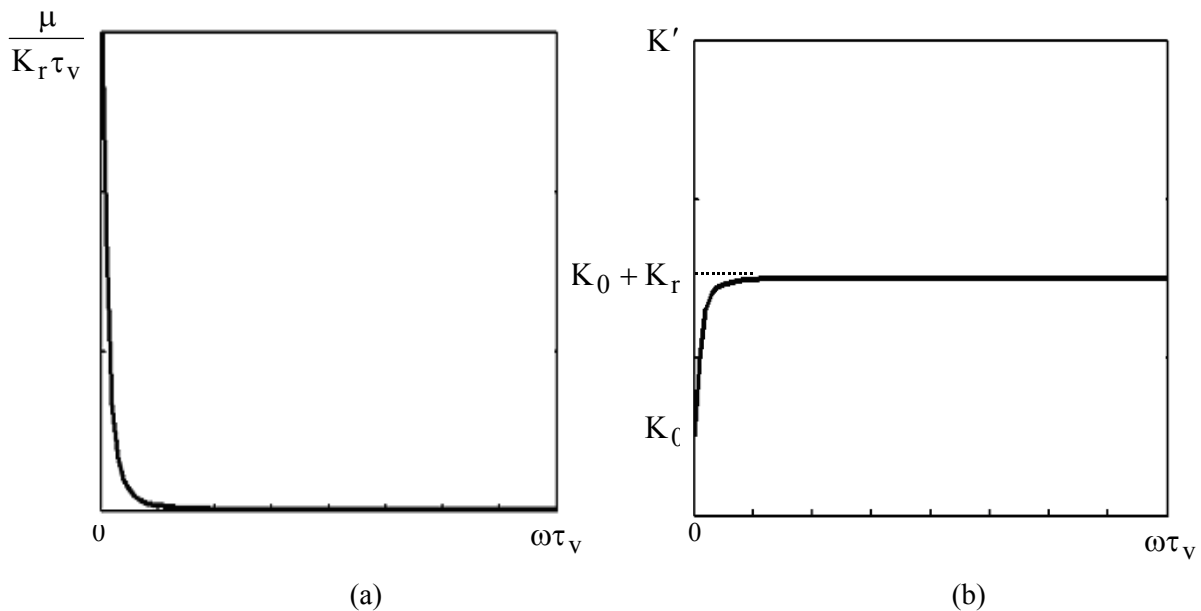


Figure I-8-(a): Coefficient de viscosité volumique normalisé en fonction de $\omega \tau_v$. (b) Module de compressibilité élastique en fonction de $\omega \tau_v$.

Les figures I-8-a et I-8-b, traduisent la variation de la viscosité et du module de compressibilité élastique en fonction de la fréquence. La viscosité décroît en fonction de la fréquence tandis que le module de compressibilité élastique augmente pour le même phénomène.

I-3-b- Cas du cisaillement

Dans le cas du cisaillement, la relation liant le tenseur des contraintes de cisaillement au tenseur des contraintes de déformation est donnée par [Lit48]:

$$T_{ij} = GS_{ij} \quad i \neq j \quad (I-16)$$

T_{ij} : contrainte de cisaillement appliquée aux particules fluides.

G : module de cisaillement.

S_{ij} : déformation de cisaillement du milieu, dans ce cas les effets volumiques sont nuls.

Si on soumet le milieu à une contrainte de cisaillement sinusoïdale, l'équation (I-10) se réduit à:

$$T_{ij} + \tau_s \frac{\partial T_{ij}}{\partial t} = G_\infty \tau_s \frac{\partial S_{ij}}{\partial t} \quad (I-17)$$

$$T_{ij} = \left(\frac{G_\infty \omega^2 \tau_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2} + \frac{i\omega G_\infty \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \right) S_{ij}$$

Dans le cas du régime permanent, le module de cisaillement G est constitué d'une partie réelle G' et d'une partie imaginaire G'' représentant les déformations sans changement de volume caractérisées par η .

Dans ce cas l'équation (I-16) devient:

$$T_{ij} = GS_{ij} = (G' + G'')S_{ij} \quad (I-18)$$

$$T_{ij} = (G' + i\omega\eta)S_{ij}$$

En égalant les parties réelles et imaginaires des équations (I-17) et (I-18), on obtient le système:

$$\begin{cases} \eta = \frac{G_\infty \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \\ G' = \frac{G_\infty \omega^2 \tau_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \end{cases}$$

Aux basses fréquences ($\omega\tau_s < 1$), le système devient:

$$\begin{cases} \eta = G_{\infty} \tau_s \\ G' = G_{\infty} \omega^2 \tau_s^2 \end{cases}$$

On remarque que, le module de viscosité de cisaillement est fonction du temps de relaxation de cisaillement et du module de cisaillement en haute fréquence.

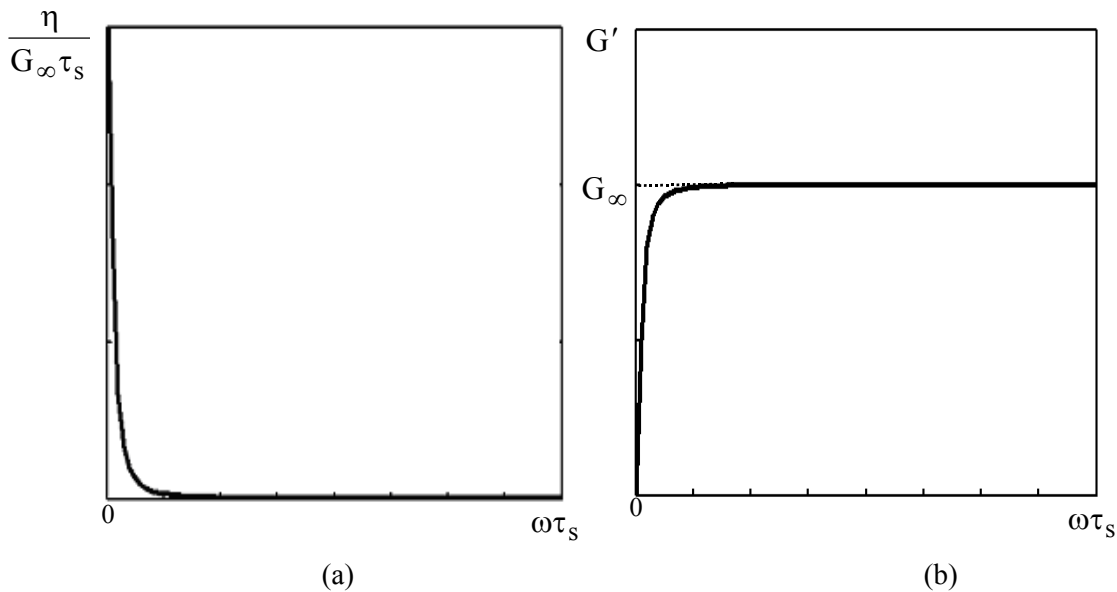


Figure I-8- (a): Coefficient de viscosité de cisaillement normalisé en fonction de $\omega \tau_s$. (b): Module de cisaillement élastiques en fonction de $\omega \tau_s$.

Les deux courbes ont des sens de variation opposés, en effet le coefficient de viscosité de cisaillement décroît lorsque la fréquence augmente; à l'inverse le module de compressibilité de cisaillement croît vers une valeur limite lorsque la fréquence augmente.

CONCLUSION

Le comportement d'un fluide viscoélastique dépend toujours du temps, il présente un comportement particulier vis-à-vis des phénomènes transitoires car la réponse d'un milieu viscoélastique à une perturbation (contrainte ou déformation) n'est jamais instantanée. Tous les fluides sont susceptibles de présenter ce comportement [Ley02].

Chapitre II

Propagation des ondes acoustiques et mécanisme d'absorption

INTRODUCTION

Lorsqu'un fluide est parcouru par une onde ultrasonore plusieurs mécanismes d'absorption sont responsables du phénomène d'atténuation.

Dans les tous premiers instants seul la viscosité se manifeste lors du mouvement global du fluide car l'agitation thermique n'a pas encore le temps d'exercer son influence. Chaque couche du fluide tend à freiner le déplacement des couches adjacentes provoquant ainsi l'amortissement de l'onde au fur et à mesure de sa pénétration dans le fluide.

Outre la viscosité, il y a apparition du phénomène de conduction thermique qui résulte de l'échange de chaleur entre les zones de compression et de détente. La propagation de l'onde provoque une agitation thermique au sein du fluide caractérisée par les collisions des atomes: c'est le mouvement Brownien qui provoque un couplage ou échange d'énergie entre le mouvement de l'onde et les mouvements internes (translation, vibration, rotation). Le mouvement Brownien, est un mouvement aléatoire de particules microscopiques animées de vitesses différentes résultant de l'accroissement de la température et ne résulte que des chocs moléculaires. La variation périodique locale de la pression due à la propagation de l'onde entraîne un déplacement moléculaire dans le réseau, régi par le déplacement des particules (rotation + translation). Ce déplacement est provoqué par l'augmentation de l'énergie interne du fluide. Le changement de l'énergie potentielle provoque un changement de la structure du fluide consécutive aux modifications subies par les distances inter atomiques. Chaque atome pour passer d'un niveau à un autre doit acquérir une certaine énergie, laissant un désordre expliqué par la présence de trous dans les niveaux d'énergie. Ces déplacements sont ceux-là mêmes qui entrent dans les mécanismes de relaxation, c'est-à-dire le retour à l'équilibre après modification des positions et de la structure du fluide. Le retour à l'état d'équilibre se fait après un certain temps nommé temps de relaxation et provoqué par le phénomène inverse. Seulement l'entropie du fluide a augmenté et tout accroissement d'entropie signifie l'établissement d'un état d'équilibre irréversible donc une dissipation d'énergie importante et une dispersion dans le domaine fréquentiel. La transformation de l'énergie mécanique en chaleur est une source de perte [Roy96].

Lorsque l'équilibre est atteint, une partie seulement du désordre initial est restauré c'est la déformation élastique retardée. L'agitation thermique est liée au phénomène de retard, pris en compte dans les modèles viscoélastiques.

II-1- PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES DANS LES LIQUIDES

II-1-a- Fluide parfait

C'est le cas idéal où il n'existe ni absorption ni forces visqueuses. La variation de la pression et de la densité causée par le passage d'une onde ultrasonore, est adiabatique et réversible.

La pression et la masse volumique ρ se mettent sous la forme [Cha04]:

$$p_1 = p_0 + P \quad (\text{II-1})$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1$$

p_1 : pression instantanée.

p_0 : pression à l'équilibre en absence de perturbation.

P : pression acoustique ($P < p_0$).

ρ : variation de la masse volumique.

ρ_0 : masse volumique statique.

ρ_1 : masse volumique instantanée ($\rho_1 < \rho_0$).

$\vec{v}$: vitesse particulaire.

Pour une variation infinitésimale de la masse volumique, ρ_1 reste très petit devant ρ_0 .

L'équation de continuité qui exprime la conservation de la masse est [Vio97]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{II-2})$$

L'expression de ρ donnée par l'équation (II-1) est substituée dans l'équation (II-2).

L'équation de continuité s'écrit alors sous la forme:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} \quad (\text{II-3})$$

L'équation d'Euler ou (l'équation fondamentale de la dynamique) exprimant la variation de la vitesse des particules en tout point et à tout instant, est donnée par [Vio97]:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} + \vec{F} \quad (\text{II-4})$$

Les différents termes de cette équation sont:

$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$: l'accélération locale exprimant la variation de la vitesse en fonction du temps en un point donné.

$(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}$: l'accélération convective exprimant la variation de la vitesse en fonction de la position à un instant donné.

$\vec{F}$: force extérieure par unité de volume appliquée au fluide.

Le terme $(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}$ est négligé dans l'approximation de l'acoustique linéaire et en absence de force extérieure $\vec{F}$ est égale à zéro.

L'équation d'Euler, se réduit à:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\vec{\nabla} P}{\rho} = 0 \quad (\text{II-5})$$

L'application de la divergence à l'équation d'Euler donne:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \frac{\nabla^2 P}{\rho} = 0 \quad (\text{II-6})$$

Dans le cas des petites variations $\rho \cong \rho_0$. En remplaçant l'équation (II-3) dans (II-6), l'équation d'Euler se met sous la forme:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = \nabla^2 P \quad (\text{II-7})$$

La condensation S est définie comme la variation relative de la masse volumique ρ lors du mouvement de la particule **[Kin62]**:

$$S = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (\text{II-8})$$

L'expression de la condensation S est remplacée dans l'équation (II-5) donnant:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = \nabla^2 P \quad (\text{II-9})$$

On définit le module de compressibilité isothermique χ_T par [Bou02]:

$$\chi_T = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_1} \right)_T \quad (\text{II-10})$$

La pression est reliée à la condensation par [Bou02]:

$$P = \frac{S}{\chi_T} \quad (\text{II-11})$$

χ_T : module de compressibilité isothermique traduisant la variation de la masse volumique à pression constante.

En utilisant les équations (II-7) et (II-8), l'équation (II-6) devient:

$$\Delta P - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II-12})$$

Cette équation est l'équation de propagation d'une onde de pression dans un fluide parfait.

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\chi \rho_0}} : \text{vitesse de propagation dans le fluide parfait.}$$

II-1-b- Fluide visqueux

Dans tous les milieux réels la présence d'une onde provoque un échauffement plus ou moins important en fonction de l'absorption de l'onde. Cette absorption est caractérisée par le coefficient d'atténuation. La propagation des ondes dans les fluides visqueux entraîne un processus de dissipation d'énergie due aux frottements internes et à la conductibilité thermique. L'équation de continuité reste valable, mais l'équation d'Euler doit être modifiée en rajoutant un terme supplémentaire exprimant la viscosité. En notation indicielle, l'équation d'Euler est donnée sous la forme [Lan94]:

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{II-13})$$

Le tenseur des contraintes dans le cas du fluide visqueux s'écrit [Lan94]:

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \Pi_{ij} \quad (\text{II-14})$$

Le tenseur σ_{ij} décrit deux types de contrainte, le tenseur diagonal $(-P\delta_{ij})$ qui est lié à la variation de volume des éléments fluides et celui décrit par le tenseur symétrique Π_{ij} qui représente le cisaillement des particules fluides sans variation de volume.

δ_{ij} : symbole de kroneker.

Π_{ij} : est le tenseur des contraintes visqueuses, il se met sous la forme:

$$\Pi_{ij} = \begin{bmatrix} 2\eta \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + (\mu - \frac{2}{3}\eta)\text{div}\vec{v} & \eta(\frac{\partial v_2}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_2}) & \eta(\frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3}) \\ \eta(\frac{\partial v_2}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_2}) & 2\eta \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + (\mu - \frac{2}{3}\eta)\text{div}\vec{v} & \eta(\frac{\partial v_3}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_3}) \\ \eta(\frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3}) & \eta(\frac{\partial v_2}{\partial x_3} + \frac{\partial v_3}{\partial x_2}) & 2\eta \frac{\partial v_3}{\partial x_3} + (\mu - \frac{2}{3}\eta)\text{div}\vec{v} \end{bmatrix}$$

μ : viscosité volumique, due aux mouvements de rotation et de vibration des molécules.

η : viscosité de cisaillement, due à l'échange énergétique, résultant du mouvement de translation des molécules entre les couches de fluide adjacentes.

L'équation d'Euler s'exprime alors:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j}$$

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right)$$

Ces équations dites de Navier-Stokes peuvent se mettre sous forme vectorielle, si on considère que les différents coefficients sont les mêmes en différents points du fluide (milieu homogène).

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad}(P) + \mu \Delta \vec{v} + \left(\eta + \frac{\mu}{3} \right) \text{grad div}(\vec{v}) \quad (\text{II-15})$$

Sachant que:

$$\Delta \vec{v} = \text{grad div}(\vec{v}) - \text{rot}(\text{rot}(\vec{v}))$$

L'équation de Navier-Stokes se met sous la forme:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad}(P) + \left(\frac{4}{3}\eta + \mu\right) \nabla^2 \vec{v} \quad (\text{II-16})$$

L'application de la divergence à l'équation (II-16) et la combinaison des équations (II-7) (II-11) à l'équation de Navier-Stokes, permet d'obtenir l'équation de propagation d'une onde acoustique dans un fluide visqueux:

$$\nabla^2 P - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{\left(\frac{4}{3}\eta + \mu\right)}{\rho_0 v_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 P = 0 \quad (\text{II-17})$$

II-1-b-1- La vitesse de propagation et le coefficient d'atténuation

Dans le cas d'une onde plane se propageant selon ox , l'équation (II-17) s'écrit:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \tau \frac{\partial^3 P}{\partial t \partial x^2} = 0 \quad (\text{II-18})$$

$\tau = \frac{\left(\frac{4}{3}\eta + \mu\right)}{\rho_0 v_0^2}$: est le temps de relaxation résultant de la viscosité de cisaillement et de la viscosité volumique.

Dans le cas particulier d'une onde plane se propageant selon ox , définie par:

$$P = P_0 e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - k_1 x)} \quad (\text{II-19})$$

$$P = P_0 e^{j(\omega t - kx)}$$

Dans cette expression, le coefficient d'atténuation α exprime la diminution de l'amplitude de l'onde lors de sa propagation.

$k = k_1 - j\alpha$, le vecteur d'onde complexe.

$k_1 = \frac{\omega}{v_0}$, est le vecteur d'onde.

En remplaçant dans l'équation de propagation on obtient la relation de dispersion:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v_0^2(1 + j\omega\tau_{vis})} \quad (II-20)$$

Par identification des parties réelles et imaginaires respectives des deux membres de l'équation (II-20), on obtient:

$$\begin{cases} k_1^2 - \alpha^2 = \frac{\omega^2}{v_0^2} \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_{vis}^2)} \\ 2k_1\alpha = \frac{\omega^3}{v_0^2} \frac{\tau_{vis}}{(1 + \omega^2 \tau_{vis}^2)} \end{cases}$$

La résolution de ce système permet d'aboutir à la vitesse de phase V et au coefficient d'atténuation qui ont pour expression respective:

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\omega}{\sqrt{2}v_0} \left(\frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_{vis}^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_{vis}^2)} \right)^{\frac{1}{2}} \\ V = \frac{\omega}{k_1} = \left(\frac{2v_0^2(1 + \omega^2 \tau_{vis}^2)}{1 + (1 + \omega^2 \tau_{vis}^2)^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

Dans le cas où, $\omega^2 \tau_{vis}^2 \ll 1$, la vitesse de phase et l'atténuation deviennent:

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\omega^2 \tau_{vis}}{2v_0} \\ V = v_0 \left(1 + \frac{3}{8} \omega^2 \tau_{vis}^2 \right) \end{cases}$$

Ces deux grandeurs sont fonctions du coefficient de viscosité volumique et de la viscosité de cisaillement.

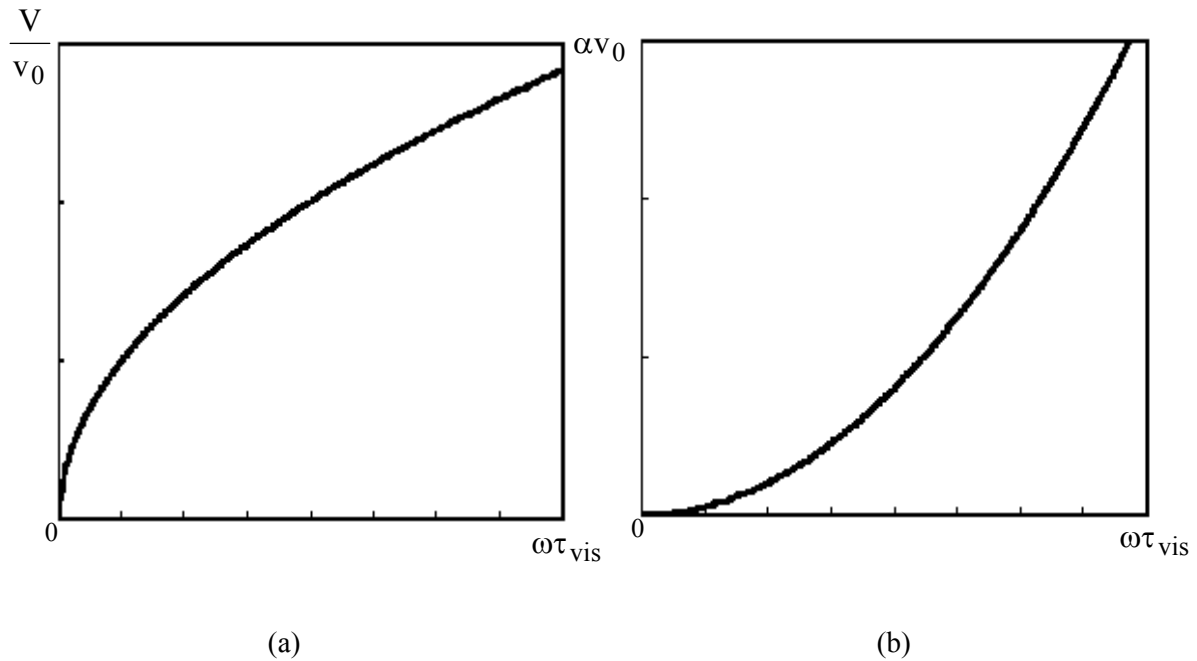


Figure II: Variation de la vitesse (a) et de l'atténuation (b) en fonction de $\omega\tau_{vis}$.

Les Figures (II-a,II-b) représentent la variation de la vitesse et du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence. La vitesse et le coefficient d'atténuation augmentent en fonction de la fréquence, en particulier le coefficient d'atténuation suit une variation quadratique.

II-2- MECANISMES D'ABSORPTION

La propriété d'absorption dans un milieu se manifeste par l'atténuation de l'onde ultrasonore lors de sa propagation.

Les mécanismes d'absorption existent dans tous les fluides et les matériaux. Ce sont **[Hun41]** **[Bru98]**:

- La conduction thermique.
- La relaxation moléculaire.
- La viscosité (de cisaillement et volumique).

Ce sont les trois causes principales du phénomène d'atténuation. Toutefois, l'atténuation peut être due à la diffusion mais dans le cas des liquides associés ce phénomène est négligeable **[Asm94]**.

L'équation de Navier Stokes prend en compte de manière implicite la viscosité, la conduction thermique et la relaxation moléculaire. Cependant, le temps de relaxation de ces deux derniers phénomènes est très petit comparé au phénomène de viscosité.

II-2-1- Absorption par conduction thermique

Le passage de l'onde ultrasonore dans un fluide entraîne une succession de surpressions et de détentes, la surpression provoque un écart de température entre les particules fluides voisines en raison de l'agitation moléculaire. Chaque particule reçoit une quantité d'énergie mécanique lors de la surpression. Après un certain temps et lors de la détente le fluide tend à retrouver son état initial en restituant l'énergie prise. Seulement l'énergie restituée est inférieure à celle fournie en raison de la dissipation de la chaleur. Ce phénomène est appelé conduction thermique; il existe uniquement pour les ondes longitudinales [Asm94].

La conduction thermique a lieu chaque fois que la température varie d'un point à un autre. Elle traduit les chocs entre les molécules rapides et les molécules lentes. Ces chocs ont pour effet un transfert d'énergie cinétique des régions chaudes vers les régions froides.

Ce phénomène peut être pris en compte en incluant le terme de conduction thermique dans l'équation de Navier Stokes [Gau95]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = v_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{K_{th}}{\rho_0 C_p} (\gamma - 1) \frac{\partial^3 p}{\partial x^2 \partial t}$$

K_{th} représente la conductivité thermique du fluide, C_p la chaleur spécifique à pression constante et $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant.

Le temps de relaxation lié à ce processus est [Kin62]:

$$\tau_{th} = \frac{K_{th}}{\rho_0 v_0^2 C_p} (\gamma - 1)$$

Dans le cas, où, $\omega \tau_{th} \ll 1$ le coefficient d'absorption correspondant α_{th} est [Kin62]:

$$\alpha_{th} = \frac{\omega^2 \tau_{th}}{2 v_0} = \frac{\omega^2 K_{th}}{2 \rho_0 v_0^3 C_p} (\gamma - 1)$$

L'effet thermique est d'autant plus important que le milieu est plus absorbant. Cependant, l'onde diffuse très lentement la chaleur car l'écart de température sur une demi-longueur d'onde reste très faible [Asm94], d'où la considération adiabatique de ce phénomène. Le terme de conduction thermique peut donc être négligé dans l'équation de Navier Stokes.

Pour la plupart des liquides ce coefficient d'absorption est faible [Orv65], il peut donc être négligé par rapport à la viscosité.

II-2-2- Absorption par viscosité

La transmission de l'onde génère un mouvement global du fluide; ce mouvement résulte du transfert de quantité de mouvement d'une particule vers une autre.

La viscosité apparaît lorsque les couches du fluide se déplacent à des vitesses différentes; les forces d'interactions entre les molécules s'opposent au mouvement de chaque couche provoquant un amortissement de l'onde et une dissipation de l'énergie acoustique.

Deux viscosités contribuent à ce processus, la viscosité de cisaillement η et la viscosité volumique μ .

La viscosité de cisaillement η est due aux forces de frottements qui freinent le mouvement des molécules les unes par rapport aux autres. La viscosité volumique μ est due aux mouvements de compression donc à la variation du volume du fluide lors de l'application d'une contrainte. La viscosité s'exprime en (Pa.s) ou en poiseuille. Le tableau 1, donne des valeurs de viscosité de cisaillement pour quelques substances usuelles à température ambiante.

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que dans ce cas, l'équation de propagation s'écrit:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = v_0^2 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{(\frac{4}{3}\eta + \mu)}{\rho_0} \frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t}$$

Le temps de relaxation lié à ces effets visqueux est:

$$\tau = \frac{1}{\rho_0 v_0^2} \left(\frac{4}{3}\eta + \mu \right)$$

Dans le cas où $\omega\tau \ll 1$, le coefficient d'absorption α dû à la viscosité est:

$$\alpha = \frac{\omega^2 \tau}{2v_0} = \frac{\omega^2}{2v_0^3} \left(\frac{4}{3}\eta + \mu \right)$$

Matériau	Viscosité de cisaillement η (Pa.s)
Air	10^{-5}
Eau	10^{-3}
Huile d'olive	10^{-1}
Glycérine	1
Miel	10
Polymères fondus	10^3
Bitume	10^8

Tableau 1: Quelques ordres de grandeur des valeurs de différents matériaux à température ambiante [Tix03].

II-2-3- Absorption par phénomène moléculaire

La compression du liquide provoque un échauffement dû au mouvement de translation des molécules. Les molécules sont animées d'un mouvement de rotation et de vibration. Le mouvement de rotation apparaît sur toutes les molécules et varie instantanément sous la contrainte extérieure. Les mouvements de vibration n'apparaissent pas en totalité à la température ambiante, mais ils sont accélérés avec un certain temps de retard après le passage de l'onde mécanique; ce temps est appelé temps de relaxation [Bra00].

Le phénomène de relaxation moléculaire est défini par le temps nécessaire que met le fluide pour retourner à son état d'équilibre lors d'une compression [Bou02].

Cette relaxation est elle même la conséquence de deux mécanismes:

- La relaxation thermique. Le passage de l'onde acoustique dans le fluide, provoque une variation locale de la température, due aux transferts d'énergie, la restitution de l'énergie se fait après un certain temps nommé temps de relaxation thermique dont l'ordre de grandeur est de 10^{-6} s. Cette relaxation existe dans tous les fluides.
- La relaxation structurale, présente dans les liquides polyatomiques associés tel l'eau et les alcools [Gau95]. Lors de la variation locale périodique de la pression, due à la propagation des ondes qui provoque un déplacement moléculaire dans le réseau cristallin à l'équilibre, l'arrangement est rétabli par un processus de relaxation

caractérisé par un temps d'absorption et de dispersion de la vitesse. Ce temps de relaxation est beaucoup plus court que le temps relaxation thermique [Gau95].

II-3- LES PROPRIETES PHYSIQUES ET LES RELATIONS THERMODYNAMIQUES

Les propriétés physiques et les relations thermodynamiques ont une influence sur la variation de la vitesse en fonction de la température.

II-3-1- Le potentiel d'interaction

Le potentiel d'interaction $V(r)$, décrit les liaisons qui existent entre les atomes à courte et à longue distance ainsi que les interactions entre les atomes de charges positives et négatives. Le potentiel est la somme du potentiel coulombien $V(c)$, caractérisé par une liaison forte ou liaison ionique dont l'énergie associée est autour de 100 kcal/mol, et du potentiel de Lennard-Jones $V(L-J)$, caractérisé par les liaisons faibles ou liaison de Van der Waals dont l'énergie associée est de quelques kcal/mol [Cou83].

Le premier terme du potentiel de $(L-J)$ est un terme répulsif, le second est un terme attractif.

Dans la glycérine, par exemple la liaison par pont d'hydrogène est une liaison de type Van der Waals où l'un des pôles des dipôles OH et CH est un atome d'hydrogène.

$$V(r) = V(c) + V(L-J)$$

$$V(r) = \left(\frac{1}{r_{ij}} \right) + \left[\left(\frac{1}{r} \right)^{12} - \left(\frac{1}{r} \right)^6 \right]$$

Lorsque la température augmente seul le potentiel de Lennard-Jones contribuera à la rupture des liaisons existant dans le fluide car l'énergie mise en jeu est faible et le temps de propagation est tellement rapide que seules les liaisons faibles seront touchées. Toute liaison par pont d'hydrogène est source d'énergie; une simple collision moléculaire due à l'élévation de la température, brise les liaisons d'hydrogène. Ainsi, dans le fluide la contribution du potentiel d'interaction est due essentiellement aux liaisons de Van der Waals.

II-3-2- Les relations thermodynamiques

La vitesse de propagation des ondes ultrasonores est une grandeur thermodynamique car elle dépend des propriétés thermodynamiques, de ce fait il est nécessaire de définir les grandeurs de base qui apparaissent dans l'expression de la vitesse de propagation. Ce sont:

- Le coefficient de compressibilité isentropique χ_s ; il est défini par la quantité de masse volumique ρ nécessaire pour élever la pression de l'unité de masse volumique à entropie constante et s'exprime par:

$$\chi_s = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_1} \right)_s$$

- Le coefficient de compressibilité isothermique χ_T ; il correspond à la quantité de masse volumique ρ nécessaire pour élever la pression de l'unité de masse volumique à température constante et s'exprime par:

$$\chi_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_1} \right)_T$$

- Le coefficient d'expansion thermique β ; il correspond à la quantité de masse volumique ρ nécessaire pour élever la température de l'unité de masse volumique à pression constante et il est défini par:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

- La capacité calorifique C_p correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour élever la température de 1 degré à pression constante et est défini par:

$$C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)_p$$

Les coefficients de compressibilité isentropique χ_s et isothermique χ_T sont liés par [Gau95]:

$$\chi_T = \chi_s + \frac{T\alpha^2}{\rho C_p}$$

La vitesse de propagation des ondes ultrasonores est définie par [Zor02]:

$$V^2 = \frac{1}{\rho \chi_s} = \frac{\gamma}{\rho \chi_T}$$

Le rapport γ des chaleurs spécifiques à pression et volume constant est défini par:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

II-4- VITESSE ULTRASONORE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

L'expression $\chi_s = \chi_T - \frac{T\alpha^2}{\rho C_p}$ est substituée dans l'expression de la vitesse V est donnée:

$$V^2 = \frac{1}{\rho \chi_s} = \frac{1}{\rho \left(\chi_T - \frac{T\alpha^2}{\rho C_p} \right)}$$

La variation de la masse volumique en fonction de la température est exprimée par [Fik83]:

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha(T - T_0)) \chi_T$$

La substitution de ρ dans l'équation de la vitesse conduit à une formulation de la vitesse de propagation des ondes acoustiques en fonction de la température:

$$V^2 = \frac{1}{\rho \chi_s} = \frac{1}{\rho_0 (1 - \alpha(T - T_0)) \left(\chi_T - \frac{T\alpha^2}{\rho C_p} \right)}$$

Toute modification de température entraîne une variation des quantités ρ , α , C_p , contribuant ainsi à la variation de la vitesse ultrasonore.

II-4-1- Dépendance de la viscosité en fonction de la température. Formule d'Andrade.

La formule d'Andrade traduit la décroissance de la viscosité des liquides en fonction de la température.

Andrade, a décrit le transfert de quantité de mouvement en termes de saut de potentiel en utilisant la mécanique statistique. La probabilité ψ pour une molécule d'énergie thermique moyenne d'acquérir une énergie ε est donnée par la relation de Boltzmann, sous la forme[Cou83]:

$$\psi = A e^{-\frac{\varepsilon}{K T}}$$

Ce qui permet d'obtenir une relation du type:

$$\eta = C e^{\frac{\varepsilon}{K T}}$$

$$\eta = \frac{C'}{\sqrt{v_s^3}} e^{\frac{E_e}{RT}}$$

η : viscosité.

A : constante.

$E_e = \varepsilon N_a$: énergie d'activation due au transfert de la quantité de mouvement.

N_a : nombre d'Avogadro.

v_s : volume spécifique qui est l'inverse de la masse volumique.

K : constante de Boltzmann.

C' : constante.

Cette relation indique que le processus de transfert d'impulsion d'une couche à l'autre augmente avec une probabilité croissante de saut, entraînant une diminution de la viscosité.

Dans le cas des liquides associés par liaison hydrogène, Eyring, proposa une expression de l'énergie d'activation reliant la viscosité et la structure, donnée par [Cou83]:

$$E_e = \frac{1}{2} \alpha_1 E_{OH} + \frac{E_{vap}}{n}$$

E_{OH} : énergie associé à la liaison hydrogène.

α_1 : le nombre de molécules associées (degré de coordination).

E_{vap} : la chaleur molaire de vaporisation (quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température du fluide).

n : caractérisant le groupe auquel appartient le liquide.

D'après Eyring, l'énergie mise en jeu est de l'ordre de quelques Kcal/mol, et ne peut correspondre qu'à des ruptures de liaisons secondaires, tandis que l'élévation de la température provoque une diminution du degré de coordination.

Dans le paragraphe (II-1-b), l'expression donnant la vitesse de phase est donnée par:

$$V = \frac{2 v_0 (1 + \omega^2 \tau_{\text{vis}}^2)}{1 + (1 + \omega^2 \tau_{\text{vis}}^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{II-21})$$

En substituant la formule d'Andrade dans l'équation (II-21) on aboutit à:

$$V = \frac{2 v_0 (1 + \omega^2 \tau_{\text{vis}}^2)}{1 + (1 + \omega^2 \tau_{\text{vis}}^2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2 v_0 (1 + \omega^2 C_1^2 e^{\frac{2}{T}})}{1 + (1 + \omega^2 C_1^2 e^{\frac{2}{T}})^{\frac{1}{2}}}$$

avec:

$$C_1 = \left(\frac{(\frac{4}{3} \eta + \mu) C}{\rho v_0^2} \right)^2$$

II-4-2- Interprétation physique de l'influence de la température sur la vitesse de propagation

Les forces d'association dans les liquides sont des forces de Van der Waals. L'état liquide est un état très dense, si bien que la distance intermoléculaire est de l'ordre du rayon de Van der Waals. Le liquide est caractérisé par un ordre à courte distance car les molécules ne peuvent se placer au hasard comme dans le cas des gaz. L'étude par le phénomène de diffraction a montré qu'il n'y avait pas d'ordre à grande distance [Lit48].

La figure (II-21) représente la variation de la vitesse de propagation dans la glycérine en fonction de la température, on remarque que la vitesse décroît au fur et à mesure que la température augmente.

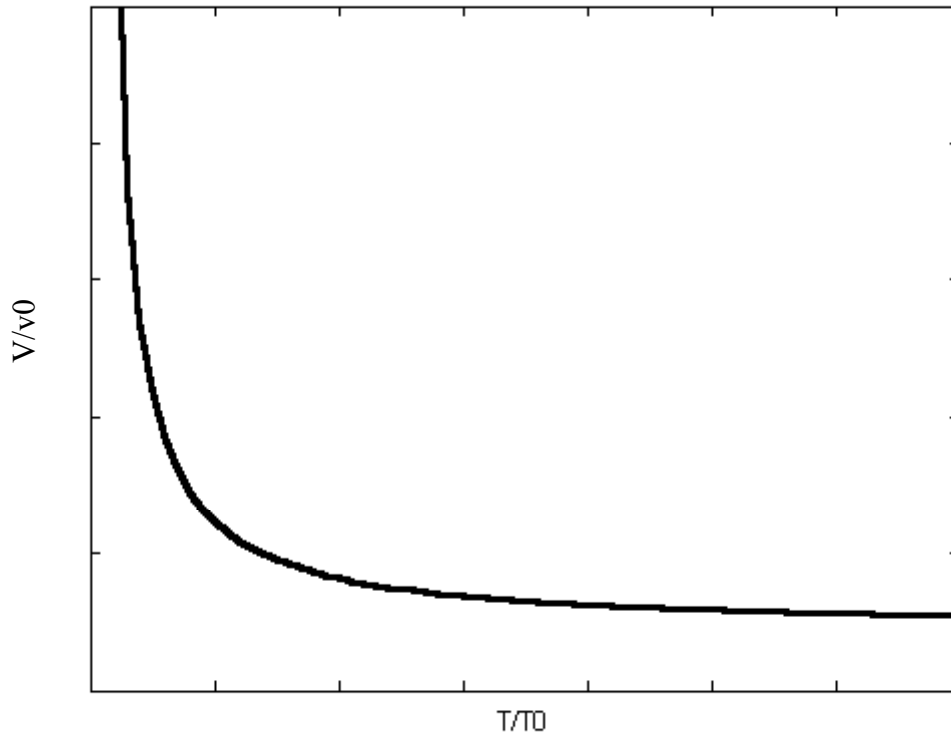


Figure II-c: Variation de la vitesse en fonction de la température.

CONCLUSION

L'absorption des ondes ultrasonores dans les fluides visqueux, est due essentiellement aux phénomènes visqueux qui sont la combinaison de la viscosité de cisaillement et de la viscosité volumique eux même fonctions des effets de relaxation.

La viscoélasticité se traduit par la dépendance de la vitesse de propagation en fonction de la fréquence (phénomène de dispersion), et d'une atténuation importante des ondes lors de leur propagation.

Chapitre III
Modélisation de la propagation des ondes ultrasonores
dans les fluides visqueux

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons de résoudre l'équation de propagation des ondes acoustiques dans les milieux fluides visqueux.

La modélisation de la propagation des ondes ultrasonores dans les fluides visqueux consiste essentiellement à résoudre l'équation de propagation, qui est une équation aux dérivées partielles.

Parmi les différentes méthodes de résolution, nous citerons les méthodes numériques et les méthodes analytiques. La méthode des éléments finis est adaptée aux problèmes des guides d'ondes ou bien aux problèmes de propagation dans des milieux limités, et la méthode des différences finies [Bon79][Alt68][Alt70][Ali02] est utilisée pour des milieux complexes.

Dans la plupart des méthodes analytiques le milieu est considéré comme faiblement dispersif; cela revient à supposer que la phase est une fonction linéaire de la fréquence [Her91]. Malheureusement la réponse de tels systèmes n'est pas causale [Sza95]. L'utilisation de la transformée de Hilbert ou du calcul fractionnaire s'avère un outil indispensable pour développer des modèles théoriques respectant la causalité [Her91][Bla69][He99].

Pour la résolution de l'équation de propagation dans un milieu fluide visqueux où l'atténuation est proportionnelle au carré de la fréquence, nous avons utilisé une méthode analytique basée sur la transformation de Laplace qui permet le calcul de réponses impulsionnelles respectant la causalité [Sza95].

La solution est exprimée sous la forme d'un produit de convolution de la pression initiale et de la réponse impulsionnelle calculée par une intégration dans le plan complexe suivie d'une intégration numérique par une méthode de quadrature de Gauss.

Les simulations numériques effectuées, prennent en considération l'effet de la variation de la distance de pénétration, de la variation fréquentielle et du temps de relaxation. Ces simulations mettent en évidence l'influence de ces différents paramètres sur la propagation des ondes ultrasonores dans de tels milieux.

III- FORMULATION ANALYTIQUE DE LA PROPAGATION

III-1- Equation de propagation unidimensionnelle

L'équation générale de la propagation d'une onde ultrasonore pour la pression dans un milieu visqueux est donnée par [Kin62]:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \tau \frac{\partial^3 P}{\partial t \partial^2 x} = 0 \quad (\text{III-1})$$

$$\tau = \frac{\left(\mu + \frac{4}{3} \eta \right)}{\rho v_0^2}$$

où τ représente le temps de relaxation et v_0 la vitesse de propagation.

Les conditions aux limites sont données par:

- Conditions initiales:
 - $P(x, 0) = 0$
 - $\frac{\partial P}{\partial t}(x, 0) = 0$
- Conditions aux frontières:
 - $P(0, t) = f(t)$
 - $\lim_{x \rightarrow \infty} P(x, t) = 0$

L'équation de propagation est résolue à l'aide de la transformée de Laplace qui permet de transformer l'équation aux dérivées partielles en équation différentielle.

La transformée de Laplace est définie par:

$$P(x, s) = \int_0^{\infty} P(x, t) e^{-st} dt \quad (\text{III-2})$$

Dans le cas de conditions initiales homogènes, on a:

$$L(\ddot{P}) = s^2 P(s) - sP(0) - \dot{P}(0) = s^2 P(s) \quad (\text{III-3})$$

L'application de la transformée de Laplace à l'équation de propagation donne:

$$v_0^2 \tau s \frac{\partial^2 P(x,s)}{\partial x^2} + v_0^2 \frac{\partial^2 P(x,s)}{\partial x^2} - s^2 P(x,s) = 0 \quad (\text{III-4})$$

$$(\tau s + 1) \frac{\partial^2 P(x,s)}{\partial x^2} - \frac{s^2}{v_0^2} P(x,s) = 0 \quad (\text{III-5})$$

Si l'on tient compte des conditions aux frontières, la solution doit tendre vers zéro lorsque x tend vers l'infini. Dans ces conditions, la solution de cette équation différentielle est:

$$P(x,s) = A e^{\frac{-xs}{v_0 \sqrt{1+s\tau}}} \quad (\text{III-6})$$

où A est une constante d'intégration que l'on détermine à partir des conditions aux frontières en $x=0$. Si la pression exercée sur la face $x = 0$ est donnée par:

$$\begin{cases} P(0,t) = f(t) & \text{pour } t > 0 \\ P(0,t) = 0 & \text{pour } t < 0 \end{cases} \quad (\text{III-7})$$

La transformée de Laplace de $P(0, t)$ est $P(0, s)$:

$$P(0,s) = F(s) \quad (\text{III-8})$$

$F(s)$ étant la transformée de Laplace de $f(t)$.

L'équation (III-6) s'écrit alors:

$$P(x,s) = F(s) e^{\frac{-xs}{v_0 \sqrt{1+s\tau}}} = F(s) H(x,s) \quad (\text{III-9})$$

La fonction $H(x, s)$ est définie par

$$H(x,s) = e^{\frac{-xs}{v_0 \sqrt{1+s\tau}}} \quad (\text{III-10})$$

Le phénomène de propagation peut donc être considéré comme un filtre linéaire dont la fonction transfert est $H(x, s)$. La grandeur d'entrée de ce filtre est la pression $P(x=0, t)=f(t)$ à la position $x=0$, et la grandeur de sortie est la pression $P(x, t)$ à la position x .

Le calcul de la transformée inverse de Laplace permet d'obtenir la fonction $P(x, t)$:

$$P(x, t) = f(t) \otimes h(x, t) \quad (\text{III-11})$$

où $f(t)$ est la pression en $x=0$ ($f(t)=P(0, t)$) tandis que $h(x, t)$ est la transformée de Laplace inverse de $H(x, s)$, le symbole $\otimes$ représente la convolution dans le domaine temps. Pour utiliser la terminologie couramment utilisée dans l'étude des systèmes linéaires, $h(x, t)$ est appelée réponse impulsionnelle du filtre de propagation. Elle correspond à la pression mesurée à la position x et à l'instant t lorsque la pression appliquée à la position $x=0$ est une impulsion définie par la fonction de Dirac $P(0, t) = \delta(t)$. $h(x, t)$ est définie par:

$$h(x, t) = \text{TL}^{-1} \{H(x, s)\} \quad (\text{III-12})$$

$$h(x, t) = \frac{1}{j2\pi} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} H(x, s) e^{st} ds \quad (\text{III-13})$$

L'utilisation de la formule intégrale de Bromwich donne:

$$h(x, t) = \frac{1}{j2\pi} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{st} \frac{x s}{v_0 \sqrt{1+s\tau}} ds \quad (\text{III-14})$$

Le calcul de l'intégrale (III-14) est à effectuer le long de la droite $s=c$ dans le plan complexe. Le nombre réel c est choisi de telle façon que c soit à droite de toutes les singularités (pôles, points de branchements, ou singularités essentielles) avec $s = c + jy$ où y varie de $-\infty$ à $+\infty$.

La recherche des singularités montre que le noyau de l'intégrale (III-14) présente un point de branchement pour:

$$1 + \tau s = 0 \Rightarrow s = -\frac{1}{\tau} \quad (\text{III-15})$$

Pour effectuer le calcul de l'équation (III-14), on procède au changement de variable suivant:

$$\varsigma = \frac{1}{\tau} + s \quad (\text{III-16})$$

$$\xi = \frac{x}{v_0 \sqrt{\tau}} \text{ et } m = \frac{x}{v_0 \sqrt{\tau^3}} \quad (\text{III-17})$$

En introduisant les fonctions suivantes:

$$H_1(p) = e^{-k\sqrt{\varsigma}} \quad (\text{III-18})$$

$$H_2(p) = e^{\frac{m}{\sqrt{\varsigma}}}$$

l'équation (III-14) s'écrit :

$$h(x, t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \text{TL}^{-1}\{H_1(p) H_2(p)\} \quad (\text{III-19})$$

En tenant compte du théorème de la convolution, on obtient:

$$h(x, t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot h_1(x, t) \otimes h_2(x, t) \quad (\text{III-20})$$

$h_1(x, t)$ et $h_2(x, t)$ sont respectivement les transformées de Laplace inverses de $H_1(p)$ et de $H_2(p)$.

$h_1(x, t)$, la transformée inverse de $H_1(p)$, est donnée dans le livre de Abramowitz (page 1026, Eq. 29.3.8) [Abr78]:

$$h_1(x, t) = \text{TL}^{-1}\left\{e^{-\xi\sqrt{\varsigma}}\right\} = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi t^3}} e^{\frac{-\xi^2}{4t}} \quad (\text{III-21})$$

L'intégrale permettant le calcul de $h_2(x, t)$ ne possède pas de primitive et nécessite une intégration dans le plan complexe pour être mise sous une forme qui peut être évaluée numériquement.

$$h_2(x, t) = \frac{1}{j2\pi} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{\frac{m}{\sqrt{\zeta}}} e^{\zeta t} d\zeta \quad (\text{III-22})$$

L'intégrande de (III-22) possède un pôle en $\zeta = 0$; γ doit donc être un nombre réel positif.

L'évaluation de cette intégrale, est faite en considérant un contour de Bromwich.

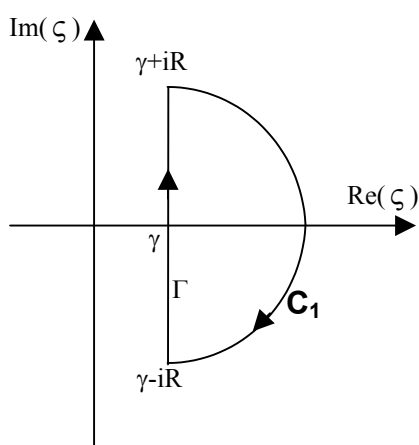


Figure III-1 : Contour de Bromwich pour $t \leq 0$

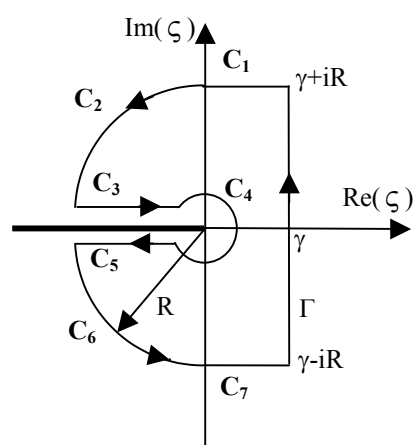


Figure III-2 : Contour de Bromwich pour $t \geq 0$

Pour $t \leq 0$, le contour de Bromwich est le contour fermé C constitué des segments de droite Γ , et du demi cercle C_1 de centre $(\gamma, 0)$ et de rayon R (figure1).

On note que le contour d'intégration ne contient aucun pôle. En vertu du théorème de Cauchy, l'intégrale sur le contour fermé C est nulle, d'où :

$$\int_{\Gamma} = - \int_{C_1} \quad (\text{III-23})$$

D'après le Lemme de Jordan, l'intégrale sur le demi-cercle C_1 s'annule lorsque le rayon R tend vers l'infini. D'où :

$$h_2(x, t) = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{\Gamma} = 0 \text{ pour } t \leq 0 \quad (\text{III-24})$$

Pour $t \geq 0$, le contour de Bromwich est le contour fermé C constitué des segments de droite Γ , C_1 et C_7 , des arcs de cercles C_2 et C_6 de rayon R centrés à l'origine, d'un arc de cercle C_4 de rayon unité et des segments de droite C_3 et C_5 (Figure 2). La demi-droite définie par $\text{Im}(\zeta) = 0$ et $\text{Re}(\zeta) \leq 0$ constitue une coupure.

On note que le contour d'intégration ne contient aucun pôle. En vertu du théorème de Cauchy, l'intégrale sur le contour fermé est nulle, d'où :

$$\int_{\Gamma} = - \int_{C_1} - \int_{C_2} - \int_{C_3} - \int_{C_4} - \int_{C_5} - \int_{C_6} - \int_{C_7} \quad (\text{III-25})$$

On peut montrer aisément que les intégrales sur les segments C_1 et C_7 s'annulent lorsque R tend vers l'infini. De même, d'après le Lemme de Jordan, les intégrales sur les arcs de cercle C_2 et C_6 s'annulent lorsque le rayon R tend vers l'infini. D'où

$$h_2(x, t) = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{\Gamma} \quad (\text{III-26})$$

$$h_2(x, t) = - \lim_{R \rightarrow \infty} \left[\int_{C_3} + \int_{C_4} + \int_{C_5} \right]$$

- **Calcul de l'intégrale I_3 sur le segment C_3**

$$I_3(x, t) = \int_{-\infty}^{-1} e^{\frac{m}{\sqrt{\zeta}}} e^{\zeta t} d\zeta \quad (\text{III-27})$$

Sur le contour C_3 , ζ s'écrit :

$$\zeta = re^{j\pi} = r(\cos \pi + j \sin \pi) = -r \quad (\text{III-28})$$

où r est un nombre réel positif, d'où l'expression de I_3 :

$$I_3(x, t) = \int_{+1}^{+\infty} e^{-\frac{i m}{\sqrt{r}}} e^{-rt} dr \quad (\text{III-29})$$

- **Calcul de l'intégrale I_5 sur le segment C_5**

$$I_5(x, t) = \int_{-1}^{-\infty} e^{\frac{m}{\sqrt{\zeta}}} e^{\zeta t} d\zeta \quad (\text{III-30})$$

Sur le contour C_5 , ζ s'écrit:

$$\zeta = re^{-j\pi} = r(\cos \pi + j \sin \pi) = -r$$

où r est un nombre réel positif. D'où l'expression de I_5 :

$$I_5(x, t) = - \int_{+1}^{+\infty} e^{\frac{i m}{\sqrt{r}}} e^{-rt} dr \quad (\text{III-31})$$

On en déduit la somme des intégrales sur les segments C_3 et C_5 :

$$I_3 + I_5 = -2i \int_{+1}^{+\infty} \sin\left(\frac{m}{\sqrt{r}}\right) e^{-rt} dr \quad (\text{III-32})$$

- **Calcul de l'intégrale I_4 sur l'arc de cercle C_4**

Sur le contour C_4 , ζ peut s'écrire $\zeta = e^{-i\theta}$. D'où l'expression de I_4 :

$$I_4(x, t) = -i \int_{+\pi}^{-\pi} e^{[m \cos(\frac{\theta}{2}) + t \cos(\theta)]} \times e^{i[t \sin(\theta) - m \sin(\frac{\theta}{2}) + \theta]} d\theta \quad (\text{III-33})$$

Sachant que l'intégrande est une fonction impaire de θ , on obtient:

$$I_4(x, t) = -2 i \int_0^\pi e^{[m \cos(\frac{\theta}{2}) + t \cos(\theta)]} \times \cos(t \sin(\theta) - m \sin(\frac{\theta}{2}) + \theta) d\theta \quad (\text{III-34})$$

On obtient finalement pour $h_2(x, t)$:

$$h_2(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_{+1}^{+\infty} \sin\left(\frac{m}{\sqrt{r}}\right) e^{-rt} dr + \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{[m \cos(\frac{\theta}{2}) + t \cos(\theta)]} \times \cos(t \sin(\theta) - m \sin(\frac{\theta}{2}) + \theta) d\theta \quad (\text{III-35})$$

La réponse impulsionnelle peut alors être calculée à l'aide de l'équation (III-20), le principe de causalité est respecté par le fait que $h(x, t < 0) = 0$.

III-2- CALCUL NUMERIQUE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE

III-2-1- Modification des intégrales sous une forme adaptée au calcul numérique

L'intégrale de 1 à $+\infty$ doit être mise sous une forme adaptée au calcul numérique. Cela peut être obtenu en opérant le changement de variable suivant:

$$r = \frac{1}{\sin \varphi} \quad \text{d'où} \quad dr = \frac{-\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} d\varphi \quad (\text{III-36})$$

et

$$\int_{+1}^{+\infty} \sin\left(\frac{m}{\sqrt{r}}\right) e^{-rt} dr = \int_0^{\pi/2} \sin(m\sqrt{\sin \varphi}) \cdot e^{-\frac{t}{\sin \varphi}} \frac{\cos^2 \varphi}{\sin \varphi} d\varphi \quad (\text{III-37})$$

En substituant l'équation (III-37) dans (III-35) on aboutit à l'expression de $h_2(x, t)$

$$h_2(x, t) = \int_0^{\pi/2} \sin(m\sqrt{\sin \varphi}) \cdot e^{-\frac{t}{\sin \varphi}} \frac{\cos^2 \varphi}{\sin \varphi} d\varphi + \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{[m \cos(\frac{\theta}{2}) + t \cos(\theta)]} \times \cos(t \sin(\theta) - m \sin(\frac{\theta}{2}) + \theta) d\theta \quad (\text{III-38})$$

La réponse impulsionnelle peut alors être calculée à l'aide de l'équation (III-20).

III-2-2- La méthode d'intégration de Gauss

Les intégrales apparaissant dans l'équation (III-35) et (III-38) sont évaluées numériquement à l'aide de la méthode de quadrature de Gauss.

Le calcul numérique d'une intégrale est bien souvent une difficulté importante dans la mesure où l'on ne peut pas considérer les valeurs de la fonction à intégrer dans un domaine continu de la variable d'intégration. Une méthode numérique d'intégration, bien connue des numériciens, est la méthode de Gauss que nous présentons ci-dessous rapidement, et sans entrer dans les détails.

On considère une fonction $f(x)$, dont on veut calculer l'intégrale entre $x = a$ et $x = b$.

$$I = \int_a^b f(x) dx \quad (\text{III-39})$$

La valeur de cette intégrale est alors donnée par:

$$I = \frac{b-a}{2} \sum_{i=1}^N G_i \left[f\left(\frac{b+a}{2} - \frac{b-a}{2} V_i\right) + f\left(\frac{b+a}{2} + \frac{b-a}{2} V_i\right) \right] \quad (\text{III-40})$$

Où N est le nombre de “ points de Gauss ” considérés. Les coefficients V_i et G_i dépendent de N et ont des valeurs bien précises. Pour $N=8$ les valeurs des coefficients de Gauss V_i et G_i sont donnés dans le tableau 1 ci-dessous [Abr78]:

V_i	G_i
0,095012509837637440185	0,189450610455068496285
0,281603550779258913230	0,182603415044923588867
0,458016777657227386342	0,169156519395002538189
0,617876244402643748447	0,149595988816576732081
0,755404408355003033895	0,124628971255533872052
0,865631202387831743880	0,095158511682492784810
0,944575023073232576078	0,062253523938647892863
0,989400934991649932596	0,027152459411754094852

Tableau1: Valeurs des coefficients de Gauss V_i et G_i .

III-2-3- Simulation numérique de la propagation

Pour représenter la pression injectée à l'entrée du système, on utilise une sinusoïde amortie de la forme [Oud05]:

$$p(0,t) = f(t) = e^{-\delta t} \sin(2\pi f t) \quad (\text{III-41})$$

Cette forme d'onde représente assez convenablement la forme des impulsions délivrées par les générateurs ultrasonores. Le facteur d'amortissement δ permet de contrôler la largeur de la bande de fréquence de l'impulsion d'entrée autour de la fréquence nominale f qui est de l'ordre de quelques mégahertz pour les applications courantes.

La pression de sortie à une position donnée est obtenue en calculant la convolution de $p(0,t)$ avec la réponse impulsionnelle du filtre de propagation.

Les différentes fonctions modélisant le processus de propagation: impulsion à l'entrée, réponse impulsionnelle et impulsion de sortie sont représentées sur la figure III-3.

En analysant la figure III-3 représentant la pression de sortie, on remarque que l'amplitude du signal de sortie est atténuée mais on constate également un étalement dans le temps de la pression de sortie qui arrive avec un retard résultat du temps de propagation.

La comparaison du spectre de la pression de sortie avec celui de la pression d'entrée, montre un décalage vers les basses fréquences. Ce décalage provient du fait que l'atténuation augmente avec la fréquence.

On note également la présence d'un précurseur tel que cela a été mentionné par différents auteurs [Sza95][He99][Lud95]. La présence de ce précurseur apparaît sous la forme de l'étalement du début de l'impulsion qui, en l'absence de viscosité, arriverait au point d'abscisse x à l'instant $t = x/c_L$.

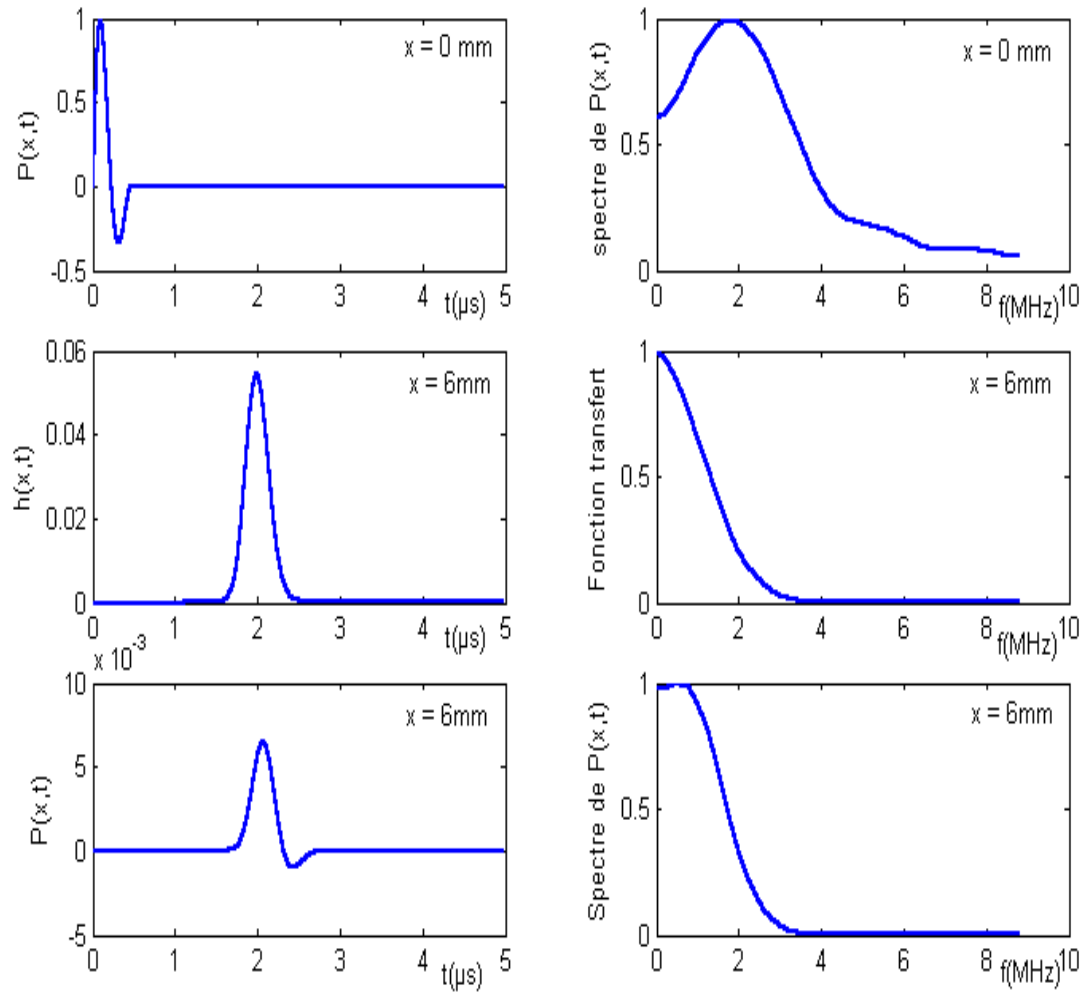


Figure III-3: Représentation graphique de l'impulsion d'entrée à la fréquence $f = 2.25$ MHz, de la réponse impulsionnelle, de l'impulsion de sortie en $x = 6$ mm et des spectres respectifs, pour $\tau = 0.005$ s.

III-3-1- Influence de la distance de pénétration

La variation de la pression temporelle en fonction de la distance de pénétration est représentée sur la figure III-4. On constate la diminution progressive de l'amplitude et un étalement dans le temps du signal de sortie au fur et à mesure que la distance de pénétration augmente.

La diminution de la pression de sortie est due à l'absorption du milieu causée par les effets visqueux qui atténuent l'amplitude et provoquent un filtrage progressif en fonction de la distance de pénétration, les composantes fréquentielles les plus rapides s'atténuent en premier en raison de la nature dispersive du milieu. L'atténuation est inversement proportionnelle à la distance de pénétration.

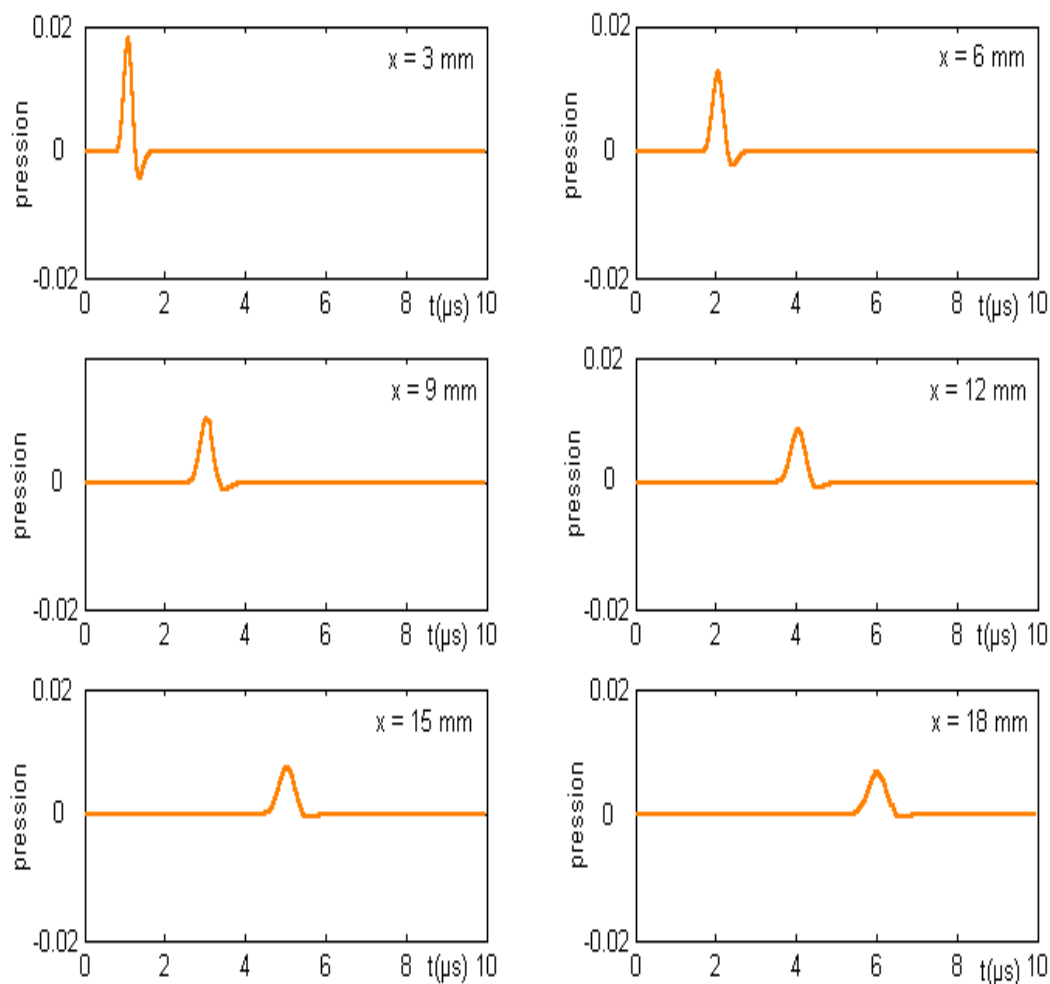


Figure III-4: Représentation graphique de l'impulsion de sortie pour différentes distances pour une fréquence de l'onde $f=2.25\text{MHz}$ et pour $\tau = 0.005\text{s}$.

III-3-2- Effet de la variation de la fréquence

La figure III-5, représente la variation de la pression de sortie en fonction de la fréquence à une position donnée et pour un temps de relaxation fixe.

L'augmentation de la fréquence provoque une diminution plus importante de l'amplitude en sortie. En plus de cette diminution considérable nous remarquons un rétrécissement dans le temps et un changement de la forme des impulsions.

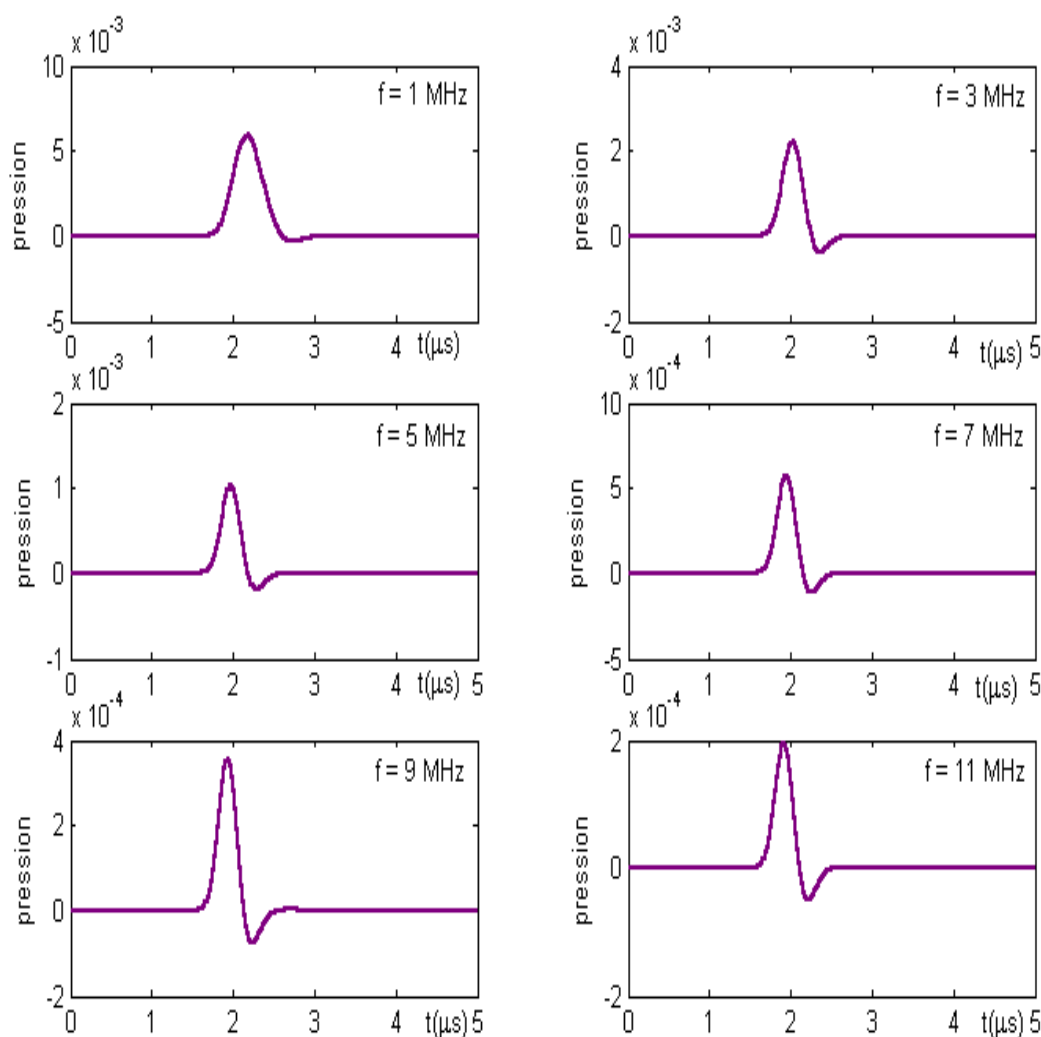


Figure III-5: Représentation graphique de l'impulsion de sortie en $x=6\text{mm}$ pour différentes fréquences de l'impulsion d'entrée, avec $\tau = 0.005\text{s}$.

III-3-3- Influence du temps de relaxation

L'effet du temps de relaxation est représentée sur la figure III-6; on remarque une diminution rapide de l'amplitude et une déformation des impulsions de sortie lorsque le temps de relaxation augmente et un étalement dans le temps de la pression de sortie.

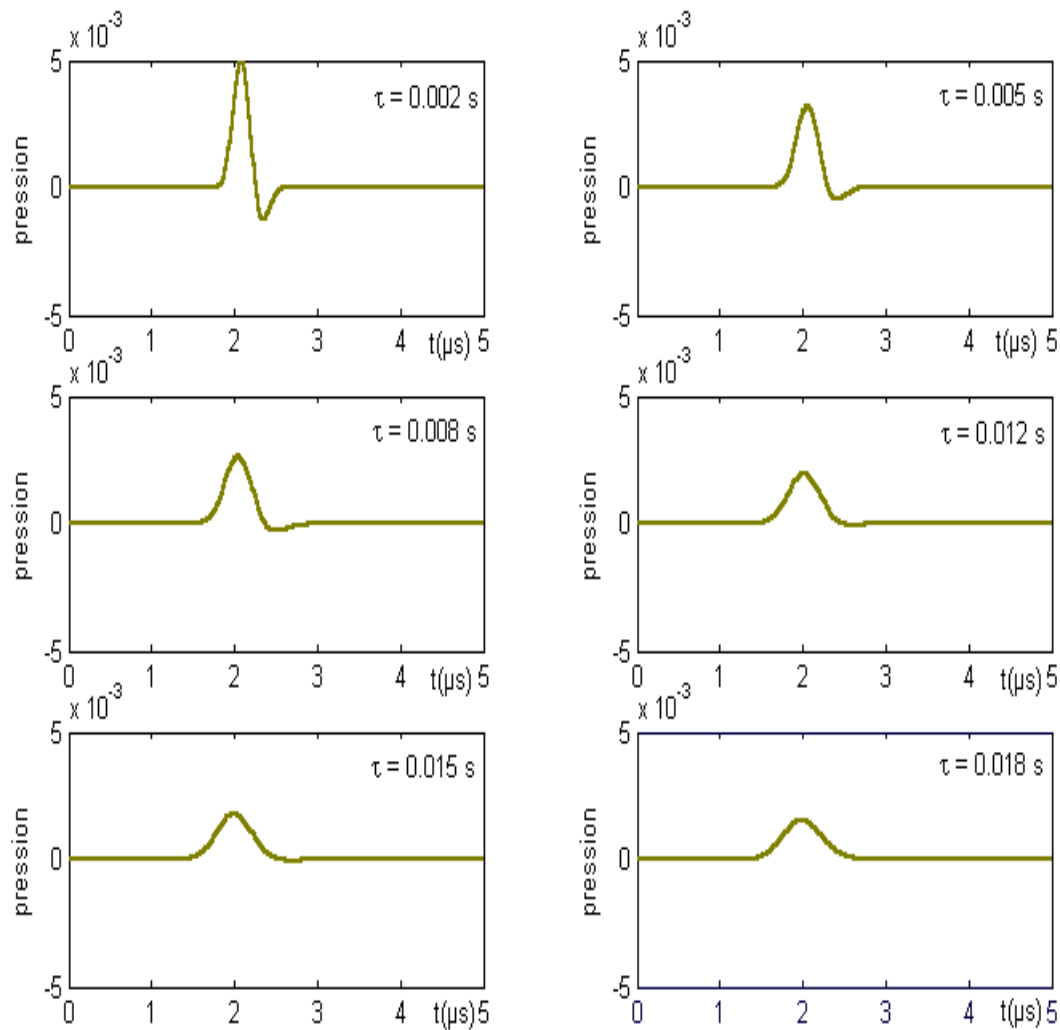


Figure III-6: Représentation graphique de l'impulsion de sortie pour $x=6\text{mm}$, $f=2.25\text{MHz}$ et pour différentes valeurs du temps de relaxation τ .

III-3-4- Influence du nombre de cycles

Le nombre de cycles influe sur l'amortissement du transducteur. Lorsque le nombre N augmente la durée de l'impulsion augmente aussi figure III-7. L'impulsion de sortie est aussi affectée par ce changement, où on remarque un étalement dans le temps et un changement de sa forme,

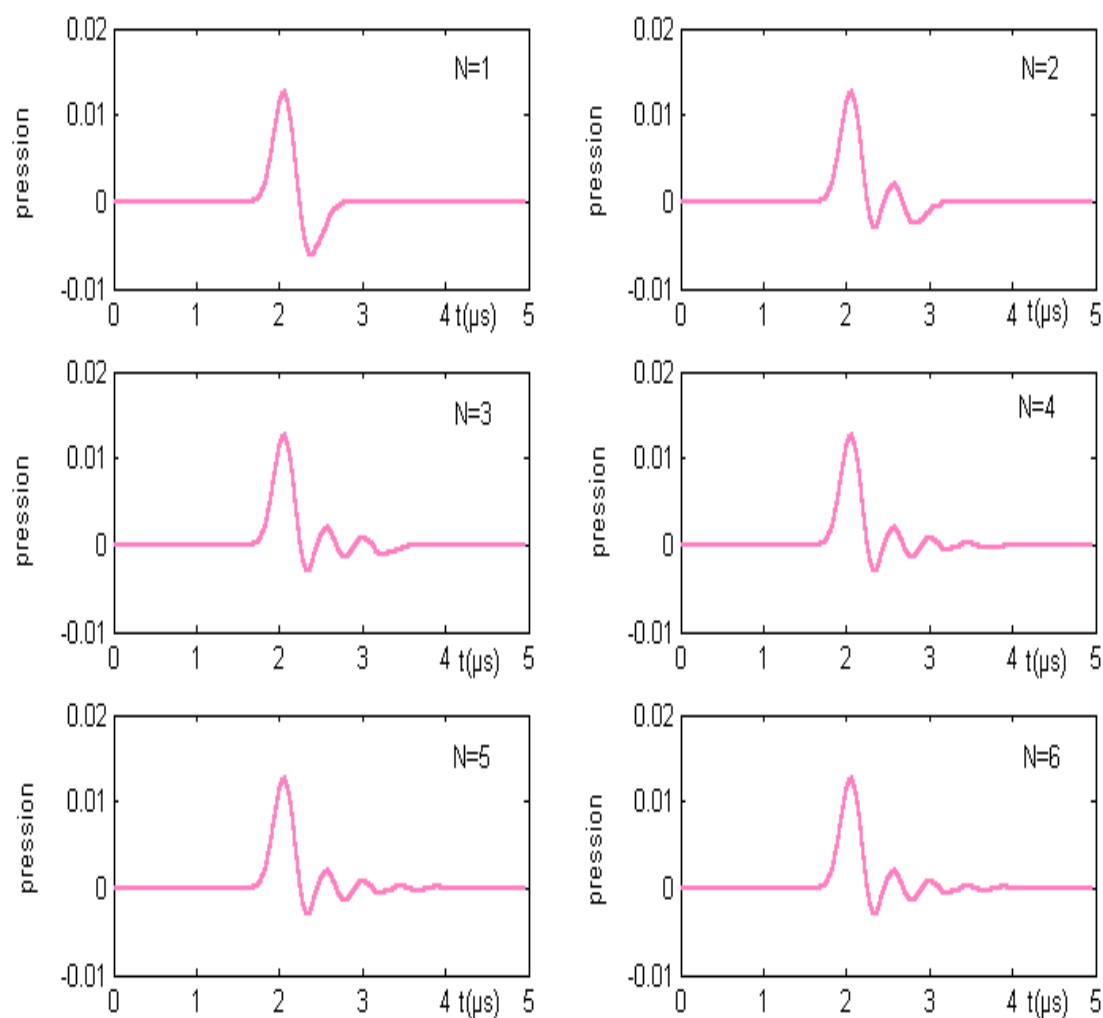


Figure III-7: Représentation graphique de l'impulsion de sortie en $x=6\text{mm}$, $f=2.25\text{MHz}$ et pour différentes valeurs de N , avec $\tau = 0.005\text{s}$.

Conclusion

La modélisation de l'équation de propagation dans un fluide visqueux par la transformée de Laplace nous a permis de mettre en évidence les phénomènes d'absorption en développant un modèle théorique qui respecte la causalité et qui offre la possibilité d'étudier l'influence de ces différents paramètres sur la propagation dans les fluides visqueux.

Chapitre IV

Etude expérimentale

INTRODUCTION

Ce chapitre se rapporte à l'étude expérimentale de la variation, en fonction de la température, de la vitesse de propagation et de l'atténuation des ondes ultrasonores dans un milieu fluide visqueux.

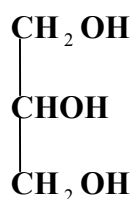
Cette étude sera consacrée à la caractérisation d'un fluide visqueux particulier, la glycérine. Cette caractérisation concernera l'évolution de la vitesse de propagation et du coefficient d'atténuation en fonction de la température. Les résultats permettent d'obtenir la loi de variation en fonction de la température, de la vitesse de propagation, de l'atténuation et de la viscosité dans le cas de la glycérine.

IV-1 - PROPRIETES PHYSICO-CHIMIQUES DE LA GLYCERINE

La glycérine (glycérol) fut découverte par Scheele en 1779, c'est un fluide visqueux, de couleur claire et inodore, le contact avec la peau est sans danger .

La glycérine est un alcool; son nom chimique est: 1,2,3-Propanetriol:1,2,3-trihydroxypropane. Elle présente trois fonctions d'alcool deux fonctions primaires CH_2OH et une fonction secondaire CHOH , c'est donc un trialcool [Roo97].

Les alcools sont connus pour leur grande association avec l'hydrogène, le groupe caractéristique OH est lié à un atome de carbone constituant l'alcool. La structure moléculaire est donnée ci-dessous :



D'après la structure moléculaire de la glycérine, on remarque la présence de trois groupes d'hydroxyles reliés par la liaison carbone, un groupe hydroxyle est caractérisé par le nombre de lien d'hydrogène existant dans le fluide.

Les liens existant dans les alcools sont :

- La chaîne d'hydrocarbure CH
- Le groupe d'hydroxyle OH

La chaîne d'hydrocarbure est caractérisée par le nombre de carbone et d'hydrogène ainsi que leur position. Le groupe d'hydroxyle est caractérisé par la longueur de la chaîne formée et leur degré de liberté.

Les liaisons courtes sont caractérisées par les liaisons de type OH. La liaison intramoléculaire OH est caractérisée par une longueur de liaison égale à $0.97 \text{ \AA}$ [Ger95], son énergie de cohésion est la plus basse [Roo97].

Les liaisons longues sont caractérisées par les liaisons OO, HH, CO, leur énergie de cohésion est la plus importante [Roo97].

Le tableau 1 indique les valeurs des liaisons chimiques, ainsi que leur énergie de cohésion.

Type de liaison	Energie (Kcal/mol)	Longueur ($\text{\AA}$)
OH	0.09	1.8
CH	0.09	2.81
HH	0.26	2.45
CO	0.26	2.72

Tableau IV-1: longueur et énergie respective de chacune des liaisons chimiques OH, CH, HH et CO [Roo97].

IV-2- ETUDE DE LA VITESSE DE PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES

IV-2-1-Méthodes de mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores

Différentes méthodes sont généralement utilisées pour la mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores. Ce sont essentiellement:

- Les méthodes impulsionnelles [Wil58]
- Les méthodes par résonance [Aud89] [Ewi93]
- Les méthodes par interaction acousto-optique [Man86].

Pour notre part, en raison du matériel disponible, nous avons utilisé des méthodes impulsionnelles. Dans ces méthodes, une impulsion électrique excite un transducteur qui émet une onde ultrasonore. Cette onde se propage dans le milieu à étudier. Elle peut être

détectée par un second transducteur (méthode par transmission), ou par le même transducteur après réflexion sur un réflecteur (méthode par réflexion ou encore écho-mode).

Selon que le transducteur est fortement amorti, donc capable de générer des impulsions ultrasonores très brèves, ou non amorti, il sera qualifié de transducteur large bande ou de transducteur à bande étroite. Dans ce dernier cas le faible amortissement du transducteur ne permet pas de générer des impulsions brèves; l'onde ultrasonore détectée se présente sous la forme d'un train d'onde dont la longueur dépend de l'amortissement du transducteur. La mesure des instants d'arrivée ne sera donc possible que sur le début du signal ultrasonore détecté.

La mesure de la vitesse de propagation se ramène à des mesures d'intervalles de temps qui doivent être précises. Les oscilloscopes numériques modernes, équipés de système de balayage retardé et de curseurs permettent des mesures d'intervalles de temps assez précises pouvant aller jusqu'à $\pm 5\text{ns}$. Enfin des techniques de traitement de signal, telles que la technique d'intercorrélation, permettent une détermination très précise des temps de propagation.

Nous avons pour notre part utilisé un oscilloscope numérique dont les performances nous ont permis d'obtenir, assez aisément, des mesures de temps de propagation avec une précision compatible avec les résultats publiés par d'autres auteurs.

Deux méthodes ont été systématiquement utilisées:

Méthode par comparaison

On utilise deux cuves de dimensions identiques, l'une contenant un milieu fluide (eau distillé) pour lequel on connaît la vitesse de propagation et l'autre le milieu fluide pour lequel on veut déterminer la vitesse de propagation des ondes ultrasonores. La mesure des différences de temps de parcours permet par une expression d'obtenir la vitesse de propagation inconnue avec une bonne précision, de l'ordre de 5%.

Méthode utilisant un réflecteur

Dans cette méthode, on mesure la différence de temps de propagation pour deux impulsions ultrasonores provenant d'un réflecteur occupant deux positions différentes dans le fluide à caractériser. Un dispositif mécanique micrométrique permet de mesurer l'écart entre les deux positions avec une précision suffisante, de l'ordre de 1%.

Deux types de transducteurs ont été utilisés: des transducteurs large bande et des transducteurs à bande étroite.

IV-2-2- Les signaux détectés par les différentes méthodes

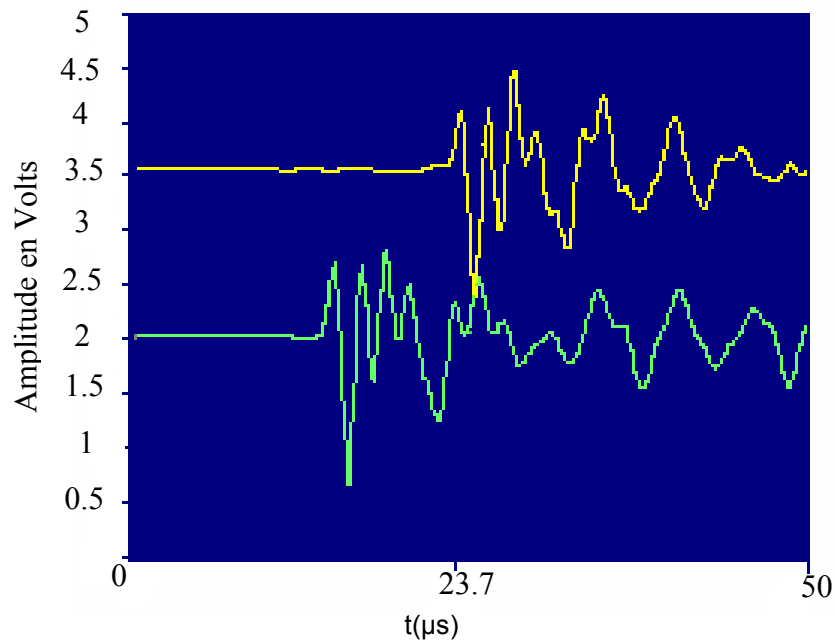


Figure IV-1: Signal détecté dans l'eau et la glycérine. Méthode par comparaison.

La figure IV-1, représente le signal détecté dans l'eau (signal du haut) et la glycérine (signal du bas) par la méthode comparative. Le premier signal correspond à la propagation dans l'eau, tandis que le deuxième signal correspond à la propagation dans la glycérine.

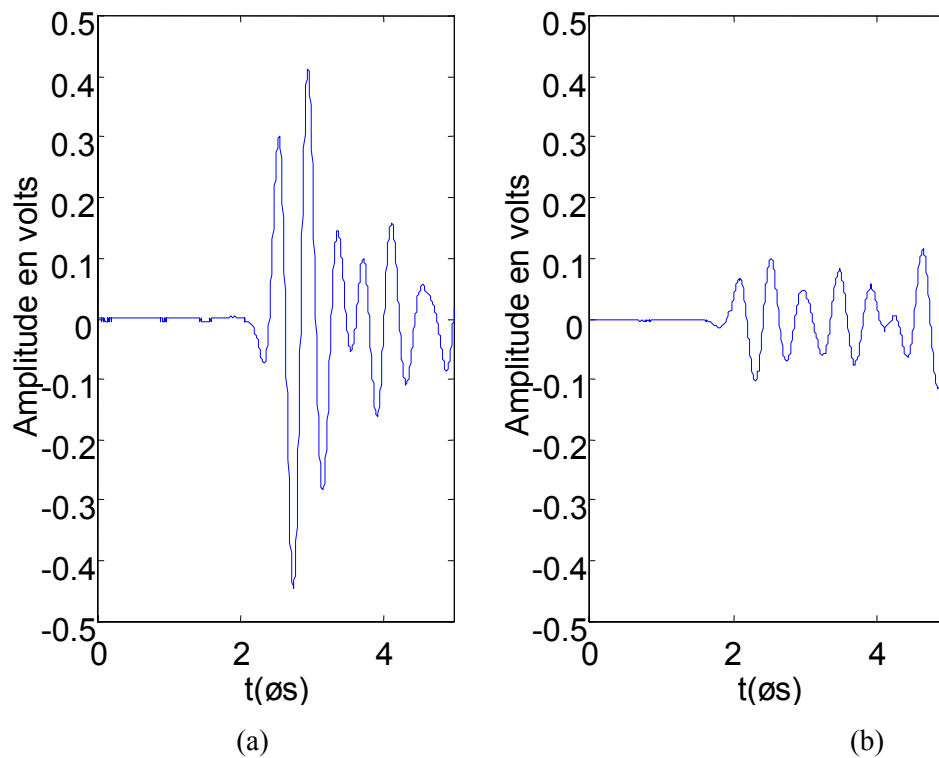


Figure IV-2: Signal détecté dans la glycérine. Méthode par transmission. (a): premier écho, (b): deuxième écho.

La figure IV-2, représente le signal détecté dans la glycérine par la méthode par transmission. La figure IV-2-a, correspond à un aller direct de l'onde ultrasonore, tandis que la figure IV-2-b, correspond à deux allers et un seul retour de l'onde ultrasonore. On remarque la décroissance rapide de l'amplitude de l'onde ultrasonore qui a suivi deux fois le trajet émetteur-récepteur et une fois le trajet récepteur émetteur.

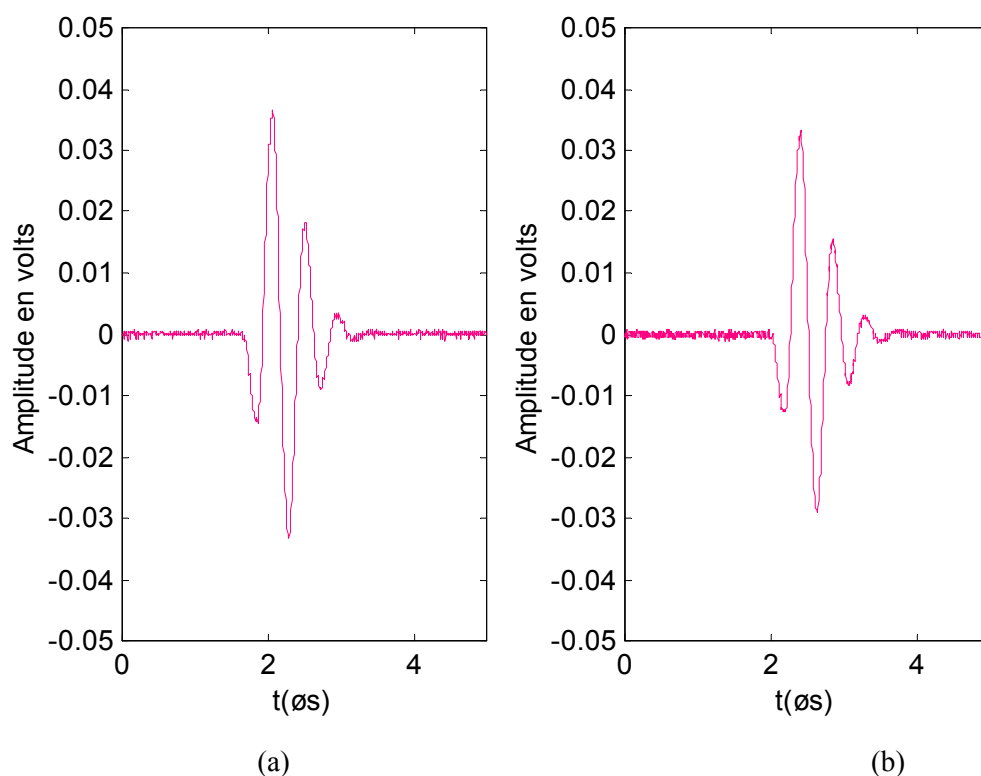


Figure IV-3: Signal détecté dans la glycérine. Méthode par réflexion. (a): premier écho à $z = 5.5$ mm, (b): deuxième écho à $z = 10.5$ mm.

La figure IV-3, représente le signal détecté dans la glycérine par la méthode par réflexion. La figure IV-3-a, correspond au premier écho détecté au niveau du transducteur lorsque le réflecteur est à la position z_1 et la figure IV-3-b, correspond au deuxième écho détecté au niveau du transducteur à la position z_2 . On constate que le retard de l'onde augmente et que son amplitude décroît au fur et à mesure que la distance augmente.

IV-2-3- Méthode par comparaison

Dans cette méthode deux paires de transducteurs sont utilisées: La première paire émetteur-récepteur dans le milieu de référence (eau pure) et la seconde paire dans le milieu à caractériser.

Le générateur de signaux électriques, délivre une impulsion qui excite simultanément les deux transducteurs émetteurs (constitués de deux pastilles piézo-électriques non amorties), de fréquence $f = 500\text{KHz}$, placés à l'extrémité des deux cuves identiques de mêmes dimensions, l'une contenant l'eau (milieu de référence) et l'autre la glycérine (milieu à caractériser).

La différence entre les temps de propagation dans les deux milieux, nous permet de déterminer la vitesse du milieu à caractériser par la relation:

$$V_g = \frac{V_{\text{eau}}}{(V_{\text{eau}} / L)(t_g - t_{\text{eau}}) + 1}$$

Les temps de propagation dans l'eau t_{eau} , et dans la glycérine t_g , sont déterminés à partir du premier passage de l'onde par le zéro (points de phase constante). La température est mesurée à l'aide d'un thermomètre électronique équipé d'une sonde en platine PT100.

IV-2-4- Cas de la propagation dans l'eau

Afin de valider les résultats expérimentaux ultérieurs, une première étude sur la vitesse de propagation a été réalisée dans l'eau. La figure IV-4, représente la variation de la vitesse de propagation ultrasonore dans l'eau pure étudiée dans la gamme de température [12 °C à 44 °C].

D'après la figure IV-4, la variation de la vitesse croît en fonction de la température. Ce résultat est conforme aux études réalisées par d'autres auteurs qui ont constaté que dans l'eau, contrairement aux autres liquides, la vitesse de propagation croît avec la température.

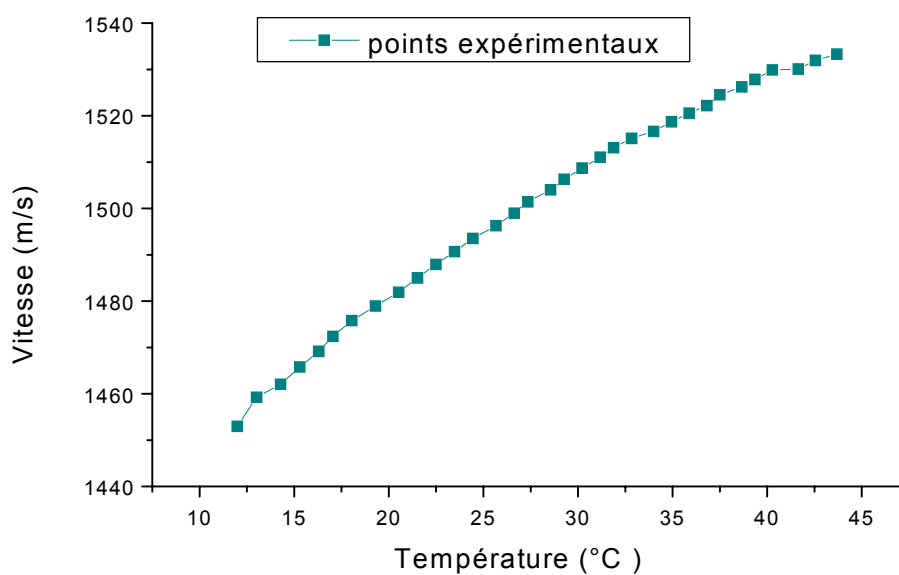


Figure IV-4: Variation de la vitesse de propagation dans l'eau en fonction de la température.

La figure IV-5, représente une comparaison entre les valeurs des vitesses que nous avons obtenues avec celles déterminées par [Del72]. On remarque la bonne concordance entre ces deux résultats, l'écart étant seulement de 0.03%.

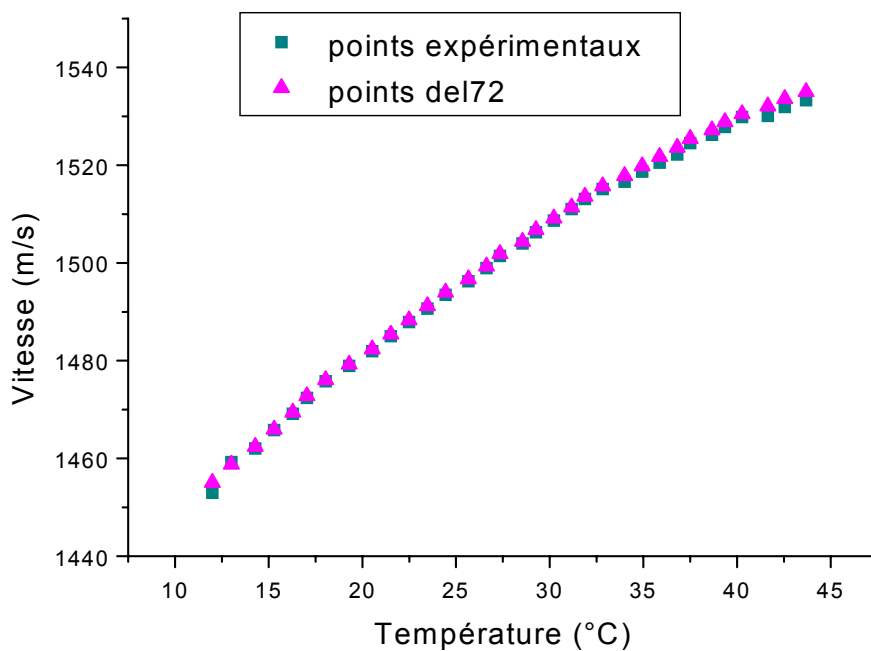


Figure IV-5: Comparaison des résultats expérimentaux obtenus avec ceux de [Del72].

Dans le cas de l'eau, la loi de dépendance de la vitesse de propagation en fonction de la température est une loi empirique donnée **[Kin62]** et utilisée par de nombreux auteurs. Elle consiste en une interpolation par un polynôme du troisième ordre. Sous une pression de 1 atm, la vitesse de propagation dans l'eau s'exprime par la relation:

$$V_{\text{eau}}(T) = 1402.7 + 488\left(\frac{T}{100}\right) - 482\left(\frac{T}{100}\right)^2 + 135\left(\frac{T}{100}\right)^3 \quad (\text{m/s})$$

où T est la température mesurée en °C.

La figure IV-6, représente les variations de la vitesse de propagation en fonction de la température selon la relation ci-dessus.

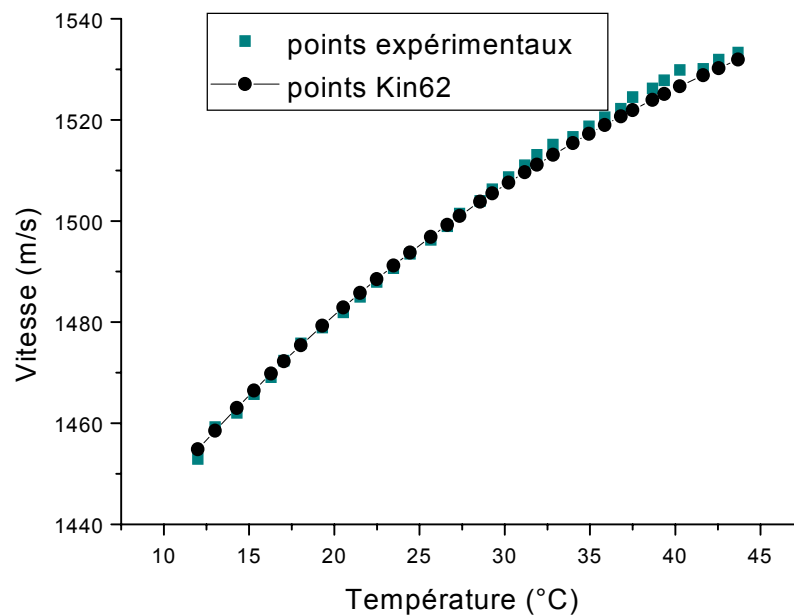


Figure IV-6: Comparaison des résultats expérimentaux obtenus avec ceux de **[Kin62]**.

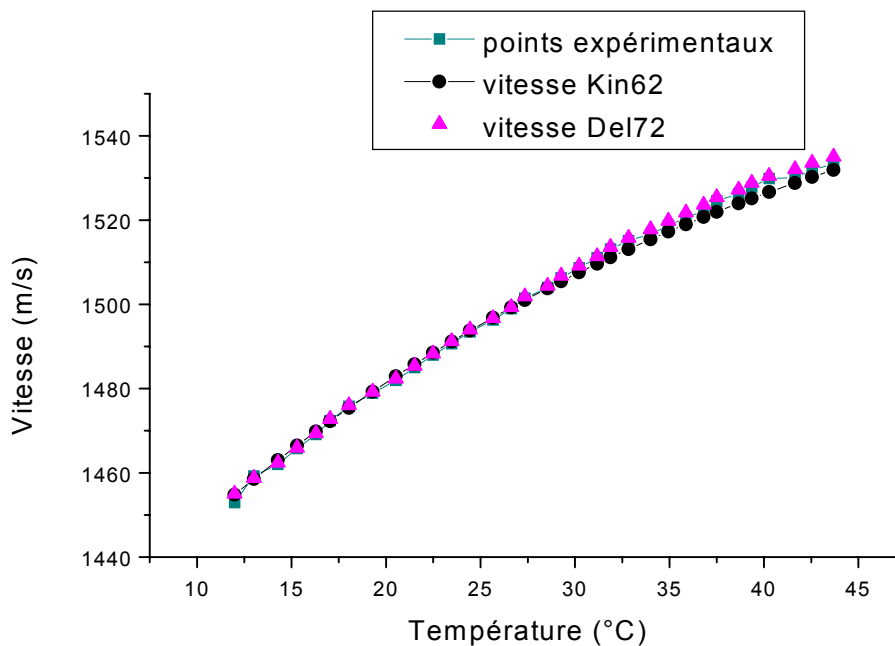


Figure IV-7: Comparaison des résultats expérimentaux obtenus avec ceux de **[Kin62]** et **[Del72]**.

La figure IV-6 et la figure IV-7 représentent les comparaisons de ces différents résultats. L'excellent accord des mesures que nous avons réalisées avec les résultats de référence cités dans la bibliographie nous permet de conclure que l'eau utilisée comme milieu de référence est suffisamment pure et que la méthode de mesure choisie donne des résultats acceptables.

IV-2-5- Méthode utilisant un transducteur émetteur-récepteur et un réflecteur

Ce dispositif expérimental est constitué d'une petite cuve contenant le milieu fluide à caractériser. Un transducteur ultrasonore plan (Panametrics, fréquence nominale $f=2.25$ MHz et diamètre $d=25.4$ mm) est inséré dans le fond de la cuve. Un thermomètre électronique est utilisé pour la mesure de la température. Pour l'étude en fonction de la température, l'ensemble est placé dans une cuve plus grande pouvant contenir de la glace ou de l'eau chaude. Le transducteur ultrasonore est relié à un émetteur récepteur large bande (5052PR, Panametrics). Les ondes ultrasonores émises sont réfléchies par un réflecteur en Duralumin, de forme cylindrique de base circulaire plane de rayon $r=5$ mm. (Figure IV-13).

Durant l'expérience, le réflecteur, tout en étant maintenu parallèle au transducteur est déplacé manuellement grâce à un système mécanique de précision permettant la translation ou la rotation.

Le signal détecté est échantillonné et visualisé sur un oscilloscope numérique Tektronix 7D20 piloté par un micro-ordinateur.

La vitesse de propagation est mesurée par la méthode impulsionnelle en mode réflexion. Un programme d'acquisition permet d'échantillonner et de sauvegarder le signal correspondant à l'onde plane, pour deux positions z_1 et z_2 du réflecteur. L'incidence normale ayant préalablement été obtenue en ajustant l'orientation du réflecteur de façon à avoir un écho d'amplitude maximale.

La fonction "retard de déclenchement" de l'oscilloscope, permet la mesure du temps Δt séparant les deux positions du réflecteur, avec une précision de ± 5 ns. Le dispositif micrométrique permet de mesurer avec précision la distance séparant les deux positions du réflecteur puis la vitesse de propagation ultrasonore dans le fluide est calculée à l'aide de la relation:

$$v = \frac{2\Delta z}{\Delta t} = \frac{2(z_2 - z_1)}{\Delta t}$$

La détermination du temps Δt séparant les deux positions du réflecteur, est réalisée en sélectionnant uniquement le premier écho du signal reçu, afin d'éviter tout phénomène de diffraction et de réflexions parasites. Par ailleurs, la contribution des parois latérales du cylindre a été négligée, ce choix est justifié par les conclusions des études précédemment menées par [Ued81][Khe97][SiA 98].

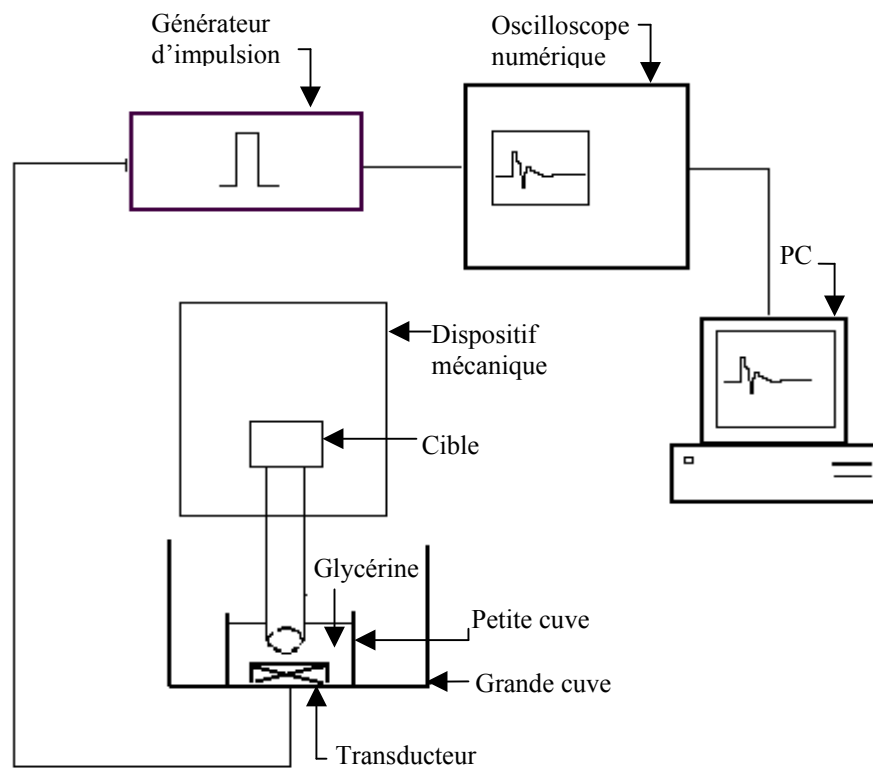


Figure IV.8 : Schéma synoptique du dispositif de mesure par réflexion

IV-2-6 Cas de la propagation dans la glycérine

IV-2-6-1 Etude de la vitesse de propagation en fonction de la température

Une étude de la variation de la vitesse de propagation en fonction de la température a été réalisée. La figure IV-9, représente la variation de la vitesse de propagation ultrasonore pour la glycérine dans la gamme de températures[5°C à 43°C]. Cette étude a été réalisée par:

- La méthode comparative par transmission avec deux paires de transducteurs non amortis (bande étroite) de fréquence 500KHz. (Figure IV-17).
- La méthode impulsionnelle utilisant des transducteurs fortement non amortis (large bande) de fréquence nominale égale à 2.25 MHz. Les mesures ont été effectuées successivement:
 - Par transmission dans une cuve en verre. (Figure IV-18).
 - Par réflexion sur un réflecteur en Duralumin. (Figure IV-19).

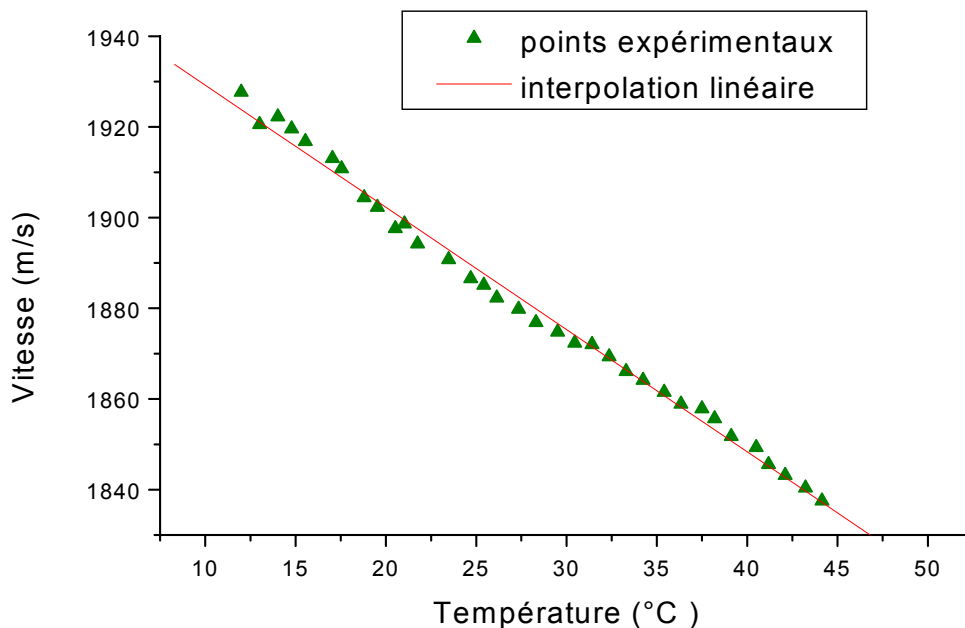


Figure IV-9: Variation de la vitesse ultrasonore en bande étroite dans la glycérine en fonction de la température. Méthode par comparaison $f=500\text{KHz}$.

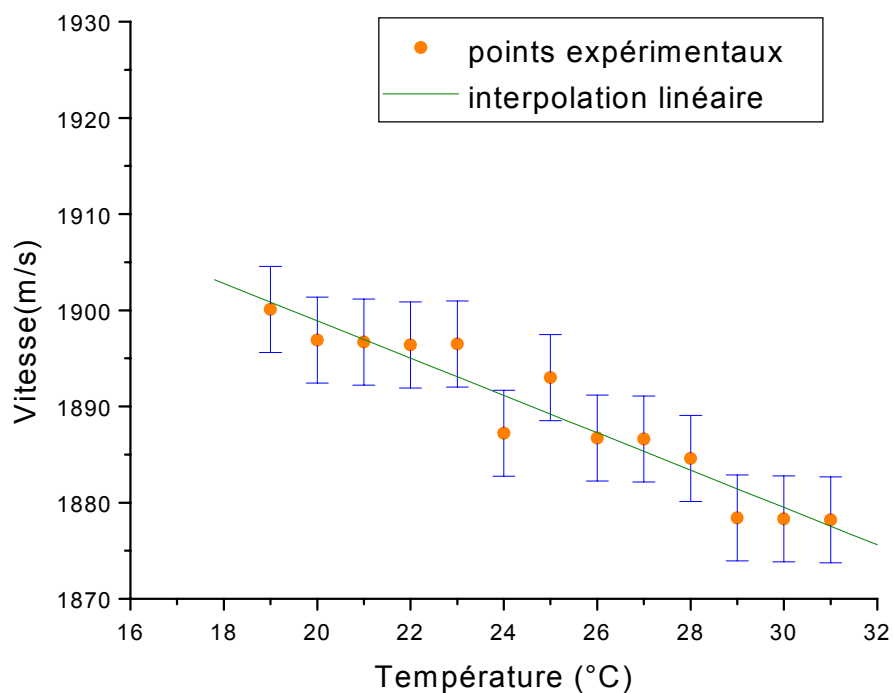


Figure IV-10: Variation de la vitesse ultrasonore en large bande dans la glycérine en fonction de la température. Méthode par transmission $f = 2.25\text{MHz}$.

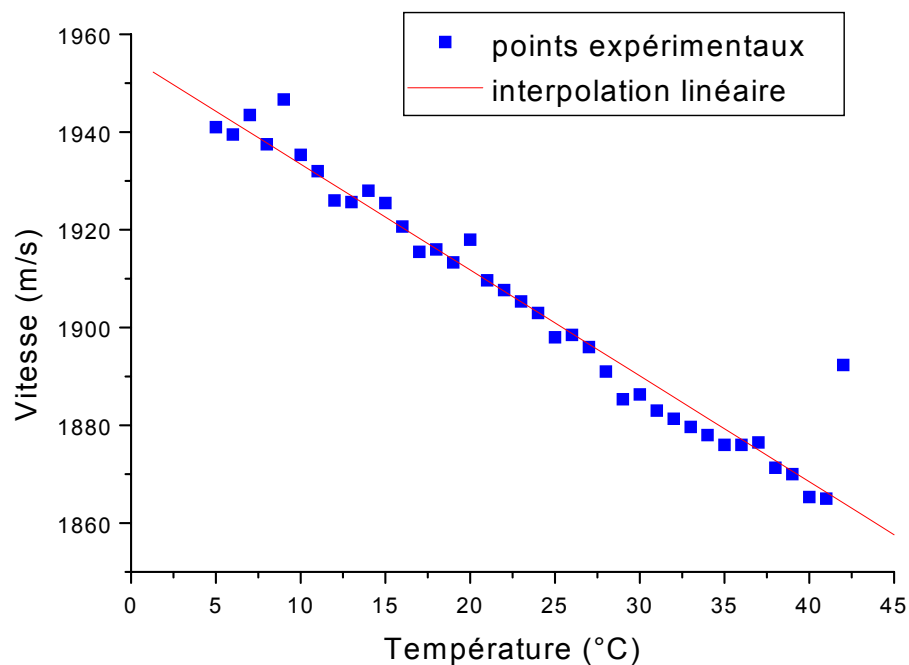


Figure IV-11: Variation de la vitesse ultrasonore en large bande dans la glycérine en fonction de la température. Méthode par réflexion $f = 2.25\text{MHz}$.

Les figures IV-9, IV-10, IV-11, représentent la variation de la vitesse ultrasonore dans la glycérine en fonction de la température dans le cas des différentes méthodes utilisées. On constate que les trois méthodes donnent une décroissance linéaire de la vitesse en fonction de la température.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus par ces trois méthodes, pour la valeur de la vitesse de propagation et de la loi de dépendance en fonction de la température obtenues. D'après ce tableau on remarque que la valeur de la vitesse ultrasonore est la même pour les trois méthodes aussi bien pour les basses fréquences 500KHz que pour la fréquence de 2,25MHz; ceci nous amène à conclure que, dans la gamme de fréquence [0-3] MHz la vitesse est indépendante de la fréquence et que le milieu n'est pas dispersif. Ainsi, les hypothèses faites dans le Chapitre II sont justifiées.

Méthode expérimentale	Température T (°C)	Vitesse V (m/s)	$\frac{\Delta V}{\Delta T}$ (m/s°C)
Méthode par comparaison	T =25°C	1860±100	-2.69 ± 0.04
Méthode par transmission	T =25°C	1900 ± 20	-1.94 ± 0.17
Méthode par réflexion	T =25°C	1900 ± 20	-2.16 ± 0.08
Littérature [Sel85]	T =25°C	1904 ± ?	-2.2 ± ?

Tableau IV- 2: comparaison de la valeur de la vitesse calculée à T=25°C pour les trois méthodes ultrasonores.

IV-2-7- Comparaison des méthodes de mesure de vitesse utilisées

Les trois méthodes donnent des résultats comparables. Cependant ces trois méthodes présentent un certain nombre de caractéristiques propres:

- La cuve utilisée dans la méthode par comparaison est une petite cuve sur les parois de laquelle sont collées deux pastilles piézo-électriques non amorties, qui engendrent un train de sinusoïde d'assez longue durée lorsqu'on les excite avec une impulsion électrique

de très courte durée. La figure IV-1, représente l'onde détectée au niveau des pastilles pour deux milieux différents (eau, glycérine). En raison, de la faible épaisseur des parois de la cuve, le signal transmis est constitué du premier écho détecté suivi par des échos dus aux différentes réflexions multiples à l'intérieur de la paroi de la cuve. Pour la mesure du temps d'arrivée, on détecte le premier passage par zéro de ces trains d'onde.

- ❑ La cuve utilisée dans la méthode large bande par transmission est constituée de plaques de verre. Le transducteur émetteur large bande, est excité par un générateur d'impulsion électrique qui délivre une impulsion de courte durée. Le signal détecté est représenté sur la figure IV-2, il est constitué de l'onde ayant suivi un trajet direct émetteur -récepteur suivi par les réflexions multiples à l'intérieur des parois de la cuve. Cette interférence peut conduire à une mauvaise interprétation des signaux recueillis sur l'oscilloscope impliquant une mauvaise évaluation de la vitesse de propagation. On doit là encore faire les mesures de temps de propagation sur le début de l'impulsion ultrasonore.
- ❑ La méthode large bande utilisant un réflecteur permet de s'affranchir des réflexions multiples lorsque la cible est suffisamment éloignée du transducteur et d'éviter l'inconvénient de l'alignement d'un transducteur récepteur figure IV-3. Le temps de propagation est mesuré avec une meilleure précision et une bonne reproductibilité en raison de l'absence d'un couplant.

En conclusion la méthode large bande utilisant un réflecteur semble la plus appropriée pour l'étude de la vitesse ultrasonore, du fait qu'elle permet une mesure plus aisée et une meilleure précision dans l'évaluation du temps de propagation.

IV-2-8- Interprétation de la variation de la vitesse en fonction de la température dans la glycérine

La viscosité d'un liquide contenant des liaisons par pont d'hydrogène est particulièrement sensible à la température, ce qui s'interprète par une diminution du degré de coordination avec la température induisant une décroissance de la vitesse de propagation en fonction de la température.

L'interaction intermoléculaire dans la glycérine est due au changement brusque de la température induit par la succession de collision des atomes provoquant une cassure des liaisons chimiques de type OH, car leur énergie de cohésion est la plus basse induisant la décroissance de la vitesse lorsque la température augmente.

IV-2-9- Evolution des échos en fonction de la température

L'influence de la température sur la propagation de l'onde ultrasonore est représentée sur la figure IV-12, lorsque la température croît; elle provoque une agitation moléculaire qui favorise le déplacement des particules; ainsi la viscosité et l'atténuation du fluide diminuent entraînant une augmentation de l'amplitude.

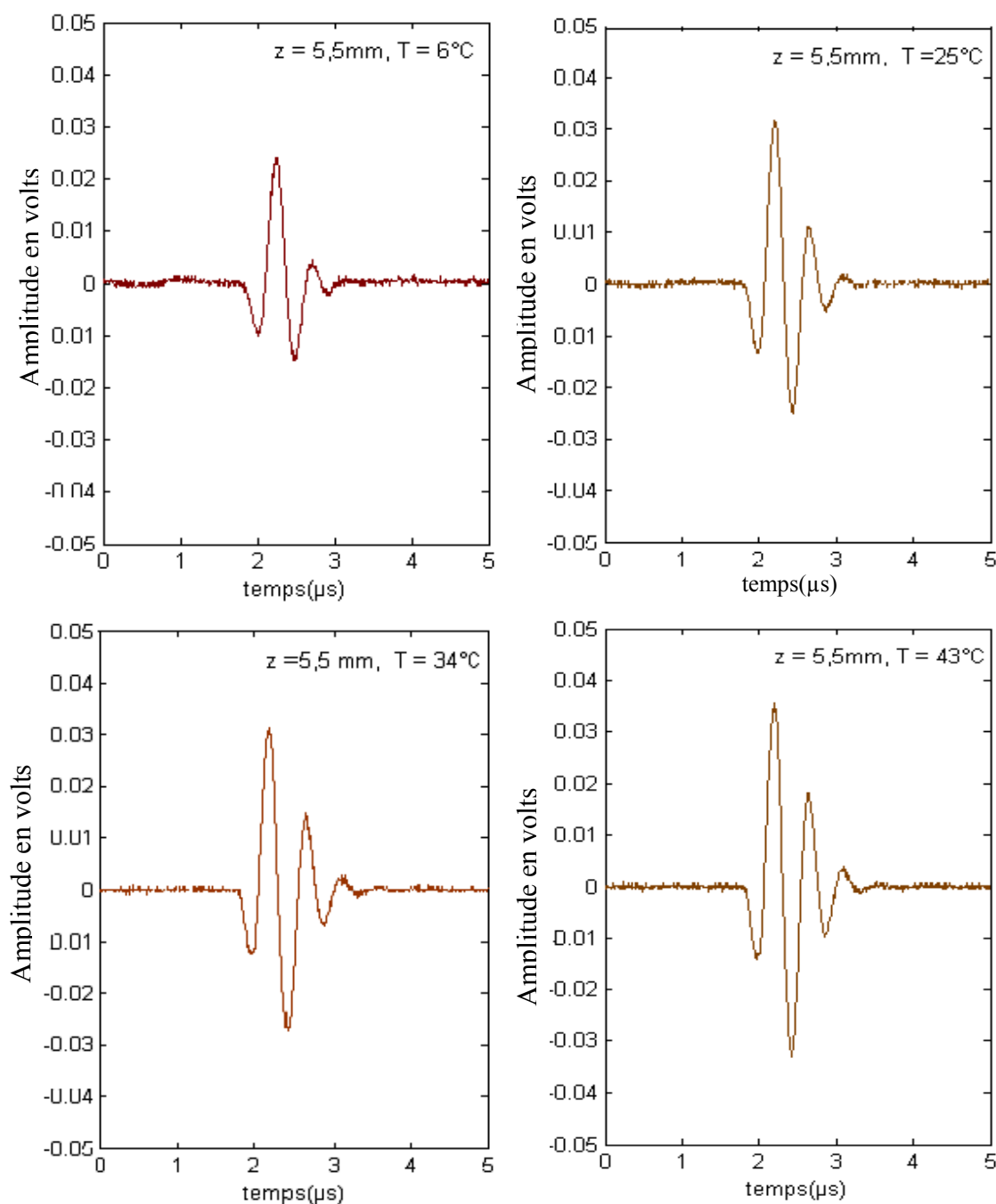


Figure IV-12: Représentation de l'écho à différentes températures et pour $z = 5.5 \text{ mm}$.

PHOTOGRAPHIES DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX



Figure IV-13 : Cible de rayon $r = 5\text{mm}$.

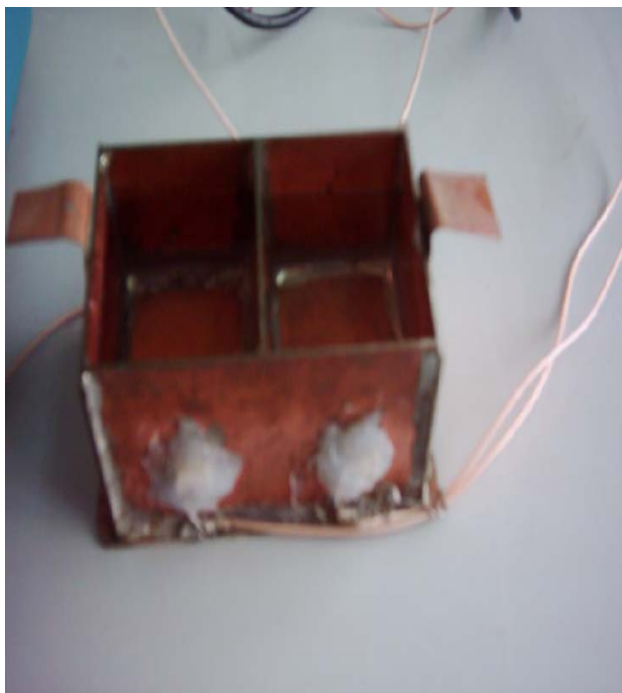


Figure IV-14 : Cuve en Métal



Figure IV-15 : Cuve en Verre



Figure IV-16 : Cuve en Plexiglass

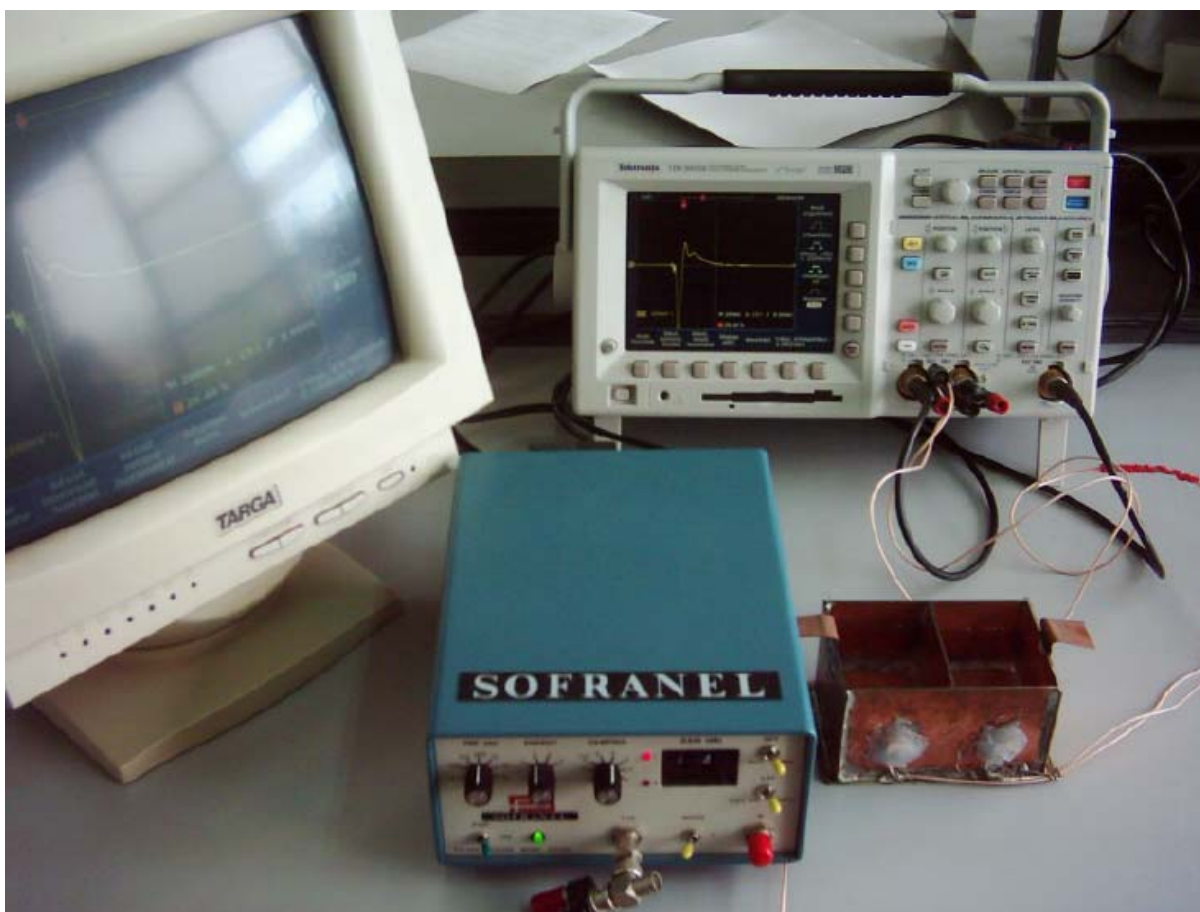


Figure IV-17 : Photographie du dispositif expérimental. Méthode par comparaison



Figure IV-18 : Photographie du dispositif expérimental. Méthode par Transmission.



Figure IV-19 : Photographie du dispositif expérimental. Méthode par Réflexion.

IV-3- ETUDE DE L'ATTENUATION DES ONDES ULTRASONORES DANS LES FLUIDES VISQUEUX

IV-3-1- Méthodes de mesure de la viscosité

IV-3-1-1- Les méthodes de mesure de la viscosité de cisaillement

IV-3-1-1-1- Procédé par écoulement capillaire

Le coefficient de viscosité de cisaillement η est déterminé par le viscosimètre d'Ostwald dont le principe est basé sur l'écoulement des liquides dont les lois sont données par la relation de Poiseuille[Tec95][Cha69]:

$$E = \frac{\pi P r^4}{8 \eta L}$$

où E est le débit volumique qui s'écoule sous une différence de pression P à travers un tube calibré de rayon intérieur r et de longueur L . Cette méthode donne des résultats satisfaisants aux températures ordinaires, mais ne permet plus de mesures précises aux hautes températures.

IV-3-1-1-2- Procédé par chute d'un corps dans un fluide au repos

Cette méthode est utilisée pour mesurer la viscosité d'huiles ou de verres. La mesure de la vitesse v d'ascension d'une sphère de rayon r , de masse volumique ρ_1 , dans un liquide au repos, de masse volumique ρ_2 , de viscosité η , est exprimée par la loi de Stokes-Ossen [Tec95][Cha69] :

$$\eta = \frac{2gr^2(\rho_1 - \rho_2)}{9v}$$

Où g est l'accélération de la pesanteur.

Cette méthode est la seule qui ait fait l'objet d'une théorie exacte ; par conséquent elle est considérée comme absolue.

IV-3-1-1-3- Procédé par glissement relatif

Le fluide étudié, est contenu dans un creuset généralement de forme cylindrique, de rayon intérieur R , qui tourne à vitesse angulaire constante ω . Le plongeur cylindrique, de rayon

r plus petit et de hauteur h , est suspendu par un fil mince dans l'axe central du fluide où l'on mesure le couple agissant sur le plongeur. C'est la méthode de Couette dans laquelle la viscosité est exprimée par la relation [Cha69][Tec95][Mid93]:

$$\eta = \frac{\alpha_2}{\omega} \frac{C}{4\pi h} \frac{R^2 - r^2}{R^2 r^2}$$

C est la constante de torsion du fil de suspension, α_2 l'angle que fait le système suspendu par rapport à sa position d'équilibre. Cette méthode de Couette est valide pour les hautes températures.

IV-3-1-1-4- Procédé par amortissement d'oscillations

Deux procédés sont utilisés, pour la détermination de la viscosité:

IV-3-1-1-4-a- Système avec plongeur oscillant

Le plongeur est immergé dans le liquide et suspendu par un fil de torsion. Le système étant lancé et laissé libre d'osciller, on mesure l'amortissement des oscillations. Cette méthode limitée à de faibles viscosités de l'ordre (10^{-3} à 10^{-1}) Pa.s; elle est utilisée pour des laitiers ou des sels fondus [Tec95].

IV-3-1-1-4-b- Système du creuset oscillant

Le creuset, rempli du mélange à étudier, est suspendu au système oscillant. Un dispositif de comptage du nombre d'oscillations, par cellules photoélectriques, entre deux amplitudes bien définies. Cette méthode est utilisée pour mesurer la viscosité des métaux et des alliages liquides à haute température pour des viscosités de l'ordre de (10^{-3} à $8 \cdot 10^{-3}$) Pa.s [Tec95].

IV-3-1-2- Détermination de la viscosité volumique par une méthode ultrasonore

Durant ces dernières décennies, du fait qu'aucune méthode de mesure n'existait pour la détermination de la viscosité volumique μ , seule la viscosité de cisaillement η était connue [Gau95][Lit48][Bou02].

L'étude de l'absorption des ondes ultrasonores, a permis de montrer que l'atténuation était la conséquence des deux viscosités. Ainsi, la mesure de l'atténuation des ondes ultrasonores devrait permettre la détermination de μ [Lit48].

Rappelons que dans le cas d'un milieu fluide visqueux, l'atténuation obéit à la loi:

$$\alpha(f) = \alpha_0 f^2$$

D'après cette loi, l'atténuation est proportionnelle au carré de la fréquence, et α_0 représente le paramètre d'atténuation caractérisant le milieu à étudier s'écrivant en fonction des viscosités de cisaillement et volumique.

L'expression de l'atténuation des ondes ultrasonores établie dans le Chapitre (II-2-3), permet de remonter à la viscosité volumique par l'expression:

$$\alpha = \frac{2\pi^2}{\rho v_0^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \mu \right) f^2$$

La combinaison des deux équations donne:

$$\frac{4}{3} \eta + \mu = \frac{\rho v_0^3}{2\pi^2} \alpha_0$$

La connaissance de la valeur du paramètre d'absorption α_0 et de la vitesse de propagation v_0 ainsi, que la valeur de η déterminée par l'une des méthodes précédemment décrites, permet de remonter à μ à l'aide de l'expression établie avant.

IV-3-2- Mesure de l'atténuation des ondes ultrasonores

La figure IV-20, représente les signaux obtenus pour deux positions respectives $z_1 = 5.5 \text{ mm}$ et $z_2 = 10.5 \text{ mm}$. On remarque que l'amplitude décroît lorsque le réflecteur s'éloigne du transducteur.

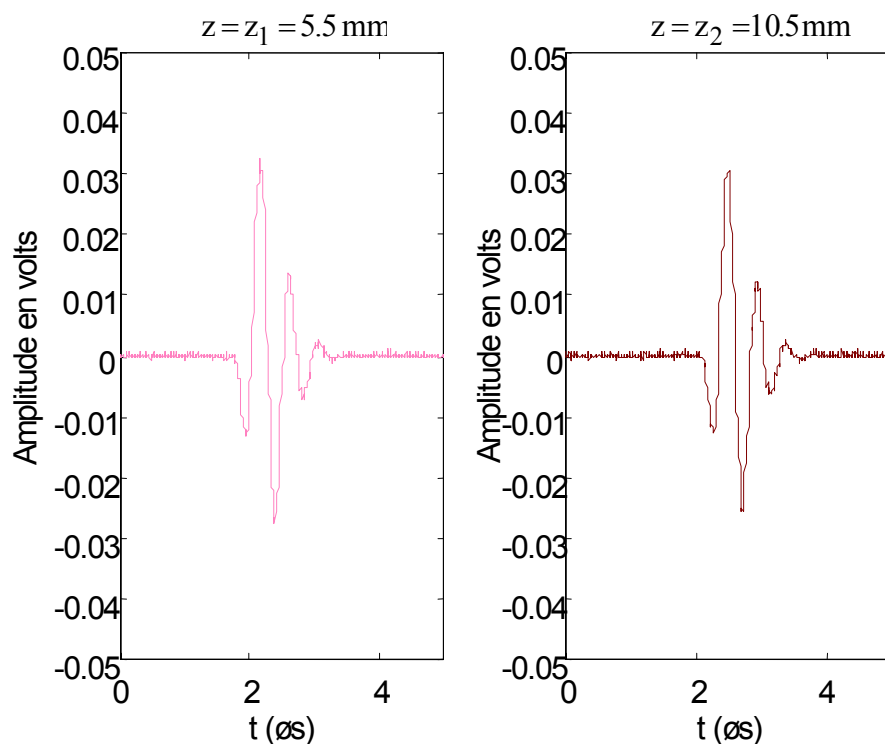


Figure IV-20: Signaux transmis dans la glycérine pour deux positions $z_1 = 5.5 \text{ mm}$ et $z_2 = 10.5 \text{ mm}$

Les spectres correspondant à ces deux signaux sont représentés sur la figure IV-21, on constate la diminution du spectre lorsque la distance entre le réflecteur et le transducteur augmente et un décalage des spectres vers les basses fréquences dû au filtrage fréquentiel.

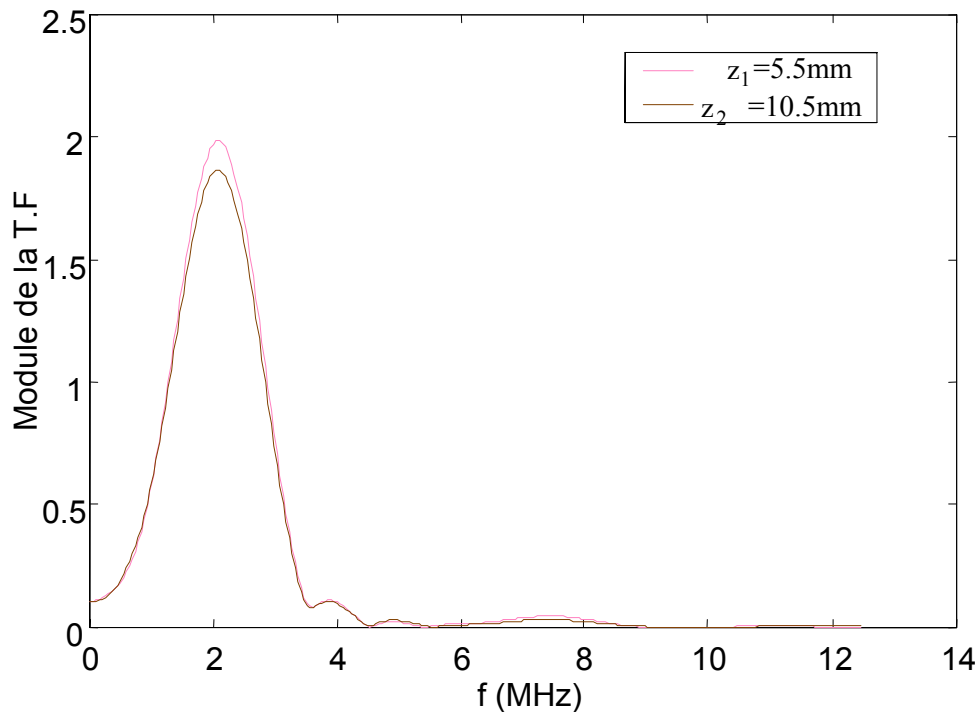


Figure IV-21: Spectres respectifs des signaux transmis dans la glycérine pour deux positions $z_1=5.5\text{mm}$ et $z_2=10.5\text{mm}$.

IV-3-2-1- Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence

Toute l'étude réalisée dans les chapitres théoriques était basée sur l'hypothèse que l'atténuation était proportionnelle au carré de la fréquence et que le milieu n'était pas dispersif. Nous procédons dans ce qui suit, à une estimation de l'exposant de la fréquence qui apparaît dans l'expression de l'atténuation. Les signaux acquis par le dispositif expérimental, à une température T donnée et pour deux positions, z_1 et z_2 du réflecteur, permettent de déterminer l'atténuation, grâce à la méthode de division des spectres, donnée par la relation [Dje04][Bou02][Pet03]:

$$\alpha(f) = \frac{\ln\left(\frac{S_1(f)}{S_2(f)}\right)}{2(z_2 - z_1)}$$

$S_1(f)$ et $S_2(f)$, représentent les modules de la transformée de Fourier du signal ultrasonore détecté pour des distances transducteur-réflecteur égales respectivement à z_1 et z_2 .

La variation de l'atténuation en fonction de la fréquence, est représentée sur la figure IV-22. On constate que l'atténuation croît en fonction du carrée de la fréquence.

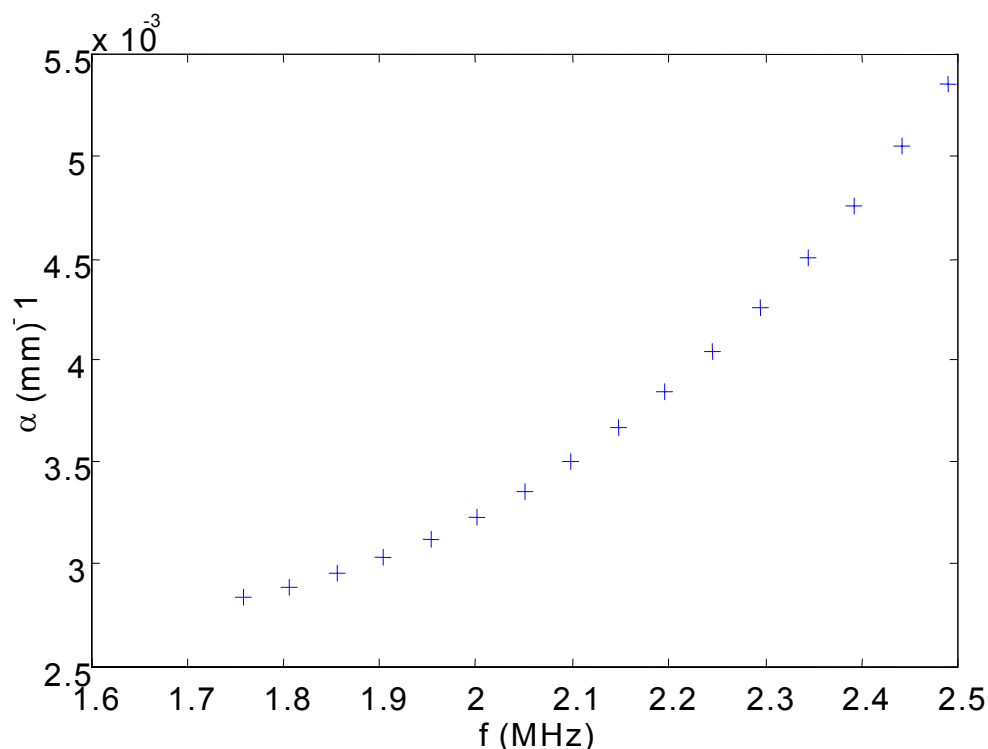


Figure IV-22: Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence.

Afin d'affiner l'estimation de la loi de dépendance de l'atténuation en fonction de la fréquence, nous avons tracé la courbe donnant les variations de l'atténuation en fonction de la fréquence et du carré de la fréquence et utilisé une interpolation quadratique et une interpolation linéaire figure IV-23, figure IV-24. La pente des deux courbes donne le paramètre d'atténuation variant de $(10^{-3} \text{ à } 10^{-4}) \text{ mm}^{-1} \text{ Mhz}^{-2}$.

Une autre procédure a également été utilisée elle consiste à calculer ce paramètre à la fréquence nominale du transducteur. Les valeurs trouvées décroissent en fonction de la température et sont compatibles avec une loi de dépendance quadratique de l'atténuation en fonction de la fréquence.

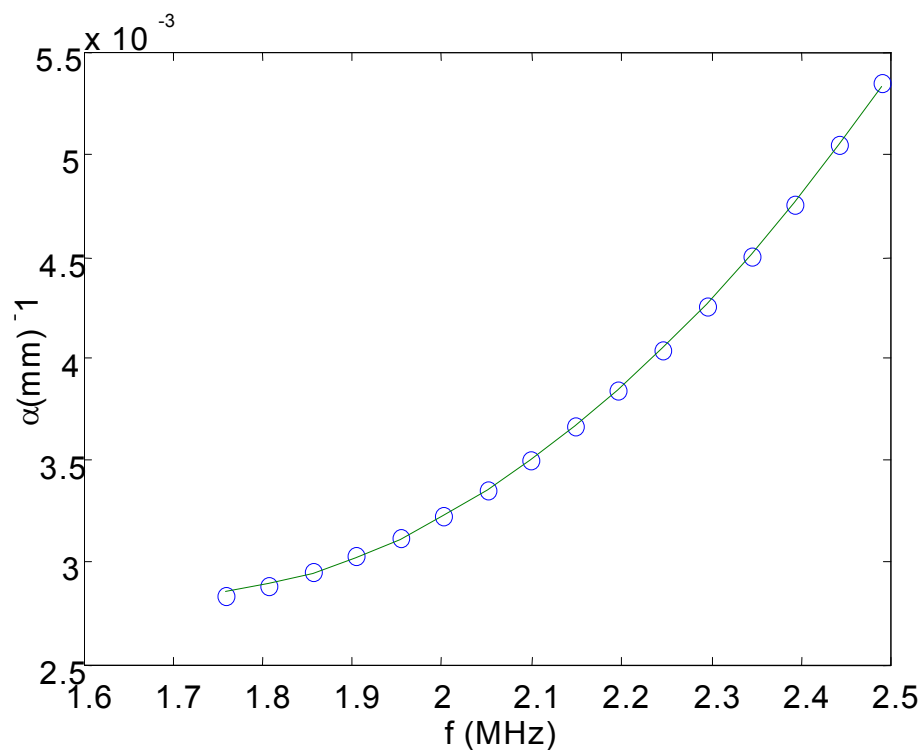


Figure IV-23: Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence et interpolation quadratique.

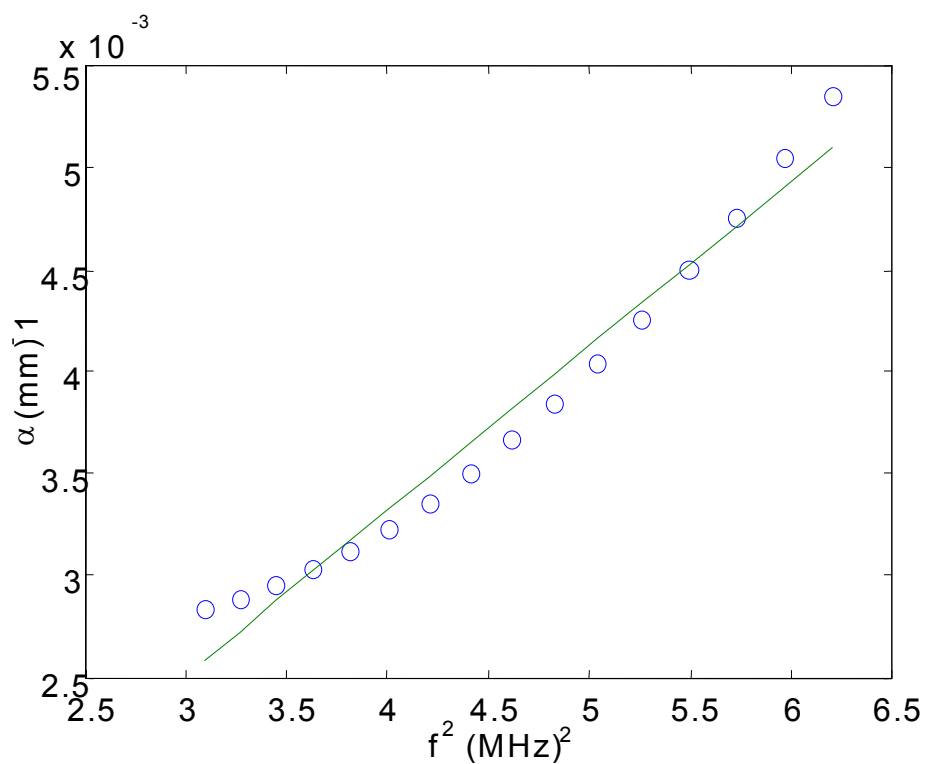


Figure IV-24: Variation de l'atténuation en fonction de la fréquence au carré et interpolation linéaire.

Une autre procédure consiste à tracer les variations du logarithme de α en fonction du logarithme de la fréquence et de mesurer la pente de la droite obtenue par interpolation linéaire (figure IV-25). La pente de cette courbe donne la valeur de l'exposant estimée à 1.84. Les valeurs de toutes les mesures sont comprises entre [1.5-2.2]. Tenant compte de la précision des mesures, la valeur de l'exposant égale à deux se situe bien dans la position médiane de l'intervalle d'incertitude. De ce fait, on peut conclure que la glycérine utilisée présente une dépendance quasi-quadratique de l'atténuation en fonction de la fréquence. Dans la bibliographie, pour la glycérine pure certains auteurs ont estimé cet exposant à la valeur de 1.9. Bien que cette valeur corresponde à l'estimation que nous avons faite de ce paramètre, un écart probable peut être expliqué par la pureté du produit résultant en partie du vieillissement de la glycérine au contact de l'air humide.

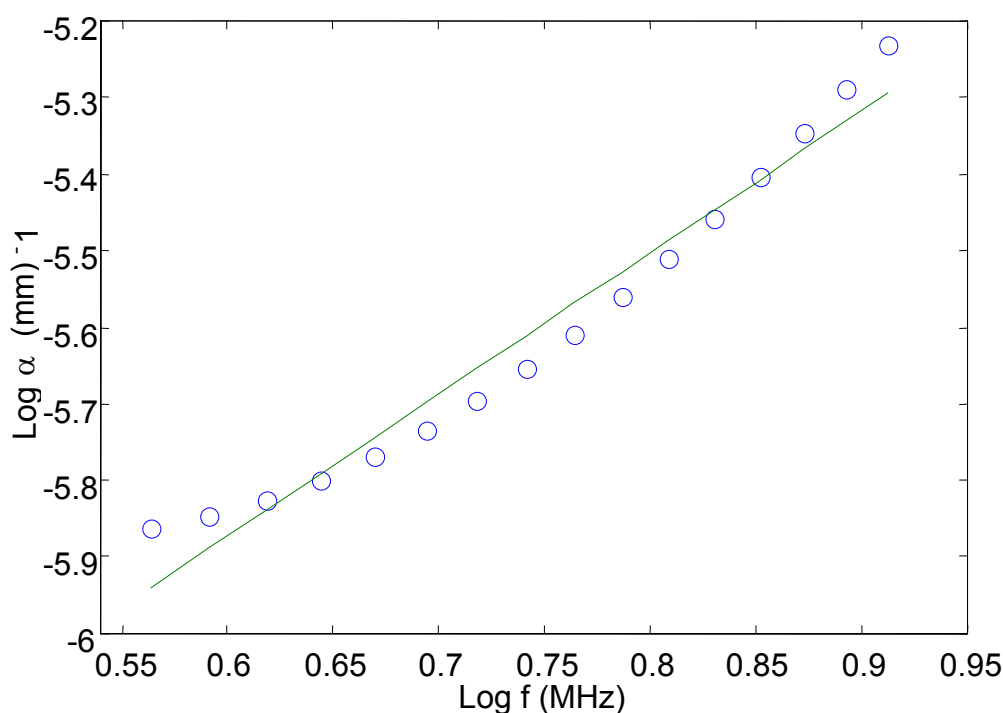


Figure IV-25: Variation du logarithme de l'atténuation en fonction du logarithme de la fréquence.

IV-4- VARIATION DU PARAMETRE D'ATTENUATION EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

D'après la figure IV-26, le paramètre d'atténuation diminue lorsque la température augmente, ce résultat était prévisible, car α_0 est un paramètre lié à la viscosité, et la viscosité d'un fluide dépend fortement de la température; en particulier elle diminue lorsque la température croît. Ce résultat peut être expliqué par le fait que les liaisons chimiques se brisent lorsque la température croît.

En effet, la glycérine est un alcool, et les alcools sont connus pour leur grande association avec l'hydrogène, le groupe caractéristique OH est caractérisé par l'énergie de cohésion la plus basse, l'élévation de la température produit une cassure de ces liens et une décroissance du paramètre d'atténuation car la viscosité d'un liquide contenant des liaisons par pont d'hydrogène est particulièrement sensible à la température.

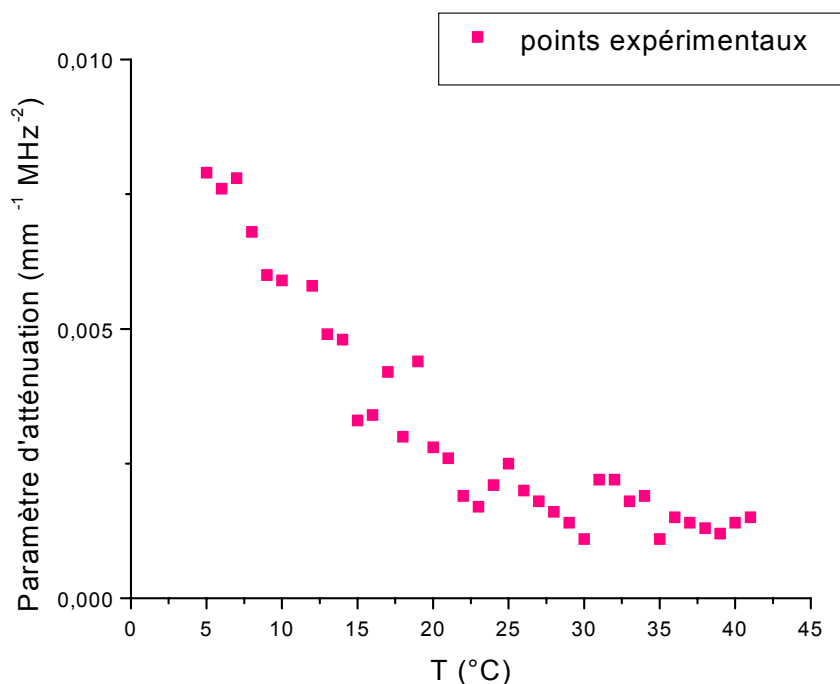


Figure IV-26: Variation du Paramètre d'atténuation en fonction de la température.

IV-5- VARIATION DE LA VISCOSITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

La viscosité volumique et de cisaillement s'exprime en fonction du paramètre d'atténuation par la relation donnée ci-dessous:

$$\frac{4}{3}\eta + \mu = \frac{\rho v_0^3}{2\pi^2} \alpha_0 \quad (\text{IV-1})$$

La détermination du paramètre d'atténuation α_0 a permis de tracer la viscosité en fonction de la température représentée sur la figure IV-27.

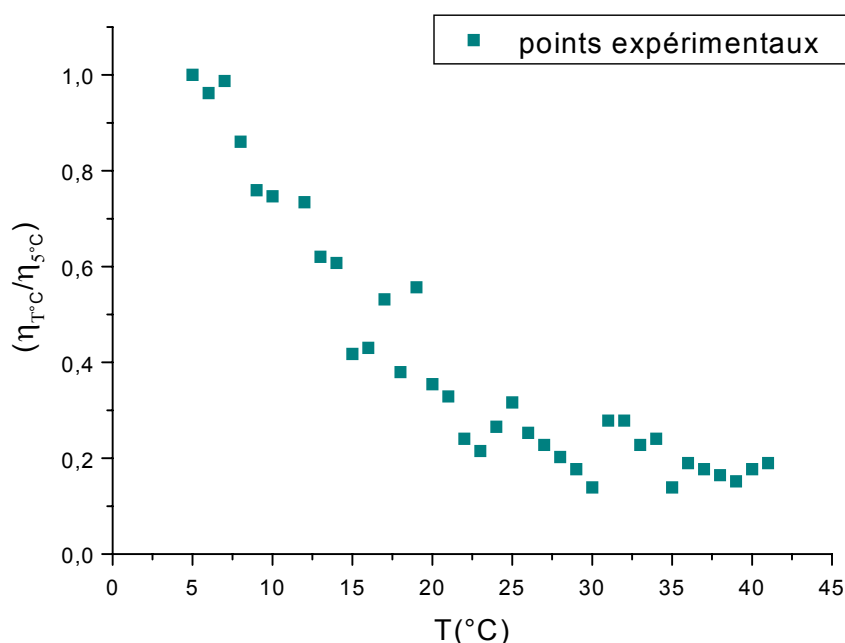


Figure IV-27: Variation de la viscosité en fonction de la température.

D'après la figure IV-27, la viscosité décroît lorsque la température croît, cette variation justifie la loi de dépendance de la formule d'Andrade qui est une expression permettant d'étudier la viscosité en fonction de la température; la connaissance des constantes propres de chaque fluide permet de caractériser complètement le fluide.

La loi d'Andrade exprimant la dépendance de la viscosité en fonction de la température (Chapitre II- pp40) s'écrit:

$$\eta = C e^{\frac{\varepsilon}{K T}}$$

Cette loi exprime la dépendance de la viscosité en fonction de la température selon une loi exponentielle de l'inverse de la température. La détermination des constantes du fluide permet de renseigner sur l'apport de quantité d'énergie nécessaire pour passer d'un niveau à un autre et permet aussi de mieux le caractériser en déterminant la constante propre de chaque fluide. Pour cela, nous avons commencé à vérifier expérimentalement la loi de variation de la viscosité en fonction de la température. Puis nous avons tracé le logarithme de la viscosité en fonction de l'inverse de la température et nous en avons déduit la constante $\frac{\varepsilon}{K T}$. La courbe représentant le logarithme de la viscosité en fonction de l'inverse de la température est représentée sur la figure IV-28, d'après la figure le logarithme de la viscosité croît en fonction de l'inverse de la température. La détermination de la valeur de la pente de la courbe permet de déduire la valeur de $\frac{\varepsilon}{K T}$, dans notre cas la valeur de $\frac{\varepsilon}{K T}$ caractérisant la glycérine est de: 4687(K).

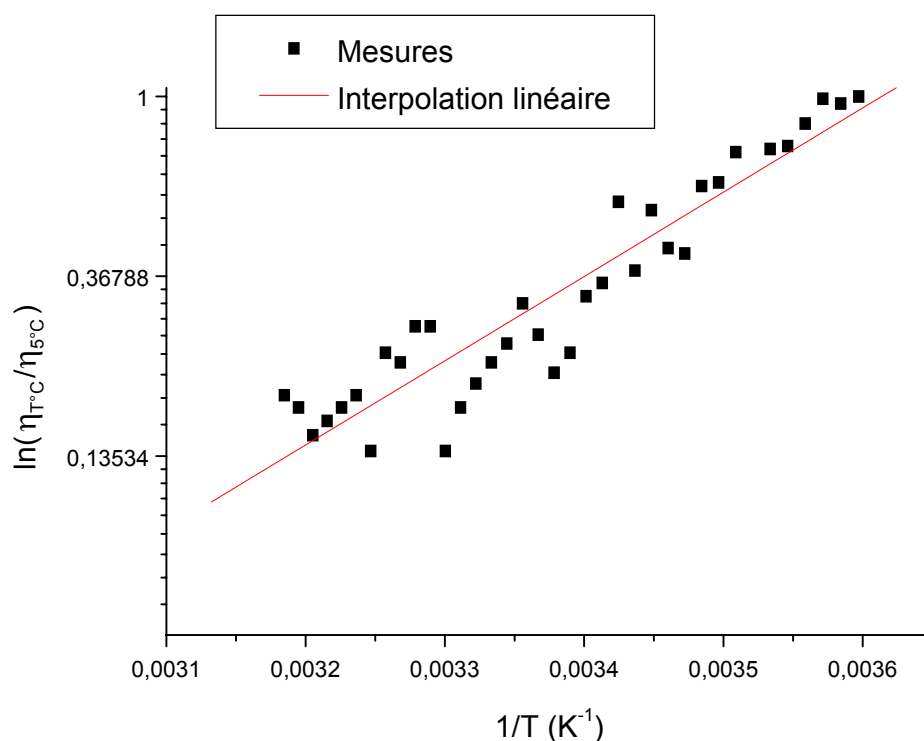


Figure IV-28: Variation du logarithme de la viscosité en fonction de l'inverse de la température.

IV-5-1 Détermination de la viscosité volumique

La détermination de la vitesse ultrasonore et la connaissance du paramètre d'atténuation permettent de calculer la viscosité volumique. Pour cela une évaluation de la viscosité de cisaillement est nécessaire.

Dans notre cas nous avons La viscosité de cisaillement a été mesurée, au Laboratoire de Rhéologie de la Faculté de Physique (USTHB), par la méthode de Couette à la température ambiante $T=25^{\circ}\text{C}$; la valeur obtenue est $\eta=10.01\text{ Pa.s}$ La valeur de la viscosité de cisaillement a également été mesurée au CRD de Boumerdes, la valeur obtenue est $\eta=7.95\text{ Pa.s}$. Ces deux valeurs sont proches l'une de l'autre; la petite différence provient probablement de la précision des mesures.

En remplaçant ces constantes dans l'équation IV-1 on aboutit à la valeur de la viscosité volumique égale à $\mu=150.25\text{ Pa.s}$

CONCLUSION

L'utilisation de la méthode impulsionnelle pour la caractérisation de la glycérine a permis d'effectuer une étude de la vitesse et de l'absorption en fonction de la température dans la gamme de température 5°C à 43°C .

A travers les différentes méthodes utilisées nous avons vérifié que le milieu n'est pas dispersif dans la gamme de fréquence $[0-3]\text{ MHz}$.

Le choix de la méthode par réflexion, nous a permis de calculer la vitesse de propagation en s'affranchissant du problème de réflexion.

Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence de la température sur la vitesse de propagation et de vérifier la loi de dépendance de l'atténuation dans de tels milieux.

La mesure de l'absorption a permis de déterminer le paramètre d'atténuation et de remonter à la viscosité volumique.

Conclusion générale

La présente thèse est une étude théorique et expérimentale de la propagation des ondes ultrasonores dans les fluides visqueux.

Elle porte sur la caractérisation d'un milieu fluide visqueux par la méthode ultrasonore. Pour notre part, nous avons étudié la vitesse de propagation en fonction de la température dans la glycérine qui est un fluide visqueux.

Dans l'étude théorique nous avons établi l'équation de propagation et obtenu l'expression de la vitesse ultrasonore et de l'atténuation. Le phénomène de propagation a été modélisé en supposant que la pression détectée à la sortie est le produit de convolution de la réponse impulsionnelle et de la pression d'entrée. Ainsi, la propagation en milieu visqueux est modélisée par un filtre progressif dépendant de la position, qui représente la réponse impulsionnelle.

Dans l'étude expérimentale, grâce à la méthode impulsionnelle, nous avons pu mesurer la vitesse de propagation et l'atténuation dans une gamme de température de 5°C à 43°C.

L'effet de la température sur la vitesse a été étudié. Il a permis de mettre en évidence les propriétés physiques et chimiques influant sur la décroissance de la vitesse en fonction de la température.

L'atténuation a été calculée par la méthode de division des spectres. Dans le cadre de cette étude, nous avons pu vérifier la variation quadratique de l'atténuation en fonction de la fréquence dans une gamme de fréquence [0-3] MHz et confirmer les hypothèses de travail.

La détermination de la vitesse et de l'atténuation, a permis de calculer la viscosité volumique caractérisant ainsi tout le fluide visqueux.

Par ailleurs, il serait intéressant :

- ❑ d'étendre l'étude à d'autres milieux de propagation.
- ❑ d'utiliser d'autres types de transducteurs (focalisé, annulaire,...), et d'autres fluides absorbants.
- ❑ d'étudier d'autres gammes de fréquences.
- ❑ d'utiliser le calcul fractionnaire pour les milieux qui ne présentent pas une dépendance quadratique de l'atténuation en fonction de la fréquence.

Bibliographie

- [Abr78] M. Abramowitz, I. A. Stegun, " Handbook of mathematical functions ", Dover Publications, INC, New York, 1978.
- [Akl83] J. J. Aklonis, W. J. Macknight, " Introduction to polymer viscoelasticity ", 1983.
- [Ali02] A. Alia, " Simulation du rayonnement et de la diffraction de champs ultrasonores par la méthode des différences finies ", Thèse de Magister, USTHB, 2002.
- [Alt68] Z. Alterman, C. F. Karal, " Propagation of elastic waves in layered media by finite difference methods ", B. Seis. Soc. Am, vol 58, n° 1, pp 367-398, 1968.
- [Alt70] Z. Alterman, J. Aboudi, " Source finite extent applied force and couple in an elastic half-space ", Geophys. J. R. Astr, vol 21, pp 47-64, 1970.
- [Alt70] Z. Alterman, J. Aboudi, C. F. Karal, " Pulse propagation in a laterally heterogeneous solid elastic sphere ", Geophys. J. R. Astr, vol 21, pp 243-260, 1970.
- [Alt70] Z. Alterman, D. Loewenthal, " Seismic waves in a quarter and three-quarter plane ", Geophys. J. R. Astr, vol 20, pp 101-126, 1970.
- [Asm94] M. Asmani, " Contribution à l'étude de l'interaction des ultrasons avec les milieux biologiques: application aux glucides en solutions ", Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, France, 1994.
- [Aud89] S. Audibert, L. Fauveau, M. Bruno, C. Cosnard, " Resonance cavity and speed of sound gases ", International gas research, Tokyo, 1989.
- [Baï00] J. P. Baillon, J. M. Dorlot, " Des matériaux ", Troisième édition, 2000.
- [Bla69] D. T. Blackstock, " Transient solution for sound radiated into a viscous fluid ", J. Acoust. Soc. Amer. vol 41, n° 5, pp 124-130, 1969.
- [Bon79] L. J. Bond, A. Ilan, " Ultrasonic pulse scattering open slots ", Ultrasonics International, 1979.
- [Bou02] N. Bouaoua, " Contribution à l'étude du rayonnement et de la diffraction de champs ultrasonores impulsifs dans les milieux fluides visqueux ", Thèse de Magister, USTHB, 2002.

- [Bra02]** P. Brassier, " Débitmétrie par technique ultrasonore en milieu gazeux industriel ", Thèse de Doctorat, Bordeaux I, 2002.
- [Bru98]** M. Bruneau, " Manuel d'acoustique fondamentale ", Edition Hermes, Paris, 1998.
- [Cat98]** S. Catheline, " Interférométrie-speckle ultrasonore : application à la mesure d'élasticité ", Thèse de doctorat, Paris VII, 1998.
- [Cha04]** L. Challande, " Parcours ACAR: Acoustique architecturale ", Acoustique Physique. Université Pierre & Marie Curie, 2004.
- [Cha69]** G. Champetier, " Introduction à la chimie macromoléculaire ", Edition Masson, Tome I, 1969.
- [Cou83]** G. Couarraze, J. L. Grossiord, " Initiation à la rhéologie ", Deuxième édition, Edition lavoisier, 1983.
- [Del72]** V. A. Del Grosso, C. W. Mader, " Speed of sound in pure water ", J. Acoust. Soc. Am. vol 52, n° 5, nov 1972.
- [Dil99]** D. A. Dillard, " Phenomenological viscoelasticity of polymers ", Virginia Tech, Blacksburg, VA, 1999.
- [Dje04]** H. Djelouah, A. Oudina, H. Khelladi, D. Belgroune, " A pulsed technique for the measurement of the ultrasonic attenuation ", CFA/ DAGA, Strasbourg, France Mars 2004.
- [Elv00]** L. Elvira, Segura, " Acoustic wave dispersion in a cylindrical elastic tube filled with a viscous liquid ", Ultrasonics, vol 37, pp 537-547, 2000.
- [Ew93]** M.B.Ewing, " Thermophysical properties of fluids from acoustic measurements ", Pure and appl, Chem, vol 65, pp 907-912, 1993.
- [Fik84]** M. A. Fikri, " Simulation numérique 3D, en collocation Chebyshev, de phénomènes thermoconvectifs en centrifugation ", Thèse de Doctorat, USTHB, 1984.
- [Gro72]** V. A. Del Grosso, C. W. Mader, " Speed of sound in pure water ", J. Acoust. Soc. Am. vol 52, n° 5, nov 1972.
- [Ger95]** A. Gerschel, " Liaisons intermoléculaires. Les forces en jeu dans la matière condensée ", Inter Éditions/CNRS Éditions, 1995.
- [Gau95]** J. F. Gaubert, " Applications thermodynamiques de la propagation d'ondes ultrasonores, sous pression élevée dans des mélanges gazeux et liquides en relation avec les fluides d'origines pétrolières ", Thèse de Doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France, 1995.
- [He99]** Ping. He, " Experimental verification of models for determining dispersion from attenuation ", IEEE Trans, Ultrason, Ferroelect, Freq Contr, vol 46, n° 3, pp 706-714, 1999.

- [He01] Ping. He, J. Zheng, " Acoustic dispersion and attenuation measurement using both transmitted and reflected pulses ", Ultrasonics, 39, pp 27-32, 2001.
- [Her91] T. G. Hertz, S. O. Dymling, K. L. Lindstrom, H. Persson, " Viscosity measurement of an enclosed liquid using ultrasound ", Rev. Sci. instrum. 62(2), pp 457-462, Feb 1991.
- [Hun41] J. L. Hunter, " The absorption of ultrasonics waves in highly viscous liquids ", J. Acoust. Soc Amer, vol 13, Jul 1941.
- [Khe97] H. Khelladi, " Etude théorique et expérimentale des champs ultrasonores impulsionnels diffractés par des cibles circulaires planes ", Thèse de Magister, USTHB, Alger 1997.
- [Kin62] L. Kinsler, " Fundamentals of acoustics ", Second edition, John Wiley & Sons, Inc, 1962.
- [Knu54] J. R. Knudsen, " The effects of viscosity and heat conductivity on the transmission of plane sound pulses ", J. Acoust. Soc Amer, vol 26, n° 1, January 1954.
- [Lan94] L. Landau, E. Lifchitz, " Physique théorique mécanique des fluides ", 3ème édition, Edition Mir ellipses, Moscou, 1994.
- [Leb01] J. L. Leblanc, " Propriétés mécaniques des polymères", Cours du DEA, Chimie physico chimiques des polymères, Option chimie, 2001.
- [Ley02] N. Leymarie, " Analyse du comportement viscoélastique de matériaux anisotropes par reconstruction de forme d'ondes ", Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, France, 2002.
- [Lit48] T. A. Litovitz, C. M. Davis, " Structural and Shear Relaxation in liquids ", 1948.
- [Lud95] R. Ludwig, P. L. Levin, " Analytical and numerical treatment of pulsed wave propagation into a viscous fluid ", IEEE trans, Ultrason, Ferroelect, Freq Contro, vol 42, n°4, pp 789-792, May 1995.
- [Man86] J. Manfred, " Pvt data for carbon dioxide-ethane mixtures ", Gas quality, pp 247-261, 1986.
- [Mek00] M. Mekawy, H. Afifi, K. El- Nagar, " Comparison between different methods for viscosity measurements ", National Institute For Standard, Egypt. 2000.
- [Mid93] N. Midoux, " Mécanique et rhéologie des fluides en génie chimique ", Edition, 1993.
- [Mof70] M. B. Moffeti, R. T. Beyer, " Transient effects in the propagation of a sound pulse in a viscous fluid ", J. Acoust. Soc Amer, 47(5), pp 1241-1251, 1970.
- [Orv65] W. J. Orville, Thomas, " Internal rotation in molecules ", 1965.
- [Oud05] A. Oudina, H. Djelouah, " Modélisation de la propagation des ondes ultrasonores

impulsionnelles dans les fluides visqueux ", Workshop sur la Modélisation en électrotechnique et en Mécanique, 13-14 Avril 2005, Alger.

[Ouz78] R. Ouziaux, J. Perrier, " Mécanique des fluides appliquée ", 3ème édition, Edition Dunod, Paris, 1978.

[Pet03] F. Peters, L. Petit, " A broad band spectroscopy method for ultrasound wave velocity and attenuation measurement in dispersive media ", *Ultrasonics*, vol 41, pp 357-363, 2003.

[Roo97] L. J. Root, B. j. Berne, " Effect of pressure on hydrogen bonding in glycerol: A molecular dynamics investigation ", *J.Chem. Phys*, 107 (11), 1997.

[Roy96] D. Royer, E. Dieulesaint, " Ondes élastiques dans les solides ", Tome1, Propagation libre et guidée, Masson, Paris, 1996.

[Sel85] A. R. Sellfridge, " Approximate material properties in isotropic materials ", *IEEE Trans. son. Ultras*, vol su-32, n° 3, pp 381-394, May 1985.

[She96] S. H. Sheen, H. Te. Chien, A. C. Raptis, " Measurment of Shear Impedances of Viscoelastic Fluids ", *IEEE Ultrasonics Symposium*, pp 453-457, 1996.

[SiA98] D. Si Ahmed, " Contribution à l'étude de la diffraction par des cibles planes, de champs ultrasonores impulsionnels focalisés ", Thèse de Magister, USTHB, Alger, 1998.

[Sza95] T. L. Szabo, " Time domain wave equations for lossy media obeying a frequency power law ", *J. Acoust. Soc Amer*, vol 79, n 1, pp 14-24, 1995.

[Sza95] T. L. Szabo, " Causal theories and data for acoustic attenuation obeying a frequency power law ", *J. Acoust. Soc. Am.* vol 97 n° 1, pp 14-24, Jan 1995.

[Ti95] " Matériaux métalliques, étude des alliages ", *Techniques de l'ingénieur*, vol m1, Avril 1995.

[Tix03] N. Tixier, " Approche des propriétés rhéologiques de suspensions biologiques flocules ", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, 2003.

[Ued81] M. Ueda, H. Ichikawa, " Analysis of an echo signal reflected from weakly scattering volume by a discrete model of the medium ", *J. Acoust. Soc. Am*, 70(6), pp 1768-1775, Dec 1981.

[Vio97] P. L. Viollet, " Mécanique des fluides à masse volumique variable: aérodynamique, thermodynamique, écoulements stratifiés", 1997.

[Zor99] E. Zorebski, A. Zak, " Acoustic and volumetric investigations of 1,5-Pentanediol + Glycerol at 298.15 K ; comparison with recalculated data for: 1,3-Butanediol + Glycerol and 2- Methyl-2,4- Pentanediol + Glycerol ", *Z. Phys. Chem*, Bd 210, S. 223-233, 1999.

[Zor02] E. Zorebski, J. Nurek, " Ultrasonic speeds, molar excess volumes and adiabatic compressibilities of the 1-Butanol + Glycerol system at 298.15 K ", *Z.Phys. Chem*, 216, 895-904, 2002.

[Wil58] J.Williams, J.Lamb, " On measurement of ultrasonic velocity in solids ", J. Acoust. Soc Amer, vol 30, n° 4, pp 308-313, 1958.