CARACTÉRISATION ACOUSTIQUE DE MATÉRIAUX TRÈS ABSORBANTS PAR IMPÉDANCEMÉTRIE ÉLECTRIQUE

J. Pouliquen, A. Essaidi

► To cite this version:

J. Pouliquen, A. Essaidi. CARACTÉRISATION ACOUSTIQUE DE MATÉRIAUX TRÈS ABSORBANTS PAR IMPÉDANCEMÉTRIE ÉLECTRIQUE. Journal de Physique IV Proceedings, 1992, 02 (C1), pp.C1-849-C1-852. 10.1051/jp4:19921185 . jpa-00251147

HAL Id: jpa-00251147

<https://hal.science/jpa-00251147>

Submitted on 1 Jan 1992

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

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

CARACTÉRISATION ACOUSTIQUE DE MATÉRIAUX TRÈS ABSORBANTS PAR IMPÉDANCEMÉTRIE ÉLECTRIQUE

J. POULIQUEN et A. ESSAIDI

*Faculté Libre des Sciences de Lille, Laboratoire d'Acoustique-Ultrasons (UA 253), 13 rue de Toul,
F-59046 Lille cedex, France*

We present a method to characterize acoustically a medium having a large absorption ($\beta < 200 \text{ m}^{-1}$) using only electrical impedance or admittance measurement in C.W. A simulation is given in order to determine the restoration of the characteristics. An example of measurement is proposed and the influence of measurement imprecision on the results is also studied.

L'intérêt de caractériser des matériaux acoustiques par impédancemétrie électrique est multiple: pouvoir utiliser des matériels de mesure électrique conventionnels, nécessiter des échantillons peu épais et réclamer peu de compétences acoustiques de l'opérateur. Par ailleurs, le fait d'utiliser des échantillons minces minimise les effets de diffraction qui peuvent devenir importants en basse fréquence vu les dimensions habituellement limitées des transducteurs.

Des études antérieures [1 à 3] étaient consacrées à la mesure de la célérité C_1 des ondes de compression et du coefficient d'absorption β dans les matériaux isotropes avec $\beta < 30 \text{ m}^{-1}$ à des fréquences voisines ou supérieures à 1 MHz. Dans ce cas, l'impédance acoustique caractéristique de la ligne $Z_0 = \rho_0 C_1 S$ (ρ_0 , masse volumique de l'échantillon, S section du champ acoustique) est réelle.

En toute rigueur cette impédance acoustique s'exprime par

$$Z_0' = Z_0 (1 - j\alpha) \quad [4] \quad \text{avec} \quad \alpha = \beta C_1 / (2\pi f). \quad (*)$$

Si $\beta = 30 \text{ m}^{-1}$, $C_1 = 1000 \text{ m/s}$, $f = 1 \text{ MHz}$, $\alpha \approx 0,005$, α peut être négligé devant 1. Par contre si β augmente et f diminue cette approximation n'est plus valable ($\beta = 100 \text{ m}^{-1}$, $C_1 = 1000 \text{ m/s}$, $f = 50 \text{ kHz}$, $\alpha \approx 0,3$). On se place délibérément dans ce cas.

1 Détermination de C_1 et β à partir de l'impédance acoustique de la ligne.

L'impédance acoustique d'une ligne avec perte est donnée par $Z = Z_0 (1 - j\alpha) \tanh \gamma L$ (1)

avec $\gamma = \beta + jq$, $q = 2\pi f / C_1$, nombre d'onde.

Comme $\tanh \gamma L = (\sinh 2\beta L - j \sin 2qL) / D$ (2) avec $D = \cosh 2\beta L - \cos 2qL$, si L désigne la longueur de la ligne acoustique réalisée dans le matériau à caractériser.

L'expression (1) devient

$$Z = Z_0 \left[\frac{A + B\alpha}{D} \right] + j \left[\frac{B - A\alpha}{D} \right] \quad (1')$$

(*) Les lettres en caractères gras désignent des grandeurs complexes

Z, Y , lettres capitales des grandeurs acoustiques

z, y , lettres minuscules des grandeurs électriques

branche motionnelle $z = Z/4N^2$ ou $(re) + j(im) = (\Re_e + j \Im_m) / 4N^2$ (4). A toute fréquence on a la relation $y_{ab} = j\omega C_0 + y_{22}$ (5) (y_{22} , admittance de la branche motionnelle). Mesurant y_{ab} et connaissant C_0 , l'admittance y_{22} peut être calculée, pour le transducteur seul (y_{22}^T) et le transducteur chargé (y_{22}^C). Par différence on obtient

$$z = z_{22}^C - z_{22}^T \quad (6) \quad \text{si } z_{22}^C = 1/y_{22}^C, \quad z_{22}^T = 1/y_{22}^T, \quad \text{et donc } \left[\frac{im}{re} \right] = \left[\frac{\Im_m}{\Re_e} \right] = Q(C_1, \beta)$$

Fig 1 : Ligne acoustique

Fig2 : Schéma équivalent

Pour obtenir C_1 et β il suffit donc de mesurer C_0 , y_{ab} transducteur seul puis chargé par l'échantillon. La valeur de C_0 est donnée par la relation

$$C_0 = C_{BF} \left[\frac{f_0}{f_\infty} \right]^2 \quad (7) \quad \text{où } C_{BF} \text{ désigne la capacité mesurée en basse fréquence et } f_0, f_\infty \text{ respectivement les fréquences de résonance et d'antirésonance du transducteur seul.}$$

Remarques

La seule caractéristique du transducteur à connaître est C_0 . Elle peut être mesurée une fois pour toute, mais dépend légèrement de la température.

L'influence du liant a, ici, été négligée. En effet, l'impédance électrique vue au travers de la couche de liant a

$$\text{pour valeur } z = z_0 \frac{\text{th} 2\gamma L + (z_c/z_0) \text{tg } qe}{1 - (z_c/z_0)^{-1} \text{tg } qe \text{ th } 2\gamma L} \quad z_c \text{ impédance acoustique du liant.}$$

$$\text{Si } \text{tg } qe = \text{tg } \frac{2\pi f e}{v_c} \rightarrow 0 \text{ l'impédance se réduit à } z = z_0 \text{ th } 2\gamma L$$

$$\text{Pour } e = 5 \mu\text{m}, f = 200 \text{ kHz}, v_c = 1000 \text{ m/s} \quad \text{tg } qe = 0,006$$

Mesures

On a exploité cette méthode pour une lame de P.V.C. transparent ayant 4mm d'épaisseur. Le transducteur utilisé ($\phi = 45 \text{ mm}$; $e = 10 \text{ mm}$) présente les diagrammes d'admittance suivants, selon qu'il est seul (figure 3) ou chargé (figure 4).

$$C_{BF} = 1,001 \text{ nF} \pm 0,001 \text{ nF} \quad f_0 = 268,473 \text{ Hz} \pm 5 \text{ Hz} \quad f_\infty = 295,680 \text{ Hz} \pm 500 \text{ Hz.}$$

La relation (7) donne $C_0 = 0,824 \text{ nF} \pm 0,001 \text{ nF}$.

Toutes les mesures faites à $22^\circ\text{C} \pm 0,25^\circ\text{C}$ sont récapitulées au tableau 2.

Tableau 2 - Mesures

f (kHz)	Transducteur seul		Transducteur chargé		Q
	$\Re_e$ (mS)	$\Im_m$ (mS)	$\Re_e$ (mS)	$\Im_m$ (mS)	
267,270	$5,350 \pm 0,001$	$20,110 \pm 0,001$	$6,589 \pm 0,001$	$-0,388 \pm 0,001$	0,6868
268,680	$38,710 \pm 0,001$	$-38,260 \pm 0,001$	$4,915 \pm 0,001$	$-2,092 \pm 0,001$	0,6764

La résolution de l'équation (3) pour chacune des fréquences donne comme couple commun $\beta = 114 \pm 0 \text{ m}^{-1}$ et $C_1 = 1620 \pm 0 \text{ m/s}$. La figure 4 illustre ce résultat et montre l'unicité de solution.

En choisissant d'autres fréquences de mesure pour des points pas trop voisins de l'axe des ordonnées, on obtient des valeurs voisines de β et C_1 . Voici les valeurs moyennes pour quatre couples de points :

$$\begin{aligned} \beta &= 114 \text{ m}^{-1} \pm 2,3 \text{ m}^{-1} & C_1 &= 1627 \text{ m/s} \pm 16,5 \text{ m/s} \\ \text{soit } \Delta\beta/\beta &< 2\% & \Delta C_1/C_1 &< 1\% \end{aligned}$$

en posant : $A = \text{sh } 2\beta L$ et $B = \sin 2qL$. L'équation (1') permet d'écrire

$$\text{Im}(Z) / \text{Re}(Z) = \frac{B - A\alpha}{A + B\alpha} = Q(C_1, \beta) \quad (3)$$

quantité qui ne dépend plus de Z_0 . $\text{Im}(Z)$ et $\text{Re}(Z)$ désignent respectivement les parties réelle et imaginaire de (Z) .

Pour des échantillons de faible épaisseur la mesure à 2 fréquences f_1 et f_2 de $Q(C_1, \beta)$ fournit 2 équations non linéaires dont la solution unique donne C_1 et β . Pour des valeurs de A élevées (β ou L grand) $A \gg B$ et

$Q \sim \alpha = -\frac{\beta C_1}{4\pi f}$, ce type de solution devient impossible. Dans ce cas il faut connaître C_1 pour calculer β ou inversement et une seule mesure suffit.

L'algorithme qui résout (3) est simple : pour chaque valeur plausible de C_1 on calcule β qui satisfait l'équation. Parmi les couples (C_1, β) correspondant aux fréquences f_1 et f_2 , les deux plus voisins donnent les valeurs cherchées de C_1 et β .

Remarque

$$\text{Si } \alpha \text{ peut être négligé, } Q(C_1, \beta) = \frac{\text{sh } 2\beta L}{\sin 2qL} \text{ et } \beta = \frac{1}{2L} \text{argsh} \left\{ Q \sin \left[\frac{4\pi f L}{C_1} \right] \right\} \quad (3')$$

La méthode reste identique mais l'équation (3) peut être remplacée par (3') plus aisée à résoudre.

2 Simulation

A partir de (3) on calcule Q_1 et Q_2 correspondant à une ligne définie par les quantités C_1 , β et L . Puis à partir de la méthode qui vient d'être exposée on essaie de retrouver C_1 et β , L étant une quantité directement mesurable.

La simulation a été faite pour $f_1 = 45$ kHz, $f_2 = 55$ kHz, $C_1 = 2000$ m/s, $\beta = 30, 50, 90, 200, 500$ m⁻¹ et $L = 0,5 ; 1 ; 2$ cm. L'erreur relative de la restitution $\Delta\beta/\beta$ est donnée au tableau 1 selon que l'on introduit les valeurs exactes (V_e) de Q ou les valeurs approchées (V_a), valeurs précédentes exprimées avec 3 chiffres significatifs (sensibilité de lecture d'une mesure).

Tableau 1 - Simulation

β m ⁻¹	Ve			Va		
	$L=0,5$ cm	1 cm	2 cm	0,5 cm	1 cm	2 cm
30	0	$2 \cdot 10^{-5}$	0	$3 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$
50	0	$2 \cdot 10^{-4}$	0	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	X
90	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0	$2 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
200	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	X	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	X
500	10^{-5}	X	X	X	X	X

Ceci montre la qualité de la restitution de β et la nécessité de se limiter à des épaisseurs faibles. La vitesse exacte est rigoureusement retrouvée car le balayage des vitesses réalisé par l'algorithme contient ces valeurs.

En général, le problème n'a plus de solution si β est trop grand. Ce fait commence à $\beta > 200$. Pour $\beta=500$ il a été possible de résoudre le problème avec $e=0,5$ cm, mais seulement avec les valeurs exactes ; les mesures dans cette région seront probablement inexploitable.

3 Méthode de mesure de $Q(C_1, \beta)$.

Un transducteur [T] est mis en contact par un liant convenable avec la ligne acoustique constituée du matériau à caractériser (fig 1). Par application d'une tension électrique entre ses bornes a et b il y excite une onde de compression plane. L'impédance électrique z_{ab} (ou l'admittance $y_{ab} = 1/z_{ab}$) apparaissant entre a et b dépend du transducteur et de la ligne acoustique. De la mesure de z_{ab} (ou y_{ab}) on se propose de déterminer l'impédance acoustique Z de la ligne, ou du moins la valeur de $Q(C_1, \beta)$. Prés de la résonance le schéma équivalent de l'ensemble correspond à celui de la figure 2 (C_0 , l, c, r, N caractérisent le transducteur et z l'impédance électrique ramenée dans la

Remarques

* Des variations de $\pm 1\%$ sur C_0 entraînent des variations de $\pm 0,25 \text{ m}^{-1}$ sur β et de $\pm 1 \text{ m/s}$ sur la célérité.

* Des variations de $\pm 0,005$ sur $\text{Re}(Z)$ et $\text{Im}(Z)$ transducteur seul et transducteur chargé causent des variations de $\pm 1,25 \text{ m}^{-1}$ sur β et de $\pm 6 \text{ m/s}$ sur C_l .

Figure 3 – Transducteur seul

Figure 4 – Transducteur chargé

Figure 5 – Unicité de solution

Conclusion

On a montré la possibilité de caractériser des matériaux acoustiques à faible perte par impédancemétrie électrique ($\beta < 200 \text{ m}^{-1}$).

Une simulation fournit la zone de validité de la méthode ainsi que la précision de restitution des caractéristiques (célérité et atténuation) meilleure que 10^{-3} .

Enfin, une lame de plastique (P.V.C.) de faible épaisseur (4mm) a pu être caractérisée. La dispersion des résultats est supérieure aux valeurs de la simulation mais reste inexpliquée par l'imprécision des mesures. L'épaisseur du liant serait peut-être à prendre en considération.

[1] POULIQUEN J. Journée de GAPUS UTC de Compiègne 1989

[2] POULIQUEN J. DEFEBVRE A. 13th ICA Vol 4 p. 305-308 Belgrade 1989

[3] POULIQUEN J. DURIEZ J.M. Physical Acoustics 573-579 Symp. on Phys. Acoust. Courtrai 1990

[4] MERCIER J. Acoustique P.U.F. p.78-79