

# CFA/VISHNO 2016

## **Absorption acoustique dans un empilement poro-granulaire de micro-résonateurs de Helmholtz élastiques**

S. Griffiths, B. Nennig et S. Job  
SUPMECA, 3, rue Fernand Hainaut, 93407 Saint-Ouen, France  
[stephane.griffiths@supmeca.fr](mailto:stephane.griffiths@supmeca.fr)



LE MANS

Nous étudions, numériquement et expérimentalement, l'absorption acoustique dans un milieu poro-granulaire composé de coques sphériques. Ces coques sont i) soit rigides soit élastiques, ii) éventuellement percées et munies d'un col (résonateur de Helmholtz) et iii) soit naturellement poreuses soit rendues imperméables. Nous utilisons un modèle effectif de propagation proposé par Boutin et al, que nous étendons aux configurations étudiées en résolvant les équations locales de l'élasticité de la coque couplées à la mécanique du fluide à l'intérieur d'une coque munie ou non d'un col ouvert et éventuellement microporeuse. Les résultats numériques sont ensuite comparés à un jeu complet de mesures d'absorption en réflexion, dans un tube à impédance. Le cas test d'un empilement de coques rigides, montre un très bon accord, que ce soit sur la prédiction des fréquences absorbées mais aussi sur leurs amplitudes. Dans le cas de coques souples, faites d'un matériau élastomère, nous obtenons un accord satisfaisant qui montre, numériquement et expérimentalement, que leur élasticité conduit à une diminution de la fréquence de résonance de Helmholtz, par rapport au cas d'une coque rigide. Nous montrons enfin que la prise en compte de la microporosité de la coque induit encore une augmentation significative de l'absorption acoustique : la gamme de fréquences absorbées est plus étendue que pour des résonateurs à coques rigides ou élastiques. La très bonne performance de l'absorption acoustique des configurations, ici testées en réflexion uniquement, incitent à vérifier leurs performances en transparence, via des mesures en transmission.

## 1 Introduction

Des matériaux granulaires de faible masse peuvent être une alternative intéressante aux matériaux poreux classiques utilisés généralement en absorption acoustique. En effet, ils permettent une facilité d'utilisation et de mise en œuvre accrue. L'air compris entre les parois externes des particules constitue alors un milieu hôte (ou matrice) poreux. Ces matériaux poreux, s'ils sont constitués de grains rigides imperméables, sont assez bien connus. Ils ont été étudiés de nombreuses fois numériquement et expérimentalement [1, 2, 3]. D'un point de vue pratique, des sphères de polystyrènes [4], ont été utilisées pour limiter la transmission acoustique à travers des doubles parois.

Si les sphères sont percées, on obtient des résonateurs. La propagation acoustique au sein de matériaux poreux constitués de résonateurs de Helmholtz rigides a été récemment étudiée analytiquement par des méthodes d'homogénéisation [5], numériquement [6], ainsi qu'expérimentalement [6, 7].

Boutin et al. montrent que, si les pertes ne sont pas trop importantes, les résonateurs de Helmholtz conduisent à un module de compressibilité effectif négatif près de la résonance. De même, les vitesses de groupe et de phase sont de signes opposés. Des résultats similaires ont été obtenus par Fang et al. [8] pour des résonateurs de Helmholtz en série.

Les travaux de Groby et al. [6] et ceux de Boutin et al. [5], montrent que les pertes viscothermiques dans la matrice sont cruciales. Pour observer ces effets atypiques, la fréquence de résonance du résonateur doit se trouver proche ou au-dessus de la fréquence visqueuse ( $\omega_v = \sigma\phi/(\rho_0\alpha_\infty)$ ) dans le milieu hôte.

Le but de ce travail est d'évaluer les effets d'élasticité de la coque des résonateurs et de voir comment ils modifient l'absorption globale du matériau. En effet, ils vont changer la dynamique du résonateur (fréquences de résonance, dissipation, etc.) et ajouter une phase solide au matériau.

Les résonateurs à paroi élastique ont été assez peu étudiés. Dans les années 90, Norris et Photiadis [9, 10] ont initié des travaux théoriques pour des applications d'acoustique sous-marine. Le modèle proposé par Norris et Wickham [9] est basé sur l'hypothèse que le résonateur est une coque élastique mince isolée avec une ouverture circulaire. En négligeant la viscosité du gaz, ils ont montré que la fréquence de résonance  $f_s$  d'un résonateur élastique

est décalée vers les basses fréquences par rapport à la fréquence de résonance  $f_r$  d'un résonateur rigide par la relation :

$$f_s = \sqrt{R_0} f_r, \quad (1)$$

où, le paramètre  $R_0$ , représentant l'élasticité de la coque s'écrit

$$R_0 = \left(1 + \frac{3}{2} \frac{D_c}{t} \frac{\gamma P_0}{E} (1 - \nu)\right)^{-1}, \quad (2)$$

et dépend du diamètre du col  $D_c$  et de l'épaisseur de la coque  $t$ . Le terme  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques,  $P_0$  la pression atmosphérique, et  $E$  et  $\nu$  sont respectivement le module élastique et le coefficient de Poisson de la coque. Il est possible de diviser presque par 1.5 la fréquence de résonance du résonateur de Helmholtz avec une coque fine ( $D_c/t \sim 10$  et un module d'Young de 1 MPa).

Ce travail présente les premiers résultats expérimentaux et théoriques, obtenus avec un empilement de résonateurs à coque élastique dans l'air. La réalisation pratique de ce système a montré aussi que la microporosité de la coque est particulièrement importante. Un modèle permettant de décrire la propagation acoustique en fonction de la nature de la coque : rigide ou non, poreuse ou non, et ainsi synthétiser les différents travaux existant sur les résonateurs sphériques est proposé.

## 2 Contexte théorique

Considérons une coque sphérique de surface  $S_s$  et de volume  $V_s$ , présentée sur la figure 1, constituée d'un matériau élastique incompressible (élastomère). Son volume interne  $V_0$  est rempli d'un gaz parfait à la pression  $P_0$  et de densité  $\rho_0$ . La coque peut éventuellement être percée par un col cylindrique dont les effets sur le comportement élastique de la coque sont supposés négligeables. Le col est de volume  $V_c$ , de longueur  $l_c$  et de section  $S_c$ .

On cherche à obtenir les paramètres effectifs d'un empilement de compacité  $C$  et de hauteur  $h$  de ces coques. Le modèle reprend l'approche de Boutin et al. [5, 7]. On supposera que la densité est inchangée [7, Eq. (30) et (31)] et que tous les effets de l'élasticité de la coque, la présence d'un col ou celle de micro-perforations change le module de compressibilité en permettant un flux à travers la coque. Dans ce travail, on se place suivant la convention temporelle  $e^{-j\omega t}$ .

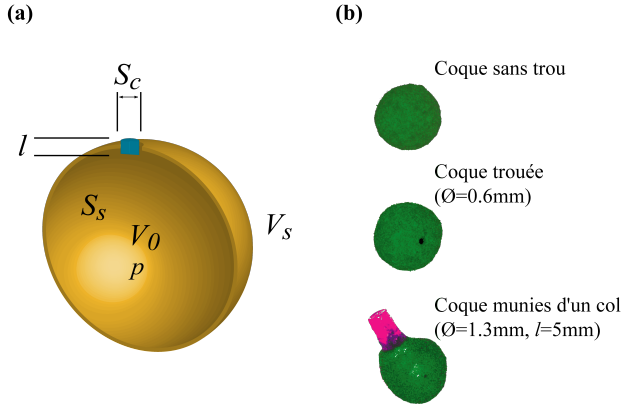


FIGURE 1 – (a) Schéma du résonateur sphérique considéré et (b) exemples de coques utilisées.

On cherche à calculer la réponse de la coque élastique couplée avec le fluide intérieur. En négligeant les pertes, la pression dans la cavité vérifie

$$p = -K_0 \nabla \cdot \mathbf{u}_a, \quad (3)$$

où  $K_0 = \gamma P_0 = \rho_0 c_0^2$  est le module d'incompressibilité du fluide et  $\mathbf{u}_a$  est le déplacement du fluide.

L'intégration de cette équation sur le volume de la cavité amène, par continuité du déplacement, à  $p = -\frac{K_0}{V_0} J_w$  où  $J_w = \sum_i S_i u_i$  correspond au flux qui traverse la coque. L'indice  $i$  représente soit la coque (s), soit le col (c) ou éventuellement des microporosités ( $\mu$ ). On note  $u_i$  et  $S_i$ , respectivement, les déplacements radiaux et les surfaces de ces éléments.

Si la longueur d'onde est grande, en négligeant les effets du col, le déplacement de la coque sphérique  $\mathbf{u}_s$  est supposé purement radial pour des raisons de symétries. La fréquence de résonance du premier mode radial d'une coque sphérique dans le vide est donnée par Baker [11] et est exprimée par la relation :

$$\omega_s = \sqrt{\frac{2(1+\nu)}{A}}, \quad (4)$$

où le paramètre  $A$  dépend des caractéristiques du matériau composant la coque ( $E$ ,  $\nu$  et  $\rho$ ), ainsi que du rayon moyen de la sphère  $r_s$ .

$$A = \frac{(1-\nu^2)}{E} \rho r_s. \quad (5)$$

On en déduit la raideur associée au premier mode de vibration radial

$$k_s = \omega_s^2 m_s, \quad (6)$$

avec  $m_s$  la masse en mouvement de la coque.

Dans le col du résonateur ainsi que dans les micropores, les forces visqueuses ne peuvent être négligées et sont liées à la vitesse relative de l'air dans le pore et de la coque [12, Eq. (4.9)].

$$-j\omega\rho_0\dot{u}_i = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial r} \right). \quad (7)$$

La vitesse du fluide au sein du pore tend vers la vitesse de la paroi  $\dot{u}_i(r=R_i) = \dot{u}_s$ , avec  $R_i$  le rayon,  $l_i$  la longueur du pore et  $\dot{u}_i$  la vitesse de l'air au sein du pore ( $i=c$  ou  $\mu$ ).

On obtient finalement la force visqueuse totale dans un pore cylindrique de section  $S_i$ ,

$$F_i(u_i, u_s) = S_i \frac{B\omega^2 \rho_0 l_i}{1-B} (u_i - u_s), \quad (8)$$

avec,

$$B = \frac{2}{\alpha R_i} \frac{J_1(\alpha R_i)}{J_0(\alpha R_i)}, \quad \text{et} \quad \alpha = \sqrt{\frac{j\omega\rho_0}{\eta}}.$$

Par exemple, dans le cas d'une coque élastique munie d'un col, les équations (3), (6) et (8), combinées avec le principe fondamental de la dynamique conduisent au système,

$$\begin{cases} -m_c \omega^2 u_c &= -S_c \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_c + F_c(u_c, u_s), \\ -m_s \omega^2 u_s &= -k_s u_s - S_s \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_s - F_c(u_c, u_s). \end{cases} \quad (9)$$

Le calcul des valeurs propres du problème homogène ( $p^{\text{ext}} = 0$ ) sans viscosité, permet d'estimer les différents modes de résonance du résonateur. Par ailleurs, la résolution de ce système pour une pression extérieure constante  $p^{\text{ext}}$ , permet de calculer le flux de déplacement  $J_w$ , et d'en déduire le module d'incompressibilité effectif des sphères

$$E_r = V_0 \frac{p^{\text{ext}}}{J_w}. \quad (10)$$

Il est valable si la longueur d'onde dans la matrice est grande devant la taille des sphères. Le module effectif de l'empilement granulaire  $E_{\text{eff}}$  est déterminé à partir du module effectif des sphères  $E_r$  et du module effectif du gaz dans le col  $E_m$  [5]

$$E_{\text{eff}} = \left( \frac{(1-C)}{E_m} + \frac{C}{E_r} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Enfin, le module effectif  $E_m$  de la matrice poreuse est calculé à partir du modèle de fluide équivalent de Johnson-Champoux-Allard, tel que :

$$E_m = \frac{K_0}{\beta(\omega)}, \quad (12)$$

où le terme  $\beta(\omega)$  est la compressibilité dynamique du matériau prenant en compte les effets visqueux et thermiques exprimé tel que [13] :

$$\beta(\omega) = \gamma - (\gamma - 1) \left( 1 - \frac{1}{j\tilde{\omega}'} \sqrt{1 - \frac{M'}{2} j\tilde{\omega}'} \right)^{-1}, \quad (13)$$

où  $\tilde{\omega}'$  est une fréquence caractéristique thermique et  $M'$  un facteur de forme tels que :

$$\tilde{\omega}' = \frac{\omega k'_0 P_r \rho_0}{\eta \varphi} \quad \text{et} \quad M' = \frac{8k'_0}{\varphi \Lambda^2}. \quad (14)$$

Le terme  $P_r$  est le nombre de Prandtl,  $\Lambda'$  la longueur caractéristique thermique,  $\varphi$  la porosité de l'empilement,  $\eta$  la viscosité dynamique de l'air et  $k'_0$  la perméabilité statique thermique. Les paramètres donnés par Allard [1] en fonction du diamètre des sphères sont utilisés dans la suite et les longueurs du col  $l_c$  et éventuellement des micro-pores  $l_\mu$  sont corrigées d'une longueur  $\delta_i = 8D_i/(3\pi)$  [14] en fonction du diamètre  $D_i$ , avec l'indice  $i$  représentant soit le col ( $c$ ) soit les micro-pores ( $\mu$ ).

### 3 Étude expérimentale

Les paragraphes suivants présentent les mesures d'absorption acoustique effectuées pour des empilements i)

de coques rigides en polymère, ii) de coques élastomères rendues étanche par l'ajout d'une couche de vernis acrylique, iii) de coques en élastomère naturellement poreuses. Les mesures sont effectuées en excitant le milieu par un sinus glissant entre 20 Hz et 6000 Hz, à l'aide d'un capteur d'impédance (CTTM, France) couplé à un tube de diamètre 22 mm et de hauteur 50 mm. Les résultats expérimentaux sont comparés aux modèles développés dans ce travail, ainsi qu'aux modèles de Boutin et al. dans le cas de coques rigides et de Norris et al. pour les coques élastiques percées.

### 3.1 Coques rigides

Dans un premier temps, le modèle est comparé aux mesures d'absorption pour un empilement de coques rigides. Leur diamètre moyen, mesuré par analyse d'images, est égal à  $D_s = 5.55 \pm 0.15$  mm et leur masse volumique est mesurée par pycnomètre telle que  $\rho_s = 1488 \pm 84$  kg.m<sup>-3</sup>. L'épaisseur de la coque est égale à  $t = 0.33$  mm.

Les mesures d'absorption sont effectuées pour 60 coques non percées, percées avec un trou de diamètre de 0.6 mm ou munies d'un col de diamètre  $D_c = 1.3$  mm et de longueur  $l = 5$  mm. Le tableau 1 présente les différentes hauteurs d'empilement et compacités mesurées pour les trois cas envisagés.

Lorsque les coques rigides ne sont pas percées, le modèle

TABLEAU 1 – Hauteurs et compacités des empilements testés pour 60 coques rigides non percées, percées d'un trou de 0.6 mm de diamètre ou munies d'un col de longueur 5 mm et de diamètre 1.3 mm.

| Coques                      | Hauteur h       | Compacité |
|-----------------------------|-----------------|-----------|
| Non percées                 | 25.13 ± 0.87 mm | 0.56      |
| Percées Ø 0.6mm, $l = t$ ,  | 25.30 ± 1.43 mm | 0.56      |
| Percées Ø 1.3mm, $l = 5$ mm | 27.64 ± 1.30 mm | 0.51      |

proposé se réduit au modèle de fluide équivalent avec les paramètres donnés dans [1, 2]. La figure 2 présente les résultats expérimentaux obtenus pour un empilement de coques non percées accompagné d'une comparaison avec le modèle. Un seul pic d'absorption peut être observé. Il correspond à la fréquence de résonance en  $\lambda/4$  et dépend de la hauteur  $h$  de l'empilement, du module de compressibilité effectif  $E_{\text{eff}} = E_m$ , ainsi que de la densité effective  $\rho_{\text{eff}}$

$$f_{\lambda/4} \approx \frac{1}{2\pi} \Re \left( \frac{1}{4h} \sqrt{\frac{E_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}}} \right) = \frac{1}{2\pi} \Re \left( \frac{c_{\text{eff}}}{4h} \right), \quad (15)$$

soit ici, environ 2740 Hz. La figure 2, montre une parfaite correspondance entre le modèle et les mesures.

Lorsque les sphères de l'empilement sont percées avec un trou de 0.6 mm de diamètre ayant une longueur égale à l'épaisseur de la coque, le système utilisé est

$$\begin{cases} -m_c \omega^2 u_c &= -S_c \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_c + F_c(u_c, u_s), \\ -m_s \omega^2 u_s &= -S_s \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_s - F_c(u_c, u_s), \end{cases} \quad (16)$$

avec  $J_w = (S_c u_c + S_s u_s)$ . Dans ce cas, les mesures d'absorption (figure 3) montrent un pic d'absorption correspondant à la fréquence en  $\lambda/4$  à  $f_{\lambda/4} = 2080$  Hz, mais aussi un pic d'absorption correspondant à la fréquence de Helmholtz telle que  $f_H = 3931$  Hz (estimé à partir du

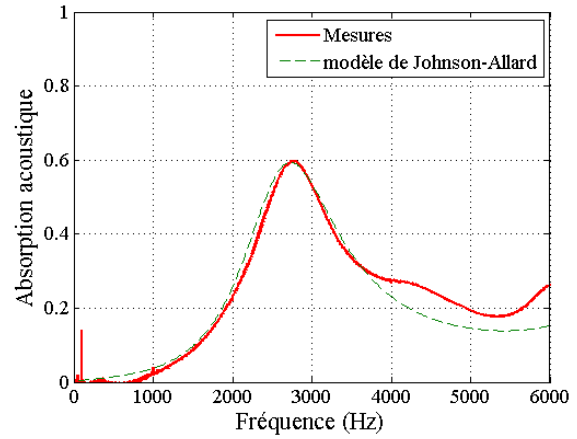


FIGURE 2 – Absorption acoustique d'un empilement de coques rigides sans trou et comparaison avec le modèle de Johnson Allard.

problème homogène). Le modèle développé est comparé au modèle de Boutin et al. et tous les deux présentent des absorptions similaires sur la gamme d'étude et décrivent assez bien l'absorption en  $\lambda/4$ . En revanche, la fréquence de la résonance de Helmholtz est sous-estimée par les modèles et est inférieure de 500Hz par rapport au pic d'absorption mesuré expérimentalement à  $f_H = 3900$  Hz. Une découpe de quelques coques a pu mettre en évidence un délaminage de la paroi interne sur certaines d'entre elles. Celles-ci présentent donc un volume interne bien inférieur à celui pris en compte dans les modèles, ce qui peut expliquer cette différence.

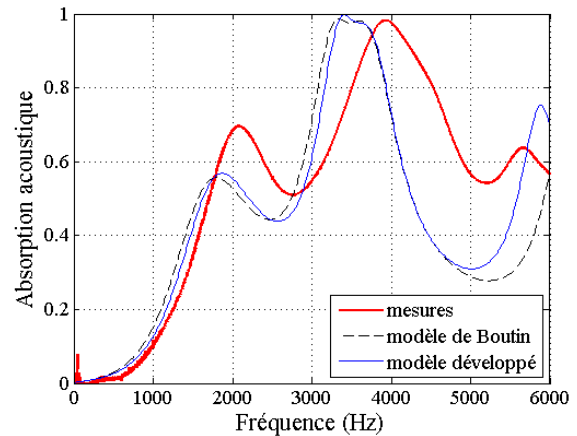


FIGURE 3 – Absorption acoustique d'un empilement de coques rigides percées avec un trou de  $\text{Ø} = 0.6$  mm et comparaison entre le modèle de Boutin et al. et le modèle développé.

Lorsque les coques sont munies d'un col de 1.3 mm de diamètre et de 5 mm de longueur, la comparaison des mesures avec le modèle développé et celui de Boutin montre un très bon accord en fréquence et en amplitude sur les pics d'absorptions en  $\lambda/4$  et de Helmholtz comme montré sur la figure 4. Dans ce cas, la longueur et la section du col plus importantes permettent de s'affranchir des incertitudes sur l'épaisseur de la coque et du volume intérieur. On note une bonne correspondance entre les mesures et les modèles.

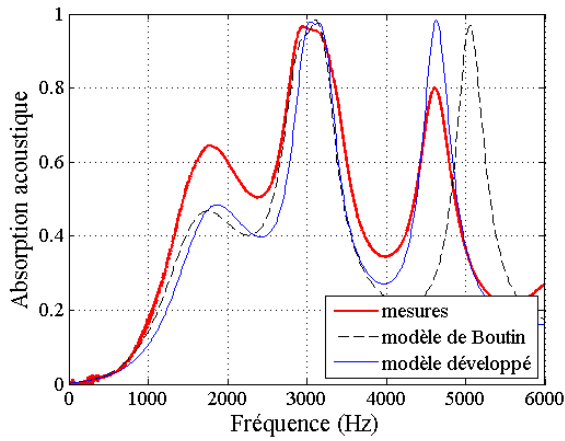


FIGURE 4 – Absorption acoustique d'un empilement de coques rigides munies d'un col de  $\varnothing = 1.3$  mm et  $l = 5$  mm et comparaison entre le modèle de Boutin et al. et le modèle développé.

### 3.2 Coques élastiques

On mesure maintenant l'absorption acoustique d'un empilement de résonateurs de Helmholtz élastiques. Ces résonateurs élastiques sont des coques sphériques en élastomère naturellement poreuses (ATECA, France, ref. E150304). L'image 5 prise par microscopie électronique à balayage (MEB) présente la surface sur laquelle la microporosité de la coque est bien visible. Une estimation des rayons et de la porosité des micropores est donnée dans le paragraphe 3.3.

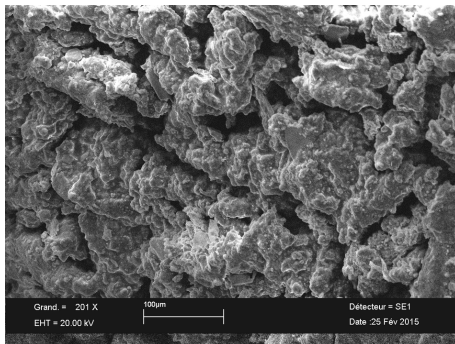


FIGURE 5 – Photo MEB d'une coque en élastomère.

Les coques élastiques utilisées ont un diamètre extérieur  $D_s = 5.61 \pm 0.19$  mm et une épaisseur de coque  $t = 0.33 \pm 0.04$  mm mesurée par analyse d'images MEB. La masse moyenne d'un résonateur est  $m_s = 3.67 \cdot 10^{-2} \pm 0.14 \cdot 10^{-2}$  g. Des mesures de densité de la coque, effectuées à l'aide d'un pycnomètre, donne  $\rho_s = 1202 \pm 23$  kg.m<sup>-3</sup>. Le module de Young du matériau élastomère constituant la coque est estimé à  $E = 3 \cdot 10^6$  Pa. De plus, les élastomères étant des matériaux incompressibles, nous fixons le coefficient de Poisson à  $\nu = 0.495$ .

Les coques en élastomère utilisées dans ce travail sont naturellement poreuses. Dans un premier temps, afin de les rendre étanches, une couche de vernis acrylique a été déposée sur leur surface par pulvérisation. Cette couche d'acrylique alourdi et rigidifie la coque. Le module d'Young est alors mieux estimé à  $E = 4 \cdot 10^6$  Pa.

Les modèles avec et sans col pour une coque élastique sont

définis par :

Sans col, avec  $J_w = S_s u_s$  :

$$-\omega^2 m_s u_s = -k_s u_s - S_s \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_s. \quad (17)$$

Avec col, avec  $J_w = S_s u_s + S_c u_c$  :

$$\begin{cases} -\omega^2 m_c u_c = -S_c \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_c + F_c(u_c, u_s), \\ -\omega^2 m_s u_s = -k_s u_s - S_s \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_s - F_c(u_c, u_s). \end{cases} \quad (18)$$

Les deux cas expérimentaux présentés sur les figures 6 et 7 sont obtenus pour un empilement de 60 résonateurs. Le tableau 2 indique les hauteurs et compacités qui correspondent aux empilements testés.

TABLEAU 2 – Épaisseurs et compacités des empilements testés pour 60 coques élastiques percées ou non.

| Coques                               | Hauteur h       | Compacité |
|--------------------------------------|-----------------|-----------|
| Non percées                          | 26.43 ± 0.93 mm | 0.53      |
| Percées $\varnothing$ 0.6mm, $l = t$ | 25.18 ± 0.73 mm | 0.55      |

Comme pour le cas de coques rigides, l'absorption acoustique d'un empilement de coques élastiques sans trou présente un pic d'absorption à la fréquence en  $\lambda/4$  égale à 2700 Hz. Le modèle développé prédit bien l'absorption en fréquence et amplitude. L'effet de l'élasticité est ici peu visible puisque le pic d'absorption en  $\lambda/4$  est comparable à celui d'un résonateur rigide.

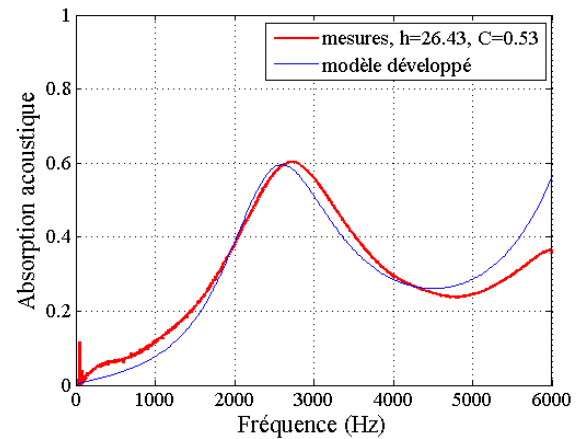


FIGURE 6 – Absorption acoustique d'un empilement de 60 coques élastiques sans trou et comparaison avec le modèle développé.

La figure 7 présente des mesures effectuées pour un empilement de 60 sphères lorsque la coque est pourvue d'un trou de diamètre 0.6 mm et de longueur égale à l'épaisseur de la coque. Ces données expérimentales sont comparées avec le modèle développé et le modèle basse fréquence de Norris et al. [9, Eq. (67)] (corrigé en prenant en compte l'épaisseur de la coque). Les deux modèles prédisent assez bien les fréquences des pics d'absorption en  $\lambda/4$  et pour le résonateur de Helmholtz. De plus, le dernier pic d'absorption, correspondant au mode en  $3\lambda/4$ , est aussi bien décrit par le modèle développé dans ce travail.

Par rapport au cas rigide (figure 3), on peut remarquer que l'absorption est globalement plus élevée et que le pic

d'absorption de Helmholtz est décalé en basses fréquence grâce à l'élasticité de la coque.

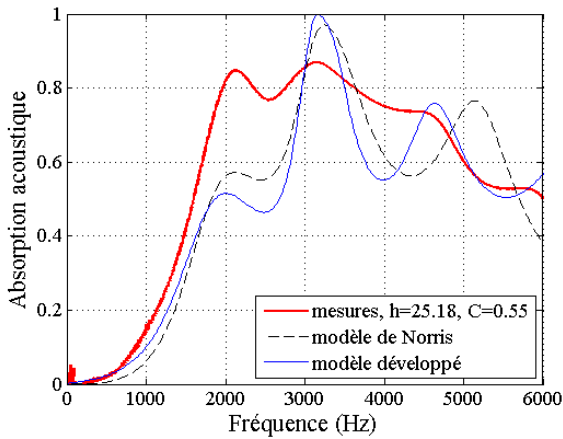


FIGURE 7 – Absorptions acoustiques mesurées pour 60 coques élastiques percées d'un trou de  $\varnothing = 0.6$  mm et comparaison avec les modèles de Norris et al. et développé dans ce travail.

### 3.3 Coques élastiques poreuses

Pour des coques poreuses, les déplacements de l'air dans les micropores et les pertes visqueuses associées sont prises en compte. Les équations du mouvement sont maintenant,

$$\begin{cases} -\omega^2 m_c u_c &= -S_c \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_c + F_c(u_c, u_s), \\ -\omega^2 m_s u_s &= -k_s u_s - S_s \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_s - F_c(u_c, u_s) \\ &\quad - N F_\mu(u_\mu, u_s), \\ -\omega^2 N m_\mu u_\mu &= -N S_\mu \frac{K_0}{V_0} J_w - p^{\text{ext}} S_\mu + N F_\mu(u_\mu, u_s), \end{cases} \quad (19)$$

avec  $N$  le nombre de micropores considérés et  $J_w = (S_c u_c + S_s u_s + N S_\mu u_\mu)$ . La figure 5 montre la présence de micropores sur la surface des coques. Tous sont de forme complexe et leurs tailles caractéristiques ne sont pas identiques. Ne considérer qu'une seule taille de micropores n'est pas réaliste et engendre une surestimation de la dissipation près de la fréquence de résonance des micropores. Pour cela, on considère une distribution uniforme de taille, centrée sur un rayon moyen. Celui-ci ainsi que la microporosité moyenne sont estimés par un ajustement avec des mesures effectuées sur un empilement de coques poreuses sans col ( $R_\mu = 35.10^{-6}$  m et  $\varphi_\mu = 1.82.10^{-3}$ ). La dispersion autour de la valeur du rayon est prise en compte en prenant une distribution uniforme continue de micropores centrée sur le rayon moyen entre  $R_{\mu_1} = 20.10^{-6}$  m et  $R_{\mu_2} = 50.10^{-6}$  m en conservant la microporosité. Les différents cas expérimentaux présentés sur les figures 8, 9 et 10 sont effectués pour un empilement de 60 résonateurs. Le tableau 3 indique les hauteurs et compacités qui correspondent aux empilements testés.

Les mesures de l'absorption d'un empilement de coques élastiques poreuses sans col sont effectuées et présentées sur la figure 8. Il peut être remarqué que la pente de l'absorption en basses fréquences est plus importante avec les micropores que dans les cas rigide ou imperméable. L'absorption est d'ailleurs presque doublée près du pic. La comparaison avec le modèle développé dans ce travail montre que le modèle permet de décrire l'évolution de l'absorption de manière assez bonne en fréquence et en amplitude. Lorsque

TABLEAU 3 – Épaisseurs et compacités des empilements testés pour 60 coques élastiques poreuses percées ou non, munies d'un col ou non.

| Coques                                   | Hauteur h           | Compacité |
|--|---------------------|-----------|
| Non percées                              | $25.86 \pm 1.13$ mm | 0.56      |
| Percées $\varnothing 0.6$ mm, $l = t$    | $25.04 \pm 0.45$ mm | 0.58      |
| Percées $\varnothing 1.3$ mm, $l = 5$ mm | $28.56 \pm 1.99$ mm | 0.51      |

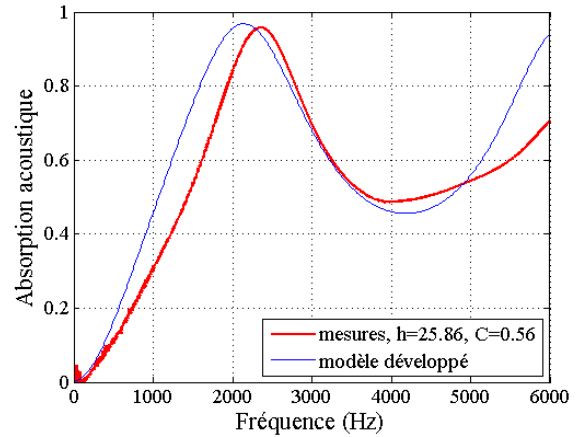


FIGURE 8 – Absorption acoustique d'un empilement de coques élastiques poreuses sans trou et comparaison avec le modèle développé.

l'empilement est composé de coques élastiques poreuses simplement trouées avec un trou de 0.6 mm de diamètre et de longueur égale à l'épaisseur de la coque, les pics d'absorption correspondant au  $\lambda/4$  et à la fréquence de Helmholtz sont visibles, comme le montre la figure 9 et le modèle représente assez bien l'évolution de l'absorption.

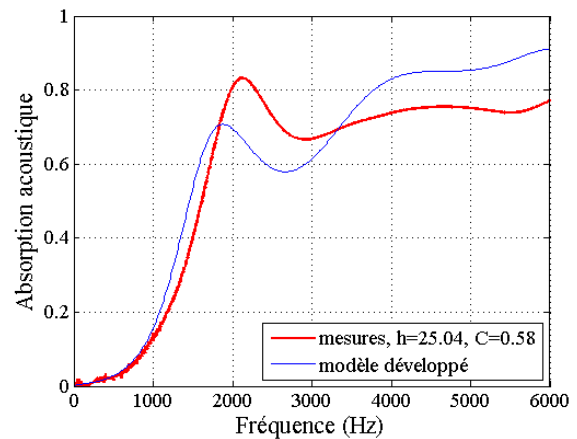


FIGURE 9 – Absorption acoustique d'un empilement de coques élastiques poreuses avec un trou de  $\varnothing = 0.6$  mm et de longueur égale à l'épaisseur de la coque et comparaison avec le modèle développé.

L'ajout d'un col dont la longueur est plus importante que l'épaisseur de la coque entraîne un abaissement de la fréquence en  $\lambda/4$  et de Helmholtz. La figure 10 présente la comparaison de mesures expérimentales avec le modèle proposé dans ce travail. Il apparaît que le modèle décrit assez bien fréquemment les pics d'absorption en  $\lambda/4$  à 1860

Hz et le pic d'absorption de Helmholtz à 3160 Hz, même si ce dernier est moins marqué par rapport au cas rigide (figure 4) à cause des microporosités.

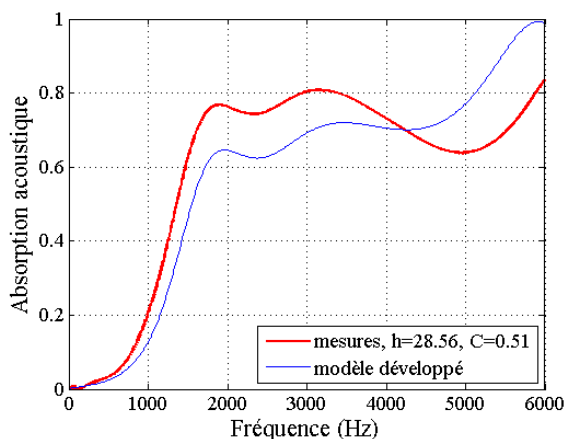


FIGURE 10 – Absorption acoustique d'un empilement de coques élastiques poreuses munies d'un col de  $\varnothing = 1.3$  mm et  $l = 5$  mm et comparaison avec le modèle développé.

## Conclusion

Le travail exposé ici traite de l'absorption acoustique de matériaux granulaires composés de coques élastiques naturellement poreuses. Le modèle présenté, permet de prédire de manière assez fidèle leur comportement acoustique quelques soient les caractéristiques mécaniques de la coque.

L'ajout d'un col à la coque conduit à un pic d'absorption correspondant à la fréquence de Helmholtz. De plus, le module d'incompressibilité effectif du matériau global diminue, ce qui permet d'abaisser aussi la fréquence quart d'onde. La gamme de fréquences absorbées s'en trouve étendue.

Due à la trop grande rigidité de l'élastomère, l'effet du décalage fréquentielle de la fréquence de Helmholtz en  $\sqrt{R_0}$  est moins significatif que voulu. Cependant, les résultats expérimentaux montrent que la coque a un effet clé sur l'absorption surtout si elle est microporeuse. Cette microporosité élargie la bande d'absorption et améliore significativement l'absorption en basses fréquences. Ce résultat est classique pour les matériaux à double porosité [15].

Ce type de matériaux est donc prometteur et absorbe les ondes sonores plus efficacement que des billes rigides ou pleines. Des travaux sont en cours pour fabriquer des billes plus fines et plus souples et étendre cette étude à l'isolation en transmission.

## Remerciements

Ce travail a été en partie réalisé dans le cadre du projet ANR METAUDIBLE No. ANR-13-BS09-0003-01 financé conjointement par l'ANR et la FRAE.

## Références

- [1] J.F. Allard, M. Henry, J. Tizianel, L. Kelders and W. Lauriks, *Sound propagation in air-saturated random packings of beads*, J. Acoust. Soc. Am., 104(4), pp. 2004-2007, 1998.
- [2] O. Dazel and V. Tournat, *Nonlinear Biot Waves in porous media with application to unconsolidated granular media*, J. Acoust. Soc. Am., 127(2), pp. 692-702, 2009.
- [3] C. Boutin and C. Geindreau, *Periodic homogenization and consistent estimates of transport parameters through sphere and polyhedron packings in the whole porosity range*, Phys. Rev. E, 82 :036313, 2010.
- [4] J.D. Chazot and J.L. Guyader, *Transmission loss of double panels filled with poro-granular materials*, J. Acoust. Soc. Am., 126(6), pp. 3040-3048, 2009.
- [5] C. Boutin, *Acoustics of porous media with inner resonators*, J. Acoust. Soc. Am., 134(6), pp. 4717-4729, 2013.
- [6] J.P. Groby, B. Nennig, C. Lagarrigue, B. Brouard, O. Dazel and V. Tournat, *Enhancing the absorption properties of acoustic porous plates by periodically embedding Helmholtz resonators*, J. Acoust. Soc. Am., 1(137), pp. 273-280, 2015.
- [7] C. Boutin and F.X. Becot, *Theory and experiments on poro-acoustics with inner resonators*, Wave Motion, 54(0), pp. 76-99, 2015.
- [8] N. Fang, D.Xi, J. Xu, M. Ambati, W. Srituravanich, C. Sun and X. Zhang, *Ultrasonic metamaterials with negative modulus*, Nat. Mater., 5(6), pp. 452-456, 2006.
- [9] A.N. Norris and G. Wickham, *Elastic Helmholtz resonators*, J. Acoust. Soc. Am., 93(2), pp. 617-630, 1993.
- [10] D.M. Photiadis, *The effect of wall elasticity on the properties of a Helmholtz resonator*, J. Acoust. Soc. Am., 90(2), pp. 1188-1190, 1991.
- [11] W.E. Baker, *Axisymmetric Modes of Vibration of Thin Spherical Shell*, J. Acoust. Soc. Am., 33(12), pp. 1749, 1961.
- [12] J.F. Allard and N. Atalla, *Propagation of sound in porous media : modelling sound absorbing materials*, 2nd ed., John Wiley & Sons, New York (2009).
- [13] D. Lafarge, P. Lemarinier, J.F. Allard and V. Tarnow, *Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies*, J. Acoust. Soc. Am., 102(4), pp. 1995-2006, 1997.
- [14] K.U. Ingard, *On the theory and design of acoustic resonators*, J. Acoust. Soc. Am., 25 :1073, 1953.
- [15] X. Olny and C. Boutin, *Acoustic wave propagation in double porosity media*, J. Acoust. Soc. Am., 114(1), pp. 73-89, 2003.