

## Mesure du Coefficient d'Absorption de Matériaux Poreux sous Champ Acoustique Diffus Synthétique

O. Robin<sup>a,b</sup>, A. Berry<sup>a,b</sup>, O. Doutres<sup>a</sup> et N. Atalla<sup>a</sup>

<sup>a</sup>GAUS, Faculté de Génie Mécanique, 2500, boulevard de l'Université, Sherbrooke, QC, Canada J1K 2R1

<sup>b</sup>Centre for Interdiscipl. Research in Music Media and Technology, 527 Sherbrooke St. West, Montreal,  
QC, Canada H3A 1E3

olivier.robin@usherbrooke.ca

Cette communication décrit une méthode expérimentale pour l'estimation du coefficient d'absorption de matériaux absorbants sous un champ acoustique diffus synthétisé dans des conditions de champ libre. Des comparaisons sont réalisées entre des résultats expérimentaux obtenus via cette méthode et celle standardisée de la chambre réverbérante, ainsi qu'avec des simulations numériques basées sur la méthode des matrices de transfert.

En utilisant des surfaces de matériaux inférieures à celles requises pour la méthode standardisée, les valeurs de coefficient d'absorption obtenues ne présentent pas les surestimations liées aux effets de taille de l'échantillon vues dans le cas de la mesure en chambre réverbérante. Elles sont comprises dans une gamme physique (sous-entendu entre 0 et 1), et en bonne adéquation avec celles obtenues par simulation pour des matériaux de taille infinie spécialement dans le cas de matériaux homogènes. Enfin, la méthode permet une mise en oeuvre simplifiée pour la mesure du coefficient d'absorption sous incidence aléatoire.

## 1 Introduction

La mesure du coefficient d'absorption acoustique des matériaux absorbants est majoritairement réalisée selon deux méthodes standardisées. La première est décrite par les normes ISO 10534-2 [1] et ASTM E1050-12 [2], et repose sur l'utilisation d'un tube d'impédance afin d'estimer le coefficient d'absorption d'un matériau en incidence normale uniquement. Dépendamment des propriétés mécaniques et acoustiques du matériau à tester, la préparation des échantillons à tester et leur montage dans le moyen d'essai peuvent être compliqués et avoir une influence non négligeable sur les résultats obtenus [3]. L'autre méthode standardisée pour la mesure du coefficient d'absorption acoustique est celle de la chambre réverbérante (normes ISO354 [4] et ASTM C423 [5]), qui permet l'obtention de ce coefficient pour une excitation de type Champ Acoustique Diffus (CAD) plus réaliste concernant l'utilisation pratique des matériaux absorbants.

Afin de limiter les effets de taille qui se traduisent par des surestimations importantes du coefficient d'absorption pour des petits échantillons [6], cette méthode requiert des surfaces de matériaux importantes qui peuvent *a contrario* réduire la diffusion dans la chambre réverbérante de test et rendre impossible l'obtention d'un décrément logarithmique de l'énergie sonore [6, 7]. Malgré le respect de cette préconisation, les valeurs mesurées de coefficient d'absorption sont souvent supérieures à l'unité, et ne sont pas directement utilisables pour des calculs d'acoustique des salles sans une conversion adéquate [8]. Des écarts de mesure importants sont également constatés entre différents laboratoires, illustrant les effets de la taille de la chambre utilisée, des conditions de montage de l'échantillon ou encore du positionnement des diffuseurs [7, 9]. Une comparaison précise des performances de produits acoustiques commerciaux est ainsi rendue difficile. Des chambres réverbérantes d'un volume très important<sup>1</sup> et conséquemment coûteuses sont théoriquement nécessaires afin de limiter les problèmes de diffusion en basses fréquences.

Il apparait difficile de satisfaire de manière simple aux exigences de la théorie sous-jacente à cette méthode d'essai, et ainsi d'obtenir des résultats répétables et non surestimés dans une large gamme fréquentielle. Ceci suggère la recherche de solutions plus compactes ou plus efficaces pour le test de matériaux absorbants. Hormis la méthode de la cabine Alpha qui utilise une enceinte réverbérante et un échantillon tous deux de dimensions

réduites avec des problèmes de diffraction et de diffusion toujours présents<sup>2</sup> [10], peu de travaux ont envisagé la possibilité de mesurer le coefficient d'absorption d'un matériau absorbant sous CAD en réduisant les contraintes liées à la méthode de la chambre réverbérante. Takahashi *et al.* [12] ont proposé une méthode utilisant deux microphones et le bruit ambiant dans un local comme seule source d'excitation, avec des résultats précis comparativement à des résultats expérimentaux obtenus sous incidence aléatoire approximée<sup>3</sup>, et au-dessus d'une fréquence de 400 Hz pour des petites surfaces de laines de verre et de roche. Otsuru *et al.* [13] ont étudié numériquement des améliorations possibles de la méthode précédente, avec un moyennage d'ensemble des contributions de sources ponctuelles réparties sur un hémisphère centré sur un matériau, ce moyennage d'ensemble montrant une réduction des effets de bord. Ce concept a été récemment appliqué à la mesure de l'impédance normale de surface avec une sonde pression-vitesse, et testé dans des locaux de différents volumes (entre 56 et 500 m<sup>3</sup>) dans lesquels était positionnés des haut-parleurs fixes et mobiles [14]. Les résultats obtenus montrent une bonne reproductibilité ainsi qu'un faible effet de la taille des échantillons testés. Citons enfin l'utilisation d'un haut-parleur paramétrique, très directionnel, proposée par Kuang *et al.* [15]. En positionnant ce dernier sur différents points situés sur un arc de cercle dont l'origine est le centre d'un matériau, le coefficient d'absorption de ce dernier est mesuré à l'aide de deux microphones pour différents angles d'incidence. Le coefficient sous champ diffus est estimé par un moyennage linéaire des coefficients mesurés pour chaque incidence testée (Takahashi [12] ont utilisé une approche similaire en utilisant un haut-parleur conventionnel), avec des résultats acceptables au-dessus de 1000 Hz par comparaison avec des résultats obtenus par la méthode de la chambre réverbérante.

Cette communication décrit une approche pour la mesure du coefficient d'absorption de matériaux absorbants sous CAD synthétique, et ce dans des conditions de champ libre. Le CAD est synthétisé à la surface du matériau à l'aide d'une antenne virtuelle de monopoles acoustiques faisant face au matériau. La reproduction sur des surfaces planes de champs de pression aléatoires, comme le CAD et la Couche Limite Turbulente, a été initialement développée pour le test vibroacoustique de panneaux plans [16, 17, 18]. Dans le cas présent, l'approche classique du doublet microphonique [19] est utilisée pour construire une base de

1. Ceci ayant pour effet adverse de rendre la contribution de l'absorption de l'air non négligeable par rapport à l'absorption totale de la salle en hautes fréquences, violant une des hypothèses des travaux de Sabine [6].

2. L'effet des dimensions finies de l'échantillon est néanmoins quantifiable *via* la méthode des matrices de transfert finies [11] (ou *Finite Transfer Matrix Method*) tout comme dans le cas des chambres réverbérantes standards. La méthode TMM, ou *Transfer Matrix Method*, qui suppose le matériau latéralement infini sera utilisée dans ce papier.

3. Voir la fin de ce paragraphe concernant la méthode utilisée.

données regroupant des coefficients de réflexion mesurés sur un matériau pour des incidences normale et oblique, en déplaçant une source ponctuelle sur un plan parallèle à la surface du matériau. Si l'on considère l'ensemble des positions prises successivement par la source, une antenne de monopoles est virtuellement créée. Une approche basée sur l'holographie acoustique de champ proche [17] est ensuite utilisée pour calculer une matrice de densité interspectrale d'amplitudes des sources<sup>4</sup>, qui permet de reproduire un champ de pression cible sur la surface du matériau (ici un CAD défini par sa densité interspectrale théorique [20]). L'association de cette matrice d'amplitudes de sources calculée à la base de données mesurée permet d'estimer le coefficient d'absorption du matériau sous un CAD synthétisé dans une phase de post-traitement.

La principale contribution de cette méthode est de permettre l'estimation du coefficient d'absorption sous CAD pour des surfaces inférieures à celles requises par les normes et sans avoir recours à une chambre réverbérante, tout en limitant l'influence des effets de taille. Par rapport à certains des travaux cités [12, 13, 15] qui reposent sur un moyennage linéaire des coefficients mesurés à l'aide d'une source acoustique positionnée sur un arc de cercle, l'utilisation d'une antenne synthétique plane de sources combinée à des amplitudes de sources judicieusement pondérées suggère une mise en oeuvre simplifiée. La méthode pourrait enfin être étendue à la mesure du coefficient d'absorption sous d'autres champs de pression acoustique synthétisés.

Les sections suivantes décrivent le principe de la méthode, ainsi que les essais et simulations réalisés pour le cas d'une mousse de mélamine de deux épaisseurs différentes, et pour une laine de verre d'une seule épaisseur.

## 2 Description de la méthode

### 2.1 Coefficient d'absorption sous une source ponctuelle

En préambule à la mesure du coefficient de réflexion sous une excitation synthétique, la figure 1(a) décrit une situation plus simple. Une seule source ponctuelle est placée à une position donnée  $i$  et à une hauteur  $z = z_s$  au-dessus d'une tranche de matériau absorbant. Deux microphones, nommés  $M1$  et  $M2$  sont centrés et placés juste au-dessus du matériau à des hauteurs  $z = z_1$  and  $z = z_2$ , respectivement. Sous l'hypothèse d'une source ponctuelle idéale (définie par son accélération volumique  $\dot{q}_i(\omega)$ ), le champ acoustique mesuré à l'un des deux microphones est une superposition de deux ondes acoustiques sphériques, générées par la source  $\dot{q}_i(\omega)$  et la source-image correspondante  $\dot{q}'_i(\omega)$  (respectivement positionnées à une distance  $r_i$  et une distance  $r'_i$  du récepteur). Pour une faible séparation des microphones de sorte que l'angle  $\theta_i$  est quasiment identique pour chaque microphone, la pression acoustique mesurée  $\tilde{p}_{ij}(\theta_i, \omega)$  au microphone  $M_j$  ( $j = 1, 2$ ) pour une position  $i$  de la source peut s'écrire

$$\tilde{p}_{ij}(\theta_i, \omega) = \rho_0 \dot{q}_i(\omega) \frac{e^{-jk_0 r_{ij}}}{r_{ij}} + R(\theta_i, \omega) \rho_0 \dot{q}'_i(\omega) \frac{e^{-jk_0 r'_{ij}}}{r'_{ij}}, \quad (1)$$

4. Une méthode basée sur la synthèse de champs sonores, ou *Wave Field Synthesis* peut également être employée [16].

avec  $\rho_0$  la densité de l'air,  $\omega$  la pulsation angulaire,  $k_0$  le nombre d'onde acoustique ( $k_0 = \omega/c_0$  avec  $c_0$  la célérité du son),  $r_{ij}$  la distance entre la source à la  $i$ -ème position et le microphone  $M_j$ ,  $r'_{ij}$  la source image et le microphone  $M_j$  et  $R(\theta_i, \omega)$  est le coefficient de réflexion de la surface du matériau correspondant à la  $i$ -ème position de la source ponctuelle. La mesure de la quantité  $\tilde{p}_{ij}(\theta_i, \omega)/\dot{q}_i(\omega)$  à chaque microphone ou de la fonction  $H(\theta_i, \omega) (= \tilde{p}_{i2}(\theta_i, \omega)/\tilde{p}_{i1}(\theta_i, \omega))$  permet le calcul du coefficient de réflexion pour un angle d'incidence donné selon la relation classique [19]

$$R(\theta_i, \omega) = \frac{\frac{e^{-jk_0 r_{i2}}}{r_{i2}} - H(\theta_i, \omega) \frac{e^{-jk_0 r_{i1}}}{r_{i1}}}{H(\theta_i, \omega) \frac{e^{-jk_0 r'_{i1}}}{r'_{i1}} - \frac{e^{-jk_0 r'_{i2}}}{r'_{i2}}}. \quad (2)$$

Le coefficient d'absorption correspondant est déduit à l'aide de la relation  $\alpha(\theta_i, \omega) = 1 - |R(\theta_i, \omega)|^2$ .

### 2.2 Coefficient de réflexion sous un champ acoustique synthétique

La figure 1(b) illustre l'approche suggérée. Un échantillon carré d'un matériau absorbant, de côté  $L$  et d'épaisseur  $h$ , est placé sur un fond rigide. En utilisant la méthode à deux microphones décrite dans la section précédente, des coefficients de réflexion peuvent être mesurés sous différentes incidences correspondant à des positions prises successivement par la source, créant virtuellement un réseau de sources face à la surface du matériau. Les deux microphones  $M1$  et  $M2$  et la source centrale du réseau virtuel sont centrés sur la surface du matériau.

Les fonctions de Green qui correspondent à une propagation de la source réelle (respectivement image) jusqu'au microphone  $M_j$  sont maintenant notées  $g_{ij}(\omega) = \frac{e^{-jk_0 r_{ij}}}{r_{ij}}$  (respectivement  $g'_{ij}(\omega) = \frac{e^{-jk_0 r'_{ij}}}{r'_{ij}}$ ). La pression acoustique mesurée au microphone  $M1$  due aux contributions de toutes les sources virtuelles est une simple sommation

$$\begin{aligned} \tilde{p}_1(\omega) &= \sum_i \dot{q}_i(\omega) \rho_0 g_{i1}(\omega) + \sum_i R(\theta_i, \omega) \dot{q}_i(\omega) \rho_0 g'_{i1}(\omega) \\ &= \mathbf{Q}^T \mathbf{g}_1 + \mathbf{Q}^T \mathbf{h}_1, \end{aligned} \quad (3)$$

où  $\mathbf{Q} = \{\dots \dot{q}_i(\omega) \dots\}^T$ ,  $\mathbf{g}_1 = \{\dots \rho_0 g_{i1}(\omega) \dots\}^T$ ,  $\mathbf{h}_1 = \{\dots R(\theta_i, \omega) \rho_0 g'_{i1}(\omega) \dots\}^T$  et  $^T$  indique une transposée non-conjuguée. En posant  $R_{synth}(\omega)$  le coefficient de réflexion de la surface du matériau sous un champ de pression acoustique synthétique, la pression acoustique mesurée au microphone  $M1$  peut également s'écrire

$$\begin{aligned} \tilde{p}_1(\omega) &= \sum_i \dot{q}_i(\omega) \rho_0 g_{i1}(\omega) + R_{synth}(\omega) \sum_i \dot{q}_i(\omega) \rho_0 g'_{i1}(\omega) \\ &= \mathbf{Q}^T \mathbf{g}_1 + R_{synth}(\omega) \mathbf{Q}^T \mathbf{g}'_1, \end{aligned} \quad (4)$$

où  $\mathbf{g}'_1 = \{\dots \rho_0 g'_{i1}(\omega) \dots\}^T$ ,  $\mathbf{Q}^T \mathbf{g}_1$  est le champ de pression incident synthétique au microphone  $M1$ , et  $\mathbf{Q}^T \mathbf{g}'_1$  est le champ de pression synthétique réfléchi mesuré au même microphone, en considérant la surface du matériau comme rigide. La comparaison des équations (3) et (4) amène la relation

$$\mathbf{Q}^T \mathbf{h}_1 = R_{synth}(\omega) \mathbf{Q}^T \mathbf{g}'_1, \quad (5)$$

et les équations (3-5) sont également valables pour le second microphone  $M2$ . Ainsi, les deux microphones sont

requis pour le calcul des coefficients de réflexion individuels  $R(\theta_i, \omega)$ , mais le calcul de  $R_{synth}(\omega)$  ne nécessite qu'un seul des microphones.

Afin de lier les coefficients de réflexion sous une excitation synthétisée à la matrice de densité interspectrale d'accélération volumique  $\mathbf{S}_{\dot{\mathbf{Q}}\dot{\mathbf{Q}}} (= \dot{\mathbf{Q}}^* \dot{\mathbf{Q}}^T)$ , l'équation (5) est multipliée par son conjugué transposé (noté  $^H$ ), ce qui fournit l'expression

$$\mathbf{h}_1^H \mathbf{S}_{\dot{\mathbf{Q}}\dot{\mathbf{Q}}} \mathbf{h}_1 = |R_{synth}(\omega)|^2 \mathbf{g}'_1^H \mathbf{S}_{\dot{\mathbf{Q}}\dot{\mathbf{Q}}} \mathbf{g}'_1, \quad (6)$$

et le coefficient de réflexion élevé au carré s'écrit finalement

$$|R_{synth}(\omega)|^2 = \frac{\mathbf{h}_1^H \mathbf{S}_{\dot{\mathbf{Q}}\dot{\mathbf{Q}}} \mathbf{h}_1}{\mathbf{g}'_1^H \mathbf{S}_{\dot{\mathbf{Q}}\dot{\mathbf{Q}}} \mathbf{g}'_1}. \quad (7)$$

Avec une base de donnée de coefficients de réflexion mesurés  $R(\theta_i, \omega)$  et une matrice de densité interspectrale d'amplitudes complexes calculée  $\mathbf{S}_{\dot{\mathbf{Q}}\dot{\mathbf{Q}}}$ , l'équation (7) fournit le coefficient de réflexion synthétisé élevé au carré  $|R_{synth}(\omega)|^2$  sous une excitation synthétisée au cours d'une phase de post-traitement. Le coefficient d'absorption correspondant peut être immédiatement déduit en utilisant la relation  $\alpha_{synth}(\omega) = 1 - |R_{synth}(\omega)|^2$ .

La matrice de densité interspectrale des amplitudes complexes de sources (définies ici par une accélération volumique) peut être calculée à l'aide d'une approche basée sur la *Wave Field Synthesis* [16] ou sur l'holographie acoustique de champ proche [17] (dans cette communication, seule la seconde est utilisée), le champ de pression à reproduire étant défini par la densité interspectrale théorique d'un CAD [20].

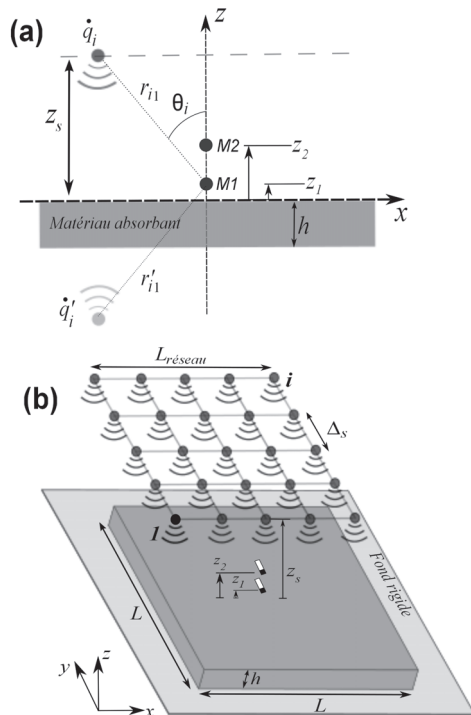


FIGURE 1 – (a) Principe pour la mesure du coefficient d'absorption sous incidence variable – (b) Principe pour la mesure du coefficient de réflexion sous antenne synthétique de monopôles.

TABLEAU 1 – Paramètres mesurés des matériaux testés.

| Paramètre                                                       | Mousse de mélamine | Laine de verre |
|-----------------------------------------------------------------|--------------------|----------------|
| Tortuosité $\alpha_\infty$ [-]                                  | 1                  | 1              |
| Porosité $\phi$ [-]                                             | 0.99               | 0.99           |
| Résistivité $\sigma$ [ $\text{Nm}^{-4}\text{s}$ ]               | 10900              | 3240           |
| Longueur caractéristique visqueuse $\Lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]  | 100                | 160            |
| Longueur caractéristique thermique $\Lambda'$ [ $\mu\text{m}$ ] | 130                | 300            |
| Densité de la mousse $\rho_1$ [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ] | 8.8                | 8.4            |

### 3 Mesures et simulations réalisées

Des échantillons de mousse de mélamine de deux différentes épaisseurs, ainsi qu'une laine de verre d'une seule épaisseur ont été testés. Le tableau 1 donne les propriétés mesurées dans le laboratoire de caractérisation des matériaux à l'Université de Sherbrooke, en utilisant les méthodes décrites par Dautres *et al.* [21].

Concernant les tests en chambre réverbérante, un premier test sur une mousse de mélamine a été réalisé dans la chambre réverbérante du Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS), d'un volume de 143  $\text{m}^3$ , sur un échantillon d'une épaisseur de 0.0508 m (2 po.) et d'une surface de 3.35  $\text{m}^2$ . Un second échantillon de mélamine d'une épaisseur de 0.0762 m (3 po.) et d'une surface de 5.94  $\text{m}^2$  a été testé dans la chambre réverbérante du Conseil National de Recherche Canada (CNRC), d'un volume de 258  $\text{m}^3$ . Enfin, un troisième test a été réalisé dans la chambre réverbérante du GAUS sur une laine de verre d'une épaisseur de 0.0698 m (2.75 po.) et d'une surface de 6.65  $\text{m}^2$ . Seules les deux dernières mesures réalisées satisfont pleinement aux spécifications de la norme ASTM C423 [5]. Pour tous les tests, les échantillons étaient placés directement sur le sol de la chambre, et un cadre en bois était placé sur leur périmètre (voir un exemple en Fig. 2(a) pour les tests au CNRC). Les coefficients d'absorption de Sabine ont été calculés suivant les procédures décrites par les normes [4, 5].

Les figures 2(b,c) illustrent les expériences réalisées en chambre anéchoïque suivant la méthode proposée. Les surfaces de matériau testées sont alors de 1.49  $\text{m}^2$  pour la mélamine de 2 pouces d'épaisseur et pour la laine de verre de 2.75 pouces d'épaisseur, et de 2.11  $\text{m}^2$  pour la mélamine de 3 pouces. Chaque échantillon était placé sur un fond rigide, constitué d'une planche de MDF (*Medium Density Fiberboard*) d'un demi pouce d'épaisseur couverte par une plaque d'acier de 0.8 mm d'épaisseur. Une source omnidirectionnelle (LMS Qsource mid-frequency) était déplacée manuellement à l'aide d'un cadre rigide sur un maillage de 7 par 7 positions au-dessus de la surface du matériau à une hauteur  $z_s$  de 20 cm, avec une séparation de sources  $\Delta_s$  fixée à 15 cm (ainsi, la taille de l'antenne  $L_{reseau}$  vaut 0.9 m). La position centrale de la source correspond au cas de la mesure en incidence normale, et le réseau virtuel est donc centré sur le doublet microphonique (les microphones  $M_1$  et  $M_2$ , ici des BSWA MP416 1/4 de pouce, sont placés à des hauteurs  $z_1 = 15\text{mm}$  et  $z_2 = 59\text{mm}$ ). L'angle d'incidence maximal pouvant être inclus dans la base de données des

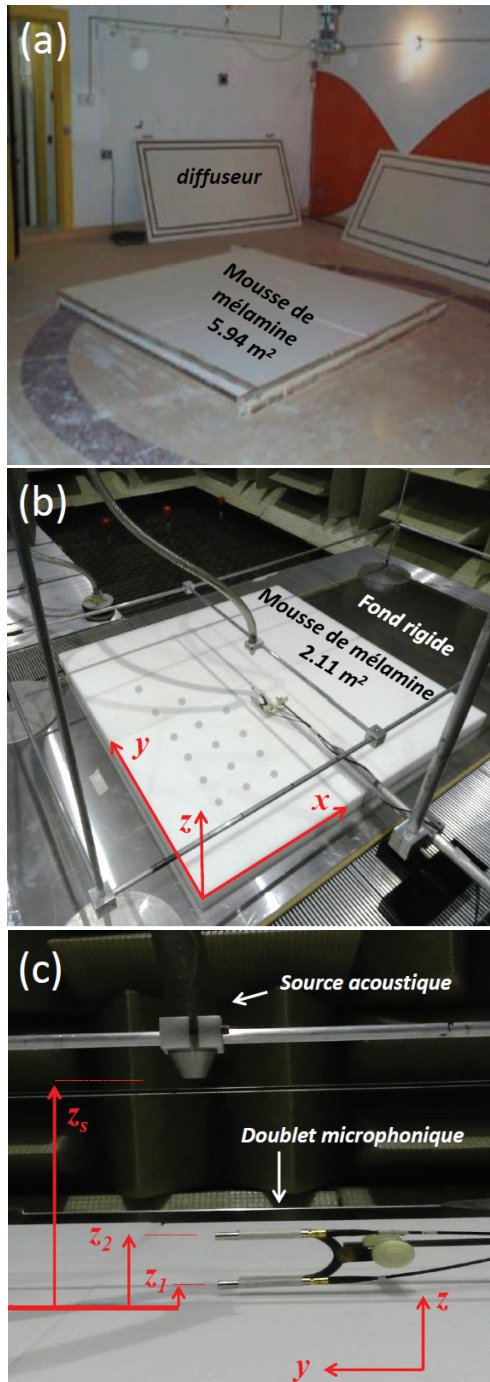


FIGURE 2 – Cas de la mousse de mélamine d'épaisseur 3 pouces : (a) Mesure en chambre réverbérante – (b) Mesure à l'aide de la méthode proposée (les points gris illustrent quelques positions prises par la source) - (c) Vue rapprochée de la source acoustique et du doublet microphonique dans le cas de la mesure en incidence normale.

coefficients de réflexion est défini par la séparation des plans de source et de reproduction  $z_s$  et par la plus grande distance entre les microphones et la source ponctuelle. Dans le cas présent,  $\theta_{max} = \tan^{-1}(L_{reseau}/\sqrt{2}z_s) \approx 72^\circ$ . Les microphones sont calibrés en amplitude avant chaque mesure, et l'accélération volumique de la source est obtenue à l'aide d'un capteur interne à celle-ci. Pour chaque position de source, les fonctions de transfert entre les microphones et la source sont mesurées sur la bande 170-2000 Hz avec une excitation bruit blanc en entrée de la source, dont la limitation basse fréquence explique cette limite fréquentielle

basse.

Enfin, des simulations basées sur la méthode des matrices de transfert, ou *TMM*, ont été réalisées. La couche de matériau supposé homogène, de dimensions latérales infinies et à laquelle est adossé un fond rigide, est modélisée sous une hypothèse de squelette mou<sup>5</sup>. Les paramètres reportés dans le tableau 1 sont utilisés pour calculer l'impédance caractéristique  $Z_{ceq}$  et le nombre d'onde  $k_{eq}$  du fluide équivalent à l'aide du modèle de Johnson-Champoux-Allard [11]. Puisque le CAD théoriquement reproduit à l'aide de l'antenne synthétique implique un angle d'incidence maximal de  $72^\circ$ , cette même valeur d'incidence maximale est utilisée pour définir le champ excitateur dans les simulations.

## 4 Résultats

Dans le cas de la mousse de mélamine, les figures 3(a,b) présentent les résultats obtenus pour les deux épaisseurs considérées. Les coefficients d'absorption de Sabine obtenus à l'aide de la méthode standardisée de la chambre réverbérante dépassent souvent une valeur unitaire, ceci étant majoritairement lié aux effets de taille et de la salle [6, 7, 8] (au-dessus de 250 Hz pour la mélamine de 3 pouces et au-dessus de 500 Hz pour la mélamine de deux pouces, voir les figures 3(a) et (b) respectivement). Les coefficients calculés suivant l'approche présentée ne présentent pas de telles surestimations, et sont en bonne adéquation avec ceux obtenus par simulations au-dessus du tiers d'octave 400 Hz. Concernant la mélamine de 3 pouces (figure 3(a)), l'approche proposée fournit une valeur de 0.63 pour le tiers d'octave 400 Hz, alors que la simulation TMM et la mesure standardisée fournissent respectivement des valeurs de 0.76 et 1.27. Au-dessus de ce tiers d'octave, l'écart obtenu entre la simulation TMM et l'approche utilisant un CAD synthétique est inférieur à 0.1. Pour la mélamine d'épaisseur de 2 pouces, et au-dessus du tiers d'octave 400 Hz, l'écart maximal constaté entre simulation et CAD synthétique est inférieur à 0.03. Une meilleure adéquation avec les simulations est constatée dans le cas de cette épaisseur, mais n'a pas été clairement expliquée. En-dessous du tiers d'octave 400 Hz, la méthode semble moins robuste avec des résultats qui restent constants pour l'épaisseur de 2 pouces, ou qui diminuent rapidement vers des valeurs nulles voir négatives dans le cas de l'épaisseur 3 pouces. Cette effet est majoritairement imputé aux dimensions finies de l'antenne, ainsi qu'à celles de l'échantillon dans une moindre importance<sup>6</sup>. Le positionnement précis des sources à l'aide d'axes motorisés ou le test d'autres géométries d'antenne pourraient également être optimisés.

Dans le cas de la laine de verre (figure 4), les constatations sont globalement similaires à celles faites dans le cas de la mousse de mélamine. Quand les résultats obtenus à l'aide de la mesure standardisée dépassent une valeur de 1 à partir du tiers d'octave 500 Hz, celles obtenues à l'aide de la méthode présentée n'excèdent jamais l'unité mais décroissent rapidement vers des valeurs négatives en-dessous du tiers d'octave 400 Hz. L'adéquation est

5. ou *limp*.

6. Il faut garder à l'esprit que les simulations TMM considèrent le matériau comme latéralement infini, et il n'est alors pas étonnant de constater des différences en basses fréquences avec les résultats expérimentaux obtenus.

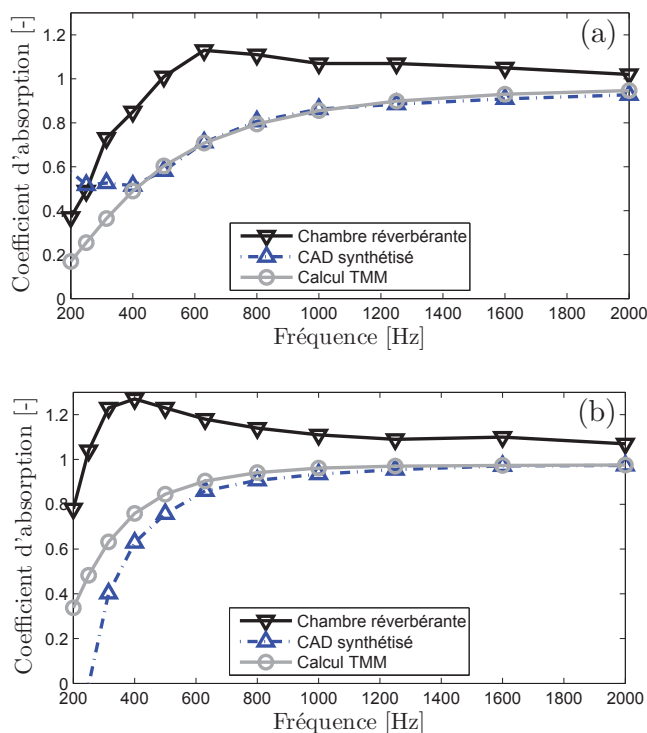


FIGURE 3 – (a) Résultats pour la mélamine d'épaisseur 2 pouces – (b) Résultats pour la mélamine d'épaisseur 3 pouces.

nettement moins bonne avec le résultat de simulation TMM, indiqué pour information, mais les hypothèses de matériau homogène et isotrope utilisées dans les simulations ne sont en réalité pas satisfaites. Cette laine est fortement inhomogène comme le montre la figure 5 qui présente la moyenne des mesures en tube à impédance [21] et la moyenne des simulations toutes deux présentées avec leur intervalle de confiance (la variabilité en sortie du modèle due aux incertitudes de mesures des propriétés non-acoustiques est estimée par la méthode de Monte-Carlo). De tels écarts entre calculs et essais ont été constatés par certains auteurs [12, 13] lorsque l'anisotropie du matériau n'était pas prise en compte dans les simulations numériques. Ce point n'a pour l'instant pas été investigué dans le travail présenté<sup>7</sup>.

## 5 Conclusion

Cette communication a décrit une méthode pour l'estimation du coefficient d'absorption d'un matériau absorbant sous une excitation de type Champ Acoustique Diffus, synthétisée dans des conditions de champ libre. Les conclusions suivantes peuvent être établies :

- Pour la taille de matériau et l'antenne utilisée, les valeurs de coefficients d'absorption estimées à l'aide d'un CAD synthétique sont en bonne adéquation avec celle obtenues par simulation pour un matériau homogène et pour une fréquence supérieure à 400 Hz.

7. Il faut également noter que les mesures sont faites en seul point du matériau testé, justement sous hypothèse d'homogénéité de celui-ci. Des mesures complémentaires en plusieurs points par déplacement du doublet vont être réalisées.

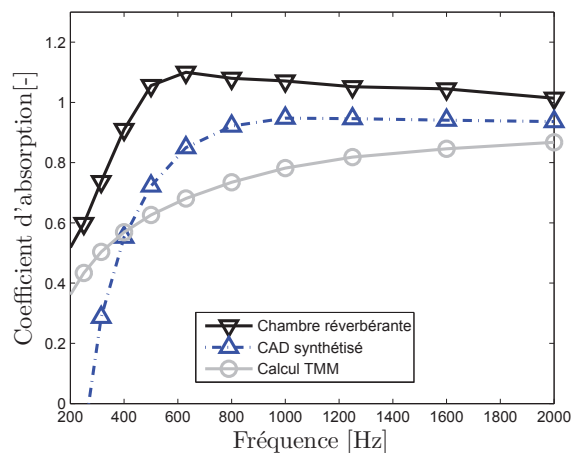


FIGURE 4 – Résultats pour la laine de verre d'épaisseur 2.75 pouces.

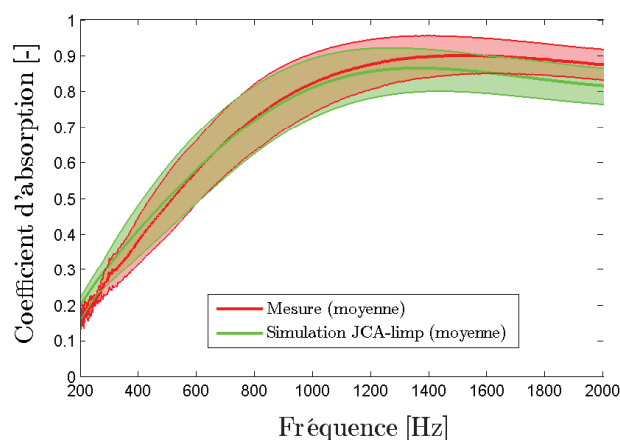


FIGURE 5 – Moyenne des mesures en tube à impédance et des simulations en incidence normale utilisant le modèle de Johnson-Champoux-Allard (avec indication de l'intervalle de confiance) pour la laine de verre d'épaisseur 2.75 pouces.

De plus, les valeurs obtenues ne montrent pas d'effet de taille importants comme dans le cas des mesures en chambres réverbérantes, et ce même si des surfaces de matériaux moindres ont été utilisées (diminution de la surface de test par un facteur compris entre 2 et 3). De tels résultats peuvent être utilisés directement et sans correction dans des simulations d'acoustique des salles [8], afin de dimensionner convenablement des traitements acoustiques. Les performances de différents matériaux acoustiques commerciaux pourraient être comparées de manière plus précise.

- Au lieu de positionner une source sur un arc de cercle et de réaliser un moyennage linéaire des contributions pour chaque position de source [12, 13, 15], une antenne plane et synthétique de sources combinée à des pondérations de sources judicieusement calculées suggère une implémentation simple des mesures de coefficient d'absorption sous un CAD maîtrisé et répétable. Le temps de mise en oeuvre est réduit, et aucune préparation spécifique des échantillons n'est actuellement nécessaire. La source utilisée peut également être positionnée à proximité du matériau.

Enfin, cette approche ouvre la voie à une mesure du coefficient d'absorption sous d'autres champs de pression acoustique synthétisés.

- Sur la base des résultats présentés, la méthode ne semble pas robuste en-dessous d'une fréquence de 400 Hz sous sa forme actuelle. Des simulations numériques sont actuellement en cours afin de déterminer les améliorations ou optimisations qui sont envisageables sur l'antenne virtuelle (nombre et positions des sources, position verticale optimale de l'antenne *versus* ses dimensions), ou l'importance de la taille de l'échantillon.

## Références

- [1] ISO 10534-2, *Acoustics – Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes – Part 2 : Transfer-function method* (International Standard Organization, Geneva, Switzerland, 1998).
- [2] ASTM standard E1050-12, *Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using a Tube, Two Microphones and a Digital Frequency Analysis System* (ASTM International, West Conshohocken, PA, 2012).
- [3] T.E. Vigran, L. Kelders, W. Lauriks, P. Leclaire, T.F. Johansen, "Prediction and measurements of the influence of boundary conditions in a standing wave tube," *Acustica/Acta acustica* **83**, 419–423 (1997).
- [4] ISO 354 :2003, *Acoustics – Measurement of sound absorption in a reverberation room* (International Standard Organization, Geneva, Switzerland, 2003).
- [5] ASTM Standard C423-09a, *Standard Test Method for Sound Absorption and Sound Absorption Coefficients by the Reverberation Room Method* (ASTM International, West Conshohocken, PA, 2009).
- [6] V.L. Chrisler, "Dependence of sound absorption upon the area and distribution of the absorbent material," *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **13**(2), 169–187, Research paper RP700 (1934).
- [7] A. Nash, "On the reproducibility of measuring random incidence sound absorption," *In Proceedings of Internoise 2012*, 19-22 August, New-York City, USA, pp.1–12 (2012).
- [8] C.H. Jeong, "Converting Sabine absorption coefficients to random incidence absorption coefficients," *J. Acoust. Soc. Am.* **133**(6), 3951–3962 (2013).
- [9] R.E. Halliwell, "Inter-laboratory variability of sound absorption measurement," *J. Acoust. Soc. Am.*, **73**(3), 880–886 (1983).
- [10] A. Duval, J.-F. Rondeau, L. Dejaeger, F. Sgard and N. Atalla, "Diffuse field absorption coefficient simulation of porous materials in small reverberation rooms : finite size and diffusivity issues," *In Proceedings of 10th French Acoustic Congress*, 12-16 April, Lyon, France, pp.1–8 (2010).
- [11] J.-F. Allard and N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials*, 2nd edition (Wiley, Chichester, UK, 2009), Chap. 7, pp.137–165.
- [12] Y. Takahashi, T. Otsuru and R. Tomiku, "In situ measurements of surface impedance and absorption coefficients of porous materials using two microphones and ambient noise," *Applied Acoustics* **66**, 845–865 (2005).
- [13] T. Otsuru, R. Tomiku, N. Bin Che Din, N. Okamoto and M. Murakami, "Ensemble averaged surface normal impedance of material using an in-situ technique : Preliminary study using boundary element method," *J. Acoust. Soc. Am.*, **125**(6), 3784–3791 (2009).
- [14] N. Che Din, T. Otsuru, R. Tomiku, N. Okamoto and K. Asniawaty, "Reproducibility and applicability of ensemble averaged surface normal impedance of materials using an *in-situ* technique," *Acoustics Australia* **41**(3), 207–212 (2013).
- [15] Z. Kuang, C. Ye and J. Huang, "A method for measuring diffuse-field sound absorption coefficients of materials using parametric loudspeaker," *In Proceedings of Symposium on Ultrasonic Electronics – Vol.31*, 6-8 December, Tokyo, Japan, pp.331-332 (2010).
- [16] A. Berry, R. Dia and O. Robin, "A Wave Field Synthesis approach to reproduction of spatially-correlated sound fields," *J. Acoust. Soc. Am.* **131**(2), 1226–1239 (2012).
- [17] O. Robin, A. Berry and S. Moreau, "Reproduction of random pressure fields based on planar nearfield acoustic holography," *J. Acoust. Soc. Am.*, **133** (6), 3885–3899 (2013).
- [18] O. Robin, A. Berry, S. Moreau and S. Campeau, "Experimental reproduction of random pressure fields for vibroacoustic testing of plane panels," *In Proceedings of the 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, May 27–29, Berlin, Germany (2013), Paper No.2013-2027, pp. 1–23.
- [19] J.F. Allard and Y. Champoux, "In-situ two-microphone technique for the measurement of the acoustic surface impedance," *Noise Control Engineering Journal*, **32**(1), 15–23 (1988).
- [20] B. Rafaely, "Spatial-temporal correlation of a diffuse sound field," *J. Acoust. Soc. Am.* **107**, 3254–3258 (2000).
- [21] O. Doutres, Y. Salissou, N. Atalla and R. Panneton, "Evaluation of the acoustic and non-acoustic properties of sound absorbing materials using a three-microphone impedance tube," *Applied Acoustics*, **71**(6), pp.506–509 (2010).