



HAL
open science

Résolution de problèmes inverses d'estimation de paramètres poroélastiques des matériaux poreux par inversion de données ultrasonores transmises

Erick Ogam, Zine El Abiddine Fellah, Jean-Philippe Groby, Armand Wirgin, Claude L. Depollier

► To cite this version:

Erick Ogam, Zine El Abiddine Fellah, Jean-Philippe Groby, Armand Wirgin, Claude L. Depollier. Résolution de problèmes inverses d'estimation de paramètres poroélastiques des matériaux poreux par inversion de données ultrasonores transmises. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00539749

HAL Id: hal-00539749

<https://hal.science/hal-00539749>

Submitted on 25 Nov 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Résolution de problèmes inverses d'estimation de paramètres poroélastiques des matériaux poreux par inversion de données ultrasonores transmises

Erick Ogam¹, Zine El Abidine Fellah¹, Jean-Philippe Groby², Armand Wirgin¹, Claude Depollier²

¹ Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique UPR 7051 CNRS, 31 chemin Joseph Aiguier, 13402 Marseille cedex 20

² Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, UMR 6613 CNRS/Université du Maine, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans Cedex 09

Cette étude aborde la résolution de problèmes inverses de l'estimation de paramètres poroélastiques, macroscopiques de plaques poreuses à cellules ouvertes en utilisant des ondes ultrasonores. Le problème inverse est résolu en minimisant la fonction coût (FC), qui est une mesure de l'écart entre le modèle d'interaction (MI) et les données réelles transmises par des plaques poreuses, dans le sens des moindres carrés. Dans cette étude, le modèle de Biot-Johnson-Koplik-Champoux-Allard (BJKCA) a été employé comme MI. Un examen attentif des fonctions coûts calculées en utilisant le MI et les données ultrasonores mesurées, transmises par les plaques, a montré qu'elles présentaient plusieurs minima et maxima locaux. La plupart des algorithmes d'optimisation non linéaire courant (comme le Levenberg Marquadt ou la méthode Simplex de Nelder-Mead) n'ont pas pu récupérer une solution non ambiguë. Une méthode simple pour résoudre ce problème sans ambiguïté en utilisant deux fréquences centrales distinctes de capteurs, est proposée. D'autres approches pour résoudre ce problème mal posé impliquant la variation de la pression statique ou l'épaisseur de la plaque, sont également analysées. Enfin, les paramètres acoustiques récupérés sont comparés avec ceux obtenus en utilisant un MI simple, le fluide équivalent. Les modules élastiques récupérés sont confrontés à ceux obtenus en utilisant la spectroscopie vibratoire des échantillons en forme de poutres, découpés dans les plaques. Le MI, est un solide équivalent élastodynamique.

1 Introduction

La motivation de cette étude est la nécessité d'avoir des méthodes simples et efficaces pour la caractérisation de la microstructure et le comportement mécanique des matériaux cellulaires.

Le but de la présente investigation est la résolution de *problème inverse* de la récupération des paramètres poroélastiques des matériaux poreux saturés d'air en employant des ondes ultrasonores transmises par des échantillons sous forme de panneaux.

Les propriétés poroélastiques des matériaux cellulaires sont complexes. Elle dépendent du matériau, du fluide saturant, ainsi que la topologie microstructurelle.

De nombreuses études portant sur l'analyse détaillée des fonctionnalités telles que la taille des cellules, la géométrie des pores qui régissent la rigidité et la résistance à la traction, a été réalisée pour les mousses plastiques. La nature de la morphologie des cellules, l'anisotropie et la déformation sont identifiés par microscopie (optique ou microscope électronique à balayage). La micromécanique associée est souvent analysée à l'aide des modèles de cellules de Kelvin [1, 2] qui prédit bien la forme de la courbe contrainte-déformation.

En acoustique des configurations microstructurales ont été utilisées pour étudier comment les flux thermiques et les champs de vitesse moyennés sur un volume régissant la propagation et la dispersion des ondes acoustiques, se rapportent à des détails microscopiques des paramètres de la géométrie locale[3].

Cette étude se concentre sur le développement du problème direct et inverse de reconstruction de paramètres structurels macroscopiques (porosité, longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques, tortuosité ([4, 5] et mécaniques macroscopiques (module de Young, coefficient de Poisson et la masse volumique) paramètres poroélastiques, panneaux de mousses à cellules ouvertes. La propagation des ondes ultrasonores dans les panneaux poroélastiques est modélisée en utilisant la théorie de Biot modifié, où les paramètres ont une interprétation physique étroitement liée à la structure des pores à l'échelle microscopique.

2 Le problème direct de transmission d'une onde acoustique par une plaque poreuse

Le problème direct de transmission (notamment pour la simulation de données mesurées) est formulé comme suit. Étant donné : (i) la géométrie et la composition (propriétés poroélastiques) de la plaque poreuse qui transmet l'onde, (ii) les propriétés du milieu hôte, (iii) l'onde incidente, déterminer : le champ transmis par l'obstacle à un point arbitraire de l'espace.

La théorie de Biot décrit les équations de mouvement pour chaque phase (à savoir, la phase solide et fluide) basée sur des considérations énergétiques qui incluent le couplage inertiel, potentiel, et visqueux entre

les deux phases. Les vecteurs de déplacement macroscopique moyen, \mathbf{u} du solide et \mathbf{U} du fluide dans le milieu poreux saturé par un fluide sont donnés par :

$$\tilde{\rho}_{11} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \tilde{\rho}_{12} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = P \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + Q \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}) - N \nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{u}), \quad (1)$$

$$\tilde{\rho}_{12} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \tilde{\rho}_{22} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = Q \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + R \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}), \quad (2)$$

où P , Q et R sont les constantes élastiques macroscopiques de Biot ([6, 4]) qui sont liées, par des expériences de Gedanken, à d'autres, quantités mesurables, à savoir, la porosité, module de compressibilité du fluide interstitiel, les paramètres élastiques : module de Young et le coefficient de Poisson du solide (E_s et ν_s , respectivement) et du squelette (E_b et ν_b). Les modules de compressibilité du solide et du squelette sont donnés par :

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

Afin d'étendre cette théorie à des hautes fréquences, un facteur de correction qui modifie la densité du fluide à travers un facteur de tortuosité α sous la forme : $\rho_f \rightarrow \rho_f \alpha$, a été introduit par [7]. Par conséquent l'évaluation de la densité effective du fluide dans les pores ne se limite plus uniquement à des matériaux avec des pores cylindriques comme dans la théorie originale. La tortuosité représente le rapport au carré de la longueur du parcours moyen à travers le squelette poreux à celle par la voie directe. Il exprime les échanges entre le fluide visqueux et la structure qui jouent un rôle important dans l'amortissement des ondes acoustiques dans un milieu poreux. Lorsque ces effets pris en compte varient avec la fréquence, cela s'appelle la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$ ([7] :

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j\omega \alpha_\infty \rho_f} \sqrt{1 + j\omega \frac{4\alpha_\infty^2 \rho_f \eta}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}} \right) \quad (4)$$

avec $j = \sqrt{-1}$, ω est la fréquence angulaire, la résistivité $\sigma = \frac{\eta}{k_0}$, η est la viscosité du fluide, k_0 est la perméabilité visqueuse, ϕ est la porosité ($\phi = (1 - \frac{\rho_b}{\rho_s})$), où ρ_b et ρ_s sont les masses volumiques du squelette et le solide respectivement), α_∞ la tortuosité, Λ est la longueur caractéristique visqueuse (relier à la taille des interconnexions entre deux pores).

Les coefficients de Biot $\tilde{\rho}_{mn} = \rho_{mn} + (-)^{m+n} b / j\omega$, où b , le coefficient de traînée est lié aux *coefficients de masse* qui sont également liés à la masse volumique du solide ρ_s et de la phase fluide ρ_f : $\rho_{11} + \rho_{12} = (1 - \phi)\rho_s$, et $\rho_{12} + \rho_{22} = \phi\rho_f$. ρ_{12} représente le paramètre de couplage de masse entre les phases fluide et solide $\rho_{12} = -\phi\rho_f(\alpha - 1)$.

Lorsque le fluide interstitiel est un gaz, plusieurs modifications sont apportées à l'équation Biot. Les effets thermiques se rajoutent aux effets visqueux qui sont des phénomènes de relaxation associés aux propriétés dissipatives du solide poreux. Les ratios $\frac{K_b}{K_s} \ll 1$ et $\frac{K_f}{K_s} \ll 1$

et par conséquent les expressions des constants P , Q et R sont donnés par :

$$P = K_b + \frac{4}{3}N + \frac{(1-\phi)^2}{\phi}K_f^*, \quad Q = (1-\phi)K_f^*, \quad (5)$$

$$R = \phi K_f^*,$$

où le module d'incompressibilité est fonction de la compressibilité K_f et la susceptibilité $\beta(\omega)$ est donné par : $K_f^* = \frac{K_f}{\beta(\omega)}$.

Les approximations asymptotiques suivantes sont utilisées en régime haute fréquence,

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \right) \sqrt{\frac{\eta}{j\omega \rho_f}}, \quad (6)$$

$$\beta(\omega) = 1 + \frac{2(\gamma-1)}{\Lambda'} \sqrt{\frac{\eta}{j\omega \rho_f P_r}}, \quad (7)$$

Les champs de pression des ondes incidente (p_i) et transmise (p_t) sont liées à l'opérateur de diffraction et de transmission \tilde{T} par la convolution dans le domaine temporel :

$$p_t(x, t) = \int_0^t \tilde{T}(\tau) p_i(t - \tau - \frac{x-L}{c_0}) d\tau, \quad (8)$$

où c_0 est la vitesse du son à l'extérieur du panneau poreux. Le panneau considéré comme ayant une dimension infini, occupe une région $0 \leq x \leq L$ (L est sa longueur).

L'opérateur $\tilde{T}(t)$ est d'abord calculé numériquement à partir de $\tilde{T}(\omega)$ dont l'expression analytique est calculée de la même manière que celle détaillée dans [8]. Son expression est donnée dans [9]. De sa convolution avec le signal incident (Eqn. 8) résulte le signal transmis dans le domaine temporel.

3 Résolution de problème inverse de reconstruction de paramètres poroélastiques à partir de l'onde ultrasonore transmise

Le problème inverse de transmission est en général formulé comme suit. Connaissant : (i) l'onde incidente, (ii) les propriétés acoustiques du milieu de propagation (iii) l'onde transmise, reconstruire les paramètres poroélastiques du panneau poreux qui a transmis l'onde. L'épaisseur du panneau est connue. Dans le cadre de la théorie de Biot modifié (BJKCA), la propagation des ondes ultrasonores dans un panneau cellulaire saturé d'air est conditionné par les paramètres indiqués dans le tableau (1). Ces paramètres influencent la capacité de supporter des charges, l'élasticité, l'absorption du bruit et l'isolation thermique du matériau. L'onde transmise est sensible à six paramètres caractéristiques de la microstructure : Λ , ϕ , α_∞ , E_b , ν_b and ρ_b . Ils sont reconstruits en minimisant une fonction objective \mathfrak{J} (les autres sont supposés connus) :

$$\mathfrak{J} = \sum_{p=1}^{L_s} \|p_{t_{\text{expérience}}}^p(t_p) - p_{t_{\text{modèle}}}^p(t_p, \Lambda, \alpha_\infty, \phi, \rho_b, E_b, \nu_b)\|^2,$$

où L_s est la longueur des signaux temporels et $\Lambda' = 3\Lambda$. Les autres paramètres intervenant dans le modèle BJKCA nécessitent des appareils ou équipements très spécialisés nécessaires à leur détermination. Par conséquent, ils sont issus des données tabulées (par exemple, les caractéristiques du fluide saturant : le Nombre de Prandtl P_r , la densité ρ_f , la viscosité du fluide η , la chaleur spécifique γ et la pression du fluide saturant p_0 sont 0,71, 1,29kg/m³, 1.85e-5 Pa s, 1,4, 1,0e5 Pa, respectivement).

Les fonctions coûts sont fonction de l'un des six variables de problème (les autres étant fixés à leur valeurs optimales reconstruites). Ce sont donc des courbes 2-D.

4 Méthode pour la résolution du problème de reconstruction de paramètres poroélastiques mal-posé à partir des données réelles

Les fonctions coûts (FC), semblent souvent posséder un minimum unique minima, qui est une indication des solutions uniques. Mais dans certains cas, si l'intervalle de variation des paramètres est élargi, d'autres minima peuvent apparaître. La plupart des algorithmes d'optimisation (par exemple Nelder Mead [10] peuvent récupérer des solutions qui ne sont pas globaux en fonction de la valeur initiale entrée dans l'algorithme. Dans cette étude, la conséquence de plusieurs minima dans les FC résulte l'ambiguïté dans la récupération des paramètres corrects. Ce problème des résultats ambigus peut être résolu de plusieurs manières, à savoir, 1) En utilisant deux panneaux de différentes épaisseurs coupées du même échantillon homogène. Les inconvénients de cette méthode sont les dégâts possibles de l'échantillon dans le processus de découpe. 2) les données peuvent être acquises lors de l'interrogation acoustique du panneau sous différents angles d'incidence. Cela exige un goniomètre. 3) En changeant le fluide saturant, par exemple en remplaçant l'air avec de l'hélium [11] ou de l'argon [12]. 4) Employer des transducteurs avec des fréquences différentes.

Les minima coïncidant sur les courbes de FC obtenues pour deux configurations différentes sont prises pour être les solutions vraies.

L'utilisation de deux transducteurs avec des fréquences différentes centrales est choisie. Les vraies solutions sont celles avec des minima qui coïncident (à condition qu'il soit légitime de supposer que les paramètres ne varient pas considérablement dans les bandes de fréquences des deux traducteurs).

5 Description de la procédure expérimentale ultrasonore

Les transducteurs ultrasonores à couplage par air possédant des fréquences d'émission centrales à 50, 100 et 200 kHz (Ultran NCG50, NCG100, NCG200 respectivement) sont employés. Le pulser est un Panametrics 5058PR. Pour les traducteurs 50 et 100 kHz, le signal transmis est capté au moyen d'un microphone B&K 4138 connectés à un Analyser B&K2121. Le schéma du banc d'expérience est représenté sur la Fig. (1). Pour les mesures à 200 kHz, les deux transducteurs (émetteur et récepteur) connecté au pulser/récepteur Panametrics 5058-PR. Le signal transmis capté par la transducteur est très atténué, il est d'abord amplifié par un préamplificateur (40dB) faible bruit NF SA-200F3 puis finalement amplifié par le 5058-PR.

5.1 Echantillons

Les panneaux de mousse à cellules ouvertes à base de mélamine et de mousse polyuréthane ont été employés. La mousse mélamine est un des meilleur matériau absorbant pour le son. Les dièdres de mélamine ont été employés comme garnitures pour équiper la grande salle anéchoïque du LMA CNRS à Marseille [13]. Le micrographe obtenu par microscopie électronique à balayage (MEB) pour le polyuréthane est sur la Fig. (2).

6 Validation de paramètres obtenus en utilisant le modèle BJKCA

6.1 Confrontation des paramètres acoustiques avec ceux obtenus par la méthode de fluide équivalent (MFE)

La structure d'un matériau cellulaire saturé d'air est généralement considérée comme immobile. Les ondes se propageant uniquement dans le fluide. Le couplage de l'énergie acoustique dans l'air avec le squelette est négligeable. Ce cas est souvent décrit par le modèle de fluide équivalent [14, 7, 15, 16]. C'est une approximation de la théorie de Biot [17, 18]. Les interactions entre le fluide et la structure sont comptabilisées dans les deux facteurs de la réponse en fréquence : la tortuosité dynamique du milieu et la compressibilité dynamique du fluide saturant comme détaillés précédemment.

La MFE est un modèle d'interaction qui permet de récupérer les paramètres acoustiques uniquement. La méthode d'inversion faisant appel aux ondes incidentes, réfléchies et transmises [19] a été utilisée. Le terme squelette et mousse sont confondus dès à présent.

6.2 Confrontation de la tortuosité α_∞ avec celle obtenue par la mesure de la vitesse de phase

Le paramètre de la tortuosité des panneaux cellulaires à pores ouverts est déduit directement à partir

des vitesses de phase des ondes ultrasonores transmises, mesurées en régime haute fréquence avec des essais identiques. Le développement théorique est détaillé dans [20].

À des fréquences suffisamment élevées l'épaisseur de peau visqueuse tend vers zéro et la vitesse de phase tend à $c(\omega) = \frac{c_0}{\sqrt{\alpha_\infty}}$, fournissant ainsi une méthode pour mesurer α_∞ .

6.3 Validation des paramètres mécaniques par l'emploi de la spectroscopie vibratoire

Les échantillons sont découpés en forme de poutres minces dans les mêmes panneaux que ceux caractérisés à l'aide d'ondes ultrasonores transmises et le modèle BJKCA. Les modules élastiques macroscopiques (module de Young E_b et coefficient de Poisson ν_b), d'une poutre saturés avec un fluide léger (air) sont considérés comme les mêmes que celles d'un squelette sec. Ces paramètres sont récupérés en utilisant les fréquences de résonance de ces poutres dans une configuration où elles sont suspendues par des fils en nylon et vibrant sans contrainte. Les détails de l'acquisition de données et la résolution du problème inverse de spectroscopie vibratoire sont détaillés dans [21].

7 Résultats

Les fonctions coût calculées pour les paramètres poroélastiques, obtenu à partir de l'onde transmise mesurée avec le modèle BJKCA sont présentées sur la Fig. (3). Les paramètres, qui sont des solutions du problème inverse, sont lus à partir de ces courbes. La masse volumique récupérée de 30 kg/m^3 est en bon accord avec celle mesurée (32 kg/m^3). Le signal transmis est alors reconstruit en utilisant le modèle BJKCA avec ces valeurs récupérées et le signal incident mesuré comme entrée. La comparaison entre les signaux transmis (mesurés et reconstruits) est tracée dans la Fig. (??). Le bon accord entre les deux montre que les paramètres poroélastiques ont été bien reconstruits.

8 Discussion

Il a été démontré que le BJKCA avec les ondes incidentes et transmises, mesurées, sont suffisantes pour la caractérisation de la porosité (rappel : le modèle de fluide équivalent requiert les ondes incidentes, réfléchies et transmises). L'inconvénient d'utiliser les ondes réfléchies pour caractériser les matériaux cellulaires à porosité élevée est le mauvais rapport signal/bruit (RSB), pénalisant par conséquent la précision des mesures. Un rapport signal/bruit faible de l'onde transmise se produit seulement en cas de mousses à très forte résistivité ou très épaisses.

9 Conclusion

Une technique non ambiguë pour récupérer les paramètres poroélastiques des panneaux cellulaires à partir

des fonctions coûts (FC) qui présentent plusieurs minima a été élaborée. Les FC ont été construits en utilisant le modèle BJKCA comme estimateur et des données réelles obtenues à partir de mesures d'ondes ultrasonores incidentes et transmises. Les paramètres élastiques du squelette reconstruits ont été comparés avec celles obtenues par la résolution du problème inverse de la reconstruction des modules d'élasticité par spectroscopie vibratoire sur des échantillons découpés en forme de poutres et un MI élastodynamique éléments finis 3D. Il y a un excellent accord entre les paramètres reconstruits par les deux méthodes.

Un très bon accord a été aussi trouvé pour les paramètres acoustiques issus du modèle BJKCA et le modèle fluide équivalent (le modèle de référence pour la caractérisation ultrasonore des mousses plastiques souples à pores ouverts[19, 22]).

Références

- [1] L. Gong, S. Kyriakides, and W.-Y. Jang. Compressive response of open-cell foams. Part I : Morphology and elastic properties. *International Journal of Solids and Structures*, 45 :1355–1379, 2005.
- [2] N.J. Mills. The high strain mechanical response of the wet Kelvin model for open-cell foams. *International Journal of Solids and Structures*, 44(1) :51–65, 2007.
- [3] Camille Perrot, Fabien Chevillotte, and Raymond Panneton. Bottom-up approach for microstructure optimization of sound absorbing materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(2) :940–948, 2008.
- [4] J.F. Allard. *Propagation of Sound in Porous Media : Modeling Sound Absorbing Materials*. Elsevier Applied Science, 1993.
- [5] B. Lagrain, L. Boeckx, E. Wilderjans, J.A. Delcour, and W. Lauriks. Non-contact ultrasound characterization of bread crumb : Application of the Biot-Allard model. *Food Research International*, 39(10) :1067–1075, 2006.
- [6] M. A. Biot and D. G. Willis. The elastic coefficients of the theory of consolidation. *J. Appl. Mech*, 24 :594–601, 1957.
- [7] David Linton Johnson, Joel Koplik, and Roger Dashen. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, 176 :379–402, 1987.
- [8] Z. E. A. Fellah, J. Y. Chapelon, S. Berger, W. Lauriks, and C. Depollier. Ultrasonic wave propagation in human cancellous bone : Application of biot theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(1) :61–73, 2004.
- [9] N. Sebaa, Z. E. A. Fellah, M. Fellah, E. Ogam, A. Wirgin, F. G. Mitri, C. Depollier, and W. Lauriks. Ultrasonic characterization of human cancellous bone using the biot theory : Inverse problem. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(4) :1816–1824, 2006.
- [10] Dimitri P. Bertsekas. *Nonlinear Programming*. Athena Scientific, second edition edition, 1999.

- [11] Ph. Leclaire, L. Kelders, W. Lauriks, M. Melon, N. Brown, and B. Castagnède. Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air. *Journal of Applied Physics*, 80(4) :2009–2012, 1996.
- [12] Naoki Kino, Takayasu Ueno, Yasuhiro Suzuki, and Hiroshi Makino. Investigation of non-acoustical parameters of compressed melamine foam materials. *Applied Acoustics*, 70(4) :595 – 604, 2009.
- [13] S. Schneider. Numerical prediction of the quality of an anechoic chamber in the low frequency range. *Journal of Sound and Vibration*, 320(4-5) :990–1003, 2009.
- [14] Noureddine Atalla and Franck Sgard. Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models. *Journal of Sound and Vibration*, 303(1-2) :195–208, 2007.
- [15] N. Sebaa, Z. E. A. Fellah, M. Fellah, W. Lauriks, and C. Depollier. Measuring flow resistivity of porous material via acoustic reflected waves. *Journal of Applied Physics*, 98(8) :084901, 2005.
- [16] Olga Umnova, Keith Attenborough, Ho-Chul Shin, and Alan Cummings. Response of multiple rigid porous layers to high levels of continuous acoustic excitation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(2) :703–712, 2004.
- [17] M. A. Biot. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-Frequency Range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(2) :168–178, 1956.
- [18] M. A. Biot. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher Frequency Range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(2) :179–191, 1956.
- [19] Z.E.A. Fellah, F.G. Mitri, M. Fellah, E. Ogam, and C. Depollier. Ultrasonic characterization of porous absorbing materials : Inverse problem. *Journal of Sound and Vibration*, 302(4-5) :746–759, 2007.
- [20] P. Leclaire, L. Kelders, W. Lauriks, C. Glorieux, and J. Thoen. Determination of the viscous characteristic length in air-filled porous materials by ultrasonic attenuation measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(4) :1944–1948, 1996.
- [21] Erick Ogam, Armand Wirgin, Stefan Schneider, Z.E.A. Fellah, and Yongzhi Xu. Recovery of elastic parameters of cellular materials by inversion of vibrational data. *Journal of Sound and Vibration*, 313(3-5) :525–543, 2008.
- [22] J.-P. Groby, E. Ogam, L. De Ryck, N. Sebaa, and W. Lauriks. Analytical method for the ultrasonic characterization of homogeneous rigid porous materials from transmitted and reflected coefficients. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 127(2) :764–772, 2010.

Paramètre	symbole
Masse volumique de fluide saturant les pores	ρ_f
Masse volumique du squelette du poreux	ρ_b
Module de Young du squelette	E_b
Coefficient de Poisson du squelette	ν_b
Module de compressibilité du fluide	K_f
Porosité	ϕ
Tortuosité	α_∞
Viscosité du fluide saturant les pores	η
Longueur caractéristique visqueuse	Λ
Longueur caractéristique thermique	Λ'

TABLE 1 – Les paramètres du modèle BJKCA avec air comme fluide saturant les pores

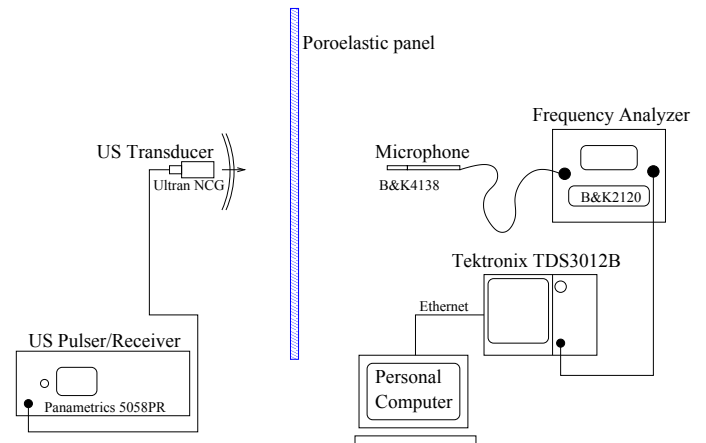


FIGURE 1 – Le schéma de la configuration pour l'acquisition des ondes ultrasonores transmises à travers un panneau poroélastique saturé par l'air.

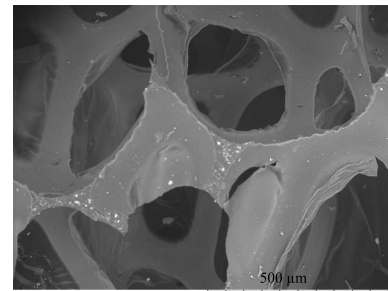


FIGURE 2 – Image des pores d'un panneau de mousse polyuréthane obtenue par microscopie électronique à balayage.

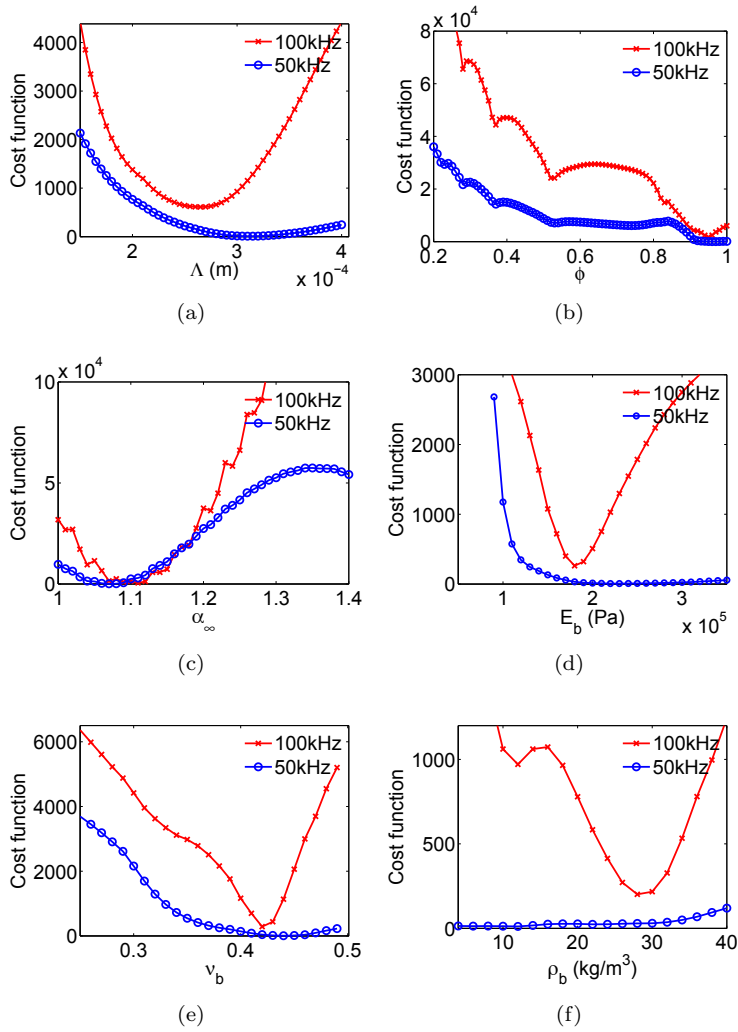


FIGURE 3 – Les fonctions coût (FC) pour les paramètres acoustiques de panneau de polyuréthane, 1,0 cm d'épaisseur (traducteurs de 50 et 100 kHz). Les paramètres poroélastiques lus à partir des minimas communs des courbes de FC. Les paramètres acoustiques (Λ , ϕ , α). Les paramètres mécaniques (E_b , ν_b , ρ_b).

Mousse	ϕ		α_∞		$\Lambda(\mu m)$		$E_b(\text{MPa})$		ν_b		$\rho_b (\text{kgm}^{-3})$	
	BJKCA	MFE	BJKCA	MFE	BJKCA	MFE	BJKCA	SV	BJKCA	SV	BJKCA	
Melamine	0.96	0.97	1.02	1.015	107	99	0.18	0.178	0.46	0.44	8.0	
PU	0.95	0.96	1.07	1.08	265	252	0.18	-	0.42	-	30.0	

TABLE 2 – Résumé des paramètres poroélastiques reconstruits à l'aide de la théorie Biot modifié BJKCA, et spectroscopie vibratoire (SV) d'un sous échantillons d'un panneau de mélamine et polyuréthane. Les paramètres acoustiques récupérés en utilisant le modèle de fluide équivalent avec un traducteur de 200 kHz, sont également répertoriés. $\Lambda' = 3\Lambda$.