

République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة الجيلالي بونعامة خميس مليانة
Université Djilali Bounaâma de Khemis Miliana
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière



Mémoire de fin d'étude

*En vue de l'obtention d'un diplôme de **Master** en Physique*
Spécialité: Physique théorique

Thème :

**Caractérisation ultrasonique d'un milieu poreux
homogène avec une structure rigide via les ondes
réfléchies.**

Devant le jury composé de :

- **Dr. S.E Bentriddi.....Présidente**
- **Dr. M. SadoukiEncadreur**
- **Dr. M. YezliExamineur**

Présenté par :

M. HALBIGUE. N
M. GHEDDAOUI. S

Année universitaire : 2016 / 2017

Remerciements

Nous remercions notre dieu qui nous à donner la force et le courage de pouvoir terminer nos études et d'arriver à ce niveau.

Nous exprimons nos vifs remerciements, nos profonde gratitude à notre encadrant monsieur : SADOUKI MUSTAPHA, qui a dirigé ce mémoire dans la continuité de notre Master. La pleine confiance dès le début et qui nous à orienter à la recherche des documentations.

Nous adressons nos remerciements à Monsieur S. E. Bentriddi maitre de conférences à UDBKM et à Monsieur M. Yezli Maitre de conférences à UDBKM d'avoir accepté de participer au jury de cette mémoire.

Nous tiendrons à remercier tous ceux qui ont contribuées à la réalisation de ce travail.

Nous adressons, pareillement, notre remerciements à nos enseignants et à tous nos collègues de la promo Master Physique Théorique 2017.

ملخص

الهدف من هذا العمل هو تقديم طريقة محسنة لحساب الوسائط الفيزيائية المميزة للمواد المسامية في الترددات العالية. يستند هذا الأسلوب على الطريقة المباشرة و العكسية لاستجابة وسط مسامي ذو هيكل صلب للموجة الصوتية المنعكسة عبر الجدار الأول و الثاني للهيكل الصلب للوسط المسامي. يعبر عن تفاعل الموجة الواردة مع الوسط بنموذج السائل المكافئ. نستعمل التحليل اللانهائي لنموذج جونسن للتعبير عن التفاعلات الحرارية واللزجة بين المانع والوسط الصلب. تمت دراسة حساسية الوسائط الفيزيائية و المتمثلة في المسامية الانعراجية والأطوال المميزة للزجة والحرارية على الموجات المنعكسة عبر الجدار الأول و الثاني. يتم حساب الوسائط الفيزيائية الأربعة على مرحلتين . فالمسامية والانعراجية يتم حسابها عبر الموجة المنعكسة الأولى، أما الأطوال المميزة للزجة والحرارية فيتم حسابها باستخدام الموجة المنعكسة عبر الواجهة الثانية.

الكلمات الافتتاحية : وسط مسامي، هيكل صلب، توصيف الموجات فوق الصوتية.

Abstract

The objective of this work is to propose an improved acoustic method to estimate the physical parameters describing the porous medium at high frequency. This method is based on the resolution of the direct and inverse problem of the response of a rigid porous medium to an ultrasonic acoustic wave reflected by the first and second interface of the medium. The interaction of the incident wave with the medium is described by the equivalent fluid model. The asymptotic development of Johnson-Allard is used for the analytical description. The sensitivity of the porosity, tortuosity, the viscous and thermal characteristic lengths on the two reflected waves at the first and the second interface is studied. The four parameters are estimated in two steps; The porosity and the tortuosity via the first reflected wave, the viscous and thermal characteristic lengths are determined using the wave reflected at the second interface.

Key words: Porous medium, rigid structure, characterization, ultrasonic.

Résumé

L'objectif de ce travail est de proposer une méthode acoustique améliorée pour estimer les paramètres physiques décrivant le milieu poreux en haut fréquence. Cette méthode est basée à la résolution du problème direct et inverse de la réponse d'un milieu poreux rigide à une onde acoustique ultrasonore réfléchiée par la première et la deuxième interface du milieu. L'interaction de l'onde incidente avec le milieu est décrite par le modèle du fluide équivalent. Le développement asymptotique de Johnson-Allard est utilisé pour la description analytique. La sensibilité de la porosité, tortuosité, les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques sur les deux ondes réfléchies à la première et la deuxième interface est étudiée. Les quatre paramètres sont estimés en deux étapes ; la porosité et la tortuosité via la première onde réfléchiée, les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques sont déterminées en utilisant l'onde réfléchiée à la deuxième interface.

Mots clés : Milieu poreux, structure rigide, caractérisation, ultrasonore.

Table des Matières

Introduction générale	01
Chapitre 1 Description d'un milieu poreux	
1. Introduction	05
2. Paramètres élastiques	05
2.1. Le module d'Young.....	05
2.2. Le coefficient de Poisson.....	06
2.3. La contrainte de cisaillement.....	06
2.4. Le module de compressibilité	06
3. Paramètres physiques décrivant les matériaux poreux.....	06
3.1. Porosité	06
3.2. Tortuosité	07
3.3. Résistivité au passage du fluide	09
3.4. Longueur caractéristique visqueuse Λ	10
3.5. Longueur caractéristique thermique Λ'	10
3.6. Perméabilité visqueuse k_0	11
3.7. Perméabilité thermique k'_0	11
4. Théorie de fluide équivalent	12
4.1. Modélisation des effets inertiels et visqueux – Tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$	13
4.1.1. Modèle de Johnson	13
4.1.2. Modèle de Pride et al	14
4.2. Modélisation des phénomènes thermiques - Compressibilité dynamique $\beta(\omega)$..	15
4.2.1. Modèle de Champoux et Allard	15
4.2.2. Modèle de Lafarge.....	16
5. Théorie de Biot	16
5.1. Relation contrainte-déformation et coefficient d'élasticité de Biot	17
5.2. Les équations de mouvement	18
Conclusion	19

Chapitre 2	Théorie du fluide équivalent	20
1. Introduction		21
2. Problème direct		21
2.1 Monocouche en incidence normale		21
2.2 Monocouche en incidence oblique		27
2.3 Cas d'un milieu semi-infini en incidence normal		27
2.3.1 Régime hautes fréquences		28
Conclusion		29
Chapitre 3	Problème inverse - Estimation des paramètres physiques	30
1. Introduction		32
2. Sensibilité des paramètres sur le signal réfléchi		32
2.1. Variations de la porosité ϕ		34
2.2. Variations de la tortuosité α_∞		35
2.3. Variation de la longueur caractéristique visqueuse Λ et thermique Λ'		36
3. Caractérisation de mousse en plastique		37
3.1. Détermination de la porosité et de la tortuosité		39
3.2. Détermination des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique		40
Conclusion		42
Conclusion générale		43
Bibliographies		44

Introduction générale

Introduction générale :

Une méthode de caractérisation acoustique des matériaux poreux est proposée en utilisant les ondes réfléchies à la première et à la deuxième interface d'un échantillon poreux monocouche rigide saturé par l'air. Cette étude a été développée à partir de la théorie du fluide équivalent en utilisant le modèle de Johnson [1] et Allard [2] pour décrire les effets visqueux-inertiels qui se produisent à l'intérieur du matériau poreux.

Il existe plusieurs paramètres géométriques que l'on peut associer à une structure poreuse. Certains dépendent uniquement de la forme du solide poreux et ne varient pas lorsqu'on dilate ou on change l'échelle du solide. C'est le cas de la porosité et de la tortuosité. D'autres dépendent des dimensions, c'est le cas des perméabilités visqueuse et thermique qui varient, à forme égale comme une surface et des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique qui varient comme des longueurs [3,4].

Dans ce travail une méthode de caractérisation acoustique des matériaux poreux est proposée. Elle a été développée à partir du modèle théorique de fluide équivalent [3,4], qu'on peut présenter comme un modèle de Biot simplifié [5,6], ainsi que sur des mesures acoustiques de part et d'autre des matériaux poreux monocouche d'épaisseur finie dans le régime des hautes fréquences. Des expressions simplifiées des coefficients de réflexions à la première et à la deuxième interface d'un milieu poreux ont été établies dans le régime asymptotique. Le problème inverse permettant la caractérisation du matériau poreux, a été résolu en utilisant des données expérimentales ultrasonores. La méthode proposée est simple et efficace, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives dans le domaine de la caractérisation acoustique des matériaux poreux.

Le premier chapitre de ce rapport présente les différents paramètres géométriques et mécaniques définissant le milieu poreux, les deux modèles qui décrivent le comportement des ondes acoustiques dans un milieu poreux, qui sont la théorie du fluide équivalent et la théorie de Biot, sont exposés.

Le chapitre(2) est consacré à une approche théorique de la propagation acoustique dans les milieux poreux. Dans cette partie des expressions analytiques des coefficients de réflexions à la première et à la deuxième interface d'un milieu poreux homogène rigide ont été établis dans le domaine fréquentiel en incidence normale et oblique.

Dans le chapitre 3 une étude de sensibilité des quatre paramètres sur les ondes réfléchies est présentée. On montre ainsi que la réflexion à la première interface dépend des valeurs de la tortuosité α_∞ et de la porosité ϕ , et la réflexion à la deuxième interface est sensible aux valeurs des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' . On termine ce chapitre par la résolution du problème inverse en utilisant des données expérimentales d'ondes réfléchies par une tranche de matériau poreux. La fiabilité de la méthode proposée est évaluée par des comparaisons avec les méthodes expérimentales classiques.

Chapitre 1

Description d'un milieu poreux

1. Introduction

Un milieu poreux est un milieu diphasique constitué d'une phase solide (squelette) et d'une phase fluide. Ces deux phases sont enchevêtrées à l'échelle macroscopique. Lors de la propagation d'une onde sonore dans un tel milieu, des interactions entre ces deux phases de nature différente ont lieu.

Le but de ce chapitre est de présenter les deux modèles décrivant ces interactions qui sont le modèle du fluide équivalent [3,4] et le modèle de Biot [5,6]. On donne ensuite la définition de quelques paramètres physiques et élastiques qui caractérisent un matériau poreux et qui devront se retrouver dans tout modèle physique destiné à prédire le comportement acoustique de ce matériau.

Lorsque le milieu poreux est saturé par un fluide léger, l'impédance caractéristique de la phase solide est très supérieure à celle de la phase fluide et la structure solide du matériau n'est généralement pas mise en vibration par le passage de l'onde sonore, elle reste immobile. Dans ce cas, on utilise la théorie du fluide équivalent [3,4,7]. La théorie de Biot [5,6], qui est la théorie la plus générale, est formulée pour prendre en compte les mouvements simultanés de la partie fluide et solide lors de passage de l'onde acoustique à travers le milieu poreux. Plusieurs paramètres existent pour décrire le milieu poreux, ces paramètres se scindent en deux catégories : paramètres élastiques et paramètres physiques.

2. Paramètres élastiques :

Quand un corps est soumis à l'action des forces extérieures, des contraintes s'établissent, par réaction à l'intérieur de ce corps, Aux contraintes sont associées des déformations. Dans le domaine élastique, les déformations sont entièrement réversibles : quand les forces sont appliquées sur le corps, celui-ci change de forme, mais retrouve sa forme initiale quand les forces extérieures sont retirées. Les propriétés élastiques des matériaux sont caractérisées par les modules d'élasticité qui suivent :

2.1. Le module d'Young

Le module de Young ou module d'élasticité est la constante qui relie la contrainte de traction ou de compression et le début de la déformation d'un matériau élastique isotrope. Tant que cette déformation reste petite et que la limite d'élasticité du matériau n'est pas

atteinte. La loi d'élasticité est la loi de Hooke : $\sigma = E\varepsilon$, où σ est la contrainte (en unité de pression), E est le module de Young (en unité de pression), ε est l'allongement relatif ou déformation.

2.2. Le coefficient de Poisson :

Le coefficient de Poisson ν permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué. Il est compris entre 0 et 0.5, pour de petites déformations, le changement de volume $\frac{\Delta V}{V}$ dû à la contraction du matériau est donné par la formule $\frac{\Delta V}{V_0} = (1 - 2\nu) \frac{\Delta L}{L_0}$ où L est la longueur du matériau.

2.3. La contrainte de cisaillement :

Une contrainte de cisaillement τ est une contrainte appliquée de manière parallèle ou tangentielle à une face d'un matériau, par opposition aux contraintes normales qui sont appliquées de manière perpendiculaire. C'est le rapport d'une force à une surface, qui possède donc la dimension d'une pression. Sa formule générale est : $\tau = \frac{F}{A}$, où F est la force tangentielle appliquée et A est l'aire de la section au droite de force.

2.4. Le module de compressibilité :

Le module de compressibilité k est l'inverse du module d'élasticité cubique. On l'appelle également coefficient de compressibilité. Il est donné par : $k = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp}$, où V le volume et P la pression, son unité est $[Pa^{-1}]$, il traduit la souplesse d'un fluide vis-à-vis de la compression. La variation de volume avec la pression étant le plus souvent négative, cette définition rend alors la compressibilité k positive.

3. Paramètres physiques décrivant les matériaux poreux:

Il existe plusieurs paramètres géométriques que l'on peut associer à une structure poreuse.

3.1. Porosité :

Le premier paramètre qui caractérise la géométrie interne d'un matériau poreux et qui apparait logiquement est la porosité notée Φ , la porosité est le rapport du volume occupé par le fluide V_f saturant les espaces vides du squelette au volume total occupé par le matériau V_t .

$$\Phi = \frac{V_f}{V_t} \quad (1.1)$$

Le volume du squelette est donné par : $V_s = V_t - V_f$.

La porosité apparaît donc comme un paramètre intrinsèque du poreux homogène à l'échelle macroscopique. Cette porosité est une grandeur sans dimension pouvant varier de 0 (matériau solide non poreux) à 1 (fluide libre) et déterminée par la connaissance des trois paramètres volumiques : V_f, V_s, V_t . Nous intéressons au cas où les pores sont interconnectés et communiquent avec l'extérieur de sorte que la phase fluide forme un milieu continu, la porosité est dite alors ouverte. Lorsque le volume du fluide est clos par le squelette, la porosité est dite occluse. La porosité est aussi le premier paramètre qui apparaît dès que nous cherchons à relier entre elle les vitesses acoustiques à l'extérieur et à l'intérieur du poreux au voisinage immédiat de la surface de l'échantillon.

Il existe trois types de porosité comme l'illustre la figure ci-dessous :

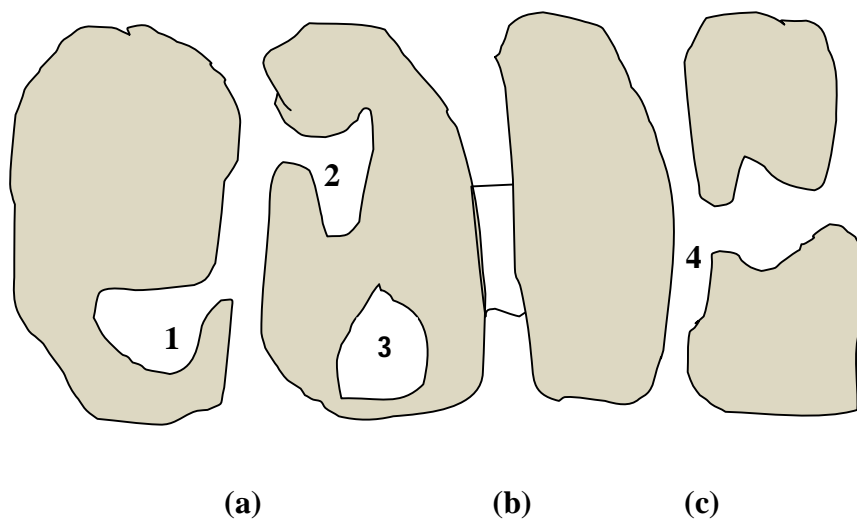


Fig.1.1 – Schéma des différentes porosités

- a) Porosité piégés dans les bulles (1) et (2)
- b) Porosité occluse :
 - Dans un bulle fermée (3)
 - Dans un pore obturé (4)
- c) Porosité connectée

Plusieurs méthodes, direct et indirect, ont été développées pour mesurer la porosité [8-14].

3.2. Tortuosité :

La tortuosité est un paramètre géométrique décrivant l'aspect sinueux des pores et le couplage inertiel entre fluide et la structure du matériau en régime haute fréquence. La tortuosité prend sa plus faible valeur ($\alpha_\infty = 1$) dans le cas de matériaux poreux ayant des pores droits, et de grandes valeurs ($\alpha_\infty = 1.5, 2$) pour les matériaux les plus résistifs. [1,2]

La tortuosité α_∞ correspond au facteur de forme introduit par Zwikker et Kosten [15]. Pour des pores de forme quelconques, Johnson et al [1] donnent, la tortuosité définie par :

$$\alpha_\infty = \frac{\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m^2 dV}{\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m dV \right)^2} \quad (1.2)$$

Cette relation montre que la tortuosité est un paramètre ne dépendant que de la géométrie du poreux. De plus elle est toujours supérieure ou égale à 1, l'égalité se faisant dans le cas des pores cylindriques, parallèles à la direction de propagation de l'onde.

Où v_m représente le champ des vitesses microscopiques d'écoulement dans les pores pour un fluide sans viscosité. Le terme $\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m dV \right)$ représente la vitesse macroscopique [1].

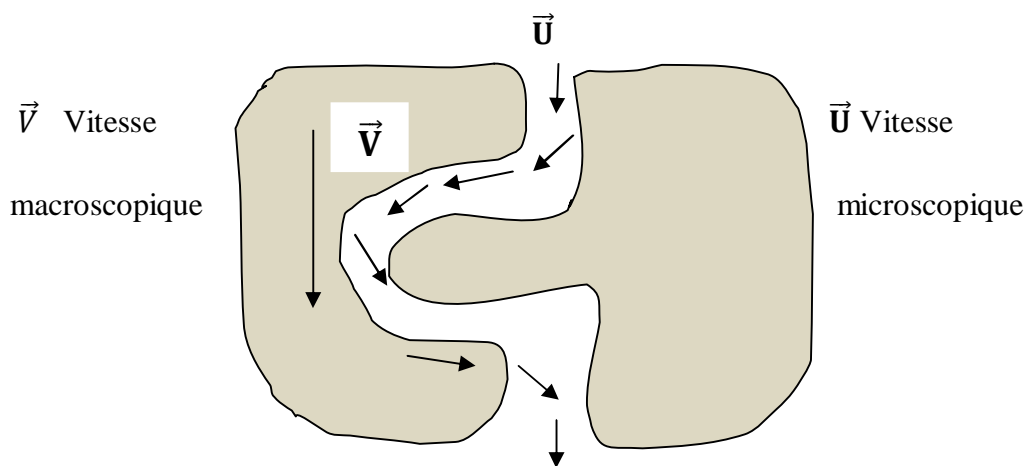


Fig. 1.2 – Variations de norme et de direction de la vitesse d'un fluide inclus dans un pore.

A très hautes fréquences la tortuosité proposée par Allard et al. [2] a pour expression :

$$\alpha_{\infty} = \sqrt{\frac{C_f}{C_{\infty}}} \quad (1.3)$$

Où C_f représente la vitesse du fluide saturant le matériau poreux et C_{∞} est la vitesse à l'infini dans le matériau.

3.3. Résistivité au passage du fluide :

La résistivité quantifie la résistance du milieu poreux au passage du fluide. Quand un échantillon de matériau poreux est traversé par un écoulement continu de fluide, une différence de pression apparaît entre ses deux extrémités.

Il existe une relation de proportionnalité entre chute de pression Δp et Q_v volumique d'air le traversant, donnée par la loi de Darcy

$$\Delta p = R \cdot Q_v \quad (1.4)$$

Où R représente la résistance au passage du fluide. On introduit pour un matériau homogène d'épaisseur d et de section S , la résistivité de l'air σ par la relation suivante :

$$\sigma = R \frac{S}{d} \quad (1.5)$$

La résistivité des matériaux fibreux et des mousses plastiques varie généralement entre 5000 et 150000 $Nm^{-4}s$. La résistivité est un paramètre important pour décrire le comportement d'un matériau poreux aux basses fréquences [16].

Un schéma d'un dispositif pour la mesure de ce paramètre est donné par (figure 1.2). Dans le système international, ΔP s'exprime en Pascal, Q_v s'exprime en $m^3 S^{-1}$, donc σ en $kg \cdot m^{-4} s$.

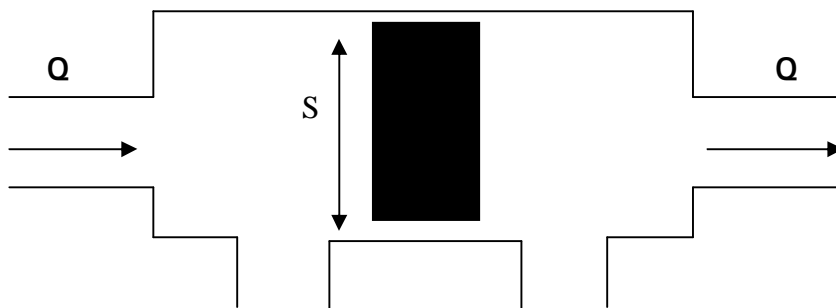


Fig. 1.3 – Dispositif pour mesurer la résistivité au passage de l'air.

3.4. Longueur caractéristique visqueuse Λ :

Les travaux de Johnson et al. [1] en 1987 caractérisant des effets visqueux en haute fréquence en introduisant la longueur caractéristique visqueuse Λ donnée par :

$$\frac{2}{\Lambda} = \frac{\int_S u^2 dS}{\int_V u^2 dV} \quad (1.6)$$

Où u est la vitesse microscopique d'un fluide parfait incompressible, S est l'aire de l'interface entre les phases solide et fluide et V le volume du fluide. La longueur Λ est donc un paramètre géométrique. Cette définition vaut pour une surface solide fluide régulière et pour une épaisseur de couche limite faible devant le rayon de courbure caractéristique de l'interface. Lorsque la surface des pores présente des singularités (pointes), cette définition de la longueur caractéristique n'est plus valable. Le paramètre Λ est un indicateur de la taille des pores étroits, lieu privilégié des échanges visqueux [17].

3.5. Longueur caractéristique thermique Λ' :

En 1991, Champoux et Allard [18] ont introduit par analogie avec Johnson et al. [1] un paramètre géométrique appelé longueur caractéristique thermique donnée par :

$$\frac{2}{\Lambda'} = \frac{\int_S dS}{\int_V dv} \quad (1.7)$$

En d'autres termes Λ' est le double du rapport du volume fluide sur la surface de contact totale entre le solide et le fluide. Le facteur 2 introduit pour que dans le cas des pores cylindriques, Λ' corresponde au rayon des pores. La longueur Λ' est un indicateur de la taille des grands pores, lieu privilégié des échanges thermiques [18].

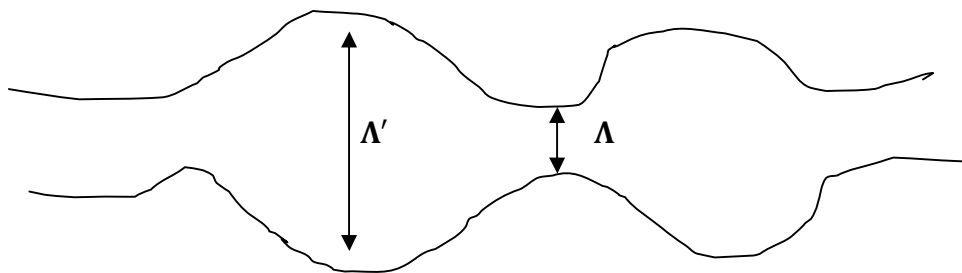


Fig. 1.4 – Schéma représentatif de Λ et Λ'

3.6. Perméabilité visqueuse k_0 :

Pour un flux d'air se déplaçant dans une direction x à travers un matériau poreux homogène, la loi de Darcy peut encore s'écrire :

$$v_e = -\frac{k_0}{\eta} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1.8)$$

Où v_e est la vitesse d'écoulement à l'extérieur du matériau ou débit par unité de surface. k_0 est la perméabilité visqueuse du matériau ou perméabilité de Darcy. η est la viscosité dynamique du fluide. $\partial P/\partial x$ est le gradient de pression dans la direction de l'écoulement (ou variation de pression par unité de longueur).

La relation entre la résistivité et la perméabilité de Darcy s'écrit comme :

$$k_0 = \frac{\eta}{\sigma} \quad (1.9)$$

Ce paramètre k_0 ne dépend pas de la nature du fluide mais uniquement de la géométrie interne du matériau poreux. Il s'exprime en m^2 mais on peut aussi exprimer cette perméabilité en Darcy (1 Darcy correspond à $9.87 \cdot 10^{-7} m^2$)[11,16].

3.7. Perméabilité thermique k'_0 :

Lafarge introduit la perméabilité thermique qui représente, comme la perméabilité k_0 pour les effets visqueux, une section effective pour les échanges thermiques. Elle est homogène à une surface. La perméabilité thermique k'_0 est définie comme l'inverse de la constante de piégeage.

$$K'_0 = \frac{1}{\Gamma} \quad (1.10)$$

La constante de piégeage Γ , caractéristique du réseau poreux, est liée à la mesure du temps moyen de survie τ_m d'une particule qui diffuse dans le milieu avec une constante de diffusion.

$$\tau_m = \frac{1}{\Gamma \phi D} \quad (1.11)$$

4. Théorie de fluide équivalent :

Dans le fluide libre la propagation des ondes acoustique est d'écrite par les équations fondamentale suivantes [19]:

$$\rho_f \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\overline{\Delta p} \quad (1.12)$$

$$\frac{1}{K_a} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (1.13)$$

Où \vec{v} et p représentent la vitesse et la pression acoustique, ρ_f est la masse volumique de fluide. K_a est le module d'incompressibilité adiabatique du fluide.

Dans ces conditions l'équation de propagation va alors s'écrire sous la forme suivante:

$$\Delta p - \frac{1}{C_f^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.14)$$

Avec C_f célérité de l'onde, définie par la relation :

$$C_f = \sqrt{\frac{K_a}{\rho_f}} \quad (1.15)$$

Pour caractériser la propagation dans le fluide, il suffit de connaître ρ_f et K_a du fluide.

Constante de propagation K et l'impédance caractéristique Z_C sont réelles données par :

$K = \omega \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a}}$, $Z_C = \sqrt{\rho_f K_a}$ et ω est la pulsation. Constante de propagation et impédance caractéristique deviennent, du fait de l'existence de Phénomènes irréversibles de pertes, deux fonctions complexes de la pulsation ω , $k(\omega)$ et $z_c(\omega)$. Ces fonctions décrivent un comportement effectif du fluide au niveau macroscopique, étant entendu que la longueur d'onde de la perturbation reste grande devant les dimensions microscopiques des matériaux poreux [19].

$$k(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho(\omega)}{K(\omega)}} \quad (1.16)$$

$$z_c(\omega) = \sqrt{\rho(\omega) K(\omega)} \quad (1.17)$$

Les fonctions $\rho(\omega)$ et $K(\omega)$ peuvent s'écrire sous la forme suivant :

$$\rho(\omega) = \rho_f \alpha(\omega) \quad (1.18)$$

$$\frac{1}{k(\omega)} = \frac{\beta(\omega)}{K_a} \quad (1.19)$$

Où $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ sont deux fonctions adimensionnelles appelées tortuosité dynamique et compressibilité dynamique.

Dans le fluide limité, le mouvement obéit aux deux équations :

$$\rho(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{v} \rangle = -\vec{\nabla} \langle p \rangle \quad (1.20)$$

$$\frac{1}{k(\omega)} \frac{\partial}{\partial t} \langle p \rangle = -\vec{\nabla} \langle \vec{v} \rangle \quad (1.21)$$

Où $\langle \vec{v} \rangle$ et $\langle p \rangle$ sont des moyennes macroscopique qui intègrent les variations locales des vitesses microscopiques acoustiques et des pressions acoustique [19].

4.1. Modélisation des effets inertiels et visqueux – Tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$:

4.1.1-Modèle de Johnson :

Johnson et al. [1,20,21] apportèrent une contribution substantielle en introduisant les concepts de tortuosité et de perméabilité dynamiques pour décrire les interactions visqueuses entre le solide et le fluide en fonction de la fréquence. Johnson et al. ont également introduit le concept physique de longueur caractéristique visqueuse Λ pour intégrer la complexité de la géométrie des pores à limite haute fréquence lors des écoulements visqueux, l'expression de la tortuosité est donnée par la relation suivante [21] :

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\infty} \left(1 + \frac{\sigma\phi}{j\omega\rho_0} G(s) \right) \quad (1.22)$$

Où $s = C \sqrt{\frac{8\omega\rho_0}{\sigma\phi}}$, C est un facteur variant suivant la forme géométrique de la section d'un pore. La fonction $G(s)$ qui comporte les fonctions de Bessel $J_0(s\sqrt{-j})$ et $J_1(s\sqrt{-j})$ est obtenue à partir des équations de Navier-Stokes.

La limite haute fréquence de $\alpha(\omega)$ est donnée par la relation suivante :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) = \alpha_{\infty} \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \sqrt{\frac{\eta}{j\omega\rho_0}} \right) \quad (1.23)$$

Où j étant le nombre imaginaire ($j^2 = -1$), η la viscosité dynamique du fluide et ρ_0 la densité du fluide.

L'expression de la tortuosité dynamique est donnée par la loi de darcy :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \alpha(\omega) = \frac{\eta\phi}{\rho_0 k_0 j\omega} \quad (1.24)$$

A partir des ces deux expressions asymptotiques, on peut construire une fonction analytique valable aux fréquences intermédiaires [21].

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{1}{jx} \sqrt{1 + \frac{M}{2} jx} \right) \quad (1.25)$$

Où M est le facteur de forme. $M = \frac{8k_0\alpha_\infty}{\phi\Lambda^2}$.

Où x est la fréquence adimensionnelle $x = \frac{\omega\alpha_\infty\rho_0}{\sigma\phi}$.

4.1.2-Modèle de Pride et al :

Pride et al [22] proposent une correction à l'expression asymptotique haute fréquence de Johnson (1.25) en ajoutant un terme supplémentaire en $\frac{1}{j\omega}$:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) \approx \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \sqrt{\frac{\eta}{j\omega\rho_0}} + \frac{\sigma\phi(1-p)}{j\omega\rho_0\alpha_\infty} \right) \quad (1.26)$$

Le paramètre de Pride p est un paramètre géométrique sans dimension relié à un terme correctif α_0 jouant le rôle de l'inertie du fluide à basses fréquences:

$$p = \frac{M}{4(\frac{\alpha_0}{\alpha_\infty} - 1)} \quad (1.27)$$

La relation qui définit α_0 est :

$$\alpha_0 = \frac{\langle v_m^2 \rangle}{\langle v_m \rangle^2} \quad (1.28)$$

Le développement basse fréquence de la tortuosité dynamique est donc donné par:

$$\alpha(\omega) \approx \frac{\eta\phi}{\rho_0 k_0 j\omega} + \alpha_0 \quad (1.29)$$

La nouvelle expression de la fonction analytique valable à toutes les fréquences est[22] :

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{1}{j\omega} \left(1 - p + p \sqrt{1 + \frac{M}{2p^2} jx} \right) \right) \quad (1.30)$$

4.2. Modélisation des phénomènes thermiques - Compressibilité dynamique $\beta(\omega)$:

4.2.1. Modèle de Champoux et Allard :

Aux très basses fréquences, dans le cas où la capacité calorifique de la structure est grande, le fluide reste à température quasi-constante, et le mouvement du fluide dans le matériau poreux peut-être considéré comme isotherme. On a Le module d'incompressibilité $K^*(\omega)$ qui s'exprime en fonction de la compressibilité $\beta(\omega)$ [18].

$$K^*(\omega) = \frac{K_f}{\beta(\omega)} \quad (1.31)$$

Aux basses fréquences le développement de la compressibilité dynamique est donné par Lafarge en introduisant la perméabilité thermique k'_0 semblable à la perméabilité visqueuse k_0 pour les effets visqueux

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \beta(\omega) \approx \gamma - \frac{(\gamma-1)\rho_f k'_0 P_r}{\eta \Phi j \omega} \quad (1.32)$$

En très hautes fréquences, le cycle de compressions-dilatations est trop rapide pour que des échanges de chaleur entre structure et fluide aient le temps de se réaliser. Le mouvement devient adiabatique :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} K^* \approx K_f \quad (1.33)$$

Dans la limite haute fréquence, où les échanges thermiques ont lieu dans l'épaisseur de couche limite thermique δ' . En introduisant le paramètre Λ' Allard et Champoux [18] ont déterminé, au premier ordre, la limite haute fréquence le paramètre $\beta(\omega)$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \beta(\omega) = 1 + (\gamma - 1)(1 - j) - \frac{\sqrt{2\eta}}{\Lambda' \sqrt{\rho_0 \omega P_r}} \quad (1.34)$$

Pour relier les expressions asymptotiques haute et basse fréquence, la fonction analytique suivante est proposée [18] :

$$\beta(\omega) = \gamma - \frac{(\gamma-1)}{1 + \frac{1}{j\omega\tau} \sqrt{1 + \frac{M'}{2} j\omega\tau}} \quad (1.35)$$

$$\text{Où} \quad \omega' = \frac{\omega}{\omega'_0}, \quad \omega'_0 = \frac{\eta\Phi}{k'_0 P_r \rho_0}, \quad M' = \frac{8k'_0}{\Phi \Lambda'^2}.$$

4.2.2. Modèle de Lafarge

Pour les effets thermiques, Lafarge propose une extension au modèle de Champoux et Allard[2] pour la compressibilité dynamique thermique en introduisant également un paramètre sans dimension p' . Ainsi en haute fréquence l'expression de la compressibilité dynamique est donnée par [19]:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \beta(\omega) \approx 1 + (\gamma - 1) \left[\frac{2}{\Lambda'} \sqrt{\frac{\eta}{P_r \rho_0}} \sqrt{\frac{1}{j\omega}} + \left(\frac{\eta\phi}{k'_0 P_r \rho_0} \right) \left(\frac{1-p'}{j\omega} \right) \right] \quad (1.36)$$

Le paramètre P' est relié à α'_0 , équivalent thermique α_0 , qui décrit l'inertie thermique du fluide à basse fréquence :

$$p' = \frac{M'}{4(\alpha'_0 - 1)} \quad (1.37)$$

L'expression générale de la compressibilité dynamique est :

$$\beta(\omega) = \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{1}{j\omega} \left(1 - p' + p' \sqrt{1 + \frac{M'}{2p'^2} j\omega'} \right)} \quad (1.38)$$

En prenant $p' = 1$, on retrouve l'expression de la compressibilité dynamique donnée par Champoux et Allard [18].

5. Théorie de Biot :

La théorie de Biot est un modèle qui fournit une description générale de la propagation dans les milieux poreux [5,6]. Ce modèle considère le milieu poreux comme un milieu homogène équivalent couplant les phases solide et fluide (en mouvement), Elle généralise la théorie du fluide équivalent au cas où la structure n'est plus rigide. Le milieu poreux est supposé isotrope et constitué de deux phases : une phase solide et une phase fluide. Ces deux phases sont libres de se déplacer sous l'action d'une force extérieure. Ce modèle est fondé sur cinq hypothèses fondamentales qui sont :

1- la longueur d'onde est grande devant les dimensions du volume élémentaire macroscopique et des canaux élémentaires ou s'effectue l'écoulement microscopique. On peut alors montrer que la répartition des contraintes dans le fluide est quasiment hydrostatique, bien que la viscosité joue un rôle majeur dans l'écoulement.

2- Le déplacement est petit tant pour la phase fluide que solide, les déformations sismique classiques étant inférieures à 10^{-6} . Les composantes du tenseur de déformation macroscopique peuvent s'écrire comme :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{ij} + u_{ji}) \quad (1.39)$$

u_i : Composante du déplacement moyen macroscopique.

3- Considère la phase liquide comme continue. La matrice est donc constituée de la phase fluide et des pores occlus. Par suite, la porosité considérée sera celle des canaux où s'effectue l'écoulement.

4- Concerne la matrice que l'on supposera élastique et isotrope. Il est évident, que cette théorie peut être étendue au cas élastique anisotrope.

5- Concerne l'absence de tout couplage et l'absence de couplage thermomécanique.

5.1. Relation contrainte-déformation et coefficient d'élasticité de Biot :

Lorsqu'un matériau est le siège d'une perturbation mécanique, il répond aux contraintes qu'il subit en se déformant. Les composantes du tenseur des contraintes σ_{ij}^s de la phase solide et σ_{ij}^f de la phase fluide s'écrivent[6] :

$$\sigma_{ij}^s = \left((P - 2N)\vec{\nabla} \cdot \vec{u} + Q\vec{\nabla}\vec{U} \right) \delta_{ij} + N(u_{ij} + u_{ji}) \quad (1.40)$$

$$\sigma_{ij}^f = -\phi P_f \delta_{ij} = (R\vec{\nabla}\vec{U} + Q\vec{\nabla}\vec{u}) \delta_{ij} \quad (1.41)$$

\vec{u}, \vec{U} Les déplacements de la phase solide et de la phase fluide. Φ représente la porosité. P_f est la pression de l'air dans le matériau poreux.

P, Q, R et N : sont les différents coefficients d'élasticité de Biot.

Pour déterminer P, Q et R , Biot a explicité ces paramètres en fonction des coefficients de compressibilité K_b, K_f, K_s de la matrice, de l'air et du matériau constituant cette matrice et obtient:

$$P = \frac{(1-\phi)\left[1-\phi-\frac{K_b}{K_s}\right]K_s + \phi\frac{K_s}{K_f}K_b}{\left(1-\frac{K_b}{K_s}\right)-\phi\left(1-\frac{K_s}{K_f}\right)} + \frac{3}{4}N \quad (1.42)$$

$$Q = \frac{(1-\phi - \frac{K_b}{K_s})\phi K_s}{(1 - \frac{K_b}{K_s}) - \phi(1 - \frac{K_s}{K_f})} \quad (1.43)$$

$$R = \frac{\phi^2 K_s}{(1 - \frac{K_b}{K_s}) - \phi(1 - \frac{K_s}{K_f})} \quad (1.44)$$

$K_f K_s, K_b$ sont respectivement les modules d'incompressibilité de la phase fluide dans le matériau poreux, de la phase solide et de la structure dans le vide. Ils dépendent des paramètres mécaniques classiques : les modules d'Young et les coefficients de Poisson du solide E_s, ν_s et du squelette E_b, ν_b sont donnés par :

$$K_s = \frac{E_s}{3(1-2\nu_s)}, \quad K_b = \frac{E_b}{3(1-2\nu_b)} \text{ et } N = \frac{E_b}{2(1+2\nu_b)}. \quad (1.45)$$

5.2. Les équations de mouvement :

Dans la théorie de Biot chaque élément du volume est décrit par le déplacement moyen du fluide \vec{u} et de la partie solide \vec{U} . Les équations de mouvement sont :

$$\rho_{11} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \rho_{12} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = P \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + Q \nabla(\nabla \cdot \vec{U}) - N \nabla \Lambda(\nabla \Lambda \vec{u}) \quad (1.45)$$

$$\rho_{12} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \rho_{22} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = Q \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + R \nabla(\nabla \cdot \vec{U}) \quad (1.46)$$

Les termes ρ_{ij} ont la dimension d'une densité. Ils sont liés à la densité du fluide ρ_f et à la densité du solide ρ_s par les relations suivantes:

$$\rho_{11} + \rho_{12} = (1 - \phi)\rho_s \quad (1.47)$$

$$\rho_{22} + \rho_{12} = \phi\rho_f \quad (1.48)$$

$$\rho_{12} = (1 - \alpha(\omega))\rho_f \quad (1.49)$$

Le terme ρ_{12} traduit le couplage inertiel entre le fluide et le structure. Il apparait comme une contribution aux densités du fluide et du solide dû aux interactions entre fluide et structure.

Conclusion :

Différents modèles décrivent la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux poreux. Ces modèles dépendent de plusieurs paramètres qu'il faut évaluer pour caractériser le milieu poreux. Dans le cadre de la théorie de fluide équivalent, où la partie solide du matériau est immobile, certains de ces paramètres sont importantes en basse fréquence, par exemple la résistivité et la perméabilité thermique, d'autres comme la tortuosité et les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont importantes dans le régime asymptotique haut fréquence. Pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux dont la structure est mobile, la connaissance des caractéristiques élastiques du fluide et du solide est nécessaire. Dans le cadre de la théorie de Biot, ces paramètres restent valables car ils ne dépendent que de la géométrie du domaine, et sont indépendants des caractéristiques dynamiques de la structure.

Pour déterminer ces paramètres, on s'intéresse aux informations apportées par les ondes réfléchies et transmises sur et à travers un matériau poreux d'épaisseur finie ou semi infinie.

Chapitre 2

Théorie du fluide équivalent

Introduction :

L'objectif de ce chapitre est l'étude de la propagation des ondes acoustique ultrasonore dans des milieux poreux à structure rigide saturé par l'air dans le cadre de la théorie de fluide équivalent. La structure solide est immobile sous l'excitation de l'onde incidente et l'onde se propage uniquement dans le fluide (l'air) saturant le milieu poreux, Caractérise le milieu dans le domaine haut fréquence consiste à établir les expressions analytiques des coefficients de réflexion et de transmission en incidence normale et oblique. L'interaction entre la partie solide et fluide est prise en compte par les deux facteurs de réponse fréquentiels : tortuosité dynamique du milieu décrivant les effets visqueux donnée par Johnson et al. et la compressibilité dynamique du fluide décrivant les effets thermiques donnés par Allard. Dans la première partie de ce chapitre le problème direct est résolu pour un milieu monocouche d'épaisseur fini en incidence normal, ensuite le cas de l'incidence oblique est étudié dans la deuxième partie et finalement l'expression de coefficient de réflexion à la première interface est établie pour un milieu semi-infini.

2. Problème direct:

Le problème direct consiste à simuler le signal transmis ou réfléchi, à partir du signal incident et des paramètres physiques du matériau poreux. Les expressions des coefficients de réflexion et de transmission sont calculés en incidence normale et oblique, dans le domaine fréquentiel, pour un matériau poreux monocouche d'épaisseur fini. L'expression de coefficient de réflexion à la première interface est établie pour un milieu semi-infini. Le signal théorique dans le domaine temporel est obtenue par convolution entre le signale incident est les expressions temporelles des coefficients de réflexion et de transmission.

2.1 Monocouche en incidence normale[3] :

On considère un monocouche de matériau poreux de structure rigide, occupant un espace fini $0 \leq x \leq L$. Une onde plane arrive sous incidence normale sur le matériau à l'instant $t = 0$. (Fig.2.1)

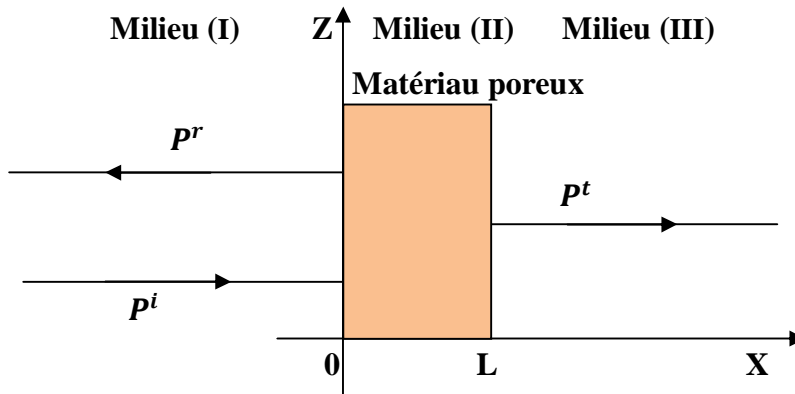


Figure 2.1- Géométrie du problème en incidence normale

L'expression de la pression d'une onde plane incidente d'amplitude unité arrivant sous incidence normale est donnée par :

$$P^i(x, \omega) = e^{-j(kx - \omega t)} \quad (2.1)$$

- Dans le milieu (I) ($x < 0$)

Le mouvement résulte de la superposition des ondes incidente et réfléchie, L'onde réfléchie est de la forme :

$$P^{(1)}(x, \omega) = R e^{-j(-kx - \omega t)} \quad (2.2)$$

Dans cette expression, R est le coefficient de réflexion de matériau poreux, k le nombre d'onde défini par :

$$k = \frac{\omega}{c_f} = \omega \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a}} \quad (2.3)$$

Où c_f est la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le fluide libre (milieu (I) et (III)). ρ_f et K_a sont respectivement la masse volumique et le module d'incompressibilité adiabatique du fluide.

Dans le milieu(I), la pression totale est donc :

$$P^{(1)}(x, \omega) = e^{-j(kx - \omega t)} + R e^{-j(-kx - \omega t)} \quad (2.4)$$

En utilise les équations d'Euler (Eq. (1.12), (1.13)), l'expression de vitesse dans le milieu (I) s'écrit :

$$v^{(1)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_f} (e^{-j(kx-\omega t)} - R e^{-j(-kx-\omega t)}) , \quad (2.5)$$

Où Z_f et l'impédance caractéristique

$$Z_f = \sqrt{\rho_f K_a}$$

- **Dans le milieu (II)**

Les expressions de la pression et de la vitesse sont :

$$p^{(2)}(x, \omega) = A e^{-j(k_m x - \omega t)} + B e^{-j(-k_m x - \omega t)} \quad (2.6)$$

$$v^{(2)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_m} (A e^{-j(k_m x - \omega t)} - B e^{-j(-k_m x - \omega t)}) \quad (2.7)$$

Où A et B sont deux constantes.

$$k_m = \omega \sqrt{\frac{\rho_f \alpha(\omega) \beta(\omega)}{K_a}} , \quad Z_m = \sqrt{\frac{\rho_f K_a \alpha(\omega)}{\beta(\omega)}} , \quad (2.8)$$

- **Dans le milieu (III)**

Les expressions de la pression et de la vitesse de l'onde transmise à travers le matériau poreux sont :

$$p^{(3)}(x, \omega) = T e^{-j(k(x-L) - \omega t)} \quad (2.9)$$

$$v^{(3)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_f} T e^{-j(k(x-L) - \omega t)} \quad (2.10)$$

où T est le coefficient de transmission.

Pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission, nous utilisons les conditions de continuité aux interfaces du milieu poreux avec les domaines (I), (II) et (III).

En ($x = 0$) et en ($x = L$) on a la continuité des pressions et conservation des débits :

$$P^{(1)}(0^-) = P^{(2)}(0^+) , \quad (2.11)$$

$$P^{(2)}(L^-) = P^{(3)}(L^+) , \quad (2.12)$$

$$V^{(1)}(0^-) = \phi V^{(2)}(0^+) \quad (2.13)$$

$$\phi V^{(2)}(L^-) = V^{(3)}(L^+) \quad (2.14)$$

En introduisant les expressions de vitesses et de pressions des différents milieux dans les relations (2.10), (2.11), (2.12) et (2.13), On obtient un système de quatre équations à quatre inconnues : A , B , R et T . La résolution de ce système donne, dans le domaine fréquentiel ,

$$\begin{cases} 1 + R = A + B \\ T = Ae^{-jk_m L} + Be^{jk_m L} \\ 1 - R = \phi \frac{Z_f}{Z_m} (A - B) \\ T = \phi \frac{Z_f}{Z_m} (Ae^{-jk_m L} - Be^{jk_m L}) \end{cases} \quad (2.15)$$

La résolution de ce système de quatre équations à quatre inconnues donne les expressions du coefficient de réflexion et de transmission ainsi que les coefficients A et B [3,13]:

$$A = \frac{(1 + D)\exp(j\omega f L)}{2D\cosh(j\omega f L) + (1 + D^2)\sinh(j\omega f L)} \quad (2.16)$$

$$B = \frac{(D - 1)\exp(-j\omega f L)}{2D\cosh(j\omega f L) + (1 + D^2)\sinh(j\omega f L)} \quad (2.17)$$

$$T = \frac{2D}{2D\cosh(j\omega f L) + (1 + D^2)\sinh(j\omega f L)} \quad (2.18)$$

$$R = \frac{(1 - D^2)\sinh(j\omega f L)}{2D\cosh(j\omega f L) + (1 + D^2)\sinh(j\omega f L)} \quad (2.19)$$

Avec les notations :

$$D = \phi \frac{Z_f}{Z_m} = \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}} \quad , \quad f = \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a} \alpha(\omega) \beta(\omega)}$$

2.2. Monocouche en incidence oblique :

On considère une onde plane arrivant sous incidence oblique θ_1 sur un matériau poreux à structure rigide d'épaisseur L . L'échantillon occupe la région $0 \leq x \leq L$

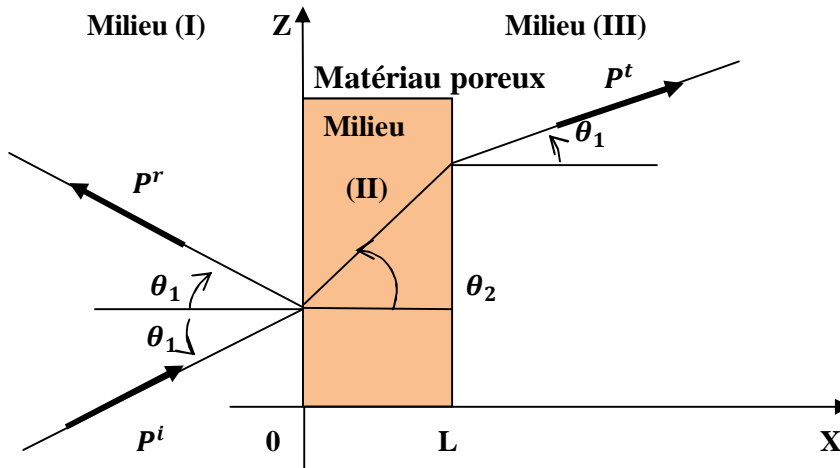


Figure 2.2 - Géométrie du problème en incidence oblique

On note par milieu (I), le domaine de l'espace défini par ($x < 0$), milieu (II) le domaine $0 \leq x \leq L$ occupé par l'échantillon poreux et milieu (III) la région ($x > L$) correspondant au milieu de transmission. Dans notre étude les milieux (I) et (III) sont constitués d'air ambiant, et le matériau poreux est saturé d'air.

L'expression de la pression d'une onde plane incidente d'amplitude unité arrivant sous incidence oblique θ_1 sur ce matériau poreux est donnée par :

$$p^i(x, z, t) = e^{-j(kx \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)} \quad (2.20)$$

- **Dans le milieu (I),**

Le mouvement résulte de la superposition des ondes incidente et réfléchie, Les expressions de la pression et de la vitesse sont :

$$P^{(1)}(x, z, t) = e^{-j(kx \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)} + R e^{-j(-kx \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)} \quad (2.21)$$

$$v^{(1)}(x, z, t) = \frac{\cos \theta_1}{Z_f} [e^{-j(kx \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)} - R e^{-j(-kx \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)}] \quad (2.22)$$

$$K = \frac{\omega}{c_0} = \omega \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a}} \quad (2.23)$$

$$Z_f = \sqrt{\rho_f K_a} \quad (2.24)$$

- **Dans le milieu (II)**

Le champ de pression $p^{(2)}$ et la composante suivant x , $v^{(2)}$ de la vitesse sont :

$$P^{(2)}(x, z, t) = Ae^{-j(K_m x \cos \theta_2 + K_m z \sin \theta_2 - \omega t)} + Be^{-(-jK_m x \cos \theta_2 + K_m z \sin \theta_2 - \omega t)} \quad (2.25)$$

$$v^{(2)}(x, z, t) = \frac{\cos \theta_2}{Z_m} [Ae^{-j(K_m x \cos \theta_2 + K_m z \sin \theta_2 - \omega t)} - Be^{-(-jK_m x \cos \theta_2 + K_m z \sin \theta_2 - \omega t)}] \quad (2.26)$$

Dans ces expressions, A et B sont deux constantes, θ_1 est l'angle de réfraction de l'onde transmise dans le poreux. Z_m et k_m sont respectivement l'impédance caractéristique et le nombre d'onde de l'onde acoustique dans le milieu poreux.

$$K_m = \omega \sqrt{\frac{\rho_f \alpha(\omega) \beta(\omega)}{K_a}} \quad (2.27)$$

$$Z_m = \sqrt{\frac{\rho_f K_a \alpha(\omega)}{\beta(\omega)}} \quad (2.28)$$

Où $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ sont respectivement la tortuosité dynamique et la compressibilité dynamique du matériau poreux.

- **Dans le milieu (III),**

Les expressions des champs de pression et de vitesse de l'onde transmise à travers le matériau poreux s'écrivent:

$$P^{(3)}(x, z, t) = T e^{-j(K(x-L) \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)} \quad (2.29)$$

$$v^{(3)}(x, z, t) = \frac{\cos \theta_1}{Z_f} T e^{-j(K(x-L) \cos \theta_1 + kz \sin \theta_1 - \omega t)} \quad (2.30)$$

Où T est le coefficient de transmission.

Les conditions limites aux interfaces sont :

En $x = 0$ et $x = L$,

$$P^{(1)}(0^-) = P^{(2)}(0^+) \quad (2.31)$$

$$P^{(2)}(L^-) = P^{(3)}(L^+) \quad (2.32)$$

$$V^{(1)}(0^-) = \phi V^{(2)}(0^+) \quad (2.33)$$

$$\phi V^{(2)}(L^-) = V^{(3)}(L^+) \quad (2.34)$$

On obtient un système de quatre équations à quatre inconnues : A , B , R et T .

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 + R = A + B \\ \frac{\cos \theta_1}{Z_f} (1 - R) = \phi \frac{\cos \theta_2}{Z_m} (A - B) \\ Ae^{-j(k_m L \cos \theta_2)} + Be^{j(k_m L \cos \theta_2)} = T \\ \phi \frac{\cos \theta_2}{Z_m} (Ae^{-j(k_m L \cos \theta_2)} - Be^{j(k_m L \cos \theta_2)}) = \frac{\cos \theta_1}{Z_f} T \end{array} \right. \quad (2.35)$$

La résolution de ce système donne, l'expression du coefficient de réflexion et de transmission ainsi que les coefficients A et B [3,13] :

$$A = \frac{(1 + E) \exp(s L f_1)}{(1 + E^2) \sinh(j\omega L f_1) + 2 E \cosh(j\omega L f_1)} \quad (2.36)$$

$$B = -\frac{(1 - E) \exp(-j\omega L f_1)}{(1 + E^2) \sinh(j\omega L f_1) + 2 E \cosh(j\omega L f_1)} \quad (2.37)$$

$$T = \frac{2E}{(1 + E^2) \sinh(j\omega L f_1) + 2 E \cosh(j\omega L f_1)} \quad (2.38)$$

$$R = \frac{(1 - E^2) \sinh(j\omega L f_1)}{(1 + E^2) \sinh(j\omega L f_1) + 2 E \cosh(j\omega L f_1)} \quad (2.39)$$

Avec :

$$E = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_0} D, \quad f_1 = f \cos \theta_1, \quad \cos \theta_1 = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\alpha(\omega) \beta(\omega)}} \quad (2.40)$$

2.3 Cas d'un milieu semi-infini en incidence normal :

L'expression du coefficient de réflexion donnée par l'équation (2.19) se réécrit encore :

$$R(\omega) = \left(\frac{1 - Y(\omega)}{1 + Y(\omega)} \right) \left[\frac{1}{1 - \frac{2Y(\omega)}{(1 + Y(\omega))^2} (1 - \cosh(jk(\omega)L))} \right] \quad (2.41)$$

Où

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \cosh(jk(\omega)L) = 1$$

et l'équation (2.41) se simplifie comme suit :

$$R(\omega) = \frac{1 - Y(\omega)}{1 + Y(\omega)} = \frac{1 - \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}}{1 + \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}} \quad (2.42)$$

R_{SI} : L'expression du coefficient de réflexion pour un milieu semi-infini .

2.3.1 Régime hautes fréquences

Dans le régime haute fréquence, les interactions visqueux-thermique entre la partie solide et fluide sont décrit par les deux réponses asymptotiques $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ qui sont respectivement la tortuosité et la compressibilité dynamique. Pour le modèle de Johnson [1] et Allard [2], ces deux quantités sont données par les relations:

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{\rho_f} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{j\omega}} \right), \quad \beta(\omega) = 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{\Lambda'} \left(\frac{\eta}{P_r \rho_f} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{j\omega}}$$

En substituant les susceptibilités dynamiques et thermique $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ et en développant asymptotiquement la relation (2.42), on obtient l'expression hautes fréquences du coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini R_{SI}^{HF} [13] :

$$R_{SI}^{HF} = \frac{1 - \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}} + \frac{2 \sqrt{\frac{\eta}{\rho_f}} \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{\left(1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}\right)^2} \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{(\gamma-1)}{\Lambda' \sqrt{P_r}} \right) \frac{1}{\sqrt{j\omega}} + \dots \quad (2.43)$$

La relation (2.42) prend en compte la réflexion à la première interface du matériau, et de quatre paramètres géométriques, la porosité ϕ , la tortuosité α_∞ et les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' .

Par ailleurs, lorsqu'on se place en haute fréquence, le coefficient de réflexion (Eq. 2.43) se simplifie encore, on a alors :

$$R_{SI}^{THF} \approx \frac{1 - \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}, \quad (2.44)$$

L'expression de coefficient de réflexion à la deuxième interface est obtenue en faisant la soustraction entre l'expression générale du coefficient de réflexion (Eq. 2.19) et l'expression de coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini donnée par la relation Eq. (2.42) :

$$R_2(\omega) = \frac{(1-D^2) \sinh(sfL)}{2D \cosh(j\omega fL) + (1+D^2) \sinh(j\omega fL)} - \frac{1-\phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}}{1+\phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}} \quad (2.45)$$

Conclusion :

Des expressions analytiques des coefficients de réflexion et de transmission ont été calculées dans le domaine fréquentiel. Suivant le modèle de Johnson et Allard [1,2], ces expressions dépendent, en régime hautes fréquences, des quatre paramètres physique qui sont la porosité, tortuosité, longueurs caractéristiques visqueuse et thermique. Pour les déterminer, on s'intéresse aux informations apportées par les ondes expérimentales réfléchies à la première et la deuxième interface du matériau poreux.

Chapitre 3

Problème inverse - Estimation des paramètres physiques

1. Introduction :

On haute fréquence, le milieu est caractérisé par les quatre paramètres : la porosité, la tortuosité et la longueur caractéristique visqueuse et thermique. L'objectif de ce chapitre est de proposer des méthodes indirectes de caractérisation acoustiques pour évaluer ces paramètres. Des études de sensibilités de ces paramètres acoustiques sur les ondes réfléchies à la première et à la deuxième interface d'un matériau poreux rigide sont présentées dans la première partie de ce chapitre. On montre ainsi que l'influence de la porosité ϕ et la tortuosité α_∞ est importante sur l'amplitude de l'onde réfléchie à la première interface alors que l'influence des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' est importante sur l'onde réfléchie à la deuxième interface en très haut fréquence. On entend la résolution du problème inverse en utilisant des données expérimentales d'ondes réfléchies par une tranche de matériau poreux. L'étude de la sensibilité nous facilitera énormément la procédure de la détermination de ces paramètres qui sera présentée à la fin de ce chapitre.

2. Sensibilité des paramètres sur le signal réfléchi :

En régime asymptotique, si on suppose que les caractéristiques du fluide saturant sont connues, le coefficient de réflexion dépend de quatre paramètres : la porosité, la tortuosité et les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique. Pour l'étudier, on observe l'effet de la variation d'un paramètre, les autres étant fixés, sur le signal réfléchi. On évalue la sensibilité des paramètres sur les ondes réfléchies à la première et à la deuxième interface, en considérant successivement l'expression du coefficient de réflexion à la première interface donnée par Eq. (2.42) puis l'expression du coefficient de réflexion à la deuxième interface donnée par la relation (2.45). On considère une onde acoustique en incidence normale sur un matériau poreux résistive (M) saturé d'air d'épaisseur $L = 1\text{cm}$. Les paramètres physiques décrivant le matériau poreux sont : $\phi=0.85$, $\alpha_\infty = 1.5$, $\Lambda = 120\mu\text{m}$ et $\Lambda' = 360\mu\text{m}$. La théorie du fluide équivalent suppose que l'on travaille à une fréquence telle que la longueur d'onde soit grande devant une dimension caractéristique des pores, si on travaille à une fréquence de l'ordre de 100kHz, la longueur d'onde est d'environ 1.7mm. La taille des pores de l'échantillon (M) considéré est $\Lambda = 120\mu\text{m}$, et l'hypothèse de grande longueur d'onde est bien vérifiée.

La figure (3.1) montre les signaux simulés incident et réfléchi et leurs spectres pour l'échantillon (M) en utilisant l'expression générale du coefficient de réflexion (Eq. (2.19)). Le

signal temporel réfléchi est calculé en effectuant le produit de convolution du signal incident avec l'opérateur de réflexion. Les deux signaux réfléchis par la première et la deuxième interface sont bien marqués sur la figure (3.1). La figure (3.2) montre les signaux simulés incident et réfléchi à la première interface en utilisant l'expression Eq.(2.41) du coefficient de réflexion, alors que dans la figure (3.3) est présentée les signaux simulés incident et réfléchi à la deuxième interface et les spectres correspondants en utilisant l'équation (2.45) du coefficient de réflexion.

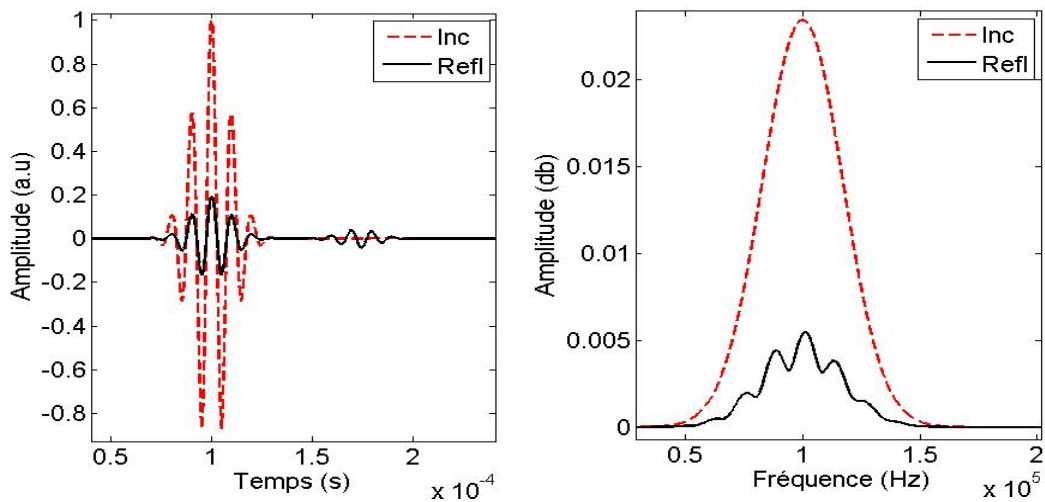


Figure 3.1. Signal incident (ligne discontinue) et signal réfléchi simulés (ligne continue) à droite et leurs spectres à gauche centrés autour de la fréquence 100 kHz.

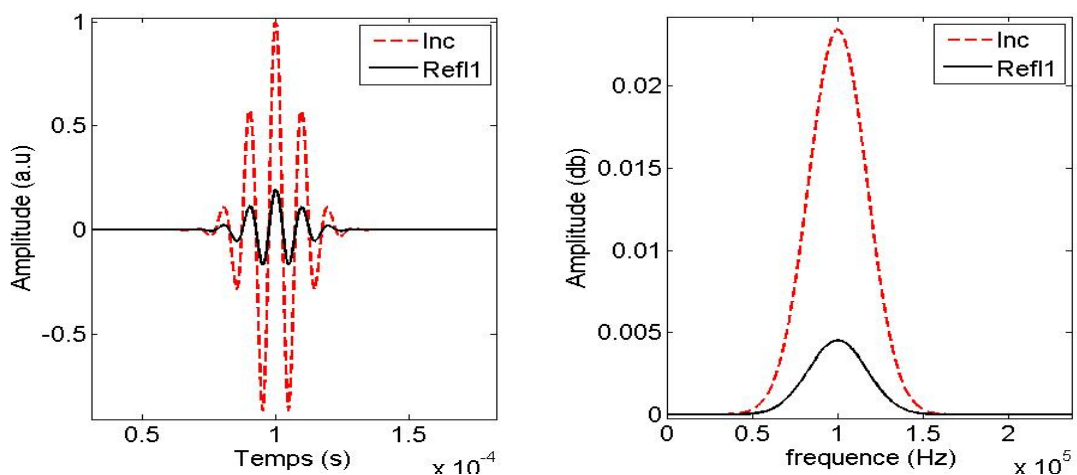


Figure 3.2. Signal incident (ligne discontinue) et le signal réfléchi simulé (ligne continue) à droite et leurs spectres à gauche centrés autour de la fréquence 100 kHz

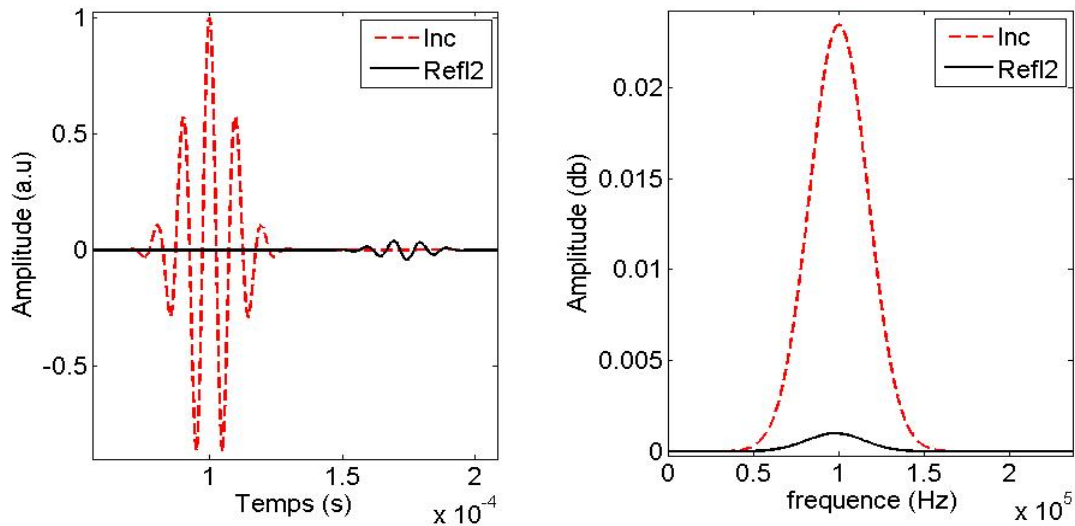


Figure 3.3. Signaux simulés incident (ligne discontinue) et réfléchi à la deuxième interface (ligne continue) à droite et leurs spectres à gauche centrés autour de la fréquence 100 kHz

A priori, les quatre paramètres physiques ont chacun une influence sur le signal réfléchi à la première et à la deuxième interface du matériau poreux. Pour étudier cette influence, on observe l'effet de la variation d'un paramètre, les autres étant fixés, sur le signal réfléchi.

2.1. Variations de la porosité ϕ :

Pour étudier l'effet de la porosité sur les ondes réfléchies à la première et à la deuxième interface du matériau poreux (M), on fixe les paramètres suivants : $\alpha_\infty = 1.5$, $\Lambda = 120\mu\text{m}$ et $A' = 360\mu\text{m}$ et on fait varier la porosité de +10 % puis de -10 % de sa valeur initiale ($\phi = 0.85$). D'après le graphe (Fig. 3.4) on observe une forte influence de la porosité sur la réflexion à la première et à la deuxième interface. L'amplitude de l'onde réfléchie à la première interface diminue de -24% et augmente de 26% pour une variation de +10% et -10% respectivement de ce paramètre, alors pour les mêmes variations de la porosité, l'amplitude de l'onde réfléchie à la deuxième interface décroît d'environ de -22.6 % pour une variation de +10% de la porosité et croît de +23% pour une variation de -10%. Donc l'influence de la porosité est importante sur l'onde réfléchie à la première et à la deuxième interface simultanément.

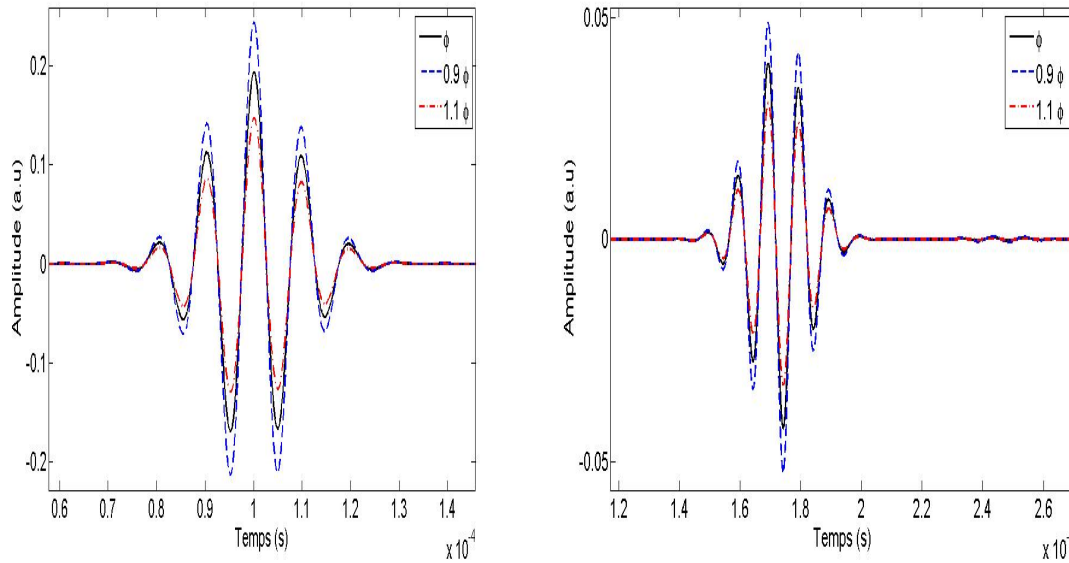


Figure 3.4. L'influence de la variation de +10% et -10% de la porosité sur le signal réfléchi à la première interface (droit) et à la deuxième interface (gauche).

2.2. Variations de la tortuosité α_∞ :

Pour étudier l'influence de la tortuosité sur les ondes réfléchies, on fixe la porosité, la longueur caractéristique visqueuse et thermique et on fait varier la tortuosité de +10 % et de -10 %. D'après la figure (3.5), L'amplitude de l'onde réfléchi à la première interface croit de 11.8% et décroît de -13.2% pour une variation de +10% et -10% respectivement de la tortuosité, alors que pour les mêmes variations de ce paramètre l'amplitude de l'onde réfléchi à la deuxième interface augmente d'environ 3.3 % pour une variation de +10% de la tortuosité et diminue de -5.7 % pour une variation de -10%. En remarque aussi qu'il y a de déphasage sur l'onde réfléchi à la deuxième interface lorsque la tortuosité varie. On constate alors que l'influence de ce paramètre se manifeste uniquement sur la réflexion à la première interface. Par contre son influence est faible sur les réflexions secondaires.

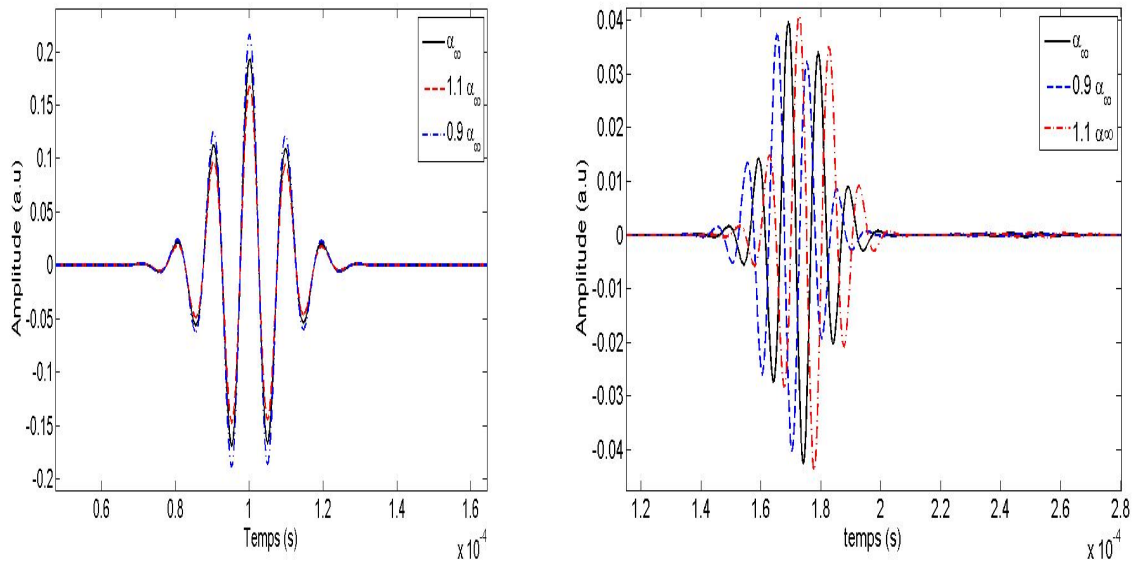


Figure 3.5. L'influence de la variation de +10% et -10% de la tortuosité sur le signal réfléchi à la première interface (droit) et la deuxième interface (gauche).

2.3. Variation de la longueur caractéristique visqueuse Λ et thermique Λ' :

Les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont des paramètres qui décrivent respectivement les interactions visqueuse et thermique entre le fluide et la structure. Une variation de +30% et -30% de la longueur caractéristique visqueuse entraîne respectivement une atténuation de -1.7% et une augmentation de +3.3% de l'amplitude de l'onde réfléchi à la première interface et une croissance de 29% et décroissance de -37% sur l'onde réfléchi à la deuxième interface. Pour une même variation de +30% et -30% de la longueur caractéristique thermique, l'amplitude de l'onde réfléchi à la première interface varie de -0.3% et 0.5% successivement sur l'onde réfléchi à la première interface et de +5% et -9% sur l'onde réfléchi à la deuxième interface. La figure (3.6) montre la sensibilité du signal réfléchi à la première et à la deuxième interface de milieu poreux pour une variation de +30% et -30% sur la longueur caractéristique visqueuse et thermique. On remarque que l'influence de ce paramètre est importante sur le signal réfléchi à la deuxième interface par contre sa sensibilité est négligeable sur l'onde réfléchi à la première interface.

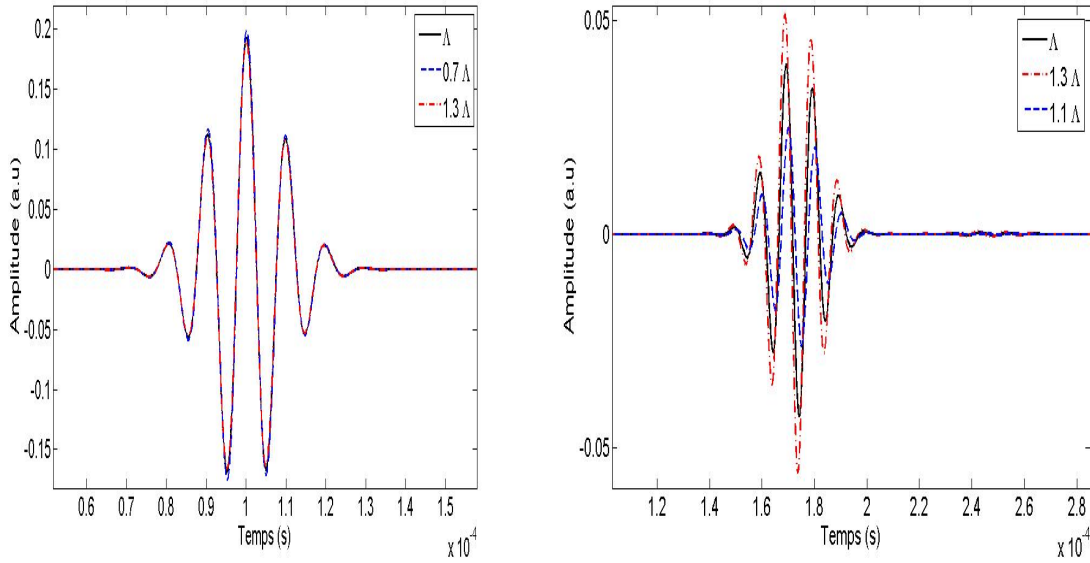


Figure 3.6. L'influence de la variation de +30% et -30% de la longueur caractéristique thermique sur le signal réfléchi à la première interface (droit) et la deuxième interface (gauche).

La figure (3.7) montre la sensibilité du signal réfléchi à la première et à la deuxième interface de milieu poreux pour une variation de +30% et -30% sur la longueur caractéristique thermique. D'après Fig. (3.7) la sensibilité de ce paramètre est presque nulle pour le signal réfléchi à la première interface et elle est faible pour le signal réfléchi à la deuxième interface

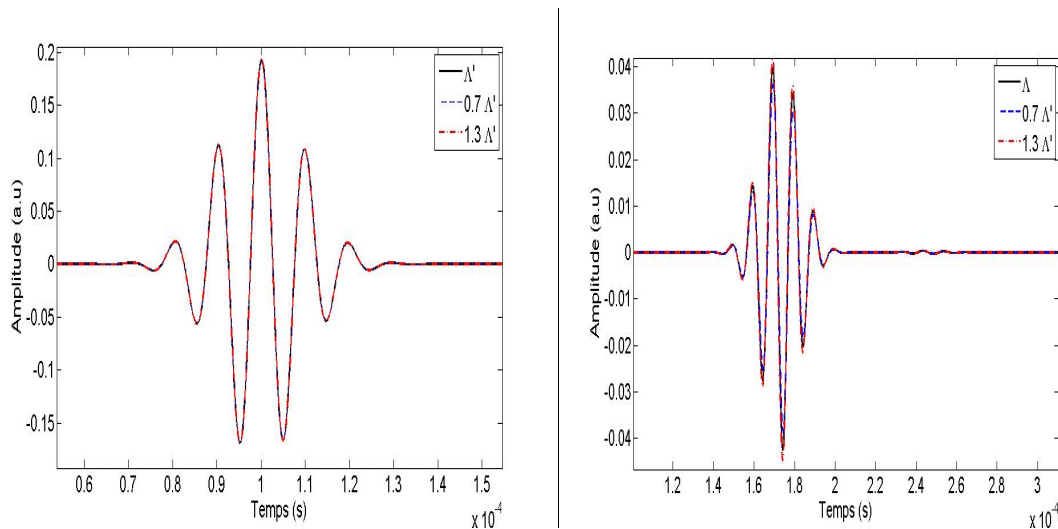


Figure 3.7. L'influence de la variation de +30% et -30% de la longueur caractéristique thermique sur le signal réfléchi à la première interface (droit) et la deuxième interface (gauche).

Le tableau (3.1) donne les variations relatives de l'amplitude des ondes réfléchies à la première et à la deuxième interface pour des différentes fréquences sur les quatre paramètres physiques.

Tableau (3.1) : Influences de la variation des paramètres physique : porosité, tortuosité, longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sur l'amplitude de l'onde réfléchi à la première et la deuxième interface pour un matériau résistif.

		Φ		α_{∞}		(μm)		Λ'	
		+10 %	-10 %	+10 %	-10 %	+30 %	-30 %	+30 %	-30 %
100 kHz	Réf 1	-24,0%	26.0%	11,8%	-13,2%	-1.7%	3.3%	0.3%	-0.5%
	Réf 2	-22.6%	23.0%	3.3%	-05.7%	29.1%	-37.2%	5.1%	-8.9%
150 KHz	Réf 1	-24.6%	26.4%	12,0 %	-13,4%	-1.4%	2.7%	0.2%	-0.4%
	Réf 2	-22.9%	23.3%	2.1%	-04.3%	38.5%	-44.4%	6.2%	-10.5%
200 KHz	Réf 1	-24.5%	26.6%	12,1%	-13,5%	-1.2%	2.2%	0.2%	-0.3%
	Réf 2	-23.2%	23.6%	0.3%	-03.6%	44.8%	-50.5%	7.0%	-11.8%

On conclut de cette étude, soit pour un matériau résistif où non résistif, l'influence de la porosité et de la tortuosité est très importante sur l'amplitude de l'onde réfléchi à la première interface alors que les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique jouent un rôle important sur l'amplitude de l'onde réfléchi à la deuxième interface et ses influences sont négligeables sur l'onde réfléchi à la première interface en haut fréquence.

3. Caractérisation de mousse en plastique :

La résolution du problème inverse consiste à trouver les valeurs des paramètres décrivant le milieu poreux, à partir de données expérimentales, l'expérience consiste alors à envoyer une onde acoustique ultrasonore en réflexion avec une incidence normale sur un échantillon poreux. L'impulsion ultrasonore est produite par le générateur d'impulsion Panamétriques. Les signaux sont ensuite recueillis sur un oscilloscope numérique. Dans le cadre de la théorie de fluide équivalent, on doit évaluer les paramètres liés à la géométrie du matériau qui sont : la porosité, la tortuosité et la longueur caractéristique visqueuse et thermique.

Le matériau à caractériser est une mousse en plastique, ce type de matériau est fréquemment utilisé dans l'industrie des véhicules, en aéronautique et dans l'industrie des battements pour réduire les nuisances sonores et lutter contre la pollution acoustique. La dimension de

l'échantillon étudié est de forme parallélépipède est (10.0 mm x 25.0 mm x 20.0 mm). Les paramètres physiques de cette mousse ont été déterminés par les méthodes classiques [9,10,23,24] et résumés dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3 Valeurs classiques des paramètres acoustiques en HF de la mousse M

Mousse	Epaisseur L(cm)	ϕ	α_∞	Λ (μm)
M	1.0	0.97	1.03	220

La figure (3.8) montre les signaux expérimentaux incident et réfléchi et leurs spectres, pour la mousse (M), en incidence normale. Les deux ondes réfléchies par la première et la deuxième interface sont bien montrées sur la figure (3.8).

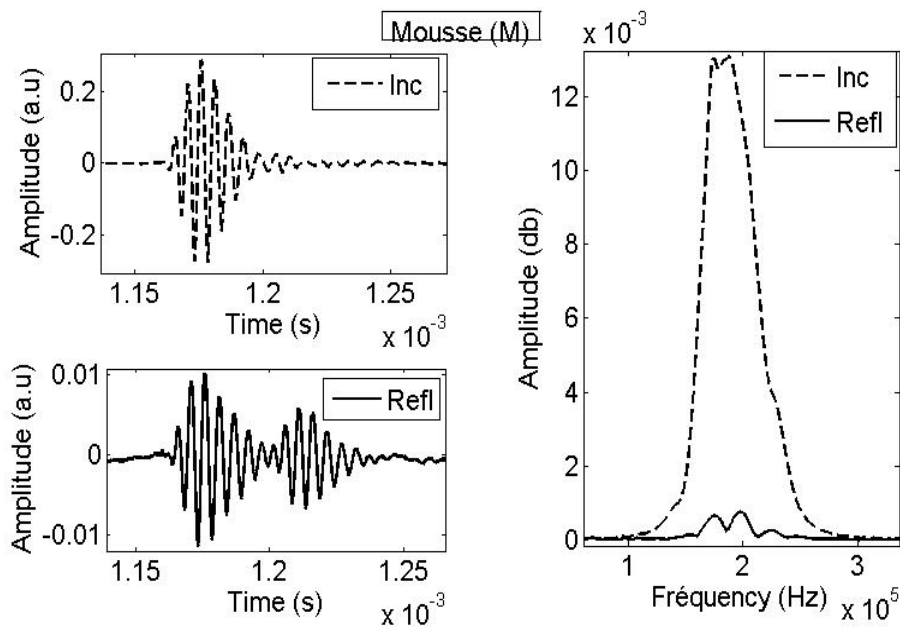


Figure 3.8. Signal incident (ligne discontinue) et le signal réfléchi simulé (ligne continue) à droite et leurs spectres à gauche centrés autour de la fréquence 200 kHz.

La détermination de la porosité, la tortuosité et de la longueur caractéristique thermique et visqueuse s'effectue en deux temps à partir de la mesure des ondes réfléchies à la première et à la deuxième interface de l'échantillon poreux. Au premier lieu on utilise l'onde expérimentale réfléchie à la première interface pour déterminer la porosité et la tortuosité. À la deuxième étape on utilise l'onde réfléchie par la deuxième interface pour déterminer les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique.

3.1. Détermination de la porosité et de la tortuosité :

Le coefficient de réflexion à la première interface d'un matériau poreux pour un champ de pression en incidence normale est donné par la relation:

$$R(\omega) = \frac{1 - \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}}{1 + \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}} \quad (3.1)$$

avec,

$$D = \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}} \quad , \quad f = \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a} \alpha(\omega) \beta(\omega)}$$

et

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{\rho_f} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{j\omega}} \right), \quad \beta(\omega) = 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{\Lambda'} \left(\frac{\eta}{P_r \rho_f} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{j\omega}}$$

En régime haut fréquence, le développement asymptotique de l'Eq.(3.1) donne :

$$R_{SI}^{HF} = \frac{1 - \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}} + \frac{2 \sqrt{\frac{\eta}{\rho_f}} \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{\left(1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}} \right)^2} \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{(\gamma - 1)}{\Lambda' \sqrt{P_r}} \right) \frac{1}{\sqrt{j\omega}} + \dots \quad (3.2)$$

Par ailleurs, lorsqu'on se place en très hautes fréquences, le coefficient de réflexion se simplifie encore, on a alors :

$$R_{SI}^{THF} \approx \frac{1 - \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}} \quad (3.3)$$

D'après cette expression, R_{SI}^{THF} est indépendant de la fréquence et ne dépend que de la porosité ϕ et de la tortuosité α_∞ .

Par l'étude de l'influence des paramètres, on a vu que la porosité et la tortuosité sont deux paramètres très sensibles sur le signal réfléchi à la première interface.

Par minimisation, on estime les valeurs de ces deux paramètres. On minimise au sens de moindres carrés, la fonction $U_1(\phi, \alpha_\infty)$ donnée par :

$$U_1(\phi, \alpha_\infty) = \sum_i \left(R_1(t_i, \phi, \alpha_\infty) * e(t_i) - R_{exp}(t_i) \right)^2 \quad (3.4)$$

où $R_1(t_i, \phi, \alpha_\infty)$ est l'opérateur de réflexion à la première interface de l'échantillon obtenue en prenant la transformée de Fourier inverse de l'expression (3.3), $e(t_i)$ est le signal incident, $R_{exp}(t_i)$ est le signal réfléchi expérimental.

Après minimisation, on obtient, les valeurs optimisées de la porosité et de la tortuosité présentées dans le tableau (3.4).

Tableau 3.4. Valeurs optimisées de la porosité et de la tortuosités.

ϕ	α_∞
0.95	1.04

La figure (3.9), représente les courbes de minimisations de la fonction $U_1(\phi, \alpha_\infty)$ en fonction de la porosité et de la tortuosité. On remarque pour chaque courbe, qu'on obtient un minimum bien marqué de la fonction $U_1(\phi, \alpha_\infty)$.

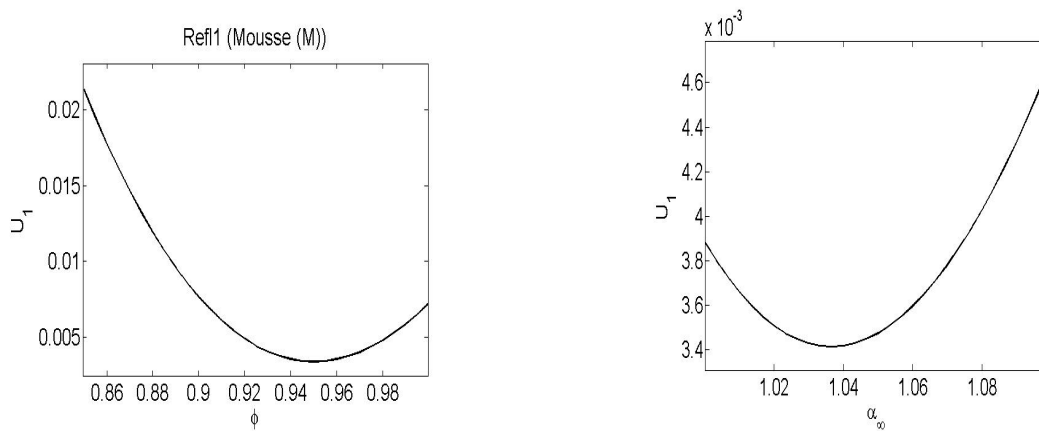


Figure 3.9. Fonction de minimisation U_1 en fonction de la porosité et de la tortuosité.

3.2. Détermination des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique :

Le coefficient de réflexion à la deuxième interface est donné par l'expression suivante :

$$R_2 = \frac{(1-D^2) \sinh(sfL)}{2D \cosh(j\omega fL) + (1+D^2) \sinh(j\omega fL)} - \frac{1-\phi \sqrt{\frac{\alpha(\omega)}{\beta(\omega)}}}{1+\phi \sqrt{\frac{\alpha(\omega)}{\beta(\omega)}}} \quad (3.5)$$

Dans cette expression le coefficient de réflexion hautes fréquences à la deuxième interface R_2 dépend des quatre paramètres $\phi, \alpha_\infty, \Lambda$ et Λ' ainsi que de la fréquence.

Par minimisation, on cherche à estimer les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' , qui influent sur le signal réfléchi à la deuxième interface en haut fréquences, la porosité et la tortuosité sont fixées en prenant ses valeurs optimisées trouvées ci-dessus et représentées dans le tableau (3.4)

Les paramètres Λ et Λ' sont alors évalués par minimisation, on cherche les valeurs qui minimise la fonction U_2 définie par

$$U_2(\Lambda, \Lambda') = \sum_i [R_2(\phi, \alpha_\infty, \Lambda, \Lambda') \cdot e(t_i) - R_{exp}(t_i)]^2 \quad (3.6)$$

La figure (3.10) représente la trace de la fonction de minimisation U_2 en fonction de la longueur caractéristique visqueuse et le rapport entre la longueur caractéristique thermique et visqueuse. On voit que les minimums sont bien marqués dans les deux courbes.

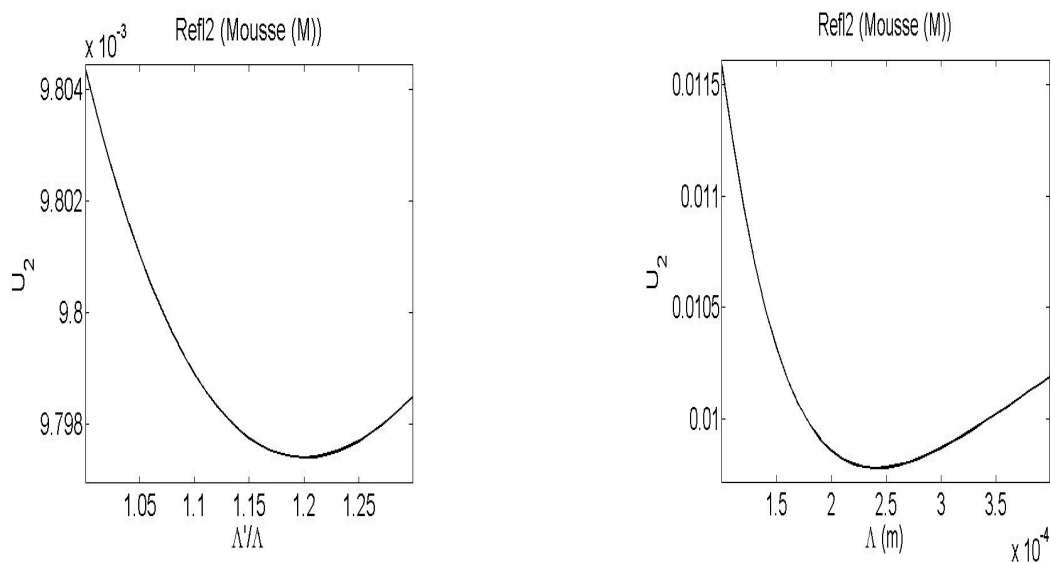


Figure 3.10. Fonctions de minimisation U_2 en fonction de Λ et de Λ'/Λ .

Tableau 3.4 – Valeurs des paramètres inversés

(μm)	Λ'/Λ
245.0	1.2

Lorsque les valeurs inversées de $\phi, \alpha_\infty, \Lambda, \Lambda'$ seront reportées dans l'expression théorique et qu'on compare le signal synthétique avec le signal réfléchi expérimental, on trouve un bon accord donné sur la figure (3.11).

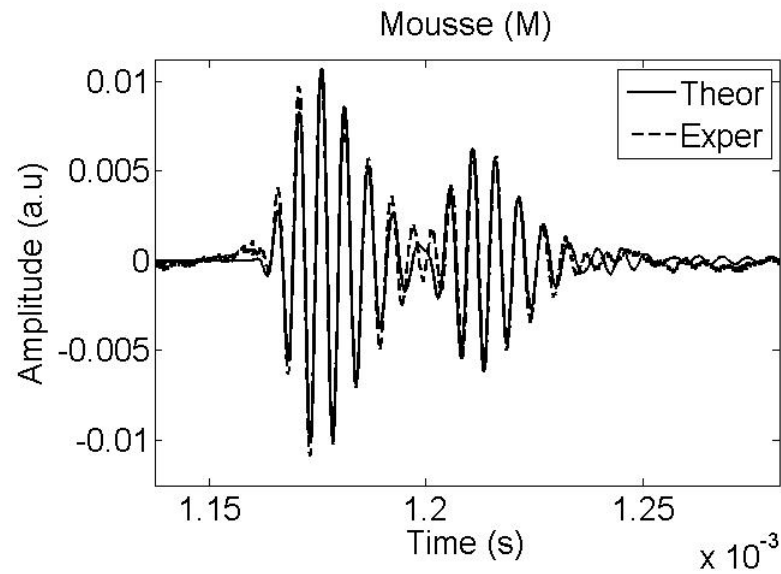


Figure 3.11 Comparaison entre théorie-expérience en incident normale.

Conclusion :

Suivant le modèle de Johnson et al. La propagation ultrasonore est caractérisée par quatre paramètres qui sont la porosité, la tortuosité, la longueur caractéristique visqueuse et thermique. Aux hautes fréquences, l'onde réfléchi à la première interface est sensible à la porosité et à la tortuosité alors que la sensibilité de la longueur caractéristique visqueuse et thermique et remarquable sur l'onde réfléchi à la deuxième interface. Un procédé efficace pour déterminer ces paramètres est présenté, dans un premier temps la porosité et la tortuosité sont déterminés en minimisant entre le signal expérimental et le signal simulé réfléchi à la première interface, puis en minimisant entre le signal expérimental et le signal simulé réfléchi à la deuxième interface pour déterminer les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique. Les quatre paramètres optimisés trouvés dans le cas d'une mousse plastique expérimental sont en bon accord avec ceux trouvés par les méthodes classiques.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif de ce travail est de proposer une méthode de caractérisation acoustique des milieux poreux à structure rigide saturé d'air dans le régime des hautes fréquences. Le model de fluide équivalent, qui est un cas particulier du model de Biot, est considéré dont lequel l'onde acoustique se propage uniquement dans le fluide saturant le milieu. Les interactions visqueux-inertiels qui se produisent à l'intérieur du milieu sont pris en compte dans les deux approches asymptotiques ; la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$ donnée par Johnson et al. et la compressibilité dynamique $\beta(\omega)$ donnée par Allard. Les deux susceptibilités $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ dépendent des quatre paramètres physiques qui sont la porosité ϕ , la tortuosité α_∞ et les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' . Ces paramètres sont essentiels pour décrire la propagation des ondes acoustique dans un milieu poreux en régime haute fréquences.

Des calculs analytiques ont été effectués pour établir les coefficients de réflexion et de transmission dans le domaine fréquentiel, en utilisant la théorie du fluide équivalent, pour des milieux poreux monocouche. Des expressions des coefficients de réflexion à la première et à la deuxième interface d'un milieu poreux ont été établies en régime asymptotique, ces expressions permettent d'étudier l'influence des paramètres physiques sur le comportement des ondes ultrasonores réfléchies par les deux interfaces de matériau poreux. D'après cette étude, la porosité et la tortuosité jouent un rôle important sur la première onde réfléchie, alors que les influences des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont remarquées sur l'onde réfléchie à la deuxième interface du matériau poreux.

L'évaluation de ces paramètres s'effectue par résolution du problème inverse en minimisant l'écart entre le signal expérimentale et les signaux simulés réfléchis par la première et la deuxième interface. Les paramètres inversés sont en bon accord avec les paramètres trouvés par les méthodes classiques. La méthode proposée présente une alternance aux autres méthodes, direct et indirect, de caractérisation acoustique des matériaux poreux saturés par un fluide.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Johnson D.L., Koplik D. and Daschen R. "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media." *J. Fluid. Mech.* 176 : 379, (1987).
- [2] Allard J. F. and Champoux Y. "New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials", *J. Acoust. Soc. Am.* 91 : 3346, (1992).
- [3] Sadouki. M. "Modélisation théorique de la propagation acoustique dans un milieu poreux inhomogène" Ph. D. Thesis, May 10th, 2014, Université des sciences et de la technologie ' Houari Boumediène', Algiers, Algeria
- [4] Sebaa. N," Propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux saturés : application du modèle de Biot à détermination des paramètres de mousse plastiques et de l'os trabéculaire ", Thèse Doctorat, Université Maine de France, (2006).
- [5] Biot M. A. "The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. higher frequency range. " *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 : 179, (1956).
- [6] Biot M. A. "The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, low frequency range." *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 : 168, (1956).
- [7] Sylvain. B, " Contribution à la caractérisation des milieux poreux par des méthodes acoustiques : estimation des paramètres physiques ", Thèse de Doctorat, Université du Maine de France, (2004).
- [8] Attenborough K . "Mercury porosimetry : State of the art". *Powder Technology*, 29 : 1, (1981).
- [9] Champoux Y., Stinson M.R., and Daigle G. A. "Air-based system for the measurement of porosity." *J. Acoust. Soc. Am.*, 89 : 910, (1990).
- [10] Leonard R.W. "Simplified porosity measurements". *J.Acoust.Soc.Am.*, 20(1) : 39, (1948).
- [11] Sadouki M. , Fellah Z.E.A., Fellah M. , Depollier C. . " Reflected wave by the first interface of rigid porous medium at Darcy's regime." *J. Acoust. Soc. Am.* 138, 1940 (2015).
- [12] Sadouki M. , Berbiche A., Fellah M. , Fellah Z.E.A., Depollier C. . "Characterization of rigid porous medium via ultrasonic reflected waves at oblique incidence" . *J. Acoust. Soc. Am.* 138, 1940 (2015);
- [13] Fersi A. "Modélisation théorique de la propagation acoustique dans les milieux poreux à structure rigide" Mémoire de fin d'étude, Master physique théorique, Université Djilali Bounaama, Khemis Miliana juin (2016);
- [14] Sadouki M. Fersi A. "Ultrasonic method for Measuring transport parameters using only the reflected waves at the first interface of porous materials having a rigid frame." *Inter.noise HAMBURG* (2016).
- [15] Zwikker. C and Kosten. CW. "Sound absorbing materials". Elsevier New-york, (1949).

- [16] Berbiche A, Sadouki M, Fellah Z, Ogam E, Fellah M, Mitri F, et al. Experimental determination of the viscous flow permeability of porous materials by measuring reflected low frequency acoustic waves. *Journal of Applied Physics* 2016; 119(1). 014906.
- [17] Fellah ZEA, Sadouki M, Fellah M, Mitri F. G, Ogam E, Depollier C.” Simultaneous determination of porosity, tortuosity, viscous and thermal characteristic lengths of rigid porous materials” *J. Appl. Phys.*, 114, 204902 (2013).
- [18] Champoux Y. and Allard J. F. “Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media.” *J. Appl. Phys.* 70 : 1975, (1991).
- [19] Lafarge. D. “Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique.” Thèse Doctorat, Université du Maine, (1993).
- [20] Johnson D.L. "Recent developments in the acoustic properties of porous media." *Proceedings of the International school of physics Enrico Fermi*, : 255, (1984).
- [21] Johnson D.L. , Plona T.J. , Scala C., Pasierb F. , and Kojima H. "Tortuosity and acoustic slow waves". *Phys. Rev. Lett.*, 49 : 1840, (1982).
- [22] Pride S.R., Morgan F.D., and Gangi A.F. “*Drag forces of porous media acoustics.*” *J. Acoust. Soc. Am*, 47 : 4964, (1993).
- [23] Brown R. ,Melon M., Montembault V., Castagnède. , Lauriks W. , and Leclaire P. "Evaluation of the viscous characteristic length of air-saturated porous materials from the ultrasonic dispersion curve". *C. R. Acad. Sci. Paris*, 322 Série II : 122, (1996).
- [24] Henry M. and Allard J. F. “Acoustical measurement of the trapping constant of foams with open cells,” *C. R. Acad. Sci. Paris* 325 : 331, (1997).