

CFA/VISHNO 2016

Propriétés acoustiques de matériaux perforés comprenant des pores dead-end périodiques pour des applications basses fréquences

A. Lardeau^a, P. Leclaire^a, T. Dupont^a, A. Geslain^a, O. Umnova^b et R. Panneton^c

^aLaboratoire DRIVE-ISAT, 49 rue Mademoiselle Bourgeois, 58027 Nevers Cedex, France

^bUniversity of Salford, Acoustics Research Centre, Newton Building, M5 4WT Salford, UK

^cGroupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS), Département de génie mécanique, Université de Sherbrooke, Québec, Canada J1K2R1
alexandre.lardeau@u-bourgogne.fr



LE MANS

Pour un matériau absorbant tel que la mélamine et pour une épaisseur assez faible (inférieure à 5 cm), l'absorption acoustique devient supérieure à 0.8 à partir d'une fréquence de l'ordre de 1000 Hz. Une étude récente [1] a montré que des matériaux perforés peu épais comportant le long des perforations des pores dead-ends (DE) régulièrement espacés peuvent permettre de produire des pics d'absorption supérieurs à 0.8 en basses fréquences (quelques centaines de Hz). Les dimensions des pores DE ainsi que leur périodicité peuvent être millimétrique ou submillimétrique de sorte que l'épaisseur totale du matériau soit de seulement quelques centimètres. Ces pores DE peuvent être des résonateurs de type quart d'onde, Helmholtz ou des géométries plus complexes. La disposition périodique de ces pores DE suivant la direction de propagation de l'onde permet, avec un nombre suffisant de périodes, d'induire un phénomène de slow sound ou onde ralentie [2]. Ces matériaux peuvent être modélisés avec le formalisme des matrices de transfert ou par éléments finis ou encore par l'analyse de la relation de dispersion avec une approximation basses fréquences. Cette dernière met en lumière le rôle clé des pores DE dans la modification de la compressibilité du fluide équivalent saturant le matériau. Des expériences pour vérifier la validité des modèles impliquent la conception à l'échelle microscopique des pores DE latéraux, la fabrication du matériau par impression 3D ou par assemblage et la détermination des indicateurs acoustiques (coefficient d'absorption et indice d'affaiblissement) en incidence normale avec un tube à impédance.

1 Introduction

Les matériaux poreux pour la réduction des nuisances sonores ont des performances contraintes à leur épaisseur. En effet, plus les longueurs d'onde à absorber sont grandes, plus l'épaisseur de matériau poreux nécessaire est importante. Par exemple, une faible épaisseur (inférieure à 5 cm) de matériau absorbant tel que la mélamine a une absorption supérieure à 0.8 à partir d'une fréquence de l'ordre de 1000 Hz. Ces matériaux sont composés de pores dont les dimensions caractéristiques varient de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres et leur efficacité est d'autant plus importante quand ces dimensions sont de l'ordre des épaisseurs de couche limite thermique et visqueuse. À ce jour, plusieurs modèles existent pour décrire précisément le comportement acoustique des matériaux poreux pour l'absorption du son [3]. En revanche, ces modèles se sont avérés insuffisants pour des matériaux absorbants dont la porosité est seulement partiellement ouverte. En effet, certains matériaux tels que les mousses métalliques présentent une importante portion de pores fermés d'un côté et ouverts de l'autre, résultant en une absence d'écoulement du fluide saturant en leur sein [4]. De tels matériaux ont donc des porosités ouvertes bien plus faibles comparées à celles de matériaux poreux tels que les matériaux fibreux ou les mousses en polyuréthane. Un modèle prenant en compte cette porosité fermée a par la suite été développé et testé sur des mousses métalliques et des matériaux aux géométries bien maîtrisées. Ces pores fermés d'un côté, appelés pores « dead-end », ont pour effet d'augmenter l'absorption à des fréquences contrôlées par leur longueur.

Cet effet a ensuite été utilisé pour créer un matériau structuré, composé de perforations dans son épaisseur et le long desquelles des pores dead-end sont répartis périodiquement. Les ondes se propageant dans une structure périodique sont connues sous le nom d'ondes de Bloch. L'étude de ces ondes particulières a été faite pour le cas de tuyaux chargés périodiquement par des résonateurs ou des cavités [5, 6, 7]. Ces structures ont pour effet principal de créer des bandes interdites, bandes de fréquences dans lesquelles il ne peut y avoir d'onde qui se propage. Cette propriété semble donc idéale pour développer un matériau absorbant. Mais dans le but de concevoir des matériaux de faible épaisseur, la période de la structure ne dépasse pas 1 cm, et la première bande interdite liée à la périodicité, dite

bande de Bragg, est située au delà de 10 kHz. Toutefois, la résonance des pores dead-end est à l'origine d'une bande interdite qui peut se situer en basses fréquences selon les dimensions de ces pores.

Enfin, comme il a été montré par Groby *et al.* [2] et Leclaire *et al.* [1], il est possible de concevoir des matériaux pour l'absorption du son en utilisant une autre propriété de ces matériaux périodiques qui est le phénomène d'onde ralentie, ou « slow sound ». En effet, si la vitesse de phase du fluide saturant le matériau est diminuée, alors le pic d'absorption observé pour le matériau perforé seul se retrouve décalé vers les basses fréquences. L'approche de Leclaire *et al.* est plus focalisée sur l'augmentation de la compressibilité du fluide dans le matériau tandis que celle de Groby *et al.* porte sur le slow sound à proprement dit.

Le but de cet article est de prouver expérimentalement la validité des modèles établis dans l'article de Leclaire *et al.* [1]. Dans une première partie, les modèles théoriques développés sont rappelés brièvement. La seconde partie est dédiée à la description du matériau utilisé pour la validation expérimentale et les résultats obtenus. La troisième partie propose une discussion sur la validité des modèles et des hypothèses émises. La dernière partie résume les principaux résultats de cet article.

2 Modèles de propagation dans le matériau perforé avec pores dead-end périodiques

Dans cette partie, les modèles établis dans [1] sont rappelés. Le matériau considéré ici est composé d'un nombre N_p de pores principaux identiques entre eux ; un de ces pores est présenté en figure 1 dans le cas où il y a $N = 2$ pores dead-end par période h . Le pore principal est de section carrée notée A_{mp} et les pores dead-end sont de section rectangulaire notée $A_{de} = a_{de}b_{de}$. L'hypothèse que des ondes planes se propagent dans les deux types de pores. D'après Bradley [5], la relation de dispersion pour le pore présenté en figure 1 s'écrit

$$\cos(qh) = \cos(k_{mp}h) + iX \sin(k_{mp}h) \quad , \quad (1)$$

où $i = \sqrt{-1}$ est le nombre imaginaire, k_{mp} et k_{de} sont les nombres d'onde dans les pores principaux et dead-end, respectivement, avec

$$X = i \frac{N}{2} \frac{A_{de}}{A_{mp}} \frac{Z_{de}}{Z_{mp}} \tan(k_{de}d) \quad (2)$$

Ce terme fait intervenir le nombre de pores dead-end par cellule du fait de la continuité de la pression et du débit acoustiques, ainsi que les impédances caractéristiques des pores principaux et dead-end, respectivement Z_{mp} et Z_{de} . Le terme $\tan(k_{de}d)$ vient de la prise en compte de l'impédance de surface du pore dead-end.

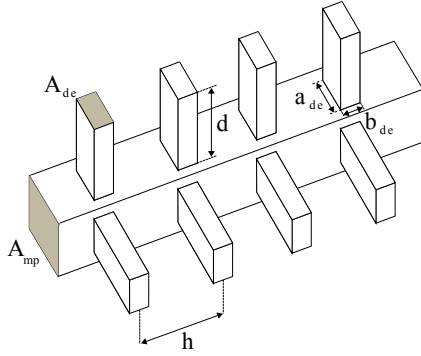


FIGURE 1 – Pore principal de section carrée A_{mp} avec l'arrangement périodique de pores dead-end ; $N = 2$ pores dead-end de section rectangulaire A_{de} et de longueur d par période h

À partir de cette relation de dispersion modélisant l'effet des pores dead-end sur un pore principal, deux modèles sont définis : l'un emploie la méthode des matrices de transfert et l'autre utilise une approximation basses fréquences permettant de dériver les paramètres effectifs d'un fluide équivalent.

2.1 Méthode des matrices de transfert

Adoptant la convention temporelle en $\exp(-i\omega t)$ avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation, les amplitudes de pression des ondes aller-retour à droite (notées $p_r^\pm$) de la cellule unitaire sont reliées à celles de gauche (notées $p_l^\pm$) par

$$\begin{pmatrix} p_r^+ \\ p_r^- \end{pmatrix} = T_c \begin{pmatrix} p_l^+ \\ p_l^- \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad T_c = \begin{pmatrix} (1+X)y & X \\ -X & \frac{(1-X)}{y} \end{pmatrix} \quad (3)$$

avec

$$y = \exp(ik_{mp}h) \quad (4)$$

L'interaction entre le matériau de taux de perforation ϕ et l'air l'environnant est modélisée par une matrice de transfert T reliant les pressions aller-retour à droite et à gauche du matériau, définie par

$$\begin{pmatrix} p_r^+ \\ p_r^- \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} p_l^+ \\ p_l^- \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad T = \begin{pmatrix} \frac{1+\phi'}{2\phi'} & -\frac{1-\phi'}{2\phi'} \\ -\frac{1-\phi'}{2\phi'} & \frac{1+\phi'}{2\phi'} \end{pmatrix} \quad (5)$$

avec

$$\phi' = \phi(Z_0/Z_{mp}) \quad (6)$$

Z_0 étant l'impédance caractéristique de l'air. Ainsi, le comportement acoustique du matériau rayonnant d'un côté dans l'air, et avec une terminaison rigide de l'autre, est obtenu à partir des coefficients M_{ij} de la matrice de transfert

$$M = (T_c)^{N_c} \times T \quad (7)$$

où N_c est le nombre de cellules unitaires dont le matériau est composé. Le coefficient de réflexion s'écrit alors

$$R = \frac{M_{11} - M_{21}}{M_{22} - M_{12}} \quad (8)$$

et le coefficient d'absorption est obtenu par

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (9)$$

2.2 Approximation basses fréquences

Pour parvenir à dériver les paramètres effectifs du matériau considéré comme un fluide équivalent, la distance h entre les pores dead-end doit être faible devant la longueur d'onde du son dans le pore principal, soit $\text{Re}(k_{mp}h) \ll 1$. De cette façon, l'arrangement périodique de pores dead-end répartis sur le pore principal peut être considéré comme un seul pore dont les paramètres effectifs sont l'impédance z et le nombre d'onde q .

L'expérience de pensée suivante est alors réalisée : si une cellule unitaire est insérée dans ce milieu, la propagation de l'onde ne devrait pas être perturbée. Donc le coefficient de réflexion est nul et le coefficient de transmission vaut $\exp(iqh)$. L'application de ces conditions aux limites couplée à un développement limité au second ordre permet de déterminer une relation de dispersion et une expression de l'impédance z . Connaissant q et z , il est possible de déterminer la densité et la compressibilité effectives du fluide équivalent, notées ρ_e et C_e respectivement. Donc

$$\rho_e = \frac{zq}{\omega} = \rho_{mp} \quad (10)$$

et

$$C_e = \frac{q}{z\omega} = C_{mp} + C_{de} \frac{NA_{de}}{A_{mp}} \frac{d}{h} \left(\frac{\tan(k_{de}d)}{k_{de}d} \right) \quad (11)$$

avec ρ_{mp} la densité du fluide dans le pore principal, C_{mp} et C_{de} les compressibilités du fluide dans les pores principaux et dead-end, respectivement.

Cette approximation basses fréquences permet de mieux comprendre le rôle des pores dead-end sur la propagation du son dans ce type de matériau : seule la compressibilité du fluide équivalent est modifiée. En effet, plus le volume de pores dead-end (noté $V_{de} = NA_{de}d$ est grand devant le volume de pore principal (noté $V_{mp} = A_{mp}h$) dans une cellule, plus la compressibilité du fluide équivalent augmente, résultant en une diminution de la vitesse de l'onde dans ce matériau. Pour des pores dead-end de longueur d faible devant la longueur d'onde ($\text{Re}(k_{de}d)$), l'équation (11) s'écrit

$$C_e = C_{mp} + C_{de} \frac{V_{de}}{V_{mp}} \quad (12)$$

Dans ce cas de figure, l'augmentation de la compressibilité est donc directement liée au ratio V_{de}/V_{mp} .

Pour un pore principal avec terminaison rigide, le pic d'absorption est observé lorsque le pore entre en résonance ; la première intervient à la fréquence $f = c/4L$ où c est la célérité de l'onde se propageant dans le fluide et L l'épaisseur du pore. La diminution de c permet donc de décaler le pic qui aurait été observé sans les pores dead-end vers les basses fréquences.

Finalement, l'impédance et le nombre d'onde effectifs

du fluide équivalent sont définis en fonction des paramètres des deux types de pores par

$$q = \omega \sqrt{\rho_e C_e} = \omega \sqrt{\rho_{mp} \left(C_{mp} + C_{de} \frac{N A_{de}}{A_{mp}} \frac{d}{h} \left(\frac{\tan(k_{de} d)}{k_{de} d} \right) \right)} , \quad (13)$$

et

$$z = \sqrt{\frac{\rho_e}{C_e}} = \sqrt{\frac{\rho_{mp}}{C_{mp} + C_{de} \frac{N A_{de}}{A_{mp}} \frac{d}{h} \left(\frac{\tan(k_{de} d)}{k_{de} d} \right)}} . \quad (14)$$

Les grandeurs ρ_{mp} , ρ_{de} et C_{mp} , C_{de} , dépendantes de la fréquence et de la géométrie des pores, sont définies en utilisant les modèles de Johnson, Champoux et Allard [8, 9] qui prennent en compte les pertes visqueuses et thermiques dans un fluide. Ce modèle est choisi car il permet de s'adapter à plusieurs géométries, que soit des pores cylindriques ou bien rectangulaires, en utilisant des facteurs de forme (voir chap. 4 de [3]). La densité et la compressibilité dans les pores principaux et dead-end (les indices mp et de sont omis) sont définies par

$$\rho = \rho_0 \alpha_\infty \left(1 + \frac{\sigma}{i \omega \alpha_\infty \rho_0} \sqrt{1 - \frac{i \omega}{\omega_b}} \right) , \quad (15)$$

$$C = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \left(\gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \omega'_b \left(2i \omega \sqrt{1 - \frac{i \omega}{\omega'_b}} \right)^{-1}} \right) , \quad (16)$$

avec $\omega_b = \sigma^2 \Lambda^2 / (4 \alpha_\infty^2 \rho_0 \eta)$ et $\omega'_b = 16 \eta / (N_{Pr} \Lambda^2 \rho_0)$, où N_{Pr} est le nombre de Prandtl, σ est la résistance au passage de l'air, Λ est la longueur caractéristique visqueuse, α_∞ est la tortuosité, ρ_0 , c_0 et η sont la densité, la vitesse caractéristique et la viscosité dynamique de l'air, respectivement, et Λ' est la longueur caractéristique thermique.

Avec une terminaison rigide, le matériau de taux de perforation ϕ et de longueur L a son impédance de surface définie par

$$z_s = i \frac{z}{\phi} \cotan(qL) , \quad (17)$$

et le coefficient d'absorption vaut

$$\alpha = 1 - \left| \frac{z_s - z_0}{z_s + z_0} \right|^2 . \quad (18)$$

La comparaison entre les modèles analytiques, une simulation FEM et la courbe d'absorption pour le matériau sans pores dead-end est présentée en figure 2. Comme le modèle basses fréquences le suggère, l'ajout de pores dead-end répartis périodiquement a pour conséquence de décaler le pic d'absorption de plus de 2000 Hz vers les basses fréquences. Toutefois, le modèle TMM et la simulation FEM ne sont pas tout à fait en accord. Cela peut venir de possibles effets d'interaction entre les pores dead-end qui ne sont pas pris en compte dans les modèles. Pour rappel, l'influence des pores dead-end dans les modèles analytiques est établie en appliquant les conditions de continuité de la pression et du débit acoustiques.

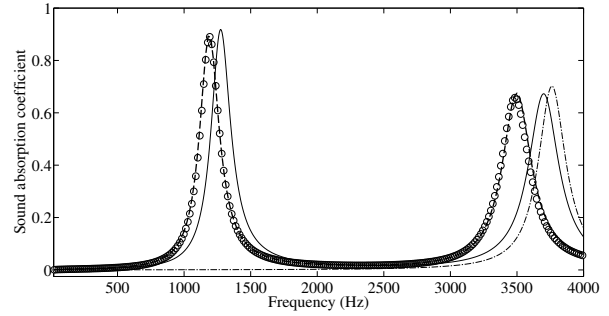


FIGURE 2 – Coefficient d'absorption d'un échantillon d'épaisseur 22.5 mm composé de $N_C = 10$ cellules. Modèle TMM (○) ; approximation basses fréquences (---) ; simulation FEM (—) ; absorption sans pores dead-end (- · -)

3 Absorption d'un matériau perforé avec pores dead-end périodiques

À l'échelle d'une cellule, mais aussi pour le matériau entier, le modèle basses fréquences montre qu'il est nécessaire pour le volume des pores dead-end d'être grand devant celui des pores principaux afin de réduire au maximum la vitesse des ondes sonores pour décaler le pic d'absorption vers les basses fréquences. C'est dans cette optique que le matériau présenté a été conçu.

Tout d'abord, il est nécessaire d'obtenir un taux de perforation suffisamment élevé pour que toute l'énergie acoustique incidente ne soit pas seulement réfléchi. Le matériau étudié est constitué de $N_P = 25$ pores principaux de section carrée de côté $a_{mp} = 2$ mm. Les pores dead-end, de section rectangulaire $A_{de} = a_{de} b_{de}$ avec $a_{de} = a_{mp}$ et $b_{de} = 1$ mm, et de longueur $d = 8$ mm, sont espacés d'une période $h = 2$ mm. Il y a $N = 4$ pores dead-end par cellule. Les $N_P = 25$ pores principaux sont répartis sur la surface circulaire de l'échantillon de diamètre 100 mm comme le montre la figure 3. Ce matériau est constitué de $N_C = 10$ cellules lui conférant une épaisseur théorique $t = 20$ mm.

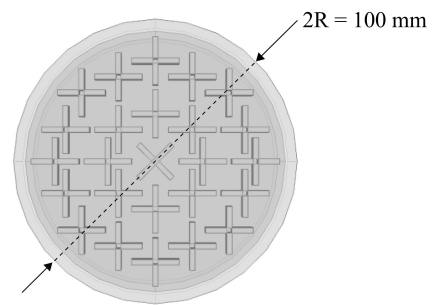


FIGURE 3 – Section du matériau étudié

Dans l'optique de tester plusieurs configurations du matériau, que ce soit avec une épaisseur ou une période changée, il a été choisi de faire fabriquer deux types de plaques en aluminium d'épaisseur 1 mm : l'une comporte seulement des perforations carrées et l'autre comporte des perforations en forme de croix correspondant au pore principal plus les $N = 4$ pores dead-end. Ces deux types de plaques sont présentés en figure 4. Elles ont été réalisées par découpe au jet d'eau. L'assemblage et le maintien en place des plaques les unes par rapport aux autres est assuré par trois vis. La dernière plaque servant de terminaison rigide

est aussi d'épaisseur 1 mm. Un exemple de matériau ainsi assemblé est présenté en figure 5.

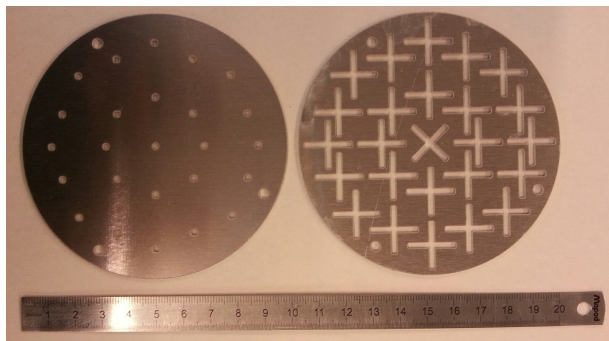


FIGURE 4 – Photo des deux types de plaques utilisées pour assembler le matériau étudié

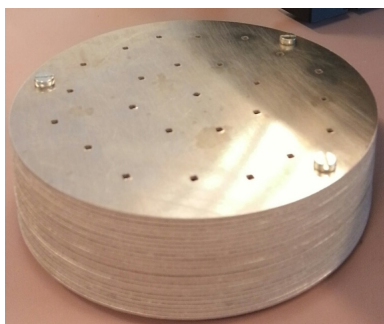


FIGURE 5 – Photo d'un échantillon de $N_C = 12$ cellules

L'absorption acoustique de l'échantillon est mesurée au tube à impédance. Le tube à impédance permet la mesure du coefficient d'absorption acoustique pour une excitation par ondes planes sous incidence normale. Les résultats obtenus pour un échantillon constitué de $N_C = 10$ cellules sont présentés en figure 6. L'absorption mesurée n'est pas parfaitement en accord avec le modèle TMM même si la fréquence de son maximum n'est pas si éloignée de celle du modèle théorique. De plus, le coefficient mesuré est d'amplitude plus faible et le pic est plus étalé. D'autres mesures ont été effectuées et les mêmes différences avec les modèles analytiques ont été retrouvées. Malgré tout, il est à noter que pour un échantillon d'épaisseur 51 mm, un pic d'absorption d'amplitude 0.7 pour une fréquence de 420 Hz est obtenu. La prochaine partie ouvre une discussion sur les possibles explications de ces différences.

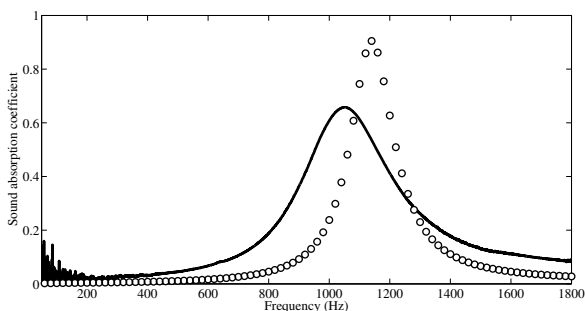


FIGURE 6 – Coefficient d'absorption d'un échantillon d'épaisseur 22.5 mm composé de $N_C = 10$ cellules. Mesure (—) ; modèle TMM (o)

4 Discussion

4.1 Tortuosité à l'entrée du matériau

Tout d'abord, il est à noter que le taux de perforation de l'échantillon est très faible. En effet, $\phi = 1.33\%$. Cela implique que l'onde plane se propageant dans le tube à impédance est contrainte de s'adapter aux petites perforations pour pouvoir pénétrer dans le matériau, résultant en une modification des lignes de courant du fluide. Celles-ci sont déformées et le fluide est ralenti par des effets visqueux à la surface du matériau perforé et dans les perforations. L'idée testée ici est d'attribuer une correction de tortuosité à la première plaque du matériau pour prendre en compte ces effets visqueux et le rayonnement à l'embouchure. En effet, les géométries utilisées étant des pores droits, les tortuosités dans ces pores valent 1. D'après Attala et Sgard [10], une correction de tortuosité en fonction du taux de perforation est appliquée pour la première plaque d'épaisseur $t_0 = 1$ mm. Elle s'écrit

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{2\epsilon_e}{t_0} \quad , \quad (19)$$

avec

$$\epsilon_e = 0.48 \sqrt{A_{mp}} (1 - 1.14 \sqrt{\phi}) \quad . \quad (20)$$

Pour le matériau considéré, la tortuosité de la première plaque vaut alors 2,48. Des mesures ultrasonores [11] sur la première plaque (celle de gauche sur la figure 4) donnent une valeur de tortuosité de 2,6. La valeur donnée par les équations (19) et (20) est donc cohérente avec le système étudié. L'effet de cette tortuosité prise en compte pour la première plaque seulement est présentée en figure 7.

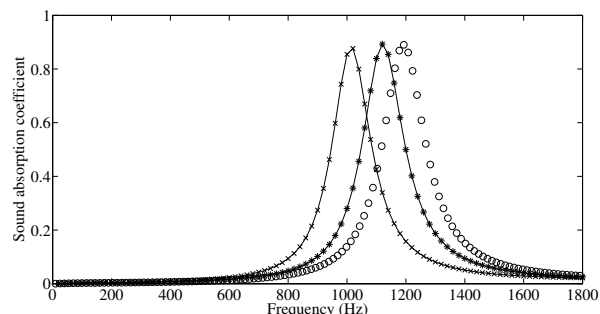


FIGURE 7 – Comparaison du coefficient d'absorption obtenu par TMM pour un matériau d'épaisseur 22.5 mm prenant en compte la correction de tortuosité. $\alpha_\infty = 1$ (o) ; $\alpha_\infty = 2.48$ (*—*) ; $\alpha_\infty = 7.5$ (×—×)

Le maximum d'absorption se retrouve donc décalé vers les basses fréquences lorsque la correction de tortuosité prenant en compte la déformation des lignes de courant est prise en compte. De plus, la courbe (×—×) pour une tortuosité de 7.5 (le triple de la correction appliquée d'après [10]) montre que plus on augmente la tortuosité, plus le pic est décalé vers les basses fréquences. Ceci constitue un premier élément de réponse pour expliquer les différences observées entre la mesure et la TMM.

4.2 Effet de distribution sur l'épaisseur des cellules unitaires

La seconde explication proposée est l'effet de distribution sur l'épaisseur des cellules unitaires. En effet, le matériau

étudié n'est pas parfait et il existe une variation dans l'épaisseur des plaques liée au procédé de découpe au jet d'eau. Les plaques présentent des petites bavures au niveau des différentes perforations qui, même en les ayant poncées, induisent une variation. Cet effet est d'autant plus important pour les plaques avec les croix correspondant aux pores dead-end car la quantité de matière découpée est plus grande. De plus, il a été constaté que l'épaisseur globale du matériau n'était pas complètement homogène. Cela est dû à une courbure des plaques liée à au serrage en trois points seulement du matériau. Ainsi, tous les pores principaux n'ont pas la même longueur, de même que toutes les cellules n'ont pas la même épaisseur et toutes les cavités dead-end du matériau n'ont pas le même volume.

Une approche statistique est utilisée pour modéliser cet effet. Pour chaque cellule, un tirage de la période d'une cellule unitaire est réalisée selon une loi normale de moyenne $\mu_h = 2.1$ mm et d'écart-type $\sigma_h = 0.03$ mm. Pour un pore principal, il y a donc 10 tirages effectués. Cette opération est répétée pour tous les pores de l'échantillon (ici 25 pores). La modélisation statistique d'un échantillon est ainsi obtenue. Pour améliorer l'approche statistique, il est proposé ici de réitérer l'ensemble de l'opération sur au moins 10 échantillons. Les valeurs moyennes et les écarts types du coefficient d'absorption (via le coefficient de réflexion) sont ainsi obtenus. Le résultat obtenu est donc fait sur une population de 2500 cellules aux caractéristiques différentes, car la modification de l'épaisseur de la cavité dead-end entraîne une modification de ses densité et compressibilité effectives. La figure 8 présente le coefficient d'absorption ainsi calculé.

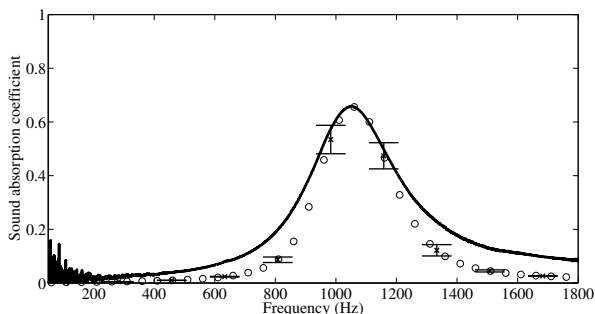


FIGURE 8 – Comparaison du coefficient d'absorption avec l'approche statistique pour un matériau de 22.5 mm. Mesure (—) ; TMM avec approche statistique (o)

Finalement, le coefficient d'absorption ainsi obtenu est bien plus étalé et de plus faible amplitude que celui calculé avec la TMM sans variation.

4.3 Interaction entre les pores dead-end

La dernière piste étudiée est l'interaction entre les pores dead-end. En effet, le comportement acoustique d'un pore seul est bien connu puisqu'il s'agit d'un résonateur quart d'onde. Toutefois, l'interaction entre quatre pores tels qu'ils sont arrangés, débouchant tous les quatre sur un même volume de fluide, est inconnue. De plus, des interactions entre deux pores dead-end successifs peuvent exister puisqu'ils sont séparés de seulement 2 mm. Pour révéler l'influence de ces interactions, il est proposé de comparer le modèle TMM et des simulations FEM pour deux cas : l'un où il n'y a qu'un seul pore dead-end par cellule, et l'autre où

il y en a quatre.

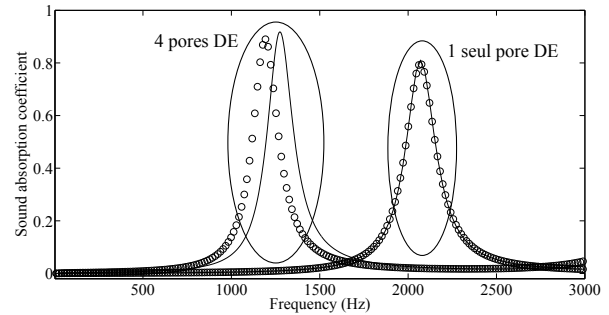


FIGURE 9 – Coefficient d'absorption calculé par TMM (o) et simulé par FEM (—) pour des matériaux d'épaisseur 22.5 mm avec 1 ou 4 pores DE par cellule.

Il est constaté que les coefficients d'absorption calculés par le modèle TMM et la simulation par éléments finis concordent pour le cas où il n'y a que $N = 1$ pore dead-end par cellules. En revanche, pour le cas où $N = 4$, le modèle TMM prédit que le coefficient d'absorption est un peu plus bas en fréquence que la simulation FEM. La compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans le matériau avec 4 pores dead-end par cellule est donc un point important à développer pour l'amélioration des modèles analytiques.

5 Conclusion

L'expression analytique de la compressibilité (eq. (11)) montre que plus le volume de pores dead-end est grand devant celui des pores principaux, plus la compressibilité effective du fluide équivalent est importante, résultant en une diminution de la vitesse des ondes sonores.

La comparaison entre les modèles analytiques et une simulation FEM montre que certains effets ne sont pas pris en compte dans les modèles analytiques. En effet, la probable influence du rayonnement des quatre pores dead-end dans un même volume confiné n'est pas prise en compte. Plutôt que de considérer chaque pore dead-end séparément, une étude des modes présents dans la structure en forme de croix serait une première étape vers la compréhension de ce phénomène, que ce soit de façon analytique ou numérique.

Plusieurs pistes ont été étudiées en section 4 pour expliquer la divergence entre la mesure et la TMM. La première est de modifier la tortuosité de la première cellule pour prendre en compte les déformations des lignes de courant du fluide liées aux faibles dimensions des pores principaux et au faible taux de perforation. La seconde est une approche statistique qui permet de prendre en compte la variabilité des épaisseurs des plaques avec lesquelles l'échantillon est conçu par assemblage. Appliquée sur le modèle TMM, cette approche a montré que le coefficient d'absorption est plus étalé, et combiné à la correction de tortuosité, un bon fit avec la mesure est obtenu (voir figure 8).

Finalement, les mesures effectuées ont permis d'identifier quelques effets non pris en compte dans les modèles analytiques qui permettent de mieux appréhender les phénomènes physiques se produisant dans le matériau perforé avec pores dead-end périodiques. Cela donne des pistes de travail pour affiner les modèles analytiques et

réfléchir à d'autres designs de matériaux pour l'absorption du son tirant parti du ralentissement de l'onde acoustique.

Remerciements

Les auteurs voudraient remercier J. P. Groby pour les discussions utiles que nous avons eues.

Références

- [1] P. Leclaire, O. Umnova, T. Dupont & R. Panneton, *Acoustical properties of air-saturated porous material with periodically distributed dead-end pores*, J. Acoust. Soc. Am. 137(4), 1772-1782 (2015).
- [2] J. P. Groby, W. Huang, A. Lardeau & Y. Aurégan, *The use of slow sound to design simple sound absorbing materials*, J. Appl. Phys. 117(12), 124903 (2015).
- [3] J. F. Allard & N. Atalla, *Propagation of sound in porous media : modelling sound absorbing materials*, 2nd ed., John Wiley & Sons, Chichester, UK, (2009).
- [4] T. Dupont, P. Leclaire, O. Sicot, X. L. Gong & R. Panneton, *Acoustic properties of air-saturated porous materials containing dead-end porosity*, J. Appl. Phys. 110, 094903 (2011).
- [5] C. E. Bradley, *Time harmonic acoustic Bloch wave propagation in periodic waveguides. Part I. Theory*, J. Acoust. Soc. Am., 96, 1844-1853 (1994).
- [6] N. Sugimoto & T. Horioka, *Dispersion characteristics of sound waves in a tunnel with an array of Helmholtz resonators*, J. Acoust. Soc. Am., 97, 1446-1459 (1995).
- [7] X. Wang & C. M. Mak, *Wave propagation in a duct with a periodic Helmholtz resonators array*, J. Acoust. Soc. Am., 131, 1172-1182 (2012).
- [8] D. L. Johnson, J. Koplik & R. Dashen, *Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media*, J. Fluid Mech., 176(1), 379-402, (1987).
- [9] Y. Champoux & J. F. Allard, *Dynamic tortuosity and bulk modulus in air saturated porous media*, J. Appl. Phys., 70(4), 1975-1979, (1991).
- [10] N. Atalla & F. Sgard, *Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models*, J. Sound Vib., 303(1), 195-208, (2007).
- [11] 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*, J. Acoust. Soc. Am., 99, 1944-1948 (1996).