



# SPIM

## Thèse de Doctorat



école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques  
UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

Étude des propriétés acoustiques et  
comportement à l'impact de  
matériaux poreux de type mousses  
métalliques homogènes et  
inhomogènes

■ CARLOS JAVIER SACRISTÁN  
LÓPEZ-MINGO



# SPIM

## Thèse de Doctorat



école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques  
UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

N° 0 0 0

THÈSE présentée par

**CARLOS JAVIER SACRISTÁN LÓPEZ-MINGO**

pour obtenir le

Grade de Docteur de  
l'Université de Bourgogne

Spécialité : **Mécanique**

**Étude des propriétés acoustiques et comportement  
à l'impact de matériaux poreux de type mousses  
métalliques homogènes et inhomogènes**

Unité de Recherche :

DRIVE, Département de Recherche en Ingénierie des Véhicules pour l'Environnement

Soutenue publiquement le 11/02/2015 devant le Jury composé de :

PHILIPPE LECLAIRE	Directeur de Thèse	Pr, Université de Bourgogne
THOMAS DUPONT	Co-Encadrant	MCF, Université de Bourgogne
OLIVIER SICOT	Co-Encadrant	MCF, Université de Bourgogne
RAYMOND PANNETON	Rapporteur	Pr, Université de Sherbrooke
NICOLAS DAUCHEZ	Rapporteur	Pr, Université de Technologie de Compiègne
XIAO-LU GONG	Examineur	Pr, Université de Technologie de Troyes
MORVAN OUISSE	Examineur	Pr, Institut FEMTO-ST
JEAN-PHILIPPE GROBY	Examineur	CR1, CNRS, Université du Maine



# Table des matières

<b>Liste des symboles</b>	<b>6</b>
<b>Remerciements</b>	<b>9</b>
<b>Introduction</b>	<b>10</b>
<b>1. Acoustique et comportement au choc des milieux poreux</b>	<b>13</b>
1.1. Introduction . . . . .	13
1.2. Acoustique des milieux poreux . . . . .	14
1.3. Matériaux poreux inhomogènes à gradient de paramètres macroscopiques	39
1.4. Les différents types de matériaux poreux . . . . .	41
1.5. Comportement mécanique des mousses métalliques . . . . .	44
1.6. Conclusions . . . . .	48
<b>2. Élaboration et caractérisation des mousses métalliques</b>	<b>49</b>
2.1. Introduction . . . . .	49
2.2. Élaboration des mousses métalliques . . . . .	50
2.3. Récapitulatif des échantillons . . . . .	54
2.4. Identification et caractérisation de paramètres géométriques et structu- raux . . . . .	57
2.5. Caractérisation acoustique . . . . .	62
2.6. Conclusions . . . . .	64
<b>3. Étude acoustique des matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes</b>	<b>66</b>
3.1. Introduction . . . . .	66
3.2. Résumé / Abstract . . . . .	67
3.3. Introduction . . . . .	68
3.4. Design and study of reference inhomogeneous porous materials . . . . .	69
3.5. Acoustical properties of an inhomogeneous aluminum foam . . . . .	81

3.6. Conclusions . . . . .	84
<b>4. Étude paramétrique des propriétés acoustiques des matériaux poreux</b>	<b>86</b>
4.1. Introduction . . . . .	86
4.2. Étude préliminaire sur la parité du coefficient d'absorption . . . . .	88
4.3. Étude des maxima d'absorption pour des matériaux théoriques à paramètres indépendants . . . . .	90
4.4. Étude de l'enveloppe du coefficient d'absorption en fonction de la porosité pour des matériaux théoriques à paramètres indépendants . . . . .	95
4.5. Étude paramétrique des propriétés acoustiques de matériaux à paramètres dépendants de la porosité . . . . .	98
4.6. Conclusions . . . . .	105
<b>5. Comportement mécanique</b>	<b>107</b>
5.1. Introduction . . . . .	107
5.2. Comportement au choc de matériaux homogènes . . . . .	110
5.3. Comportement au choc de matériaux bi-couches . . . . .	116
5.4. Compromis choc - acoustique . . . . .	120
5.5. Modélisation et application . . . . .	127
5.6. Conclusions . . . . .	130
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>132</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>133</b>
<b>Table des figures</b>	<b>142</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>148</b>
<b>Annexe</b>	<b>149</b>

# Liste des symboles

$\alpha$	Coefficient d'absorption acoustique [%]
$\alpha_\infty$	Tortuosité [-]
$a$	Nombre de Prandtl [-]
$B$	Nombre de Prandtl [-]
$c$	Célérité [m/s]
$c_\varphi$	Vitesse de phase [m · rd/s]
$D$	Diamètre [m]
$d_{ef}$	Déflexion du materiau [m]
$E$	Énergie [J]
$\varepsilon$	Tenseur déformation [-]
$\eta$	Viscosité dynamique [Pa · s]
$f$	Fréquence [Hz]
$g$	Accélération gravitationnelle [m/s <sup>2</sup> ]
$\gamma$	Indice adiabatique [-]
$h$	Épaisseur [m]
$i$	Indice de couche en la direction $x$ [-]
$j$	Unité imaginaire [-]
$K$	Module d'élasticité isotrope [Pa]
$k$	Nombre d'onde [m <sup>-1</sup> ]
$l$	Indice de couche en la direction $z$ [-]
$\Lambda$	Longueur caractéristique visqueuse [m]

$\Lambda'$	Longueur caractéristique thermique [m]
$m$	Masse [kg]
$\nabla$	Gradient [–]
$N_x$	Nombre total de couches dans la direction $x$ [–]
$N_z$	Nombre total de éléments dans la direction $z$ [–]
$p$	Pression [Pa]
$\phi$	Porosité ouverte [%]
$R$	Rayon [m]
$r$	Rapport de surface [%]
$r_{ref}$	Coefficient de réflexion [%]
$\rho$	Masse volumique [kg/m <sup>3</sup> ]
$S$	Surface normale à l'onde incident [m <sup>2</sup> ]
$\sigma$	Résistivité à l'écoulement d'air [Pa · s/m <sup>2</sup> ]
$\sigma_{ch}$	Charge [Pa]
$[T]$	Matrice de transfert [–]
$\tau$	Tenseur des déformations [–]
$TL$	Transmission loss (Indice d'affaiblissement) [dB]
$t$	Coefficients de transmission [%]
$\mathbf{u}$	Vecteur déplacement de matière [m]
$u$	Déplacement de matière [m]
$V$	Volume [m <sup>3</sup> ]
$v$	Vitesse [m/s]
$\omega$	Fréquence angulaire [rd/s]
$X$	Taille de cellules [m]
$x$	Dimension du système de coordonnées cartésiennes [m]
$x_t$	Position instantanée [m]

- [ $Y$ ] Matrice des admittances [-]  
 $Y$  Taille de cellules [m]  
 $Z$  Impedance acoustique [Pa · s/m]

# Remerciements

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à mes directeurs Philippe LECLAIRE, Thomas DUPONT et Olivier SICOT pour la liberté et les responsabilités qu'ils m'ont laissées dans la réalisation de cette thèse. Leur expérience, leurs conseils, leur patience, leur pédagogie, et leur regard honnête et humain, sont les principales qualités qui ont rendu possible la présentation de ce travail.

Je suis très reconnaissant envers Raymond PANNETON, Nicolas DAUCHEZ, Xiao-Lu GONG, Morvan OUISSE et Jean-Philippe GROBY, pour l'attention portée à ce travail en participant à ce jury.

Je remercie aussi chaleureusement Narimane MATI-BAOUCHE, Hélène DE BAY-NAST, André LEBERT, Shengnan SUN, Philippe MICHAUD, et plus particulièrement Kévin VERDIÈRE et Heidi RUIZ qui, de par leurs conseils ou collaborations, ont mis un peu d'eux-mêmes dans ce travail.

Je tiens à remercier mes collègues doctorants, enseignants, le personnel et l'équipe technique de l'ISAT, plus particulièrement à Bernard, Matthieu, François, Sylvain, Guillaume, William et Marouan.

Je tiens aussi à remercier mes amis neversois; ces trois années n'auraient pas pu se dérouler sans la présence amicale de Benjamin, Lise, David, Frédérique, Adrien, Jovita, Reda, Sara, Cristina, Florian, Coralinne, Étienne, Sandrine et Sarah.

Je suis très reconnaissant envers ma famille, en particulier mes parents et ma sœur pour m'avoir soutenu et encouragé dans la poursuite de mes études. Et enfin à Sabrina, de tout cœur, merci pour ta présence dans ma vie.

# Introduction

D'un coté la recherche en acoustique joue un rôle très important dans divers domaines tels que l'ingénierie audio ou dans l'industrie du transport. Certaines recherches acoustiques actuelles permettent l'amélioration de l'environnement, de la qualité de vie des personnes et la compétitivité des entreprises. De nombreux autres types d'applications de la recherche acoustique peuvent être mentionnés comme : l'imagerie appliquée à la médecine, l'exploration sismique ou l'acoustique architecturale (HANSEN, 2009).

Dans le domaine de la réduction des nuisances sonores, il a été montré que la qualité de vie et la santé d'une grande proportion de la population mondiale est menacée par la constante croissance de la pollution acoustique. Une manifestation de la nuisance sonore environnementale sur la santé est la diminution de la qualité du sommeil et, en conséquence, la diminution des performances cognitives STANSFELD ET MATHESON (2003). Une autre étude, effectuée par SCHELL (1981), sur la croissance prénatale des humains montre que le nombre de naissances prématurées augmente lorsque les mères sont exposées à des bruits d'aéroport durant la période de gestation. Pour une majeure partie de la population, les moyens de transport comme les voitures, les trains ou les avions sont les principales sources de contamination acoustique.

De l'autre coté les accidents impliquant des chocs entre véhicules ou entre un véhicule et une autre structure ou encore entre un véhicule et un piéton sont des préoccupations majeures dans le domaine de la sécurité. La protection des moteurs d'avions en cas d'impact avec un oiseau, ou la protection des piétons en cas d'accident routier, sont deux problématiques de l'industrie du transport qui conduisent à mener des recherches sur des nouveaux matériaux aux propriétés multiples (mécaniques, acoustiques, thermiques, résistance à la corrosion, légèreté ...).

L'intérêt pour les mousses métalliques est croissant car ces matériaux combinent plusieurs aspects et propriétés intéressants, en effet ils peuvent être légers et posséder des propriétés intéressantes dans divers domaines comme en mécanique d'absorption d'impact, en absorption acoustique ainsi qu'en thermique. Par ailleurs, ils peuvent être utilisés en milieu hostile où les pressions et les températures peuvent être très élevées. L'objectif

de cette thèse est d'étudier les propriétés mécaniques et acoustiques de mousses d'aluminium homogènes et inhomogènes et de tenter de trouver des liens entre les indicateurs acoustiques et mécaniques. Pour cela il est proposé de nouvelles modélisations acoustiques des mousses homogènes et inhomogènes. A partir de ces modélisations, une étude paramétrique est proposée afin de tenter d'identifier une signature acoustique de ces mousses métalliques. Une étude du comportement au choc de mousses métalliques homogènes et inhomogènes est présentée La comparaison entre le comportement acoustique et le comportement à l'impact est ensuite proposée.

Ce mémoire synthétise mes travaux de recherche dans le cadre d'un doctorat au sein du laboratoire DRIVE (Département de Recherche en Ingénierie des Véhicules pour l'Environnement) à l'Institut Supérieur de l'Automobile et des Transports (ISAT) de l'Université de Bourgogne. Le sujet de la recherche est l'étude des propriétés acoustiques et mécaniques de comportement à l'impact de mousses métalliques d'aluminium. Ce type de matériau est caractérisé par une masse volumique relativement faible, par une bonne rigidité mécanique mais également par le fait qu'il est à cellules ouvertes lui conférant ainsi des propriétés acoustiques remarquables. Ce travail concerne la conception et la fabrication des mousses métalliques en partenariat avec le laboratoire LASMIS (Laboratoire des Systèmes Mécaniques et d'Ingénierie Simultanée) de l'UTT (Université Technologique de Troyes) ainsi que la caractérisation acoustique de ces matériaux en collaboration avec le laboratoire GAUS (Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke) de l'Université de Sherbrooke au Canada.

La thèse est divisée en cinq chapitres :

Le chapitre 1 consiste en un état de l'art. Des généralités sur les matériaux poreux homogènes et inhomogènes sont présentées. Le processus de fabrication des mousses métalliques est également décrit. Les modèles acoustiques des milieux poreux sont présentés, avec une attention particulière portée sur le modèle de Johnson - Champoux - Allard (JCA) qui est le modèle de fluide équivalent utilisé dans ce travail. La méthode classique des matrices de transfert pour la détermination des indicateurs acoustiques est décrite. Elle est complétée par la description de la méthode des matrices de transfert en parallèle (P-TMM) développée récemment par VERDIÈRE ET AL. (2013). Ces approches sont ensuite utilisées dans les chapitres suivants. Les caractérisations mécaniques à l'impact ainsi que les caractérisations acoustiques des mousses métalliques sont présentés.

Le chapitre 2 décrit plus en détails la méthode d'élaboration des mousses d'aluminium étudiées dans ce travail de thèse. Ces mousses ont été réalisées au laboratoire LASMIS de l'UTT tandis que la caractérisation des paramètres macroscopiques a été effectuée en

partie au laboratoire GAUS de l'Université de Sherbrooke. Pour des mousses métalliques macroscopiquement homogènes, une comparaison entre les mesures expérimentales et le modèle de Johnson - Champoux - Allard est proposée. L'étude des mousses métalliques macroscopiquement inhomogènes représente une part importante du travail de recherche présenté dans ce manuscrit. Des mousses d'aluminium inhomogènes de type bi-couches à gradient de propriétés ont également été fabriquées pour les besoins de cette étude et le procédé d'élaboration de ces matériaux est décrit.

Le chapitre 3 est centré sur l'étude acoustique des matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes. Des mousses d'aluminium inhomogènes (dans l'épaisseur) de type bi-couches avec une interface à gradient de propriétés ont pu être modélisées par une approche utilisant les matrices de transfert en parallèle proposée par VERDIÈRE ET AL. Pour un matériau compressé de référence (avec un gradient contrôlé de paramètres macroscopiques), cette méthode est comparée à l'approche classique des matrices de transfert en série (S-TMM) et est validée par des mesures en tube acoustique. L'avantage clé de l'approche proposée (basée sur la méthode P-TMM) est qu'elle requiert un nombre limité de paramètres.

Le chapitre 4 propose une étude paramétrique du coefficient d'absorption en fonction de la porosité à différentes fréquences. Dans un premier temps, le cas particulier purement théorique d'un matériau idéalisé dont seule la porosité pourrait varier indépendamment des autres paramètres a été étudié. Dans ce cas, des résultats qualitatifs sont obtenus. Cette étude a permis d'établir et de proposer une méthodologie pour l'étude de matériaux poreux dont tous les paramètres macroscopiques sont interdépendants et peuvent varier. Le modèle pour l'étude de matériaux poreux inhomogènes du chapitre précédent a été utilisé pour déterminer pour chaque valeur de porosité les autres paramètres physiques (tortuosité, résistivité, longueurs caractéristiques).

Dans le chapitre 5, un rapprochement entre le comportement mécanique au choc et les propriétés acoustiques des mousses métalliques (MM), macroscopiquement homogènes et inhomogènes est étudié. Les matériaux inhomogènes étudiés dans cette thèse ont été décrits à l'aide de l'approche basée sur la méthode P-TMM.

Les résultats essentiels de ce travail de recherche sont résumés dans les conclusions et permettront de proposer des perspectives, en particulier sur la définition d'un critère objectif permettant de comparer les propriétés acoustiques d'absorption au comportement à l'impact des mousses métalliques.

# 1. Acoustique et comportement au choc des milieux poreux

## Sommaire

---

<b>1.1. Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1.2. Acoustique des milieux poreux</b>	<b>14</b>
1.2.1. Modèles et paramètres	14
1.2.2. Ondes dans les solides et les fluides	21
1.2.3. Propagation dans un solide poreux saturé par un fluide	22
1.2.4. Équation d'onde dans un milieu poreux saturé de fluide avec l'approximation du squelette rigide	26
1.2.5. Mécanismes d'atténuation des ondes dans les milieux poreux saturés de fluide	30
1.2.6. Formulation par Matrices de transfert	33
<b>1.3. Matériaux poreux inhomogènes à gradient de paramètres macroscopiques</b>	<b>39</b>
<b>1.4. Les différents types de matériaux poreux</b>	<b>41</b>
1.4.1. Généralité sur les matériaux poreux	41
1.4.2. Mousses métalliques	42
<b>1.5. Comportement mécanique des mousses métalliques</b>	<b>44</b>
<b>1.6. Conclusions</b>	<b>48</b>

---

## 1.1. Introduction

La première partie de ce chapitre a pour objectif de présenter les principes et modèles physiques qui décrivent la propagation acoustique dans les milieux poreux homogènes saturés de fluide. En particulier, le modèle de Johnson-Champoux-Allard (JCA) permettant la description des interactions visco-thermiques dans les couches limites au voisinage

des parois de solide est présenté. La méthode classique par matrices de transfert en série et l'approche par matrices de transfert en parallèle, proposée par VERDIÈRE ET AL. (2013) peut, dans le cas où les modèles fluides équivalents sont choisis, être alimentées par les paramètres macroscopiques JCA des matériaux.

L'étude de la propagation acoustique dans des matériaux poreux inhomogènes a également été abordée durant cette thèse. Il existe des matériaux macroscopiquement inhomogènes tels les matériaux à gradient des paramètres macroscopiques suivant l'épaisseur. Un modèle basé sur la résolution d'une équation aux dérivées partielles du second ordre à coefficients non-constants a été proposé pour ce type de matériaux par DE RYCK ET AL. (2007a).

Pour ce qui concerne l'étude de la morphologie de la microgéométrie des matériaux poreux, de nombreux résultats sont compilés dans le livre de ASHBY (2000). La microgéométrie intervient directement dans les caractéristiques des mousses métalliques et en particulier dans les performances d'absorption mécanique (voir référence GONG ET AL. (2004)) et acoustique.

## 1.2. Acoustique des milieux poreux

### 1.2.1. Modèles et paramètres

#### A. Différents modèles de propagation d'onde dans un milieu poreux saturé par un fluide

De nombreux modèles permettant de déterminer le comportement acoustique des matériaux poreux ont été développés. Si ces modèles sont basés sur des théories physiques de propagation acoustique dans les fluides et les solides, ils exigent un certain nombre de paramètres d'entrée et les résultats dépendent de la précision sur les valeurs de ces paramètres. En fonction de la complexité des phénomènes à modéliser, jusqu'à sept paramètres physiques et plusieurs paramètres élastiques peuvent être nécessaires. L'ouvrage d'ALLARD ET ATALLA (2009) (première et deuxième éditions) fournit le cadre théorique pour résoudre un grand nombre de problèmes d'ingénierie en acoustique des poreux et fibreux.

L'intérêt de la propagation du son dans les matériaux poreux vient de la fin du XIX siècle avec le travail de Lord Rayleigh. En 1949, KOSTEN ET ZWIKKER (1949) apportèrent une contribution substantielle en proposant un modèle de propagation du son dans les matériaux contenant des pores cylindriques et en considérant des interactions

visqueuses et thermiques entre l'air et le solide. En 1956, BIOT (1956) publia un modèle phénoménologique de la propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux saturé de fluide en tenant compte des couplages élastiques, inertiels et visqueux entre les deux phases. Dans ce modèle, les frottements visqueux entre les différentes couches de fluide dans les couches limites au voisinage des parois de solide sont inclus. Biot étudia les comportements en basses et hautes fréquences. Dans le domaine des hautes fréquences où l'écoulement de fluide dans les pores dévie de l'écoulement de Poiseuille, Biot introduisit un facteur de sinuosité et un facteur structural en relation avec la géométrie du pore. Le modèle de Biot est valable à basse fréquence et à haute fréquence. Cette théorie trouve des applications dans de nombreux domaines comme la géophysique, la prospection pétrolière, l'industrie de l'automobile ou la médecine. Des développements importants cette théorie ont été proposés par la suite. Le modèle de Johnson-Champoux-Allard en ingénierie acoustique et beaucoup d'autres modèles développés récemment sont basés sur cette théorie.

D'autres types de modèles ont été développés, dont certains sont empiriques. Par exemple, en 1970, DELANY ET BAZLEY (1970) proposèrent un modèle empirique décrivant la propagation du son dans les matériaux fibreux. Ce modèle a été très populaire en ingénierie acoustique pendant des années. Plusieurs extensions du modèle de DELANY ET BAZLEY (1970) ont été proposés. D'autres modèles sont plus raffinés et sont basés sur d'autres principes comme le modèle de WILSON (1993), lequel est basé sur le processus de relaxation. La porosité  $\phi$  fut le premier paramètre défini dans les premiers modèles. En partant de la loi de Darcy sur l'écoulement d'un fluide à travers un milieu poreux, la notion de perméabilité  $k_0$  a été introduite dans l'acoustique du milieu poreux en prenant en considération les frictions visqueuses.

Cette thèse s'intéresse aux modèles les plus raffinés, dérivés de la théorie de Biot et capables, si nécessaire, de tenir compte de la poroélasticité. L'attention est portée également sur les paramètres (microstructuraux, physiques et mécaniques) associés à ces modèles. Dans son travail original de 1956 dans le régime de hautes fréquences, BIOT (1956) a introduit le concept de tortuosité (facteur de sinuosité  $x_{Biot}$ ) et un facteur structural  $d_{Biot}$  (quantifiant la déviation par rapport à un cylindre de section circulaire) caractérisant la complexité de la géométrie des pores à haute fréquence. ATTENBOROUGH (1982) a noté l'importance de la tortuosité et des paramètres liés à la complexité de la géométrie des pores à haute fréquence et a proposé un facteur dynamique de forme du pore ( $q_{Attenborough}$ ). JOHNSON ET AL. (1987) ont étudié le comportement asymptotique à haute fréquence d'un fluide Newtonien soumis à un gradient de pression dans

les pores d'un milieu poreux. Ils ont introduit le concept de tortuosité dynamique et de perméabilité dynamique. Ils ont étudié le comportement en basse et haute fréquence de la perméabilité dynamique. Dans ce processus, ils ont défini un paramètre macroscopique  $\Lambda$ , appelé "longueur caractéristique visqueuse". Ces paramètres sont liés à la microgéométrie du pore. Suite aux travaux de JOHNSON ET AL. (1987), CHAMPOUX ET ALLARD (1991) ont étudié le gradient de température dans le fluide dans la couche limite thermique à haute fréquence. Ils ont introduit la "longueur caractéristique thermique"  $\Lambda'$ . Le modèle référencé comme le modèle de Johnson-Champoux-Allard (JCA) implique 5 paramètres physiques incluant les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques. LAFARGE ET AL. (1997) ont affiné le modèle JCA grâce à un nouveau paramètre, appelé la perméabilité thermique  $k'_0$ , utilisée pour quantifier les échanges de chaleur entre le solide et le fluide à basse fréquence. Leur modèle implique 6 paramètres. PRIDE ET AL. (1993) ont étudié le comportement basse fréquence du modèle de fluide du modèle JCA et ont proposé une correction de la limite basse fréquence de la partie réelle de la tortuosité dynamique de JOHNSON ET AL. (1987). HOROSHENKOV ET SWIFT (2001) ont présenté un modèle incluant une approximation de Padé de la fonction de correction visqueuse en haute fréquence et capable d'inclure la distribution de taille de pore.

Les différents modèles dérivés de la théorie de Biot (les modèles de Attenborough, Johnson et al, Champoux et Allard, Lafarge et al., Pride et al., Horoshenkov et Swift) sont capables, si nécessaire, d'inclure le comportement poroélastique du squelette solide. Cependant, dans le cas où le solide est très compressible et n'offre pas de résistance à la déformation ou dans le cas où le solide est beaucoup plus rigide et lourd que le fluide, le milieu poreux peut être considéré comme un "fluide équivalent" dans le cas d'un "squelette très mou" ("Limp") ou dans l'approximation du "squelette rigide" (PANNETON, 2007). Dans ce cas, seule une des deux équations couplées de Biot est nécessaire et le modèle acoustique est plus simple. Les différents modèles peuvent être incorporés dans des méthodes numériques comme la méthodes des Éléments Finis pour des applications comprenant les vibrations et l'acoustique des matériaux poreux. La solution numérique des problèmes spécifiques impliquant les deux équations couplées de Biot de la poroélasticité incluant les déplacements du solide et du fluide  $(\mathbf{u}, \mathbf{U})$ , peuvent requérir un temps de calcul élevé dû au nombre élevé de degrés de liberté (*6 par nœud de maillage*). Pour cette raison, ATALLA ET AL. (1998) ont proposé une nouvelle formulation des équations couplées de Biot, dans lesquelles les variables conjuguées  $(\mathbf{u}, \mathbf{U})$  sont remplacées par  $(\mathbf{u}, p)$ , où  $p$  représente la pression du fluide.  $p$  étant scalaire, cette formulation permet, sans aucune concession sur la généralité, de réduire le nombre de

degrés de liberté et par conséquent, les temps de calcul.

Des extensions utiles de la théorie de Biot (DAZEL ET AL., 2002) décrivant de nouveaux phénomènes ont été proposées au fil des années parmi lesquelles nous trouvons : la limite haute fréquence des modèles basés sur Biot et la transition avec les théories de diffusion (LECLAIRE ET AL., 1996a), l'effet de la porosité double échelle (OLNY ET BOUTIN, 2003), une approche temporelle de la propagation (FELLAH ET DEPOLLIER, 2000), l'étude des matériaux poreux non-homogènes dans l'approximation du squelette rigide (DE RYCK ET AL., 2007a), des matériaux poreux non-homogènes poro-élastiques (GAUTIER ET AL., 2011), l'approche "bottom-up" (CHEVILLOTTE ET AL., 2010), ou l'étude des matériaux à porosités partiellement ouvertes (LECLAIRE ET AL., 2010), (DUPONT ET AL., 2011).

## B. Les paramètres du modèle

La porosité  $\phi$  fut le premier paramètre défini dans les premiers modèles. En partant de la loi de Darcy sur l'écoulement d'un fluide à travers un milieu poreux, la notion de perméabilité  $k_0$  a été introduite dans l'acoustique du milieu poreux en prenant en considération les frictions visqueuses. Dans son travail original de 1956 dans le régime de hautes fréquences, BIOT (1956) a introduit le concept de tortuosité (facteur de sinuosité  $x_{Biot}$ ) et un facteur structural  $d_{Biot}$  (quantifiant la déviation par rapport à un cylindre de section circulaire) caractérisant la complexité de la géométrie des pores à haute fréquence. ATTENBOROUGH (1982) a offert une alternative à la définition de la tortuosité ( $q_{Attenborough}$ ) et a proposé une description en termes de facteurs de formes statique et dynamique. JOHNSON ET AL. (1987) ont introduit le concept de tortuosité dynamique (avec une limite en hautes fréquences), de perméabilité dynamique et de longueur caractéristique visqueuse  $\Lambda$ . La compressibilité dynamique et la longueur caractéristique thermique  $\Lambda'$  ont été introduites par CHAMPOUX ET ALLARD (1991). LAFARGE ET AL. (1997) ont introduit la perméabilité thermique  $k'_0$ . PRIDE ET AL. (1993) ont raffiné le comportement en basse fréquence du modèle de Johnson et al. et ont étudié la limite de la tortuosité en basse fréquence.

## C. Caractérisation des matériaux acoustiques poreux

### C.1. Paramètres physiques

Deux types de méthodes peuvent être considérées pour les mesures de porosité et des autres paramètres : les méthodes acoustiques et les méthodes non-acoustiques. Pour la porosité, une méthode non-acoustique est basée sur la loi de Boyle pour un processus

isotherme BERANEK (1942). Ce principe a été standardisé ASTM-D6226, (2010). Une version améliorée a été proposée par CHAMPOUX ET AL. (1991). Par ailleurs, LECLAIRE ET AL. (2003) ont développé une version améliorée de la méthode de BERANEK (1942) basée sur la comparaison des volumes d'air entre une chambre de référence et chambre de mesure (ces méthodes sont plutôt adaptées pour des matériaux dont la porosité est faible). D'autres méthodes classiques sont basées sur des mesures de masse volumique. Inspirés de ce principe, SALISSOU ET PANNETON (2007) ont proposé une méthode basée sur les variations de masse associées à des variations de pression pour différents gaz (ces méthodes sont plutôt adaptées pour des matériaux dont la porosité est forte).

Pour la résistance au passage de l'air ou la perméabilité (la résistance au passage de l'air étant inversement proportionnelle à la perméabilité), les méthodes standards sont basées sur la mesure de la différence de pression entre les faces d'entrée et de sortie de l'échantillon et la mesure du débit d'écoulement (ISO9053, 1991).

Une méthode non-acoustique pour l'évaluation de  $\Lambda'$  est la méthode BET due à Brunauer, Emmet et Teller (voir référence LEMARINIER ET AL. (1995)). Des mesures de conductivité électrique ont permis l'évaluation de  $\alpha_\infty$  (cette technique peut être attribuée à des géophysiciens (JOHNSON ET AL., 1982) et est associée à un facteur de formation connu de Lord Rayleigh).

Différentes méthodes acoustiques sont basées sur l'inversion de paramètres physiques provenant des mesures acoustiques. Dépendant du nombre de paramètres connus pour un problème considéré, les paramètres appropriés peuvent être déduits. Ces méthodes ont été utilisées pour déterminer la porosité, la tortuosité, la perméabilité ou la résistivité à l'écoulement de l'air, la perméabilité thermique, ou aussi les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques. Par ailleurs, on peut distinguer les méthodes basses fréquences (mesures en tube à impédance) et les méthodes hautes fréquences (mesures en ultrasons). Pour les méthodes basses fréquences, l'impédance et les mesures en tube de transmission avec méthodes inverses (voir référence ATALLA ET PANNETON (2005)) ou indirectes (voir référence PANNETON ET OLNLY (2006); OLNLY ET PANNETON (2008)) peuvent être utilisées. Pour les méthodes hautes fréquences, GROBY ET AL. (2010) propose à partir de mesures en ultrasons une méthode analytique similaire à celle proposée par PANNETON ET OLNLY (2006); OLNLY ET PANNETON (2008).

Basées sur les expériences pionnières de NAGY (1993), différentes méthodes originales hautes fréquences (par exemple ALLARD ET AL. (1994); LECLAIRE ET AL. (1996b)) utilisant des ultrasons dans des matériaux saturés d'air ont été développées, en particulier au Laboratorium Voor Akoestiek en Thermische Fysica (ATF) de la Katholieke Uni-

versiteit Leuven en Belgique et au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) en France. ALLARD ET AL. (1994) furent les premiers à mesurer la tortuosité des mousses de polyuréthane saturées d'air à haute porosité. LECLAIRE ET AL. (1996b) ont amélioré cette méthode pour déterminer la tortuosité ainsi que les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques. Plusieurs extensions furent proposées depuis ces premières expériences. FELLAH ET AL. (2003) ont proposé, dans le domaine temporel, une méthode pour mesurer la porosité et la tortuosité basée sur la solution du problème inverse utilisant les ondes réfléchies par la première interface du matériau poreux. DUPONT ET AL. (2013a) ont proposé deux méthodes complémentaires en hautes fréquences et basses fréquences pour mesurer la porosité cinématique d'un matériau et ainsi en déduire la porosité des pores dead-end.

## C.2. Paramètres mécaniques

Assimiler les matériaux poreux à des fluides équivalents (dans les approximations du squelette très rigide ou très mou ("limp")) donne des bons résultats dans beaucoup d'applications et pour de nombreux matériaux absorbants. Cette hypothèse sera appliquée pour l'ensemble de matériaux étudiés dans le cadre de cette thèse. Cependant, cette approximation n'est pas toujours valable et dans certains cas, le matériau acoustique doit être décrit à l'aide la théorie complète de la propagation du son en milieu poroélastique. Il est proposé ici un rappel non exhaustif des méthodes de modélisations acoustique des milieux poro-élastiques. Accompagnant la théorie de Biot, les modules d'élasticité des matériaux poroélastiques saturés de fluide ont été définis par BIOT ET WILLIS (1957) avec l'utilisation du concept de *gedankenexperiments*. Les coefficients du squelette "sec" (non-saturé de fluide ou dans le vide) sont nécessaires dans les modèles. Ceci conduit, par exemples : à la conception d'une expérience dans le vide et l'utilisation d'une méthode d'inversion numérique permettant d'extraire facilement les coefficients élastiques, ou à la conception d'une expérience dans le fluide saturant (l'air) qui est plus facile à réaliser mais dont l'inversion numérique est plus délicate à mettre en œuvre. Des recherches sur ce sujet ont été développées par PRITZ (1981). De plus, beaucoup de matériaux absorbant le bruit amortissent également les vibrations et sont viscoélastiques. Ainsi, leurs coefficients élastiques peuvent être dépendants de la fréquence et de la température. Ce sujet est relativement peu exploré et représente un champ de recherche prometteur.

**C.2.1. Méthodes en basses fréquences** Plusieurs approches, pour la caractérisation de l'élasticité et de l'amortissement des matériaux acoustiques, sont basées sur des

méthodes quasi-statiques. Ces méthodes, dont les effets d'inertie sont négligés, sont valables pour des fréquences plus basses que la première fréquence de résonance de l'échantillon testé dans les conditions du banc d'essais.

L'approche de MARIEZ ET AL. (1996) permet d'estimer le coefficient de Poisson et ainsi que la raideur d'un matériau poreux. Une adaptation de ce test de compression est proposée par LANGLOIS ET AL. (2001), . DAUCHEZ ET AL. (2002) présente une technique quasi-statique qui est , jusqu'à une fréquence de 100 Hz, bien adaptée pour les matériaux ayant une résistivité modérée.

Les expériences les plus simples pour évaluer les coefficients élastiques sont basées sur la mesure d'une fréquence de résonance vibratoire dans un échantillon à géométrie simple (en forme, de cubes, de cylindres, de barres, de plaques, ...) et de petites dimensions comparées à la longueur d'onde concernée (voir référence JAOUEN ET AL. (2008)). Ces méthodes sont basées sur les vibrations de l'échantillon et sur les résonances du module de la fonction de transfert. Les résonances sont déterminées avec une précision qui varie selon la région de fréquences examinée. Les meilleurs résultats sont trouvés sur ou au voisinage des fréquences de résonance.. Les longueurs d'ondes impliquées sont plus grandes ou de l'ordre de grandeur d'une dimension caractéristique de l'échantillon. Les fréquences utilisées sont typiquement de l'ordre de ou inférieures à 400 Hz. Des matériaux très poreux peuvent également être fortement amortissants avec des coefficients élastiques dépendants de la fréquence. Evaluer les coefficients élastiques à basse fréquence n'est pas suffisant car cela peut conduire à une prédiction avec de fortes incertitudes des comportements à haute fréquence.

**C.2.2. Méthodes en hautes fréquences** Une méthode à plus haute fréquence de mesure du module de cisaillement a été proposée par ALLARD ET AL. (2002). Cette méthode est basée sur la propagation de l'onde de Rayleigh se propageant à la surface d'une couche poreuse considérée comme un milieu semi infini et tenant compte du fluide environnant. Le méthode en onde de Rayleigh a permis des mesures jusqu'à 3 kHz. D'autres méthodes basées sur la propagation d'ondes guidées et d'ondes de surface ont été proposées plus récemment par BOECKX ET AL. (2005). Les cas d'une couche poreuse flexible sur un substrat rigide ou d'une couche dans les conditions aux limites de Lamb ont été étudiés. BOECKX ET AL. (2005) ont proposé une technique expérimentale pour la mesure de la vitesse de phase de tous les modes du squelette élastique. La méthode est basée sur la génération et la détection d'ondes stationnaires dans la couche et sur la transformée de Fourier spatiale du profil d'onde stationnaire à la surface du matériau. La recherche dans

ce domaine et sur l'influence de la température dans une grande plage de fréquences est en cours de développement.

### 1.2.2. Ondes dans les solides et les fluides

Un milieu poreux peut être vu comme un mélange de solide et de fluide s'interpénétrant dans une forme géométrique complexe. Dans cette section, des résultats sur la propagation des ondes dans les phases fluides et solides sont rappelés très succinctement pour mieux comprendre l'influence des couplages entre les deux ondes.

La loi de comportement élastique d'un solide homogène et isotrope est donnée dans le cadre de la mécanique des milieux continus par la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \lambda\theta_s\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (1.1)$$

où  $\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes,  $\varepsilon_{ij}$  le tenseur linéarisé des déformations,  $\lambda$  et  $\mu$  les coefficients élastiques de Lamé,  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker,  $\theta$  le premier invariant du tenseur des déformations ou "dilatation" caractérisant le changement de volume  $3D$  au cours d'une déformation.  $\lambda$  peut être relié au module de compression uniforme  $K$ .

Le fluide peut être vu comme un cas particulier du solide. En effet, il est possible d'appliquer une contrainte de cisaillement à la surface d'un fluide mais la déformation correspondante ne peut être maintenue puisque les différentes couches de fluide peuvent glisser les unes par rapport aux autres. Ceci revient à dire que pour un fluide, le module de cisaillement  $\mu$  est nul. Ainsi pour le fluide :

$$\sigma_{ij} = \lambda\theta\delta_{ij} \quad (1.2)$$

Les contraintes et les déformations sont donc purement diagonales pour un fluide. L'équation du mouvement pour un solide est donnée par l'introduction du déplacement de matière et de l'accélération pour exprimer l'équilibre dynamique au cours de la propagation d'une onde. Puisque  $\theta = \nabla \cdot \mathbf{u}$ , l'équation du mouvement est exprimée par :

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}) \quad (1.3)$$

où  $\mathbf{u}$  est le vecteur déplacement de matière,  $\rho$  la masse volumique et  $t$  le temps. L'opérateur de dérivation spatiale Nabla  $\nabla$  a été utilisé. Le mouvement complexe d'une particule pouvant être décomposé en un mouvement de translation pure, le déplacement de matière dérive d'un potentiel scalaire et d'un potentiel vecteur. En conséquence,

l'équation précédente se décompose en deux équations de propagation indépendantes, l'une correspondant à des ondes de compression ou longitudinales et l'autre correspondant à des ondes de cisaillement ou transversales.

Pour un fluide, les termes de rotationnel disparaissent, le coefficient de cisaillement est nul, le coefficient de Lamé  $\lambda$  est égal au module d'Young  $E$ , lui même égal au module de compression uniforme  $K_f$  et l'équation de propagation de l'onde (ou équation d'onde) devient (pour une propagation  $1D$  selon un axe des  $x$ ) :

$$K_f \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} = \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

où  $\rho_f$  est la masse volumique du fluide et  $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$  est l'opérateur laplacien pour la direction  $x$ .

### 1.2.3. Propagation dans un solide poreux saturé par un fluide

#### A. Hypothèses du modèle :

La notion de volume élémentaire représentatif (VER) ou volume minimum d'homogénéisation (VMH) est utilisé.

Les concepts vus dans la section 1.2.2 ont été utilisés pour mieux comprendre l'influence des couplages entre les deux phases, abordés dans cette section. Si les longueurs d'ondes sont grandes devant les dimensions caractéristiques des hétérogénéités, le milieu poreux peut être vu comme un mélange d'un solide effectif et d'un fluide effectif occupant le même espace.

On considère un point  $P$  dans un milieu poreux, centre d'une sphère de rayon  $r$  (voir figure 1.1). Une propriété physique telle que la masse volumique ou telle que la porosité du matériau, à l'intérieur de la sphère, peut être représentée en fonction du rayon de la sphère  $r$ . Il est clair que cette propriété dépend du rayon  $r$  et de la position initiale de  $P$ . Lorsque  $r$  est proche de 0, la propriété physique étudiée sera très différente selon que le point  $P$  se trouve dans le solide ou dans le fluide. La propriété étudiée subit de fortes variations à mesure que le rayon  $r$  est augmenté et que la sphère d'étude inclut de plus en plus de solide et de fluide. Toutefois, pour un matériau statistiquement isotrope, la propriété tend vers une valeur constante lorsque le rayon de la sphère devient suffisamment grand. Il est possible de définir un rayon  $r_m$  au delà duquel les variations de la propriété étudiée deviennent inférieures à une valeur constante. Ce rayon  $r_m$  définit une longueur minimale d'homogénéisation tandis que son cube  $r_m^3$  définit un volume minimum d'homogénéisation (VMH).

Du point de vue du comportement mécanique, trois échelles d'étude peuvent être définies dans le milieu poreux : l'échelle microscopique des pores, l'échelle macroscopique de l'échantillon (ou du laboratoire) et une échelle intermédiaire ou mésoscopique. Les longueurs définies dans cette échelle intermédiaire sont suffisamment grandes devant  $r_m$  de sorte que le milieu peut être considéré comme homogène. Ces longueurs sont également suffisamment petites devant les dimensions de l'échantillon (ou du laboratoire) pour être considérées comme des petites variations mathématiques (celles définies dans le calcul différentiel).

Pour une onde acoustique dont la longueur d'onde est grande devant le rayon  $r_m$ , les propriétés du milieu sont moyennées et le milieu peut être considéré comme continu et constitué d'un solide effectif et d'un fluide effectif.

### B. Remarque sur l'origine des trois couplages en acoustique des milieux poreux :

Tout se passe comme si un solide effectif homogène effectif et un fluide occupaient le même espace. Cependant, le solide et le fluide ont des propriétés physiques (modules élastiques, masse volumique) différentes et répondent différemment à une sollicitation macroscopique extérieure telle qu'une compression (associée au passage d'une onde par exemple). Ceci résulte en la nécessité pour le fluide et le solide d'échanger de l'énergie pour que le système global reste à l'équilibre. Les échanges d'énergie entre les deux phases sont liés à trois couplages, qui sont : élastique (incluant les effets thermiques dans le cas de l'air), inertiel et visqueux. L'échange d'énergie potentielle de déformation élastique est associée au couplage élastique caractérisé par le fait que la déformation d'une phase effective peut être "partiellement" transmise à l'autre phase effective. L'échange d'énergie cinétique est associée à des échanges de quantité de mouvement (masse multipliée par vitesse). C'est le couplage inertiel. Enfin, si le fluide peut s'écouler dans les pores, des pertes d'énergie par frottement visqueux peuvent se produire entre les différentes couches de fluide au sein des couches limites au voisinage des parois du solide.

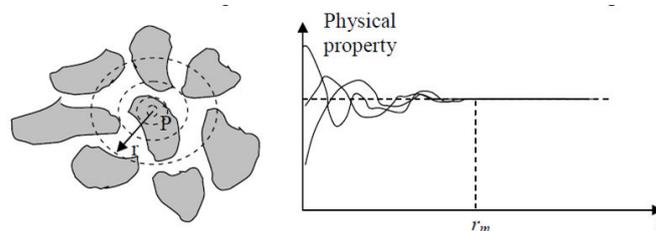


FIGURE 1.1. – Définition d'un volume minimum d'homogénéisation dans un milieu poreux (schéma tiré de la référence LECLAIRE (2010))

### C. Relations contraintes - déformations dans un milieu poreux considéré comme un milieu continu

Les hypothèses du modèle acoustique sont :

- la porosité est connectée et ouverte,
- les longueurs d'onde sont très supérieures à la longueur minimale d'homogénéisation,
- les longueurs d'onde sont très inférieures aux dimensions de l'échantillon.

Ainsi, il est possible de définir un solide effectif et un fluide effectif.

Les équations couplées tenant compte du couplage élastique entre les phases effectives sont :

$$\sigma_{ij} = \lambda\theta_s\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} + C\theta_f\delta_{ij}, \quad \text{Solide effectif,} \quad (1.5)$$

$$s = C\theta_s + K\theta_f, \quad \text{Fluide effectif,} \quad (1.6)$$

où  $C$  est le coefficient de couplage élastique,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $C$  et  $K$  sont les coefficients élastiques généralisés pour des milieux poreux saturés de fluide. Ils ont été déterminés par BIOT ET WILLIS (1957) qui ont utilisé le concept de “gedankenexperiment” et exprimés en fonction de la porosité, des modules élastiques du solide constituant le squelette et du module de compression uniforme du fluide.

### D. Équation d'onde linéarisée dans un milieu poreux saturé par un fluide avec un squelette élastique

Les équations du mouvement dans un milieu poreux sont obtenues en effectuant le bilan des forces microscopiques dynamiques (ou plus exactement leurs densités volumiques). À partir des dérivées par rapport aux coordonnées de l'espace des tenseurs des contraintes, on peut déduire les forces élastiques microscopiques pour le solide et le fluide effectifs. Les forces inertielles sont déterminées en dérivant les quantités de mouvement (ou plus exactement les densités volumiques de quantité de mouvement) par rapport au temps. Les forces de dissipation (par frottement visqueux) sont quant à elles déterminées par la différence de vitesse entre le solide et le fluide effectifs :

$$\sigma_{ij,j} = \dot{\pi}_s + b(\dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}}), \quad (1.7)$$

$$s_{,j} = \dot{\pi}_f - b(\dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}}), \quad (1.8)$$

où  $\dot{\pi}$  est la quantité de mouvement par unité de temps et de volume et  $b$  un coefficient de frottement pouvant être exprimé en fonction de la porosité, de la tortuosité, de la viscosité et de la perméabilité (ou de la résistivité au passage de l'air). À partir des relations contraintes-déformations, les équations couplées du mouvement suivantes sont obtenues :

$$\lambda\theta_{s,j}\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij,j} + C\theta_{f,j} = \rho_{11}\ddot{\mathbf{u}} + \rho_{12}\ddot{\mathbf{U}} + b(\dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}}), \quad (1.9)$$

$$C\theta_{s,j} + K\theta_{f,j} = \rho_{21}\ddot{\mathbf{u}} + \rho_{22}\ddot{\mathbf{U}} - b(\dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}}), \quad (1.10)$$

où les éléments  $\rho_{ij}$  sont les éléments d'une matrice des masses volumiques dépendants des paramètres physiques des milieux poreux. Aussi bien pour le solide effectif que pour le fluide effectif, on peut écrire que le déplacement de matière dérive d'un potentiel scalaire et d'un potentiel vecteur. Pour le déplacement de solide effectif :

$$\mathbf{u} = \nabla\Phi + \nabla \times \Psi. \quad (1.11)$$

La décomposition est appliquée au solide et au fluide effectif, ce qui permet d'aboutir à une équation de propagation pour les ondes longitudinales ou de compression et à une équation de propagation pour les ondes transversales ou de cisaillement. Pour les ondes longitudinales, une équation matricielle est obtenue :

$$[R] \begin{bmatrix} \Delta\Phi_s \\ \Delta\Phi_f \end{bmatrix} = [\rho] \begin{bmatrix} \ddot{\Phi}_s \\ \ddot{\Phi}_f \end{bmatrix} + [b] \begin{bmatrix} \dot{\Phi}_s \\ \dot{\Phi}_f \end{bmatrix}, \quad (1.12)$$

avec

$$[R] = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} \text{ Matrice des rigidités,}$$

$$[\rho] = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{bmatrix} \text{ Matrice des masses volumiques,}$$

$$[b] = \begin{bmatrix} b & -b \\ -b & b \end{bmatrix} \text{ Matrice des coefficients de frottement.}$$

Pour les ondes transversales le résultat peut également être exprimé sous forme matriciel :

$$[\mu] \begin{bmatrix} \Delta\Psi_s \\ \Delta\Psi_f \end{bmatrix} = [\rho] \begin{bmatrix} \ddot{\Psi}_s \\ \ddot{\Psi}_f \end{bmatrix} + [b] \begin{bmatrix} \dot{\Psi}_s \\ \dot{\Psi}_f \end{bmatrix}, \quad (1.13)$$

où  $[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_{11} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$  est une matrice des modules de cisaillement. Puisqu'un seul terme est non nul, une seule onde transversale est prédite.

Les éléments des matrices des rigidités et des modules de cisaillement peuvent être exprimés en fonction des coefficients élastiques généralisés décrits plus haut qui peuvent eux même être exprimés en fonction de coefficients mesurables et de la porosité.

L'équation d'onde pour les ondes longitudinales montre qu'il s'agit d'un problème aux valeurs propres avec couplage entre valeurs propres. Elle prédit la possible propagation de deux ondes longitudinales ou de compression dans le milieu poreux : une onde de première espèce ou onde rapide et une onde de seconde espèce ou onde lente. S'il n'y avait pas de couplage entre les phases, on pourrait considérer qu'une onde se propage dans le squelette solide et qu'une onde se propage dans le fluide. En réalité, les ondes interagissent et échangent de l'énergie par couplages élastique, inertiel et visco-thermique. On ne peut donc pas, à proprement parler, considérer une onde "dans le solide" ou une onde "dans le fluide". L'existence ou non des ondes est également dépendante de la connectivité des phases et est associée à l'état de la consolidation du matériau. On peut trouver des catégories variées de matériaux : par exemple des matériaux non-consolidés (non connexes de type granulaires) ou consolidés avec inclusions de fluide, des matériaux dont le fluide est connecté (connexe). Parmi lesquels on pourra dans certains cas considérer que le squelette est très rigide par rapport au fluide ou très mou ("limp"). Pour les ondes de cisaillement, la théorie prédit la propagation d'une seule onde de cisaillement associée à la rigidité de cisaillement du squelette. Le coefficient de cisaillement du fluide étant pris égal à zéro, seul le squelette intervient et la matrice de cisaillement ne contient qu'un seul terme.

#### 1.2.4. Équation d'onde dans un milieu poreux saturé de fluide avec l'approximation du squelette rigide

Quand le fluide est beaucoup plus compressible que la matrice solide et par conséquent beaucoup plus compressible que le solide qui constitue la matrice, la relation entre les modules de compression uniforme du fluide  $K$ , de la matrice solide  $K_{ms}$  et du solide constituant la matrice  $K_s$  est :

$$K \ll K_{ms}, K_s. \quad (1.14)$$

Dans cette approximation, l'onde de cisaillement et l'onde rapide ne peuvent pas se

propager et seule l'onde transmise dans le fluide existe. Toutefois, les couplages inertiels et visco-thermiques font que cette onde est influencée par le solide. Cette situation peut être trouvée assez souvent en ingénierie acoustique quand le fluide saturant est de l'air. Un exemple typique est une couche de fibre de verre pour des applications en contrôle du bruit. Pour ce matériau, l'approximation de squelette rigide est valable sur presque tout le domaine de fréquences à l'exception de régions particulières de fréquences correspondant à des résonances de la structure. Cette approximation permet une grande simplification des équations.

### A. Équation d'onde pour l'onde se propageant dans le fluide effectif

L'équation obtenue est identique à l'équation de propagation des ondes dans un fluide ordinaire (voir Eq. 1.4) mais dans laquelle la vitesse de phase  $c_\varphi$  est complexe :

$$c_\varphi^2(\omega) \nabla^2 \mathbf{U} = \ddot{\mathbf{U}}, \quad (1.15)$$

où  $\omega = 2\pi f$  est la pulsation et  $\mathbf{U}$  est le vecteur déplacement de matière. La dépendance en fréquence vient du fait que les frottements visqueux et les échanges thermiques dans les couches limites visqueuse et thermique ont été considérés dans l'équation d'onde. De par ces mécanismes, la propagation est dispersive. L'équation de propagation dans l'approximation du squelette rigide peut être obtenue en considérant l'équation du mouvement du fluide effectif dans laquelle le déplacement et les déformations du solide effectif sont considérés comme nuls. Les effets visqueux et thermiques apparaissent dans les expressions de la masse volumique  $\rho(\omega)$  et du module de compression uniforme  $K(\omega)$  complexes dans l'expression de la vitesse de phase  $c_\varphi(\omega)$  :

$$c_\varphi(\omega) = \sqrt{\frac{K(\omega)}{\rho(\omega)}}. \quad (1.16)$$

La masse volumique complexe reflète l'existence des forces de frictions visqueuses. Le module de compression uniforme est associé aux échanges thermiques. Associé à la vitesse complexe, le nombre d'onde  $k$  est donné par :

$$k = \frac{\omega}{c_\varphi(\omega)}. \quad (1.17)$$

Les parties réelle et imaginaire du nombre d'onde  $k$  fournissent la célérité de l'onde  $c = \omega/Re(k(\omega))$  et son atténuation  $a = Im(k(\omega))$ . La propagation est fortement diffusive aux basses fréquences tandis qu'à haute fréquence, la vitesse de phase tend vers

une valeur plus faible que la vitesse du son dans l'air (sans matériaux poreux). Ceci vient du fait que les ondes doivent emprunter un chemin tortueux dans le milieu poreux. Les régimes hautes et basses fréquences sont séparés par une fréquence caractéristique (fréquence de Biot)  $f_c$  qui dépend du coefficient de frottement  $b$ . Le caractère complexe de  $k(\omega)$  fait qu'en basse fréquence, l'onde est diffusive et progressive alors qu'en haute fréquence elle est progressive.

## B. Masse volumique et module de compression uniforme effectifs

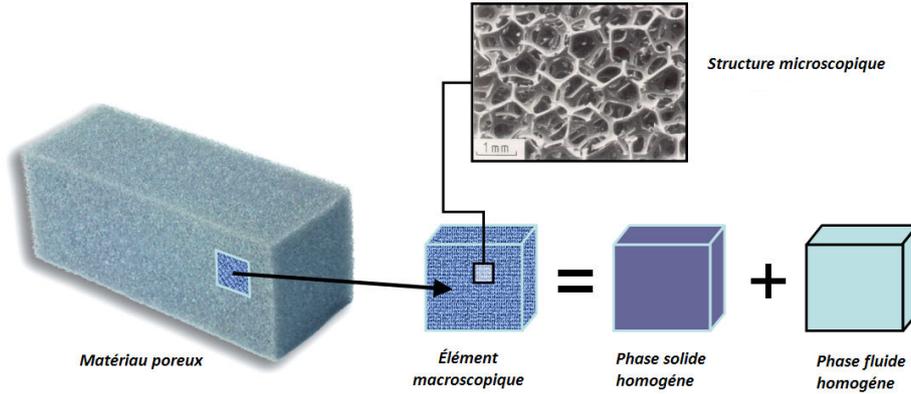


FIGURE 1.2. – Interpénétration des phases effectives considérées comme homogènes dans un matériau poreux, (schéma tiré de la référence PANNETON (2013)).

Dans l'approximation du squelette rigide, la couche poreuse peut être considérée comme un fluide effectif avec une masse volumique complexe  $\tilde{\rho}$  et un module de compression uniforme  $\tilde{K}$ . Tous les paramètres acoustiques peuvent être déduits à partir de ces paramètres. La masse volumique  $\tilde{\rho}(\omega)$ , dont un modèle est donné par JOHNSON ET AL. (1987), tient compte de frottement visqueux dans les couches limites visqueuses dans les pores du milieu poreux tandis que le module de compression uniforme  $\tilde{K}(\omega)$ , proposé par CHAMPOUX ET ALLARD (1991), rend compte des échanges thermiques au sein des couches limites thermiques (en supposant une dépendance temporelle en  $\exp(j\omega t)$ ) :

$$\tilde{\rho}(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left( 1 - j \frac{\phi \sigma}{\alpha_\infty \rho_0 \omega} F(\omega) \right), \quad (1.18)$$

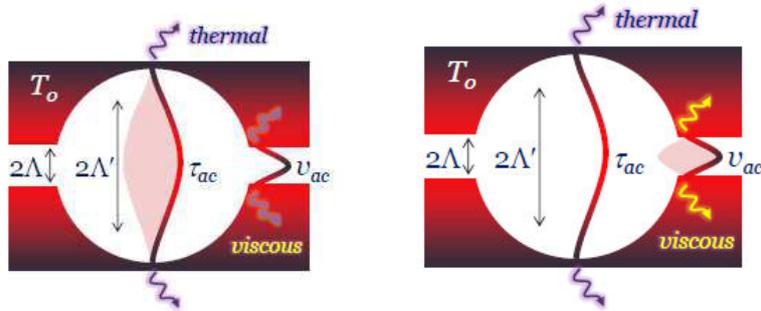
$$\tilde{K}(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left( 1 - j \frac{8\eta}{B^2 \Lambda^2 \rho_0 \omega} G(B^2, \omega) \right)^{-1}}, \quad (1.19)$$

où la tortuosité est  $\alpha_\infty$ , la résistivité au passage de l'air  $\sigma$ , le nombre complexe unitaire imaginaire  $j$ , le nombre de Prandtl  $B^2$ , le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants  $\gamma$ , la masse volumique de l'air  $\rho_0$ , la pression statique de l'air  $P_0$  et les fonctions de correction de viscosité à haute fréquence  $F(\omega)$  et  $G(B^2, \omega)$  incluant des paramètres de forme des pores. Une description physique des mécanismes d'atténuation dans les couches limites est donnée plus loin. Le modèle de Johnson - Champoux - Allard tient compte de ces phénomènes. Dans ce modèle, les fonctions de correction sont données par :

$$F(\omega) = \sqrt{1 + j \frac{4\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}}, \quad (1.20)$$

$$G(B^2, \omega) = \sqrt{1 + j \frac{\Lambda'^2 \rho_0 B^2 \omega}{16\eta}}. \quad (1.21)$$

La viscosité dynamique du fluide est représentée par  $\eta$ . Dans la figure 1.3, une représentation schématique des effets visqueux et thermique est donnée ainsi que l'interprétation des longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques ( $\Lambda$  et  $\Lambda'$ ). Ces paramètres sont liés à la complexité de la forme du pore.  $\Lambda$  correspond aux régions de constriction des pores à fortes vitesses d'écoulement et où les frottements visqueux sont favorisés.  $\Lambda'$  correspond à des régions plus ouvertes où les surfaces d'échange sont plus grandes. La longueur caractéristique thermique correspond en fait au rapport du volume des pores et de la surface d'échange entre le fluide et le solide.



(a) Longueur caractéristique thermique (b) Longueur caractéristique visqueuse

FIGURE 1.3. – Longueur caractéristique : thermique et visqueuse (schéma tiré de la référence PANNETON (2013)).

L'impédance caractéristique de fluide saturant (point  $M_1$  figure 1.5) est donnée par la masse volumique complexe dépendant de la fréquence et est donnée par

$$Z_c^f = \sqrt{\tilde{K}(\omega) \tilde{\rho}(\omega)}. \quad (1.22)$$

L'impédance caractéristique du matériau (à l'extérieur du matériau, point  $M_2$  figure 1.5) est donnée par :

$$Z_c^m = Z_c^f / \phi = \sqrt{\tilde{K}(\omega) \tilde{\rho}(\omega) / \phi}. \quad (1.23)$$

### 1.2.5. Mécanismes d'atténuation des ondes dans les milieux poreux saturés de fluide

La masse volumique et le module de compression uniforme complexes décrits dans la section 1.2.4 reflètent l'existence de mécanismes d'atténuation associés à la propagation d'une onde acoustique dans un milieu poreux. Ces mécanismes sont décrits brièvement dans cette section. Les pores d'un milieu poreux sont le siège d'écoulements de fluide lors du passage d'une onde acoustique. Le fluide étant visqueux, il existe une condition de non glissement sur les parois de solide (voir figure 1.4). Ainsi, il se crée un gradient de vitesse lors de l'écoulement avec établissement d'une couche limite visqueuse dans un écoulement de type Poiseuille. Ce type d'écoulement est rencontré à basse fréquence. Dans la couche limite, le gradient est marqué et ainsi les couches de fluide peuvent glisser les unes par rapport aux autres avec frottements visqueux responsables d'une atténuation des ondes acoustiques. À mesure que la fréquence augmente, l'épaisseur de la couche limite diminue et tend vers zéro dans la limite des hautes fréquences.

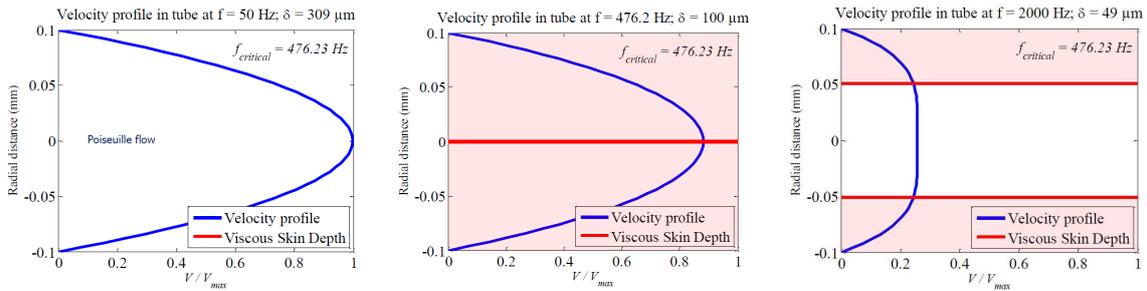


FIGURE 1.4. – Épaisseur de la couche limite, (schéma tiré de la référence PANNETON (2013)).

Par ailleurs, on peut également définir une couche limite thermique dans laquelle des échanges thermiques irréversibles se produisent entre les différentes couches de fluide au cours de la propagation et responsables d'une atténuation supplémentaire. Ces deux

mécanismes d'atténuation sont dominants dans les pores des milieux poreux par rapport aux autres mécanismes (relaxation moléculaire, pertes viscothermiques intrinsèques dans le fluide). L'atténuation viscothermique, avec le nombre d'onde  $k$  complexe, est intégrée dans les modèles. Le nombre d'onde peut lui-même être déduit d'un modèle de masse volumique et de module de compression uniforme complexes.

L'amplitude d'une onde sonore plane, quand elle pénètre dans un milieu atténuant le son, est réduite exponentiellement avec la distance. Mathématiquement, on considère un nombre d'onde complexe  $k(\omega)$  dont la partie imaginaire représente le coefficient d'atténuation de l'onde  $Im(k) = a$ .

$$k = Re(k) - ja, \quad (1.24)$$

Associées à la vitesse de phase et au nombre d'onde complexes, on peut définir les impédances caractéristique et de surface complexes pour les problèmes de réflexion et de transmission des ondes en incidences normale ou oblique et pour l'étude de la propagation dans des multi-couches.

### A. Les conditions aux limites à l'interface entre un fluide et un milieu poreux ou entre deux milieux poreux

Dans un milieu d'étendue infinie sans obstacle pour créer une onde réfléchie venant se superposer à l'onde incidente, l'impédance caractéristique est une propriété du milieu indépendante de la géométrie et elle est donnée par :

$$Z_c = \tilde{\rho}(\omega) c_\varphi(\omega) = \sqrt{\tilde{K}(\omega) \tilde{\rho}(\omega)}. \quad (1.25)$$

On considère à l'interface entre un milieu poreux et un fluide, deux points  $M_1$  et  $M_2$  infiniment proches (voir figure 1.5), mais dont l'un ( $M_2$ ) est dans le fluide tandis que l'autre ( $M_1$ ) est dans le milieu poreux.

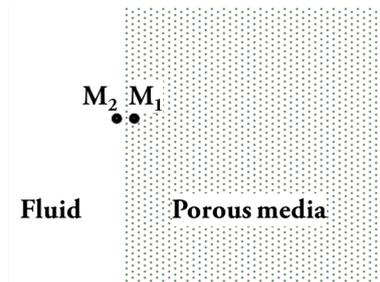


FIGURE 1.5. – Conditions aux limites à l'interface entre un fluide et un milieu poreux .

Les pressions acoustiques de part et d'autre la frontière sont égales. Par ailleurs, dans l'approximation du squelette rigide, la composante normale de la vitesse particulaire de la phase solide est considérée comme nulle et  $\dot{\mathbf{u}} = 0$ . Ainsi, l'impédance à la surface en  $M_1$  est donnée par :

$$Z_s(M_2) = \frac{p}{(\dot{\mathbf{U}}_2)_n} = \frac{p}{\phi (\dot{\mathbf{U}}_1)_n} = \frac{Z_s(M_1)}{\phi}, \quad (1.26)$$

où  $\phi$  est la porosité de surface. Ainsi par exemple, l'impédance à la surface d'une couche poreuse d'épaisseur  $h$  appuyée sur un mur rigide est donnée par :

$$Z_s(M_2) = -\frac{jZ_c \cot(k(\omega)h)}{\phi} \quad (1.27)$$

Quand la porosité tend vers zéro, le milieu poreux peut être assimilé à un solide non poreux et dans l'approximation du squelette rigide, l'impédance  $Z_s(M_2)$  tend vers l'infini.

## B. Remarque sur l'impédance caractéristique et de surface du fluide effectif

L'impédance caractéristique donnée par (1.25) correspond à celle du fluide dans le milieu poreux. Elle s'exprime en fonction de la masse volumique du fluide et du module de compression uniforme. Une approche légèrement différente qui arrive au même résultat consiste à considérer le fluide dans le milieu poreux comme un fluide effectif de masse volumique  $\phi\tilde{\rho}(\omega)$  et de module d'élasticité isotrope  $\phi\tilde{K}(\omega)$  (voir équations (1.18) et (1.19)). Ensuite, l'impédance caractéristique correspondante est :

$$Z_c^{eff} = \sqrt{\phi\tilde{\rho}(\omega)\phi\tilde{K}(\omega)} = \phi Z_c \quad (1.28)$$

Cette approche n'a pas d'incidence sur la vitesse de phase et l'atténuation. L'impédance de surface d'une couche poreuse appuyée sur un mur rigide est exprimée en termes de  $Z_c^{eff}$  par :

$$Z_s(M) = -\frac{jZ_c^{eff} \cot(k(\omega)h)}{\phi^2} \quad (1.29)$$

En pratique, cela veut dire que soit (1.27) soit (1.29) peut être utilisée. L'utilisation de l'une ou l'autre dépend de la définition choisie, de masse volumique du fluide, et du module d'élasticité isotrope. L'approche du fluide effectif a été proposée par BIOT (1956) et considère le fluide comme un cas particulier du solide (ceci a une importance dans

les problèmes de propagation en milieux poroélastiques quand l'hypothèse du squelette rigide n'est pas effectuée et quand la déformation du solide est permise).

## 1.2.6. Formulation par Matrices de transfert

### A. Matrice de transfert pour un échantillon homogène (TMM)

L'approche par matrice de transfert est une formulation basée à l'origine sur une analogie électro-acoustique et/ou électro-mécanique (voir référence ALLARD ET ATALLA (2009)). Cette approche permet sous certaines conditions de faire une description acoustique et/ou vibratoire d'une couche de fluide, d'une couche poreuse, d'un solide élastique ou d'une plaque mince pour une excitation par ondes planes sous incidence normale ou oblique. Il est supposé dans cette approche que les ondes dans le matériau se propagent sous formes d'ondes planes, que l'échantillon est homogène (macroscopiquement), d'épaisseur finie et de dimensions latérales infinies (voir livre de ALLARD ET ATALLA (2009), pages 243-307 et figure 1.6 tirée de cette référence). Les indicateurs acoustiques (absorption acoustique de l'échantillon couplé à un mur rigide, et indice d'affaiblissement de l'échantillon seul) peuvent être directement calculés à partir des coefficients de la matrice de transfert générale.

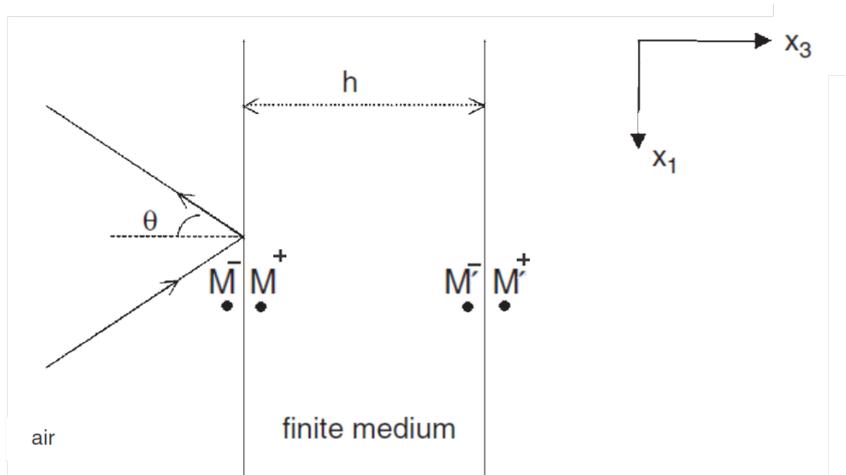


FIGURE 1.6. – Matrice de transfert, (schéma tiré de la référence ALLARD ET ATALLA (2009), pages 244).

Dans un milieu fluide, la couche est représentée par la matrice de transfert  $[N]$ . La matrice de transfert d'un échantillon d'épaisseur  $h$  d'un matériau poreux homogène et isotrope à squelette rigide (ou "limp"), pouvant être identifié à un fluide équivalent est donnée pour une excitation en ondes planes en incidence oblique  $\theta$  par :

$$\begin{bmatrix} p(M^+) \\ v^f(M^+) \end{bmatrix} = [N] \begin{bmatrix} p(M'^-) \\ v^f(M'^-) \end{bmatrix}, \quad (1.30)$$

$$[N] = \begin{bmatrix} \cos(k \cos\theta h) & j \frac{Z_c}{\cos\theta} \sin(k \cos\theta h) \\ \frac{j \cos\theta}{Z_c} \sin(k \cos\theta h) & \cos(k \cos\theta h) \end{bmatrix}, \quad (1.31)$$

où  $p$ ,  $v^f$  et  $h$  sont respectivement la pression, la composante de la vitesse du fluide et l'épaisseur de la couche,  $M$  à  $M'$  sont les points sur les surface, les exposants  $+$ ,  $-$  indiquent si le point considéré est juste à l'intérieur ou juste à l'extérieur du matériau.

La matrice qui permet de passer du milieu fluide (air) à l'échantillon d'un matériau poreux de porosité  $\phi$  (obtenue par la continuité des débits et des pressions à l'interface) est donnée par :

$$\begin{bmatrix} p(M^-) \\ v^f(M^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p(M^+) \\ v^f(M^+) \end{bmatrix}, \quad (1.32)$$

$$\begin{bmatrix} p(M'^-) \\ v^f(M'^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \phi^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p(M'^+) \\ v^f(M'^+) \end{bmatrix}. \quad (1.33)$$

Ainsi la matrice de transfert de l'échantillon  $[T]$  en considérant les points en surface de l'échantillon est donnée par :

$$\begin{bmatrix} p(M^-) \\ v^f(M^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \phi \end{bmatrix} [N] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \phi^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p(M'^+) \\ v^f(M'^+) \end{bmatrix}. \quad (1.34)$$

Pour des excitations en ondes planes sous incidence normale, la matrice de transfert est donnée par :

$$\begin{bmatrix} p(M^-) \\ v^f(M^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kh) & j \frac{Z_c}{\phi} \sin(kh) \\ \frac{j\phi}{Z_c} \sin(kh) & \cos(kh) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p(M'^+) \\ v^f(M'^+) \end{bmatrix}. \quad (1.35)$$

BOLTON ET AL. (1997) ont proposé une méthode pour mesurer la matrice de transfert à partir des mesures faites en tube acoustique avec quatre microphones et deux conditions d'embouchure différentes. SALISSOU ET AL. (2012); DOUTRES ET AL. (2010) ont proposé à partir de mesures effectuées dans un tube 3 microphones avec 2 cavités d'air différentes de remonter aux coefficients de la matrice de transfert. Une comparaison entre ces deux méthodes est proposée par SALISSOU ET AL. (2012). Dans le cas de l'étude des matériaux homogènes et isotropes, la matrice de transfert est symétrique et doit être linéairement indépendante ( $\det [T] = 1$ ).

## B. Matrice de transfert en série (TMM) pour la modélisation de multi-couches en série

L'approche par matrice de transfert permet aussi sous certaines conditions (voir référence ALLARD ET ATALLA (2009)) la modélisation acoustique et/ou vibratoire d'un complexe multicouche en série constitué de couches poreuses et/ou de couches solides élastiques et/ou de couches fluides et/ou de plaques minces. Pour modéliser les propriétés acoustiques d'un ensemble composé de différents milieux et de plusieurs couches, il faut combiner les matrices de transfert des différents milieux pour compléter la matrice de transfert du système. La méthode de matrice de transfert (TMM) est appliquée sur toutes les couches  $N_x$  et chacune des couches  $i$  est impliquée. Ainsi dans le cas des fluides et des fluides équivalents (éléments que nous utiliserons dans le cadre de cette thèse et qui seront représentés par des matrices 2x2), la matrice de transfert globale du multicouche est obtenue par la multiplication des matrices de transfert des différentes couches :

$$[T] = \prod_i^{N_x} [T_i] \quad (1.36)$$

## C. Méthode de matrice de transfert en parallèle (P-TMM)

Considérons à présent un patchwork (ou complexe acoustique en mosaïque) composé périodiquement d'éléments acoustiques mis en parallèle (voir figure (1.4)).

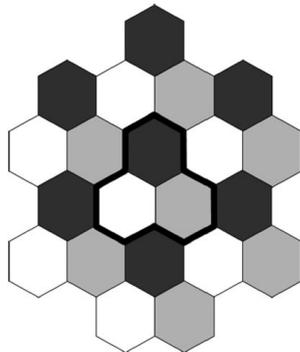


Figure 1.7. – Patchwork, ou complexe acoustique en mosaïque (schéma tiré de la référence VERDIÈRE ET AL. (2013)).

La méthode de matrice de transfert en parallèle (P-TMM), proposée par VERDIÈRE ET AL. (2013), permet la modélisation acoustique de ce type de matériaux hétérogènes. Les hypothèses de cette approche sont les suivantes ; le patchwork doit être homogène

suivant son épaisseur. On considère ici que seules les ondes planes se propagent dans les différentes couches du patchwork. À partir d'une certaine distance des surfaces du patchwork les ondes sont supposées planes, la longueur d'onde acoustique doit être supérieure au patchwork élémentaire de référence (pour la périodicité) (Periodic Elementary Patchwork). Chaque élément doit être représenté par une matrice de transfert  $2 \times 2$ . Notons qu'il est possible de prendre en compte les interactions latérales entre les couches, d'intégrer dans une certaine mesure les effets de diffusion de pression et d'intégrer une tortuosité macroscopique (voir référence VERDIÈRE ET AL. (2014)).

Pour l'assemblage en parallèle, il est plus aisé de travailler en matrice d'admittance  $[Y]$  obtenue à partir des matrices des transferts.  $r_l = S_l/S$  est le rapport de la surface de l'élément  $l$  et de la surface globale du patchwork périodique et  $N_z$  est le nombre d'éléments en parallèle du patchwork périodique (selon l'axe  $z$  où l'élément  $l$  est empilé). Ainsi la matrice d'admittance est :

$$[Y] = \sum_l^{N_z} r_l [Y_l]. \quad (1.37)$$

La matrice d'admittance  $[Y_l]$  de chaque élément  $l$  est déterminée à partir de la matrice de transfert  $[T_l]$  :

$$[Y_l] = \frac{1}{t_{i,12}} \begin{bmatrix} t_{i,22} & t_{i,21}t_{i,12} - t_{i,22}t_{i,11} \\ 1 & -t_{i,11} \end{bmatrix}. \quad (1.38)$$

La matrice de transfert globale du patchwork obtenue à partir de la matrice d'admittance  $[Y_l]$  de chaque élément  $l$  est donnée par :

$$[T_p] = -\frac{1}{\sum_l^{N_z} r_l y_{l,21}} \begin{bmatrix} \sum_l^{N_z} r_l y_{l,22} & -1 \\ \sum_l^{N_z} r_l y_{l,22} \sum_l^{N_z} r_l y_{l,11} - \sum_l^{N_z} r_l y_{l,12} \sum_l^{N_z} r_l y_{l,21} & -\sum_l^{N_z} r_l y_{l,11} \end{bmatrix}. \quad (1.39)$$

Remarque : une application de la P-TMM aux mesures au tube acoustique a été proposée par DUPONT ET AL. (2013b). Elle permet à partir de la P-TMM de caractériser acoustiquement un échantillon lorsqu'il est testé avec un support latéral (comme de l'air ou solide rigide ou poreux) ou un réducteur dans un tube acoustique (voir figure 1.8). Cette méthode permet de contrôler les conditions aux limites entre les parois du tube et l'échantillon et/ou de contrôler la première résonance du squelette l'échantillon . Par cette méthode, il est possible de tester des matériaux dont la dimension latérale est inférieure à la dimension du tube avec comme second élément soit de l'air soit un

support rigide (réduction de tube). La méthode permet ainsi de corriger ou de supprimer l'influence du support.

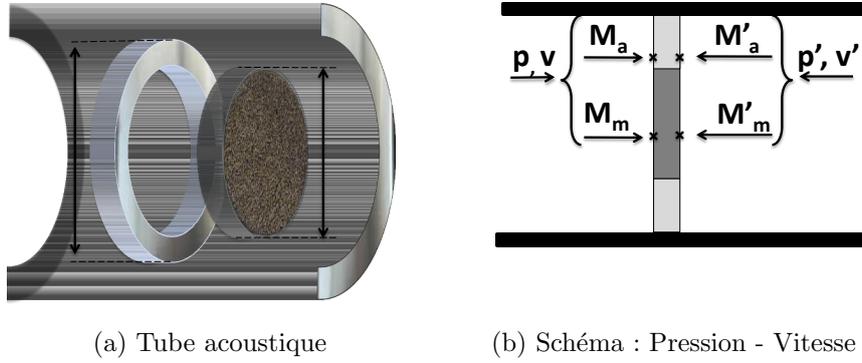


FIGURE 1.8. – Schéma de la réduction.

On considère en première approximation la continuité des pressions et des débits sur les 2 surfaces du patchwork (continuité en réalité vraie à une certaine distance des surfaces du patchwork). Les pressions aux points  $M_l$  et  $M'_l$ , comme le montre la figure 1.8b, sont représentées par  $p$ , la vitesse par  $v$ .

$$\begin{Bmatrix} p \\ p' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} p(M_l) \\ p(M'_l) \end{Bmatrix}, \quad (1.40)$$

$$\begin{Bmatrix} v \\ v' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \sum r_l v(M_l) \\ \sum r_l v(M'_l) \end{Bmatrix}, \quad (1.41)$$

Par exemple dans le cas de l'échantillon d'un matériau testé dans un tube avec une réduction (échantillon dans un anneaux rigide, voir figure 1.8), la matrice de transfert propre à l'échantillon  $[T^m]$  est déduite de la matrice de transfert mesurée du patchwork (échantillon monté dans un anneau rigide)  $[T^p]_r$ , son expression est donnée par : DUPONT ET AL. (2013b).

$$[T^m] = \begin{bmatrix} t_{11}^p & t_{12}^p r^m \\ t_{21}^p / r^m & t_{22}^p \end{bmatrix}, \quad (1.42)$$

où  $t_{ij}^p$  représente les coefficients (mesurés) de la matrice de transfert du patchwork  $[T^p]_r$ , et  $r^m$  le rapport de surface entre la surface de l'échantillon et la surface de la section du tube.

Remarque : cette dernière configuration (échantillon avec réduction) sera utilisée dans le chapitre 5.

#### D. Indicateurs acoustiques calculés à partir de la matrice de transfert globale

Les indicateurs acoustiques tels que l'indice d'affaiblissement du complexe seul et le coefficient d'absorption du complexe couplé à un mur rigide, pour des excitations ondes planes en incidence oblique ou normale, peuvent directement être calculés à partir des coefficients de la matrice de transfert globale du complexe.

L'indice d'affaiblissement (Transmission Loss) est donné par :

$$TL = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{1}{2} \left| t_{11} + \frac{t_{12}}{Z_0} + Z_0 \cdot t_{21} + t_{22} \right| \right), \quad (1.43)$$

où  $Z_0$  est l'impédance de l'air, et les  $t_{ij}$  sont les coefficients de la matrice de transfert de l'échantillon  $[T]$ .

L'impédance de surface  $Z_s$  de l'échantillon en  $M^-$  est donnée par les coefficients de la matrice du système  $[T]$  et par la pression et la vitesse en  $M'^+$ . Le coefficient d'absorption de l'échantillon en fonction de l'impédance de surface est donnée par :

$$\alpha = \frac{4 \operatorname{Re}(Z_s/Z_0)}{[\operatorname{Im}(Z_s/Z_0)]^2 + [\operatorname{Re}(Z_s/Z_0) + 1]^2}. \quad (1.44)$$

Lorsque l'échantillon est couplé à un mur rigide, le coefficient d'absorption dans ce cas est donné par :

$$[\alpha]_{ech+mur\ rigide} = \frac{4 \operatorname{Re}\left(\frac{t_{11}}{t_{21}}/Z_0\right)}{[\operatorname{Im}\left(\frac{t_{11}}{t_{21}}/Z_0\right)]^2 + [\operatorname{Re}\left(\frac{t_{11}}{t_{21}}/Z_0\right) + 1]^2}. \quad (1.45)$$

Remarque : les formulations des matrices de transfert en série (TMM) et en parallèle (P-TMM) seront utilisées dans le chapitre 3 pour la modélisation acoustique de matériaux poreux inhomogènes (telle qu'une mousse métallique à à gradient de propriétés ou tel qu'un matériau poreux élastique subissant une compression radiale non homogène).

### 1.3. Matériaux poreux inhomogènes à gradient de paramètres macroscopiques

Les matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes représentent une part importante de ce travail. Dans ce domaine, de nombreux travaux ont été proposés. DE RYCK ET AL. (2007a,b) ont étudié la propagation des ondes acoustiques et les champs acoustiques internes dans les matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes. L'équation d'onde dans des milieux poreux macroscopiquement inhomogènes a été établie à partir de la formulation alternative de BIOT (1962) et a été résolue pour le cas particulier du squelette rigide. La résolution fait intervenir la méthode "Wave Splitting" de décomposition en ondes progressives et rétrogrades et l'utilisation de la fonction de Green en transmission (WS-TGF). Pour valider l'équation de propagation des ondes en inhomogène et la technique de résolution de cette équation (Runge-Kutta) en incidence normale et oblique, les résultats obtenus par la méthode WS-TGF ont été comparés à ceux obtenus par la méthode des matrices de transfert classique et aux mesures expérimentales. Le matériau inhomogène choisi correspondait à un complexe poreux à deux couches dont les propriétés étaient connues. Le bi-couche était ainsi identifié à un matériau à une seule couche avec une variation soudaine des propriétés macroscopiques. Une autre approche (voir référence GROBY ET AL. (2007)) est basée sur la décomposition en ondes planes des champs incidents, réfléchis et transmis par le milieu poreux inhomogène. L'approximation de Born est utilisée et les solutions réfléchies et transmises sont obtenues via un processus itératif.

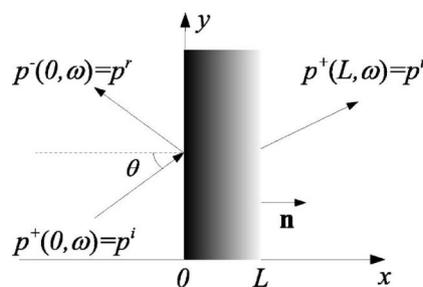


FIGURE 1.9. – Couche d'un matériau poreux macroscopiquement inhomogène (schéma tiré de la référence, DE RYCK ET AL. 2007a).

Ces travaux ont été poursuivis par DE RYCK ET AL. (2008), qui se sont intéressés à l'inversion numérique et à l'identification de paramètres en milieux inhomogènes. Ainsi, plusieurs profils de propriétés macroscopiques en fonction de la profondeur dans l'in-

homogène ont pu être déduits simultanément à partir de mesures expérimentales. La méthode utilisée est basée sur la minimisation d'une fonction coût (au sens des moindres carrés).

Plus récemment, GAUTIER ET AL. (2011) ont étendu ces travaux au cas poro-élastique 1D (dans la profondeur du matériau inhomogène). Dans cette étude, le formalisme des vecteurs d'état et les séries de Peano ont été utilisés (voir figure (1.10)).

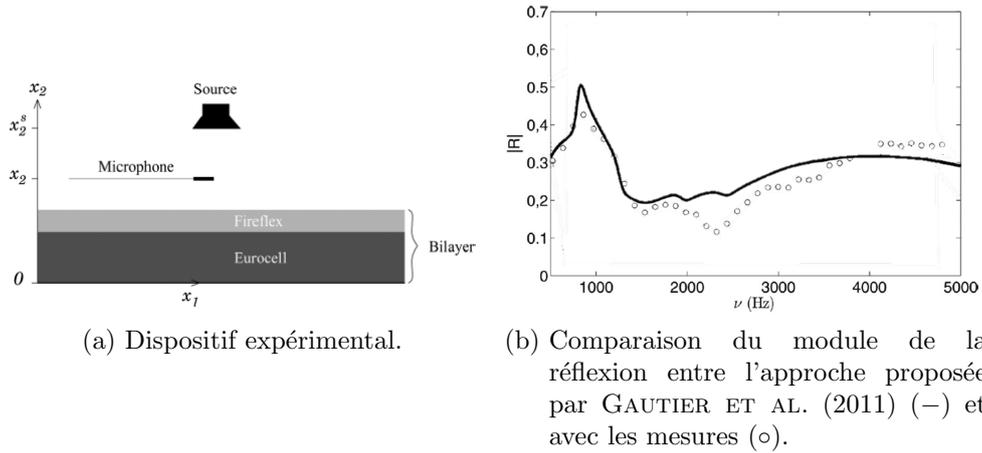


FIGURE 1.10. – Dispositif expérimental et résultats tirés de la référence GAUTIER ET AL. (2011).

Ce formalisme a permis de résoudre en coordonnées cylindriques le problème d'un cylindre couvert d'une couche inhomogène de matériau poreux (voir référence GROBY ET AL. (2012))(figure (1.11)) ou prédire la propagation du son dans un matériau avec une stratification continue de la porosité (voir référence GESLAIN ET AL. (2012)).

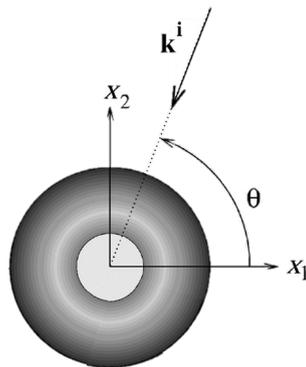


FIGURE 1.11. – Vue du plan en coupe transversale de la configuration, (schéma tiré de la référence GROBY ET AL., 2012).

Dans ce travail de recherche, une approche nouvelle est proposée dans le chapitre 3. Cette approche est basée sur la notion de “mélange” de deux matériaux pour créer un matériau inhomogène. L’avantage de cette approche est qu’elle requiert un nombre limité de paramètres plus facilement accessibles dans les applications pratiques. En revanche dans cette approche, une hypothèse simplificatrice sur la microstructure doit être effectuée (voir chapitre 3).

## 1.4. Les différents types de matériaux poreux

### 1.4.1. Généralité sur les matériaux poreux

Dans cette section, un retour sur la description des milieux poreux saturés de fluide est effectué en vue de décrire les aspects d’élaboration et les procédés de fabrication des mousses métalliques. La définition des milieux poreux est très intuitive : ce sont des mélanges de solide et de fluide (généralement de l’air en acoustique audible) qui s’interpénètrent en des microgéométries poreuses complexes. Comme il est représenté sur la figure 1.12, il existe de nombreux types de matériaux poreux (mousse polymère, mousse métallique, laine, feutre, panneaux perforés, tissus, matériaux biologiques, ...).

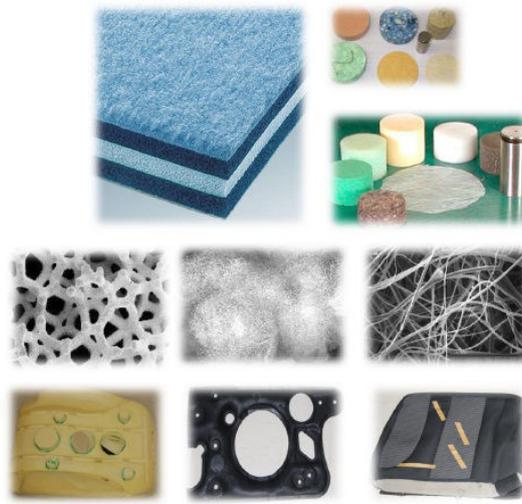


FIGURE 1.12. – Matériaux poreux, (photos tirées de la référence PANNETON (2013)).

Comme il est montré sur la figure 1.13, les matériaux poreux peuvent être classés selon le type du squelette (élastique, mou ou rigide), le type de microstructure (cellulaire, fibreuse, granulaire, perforée, ...), la nature de la matière (polymère, métal, naturelle,

recyclée, ...) et le type de surface (uniforme, patch ou mosaïque, rugueuse ou sculptée, ...).

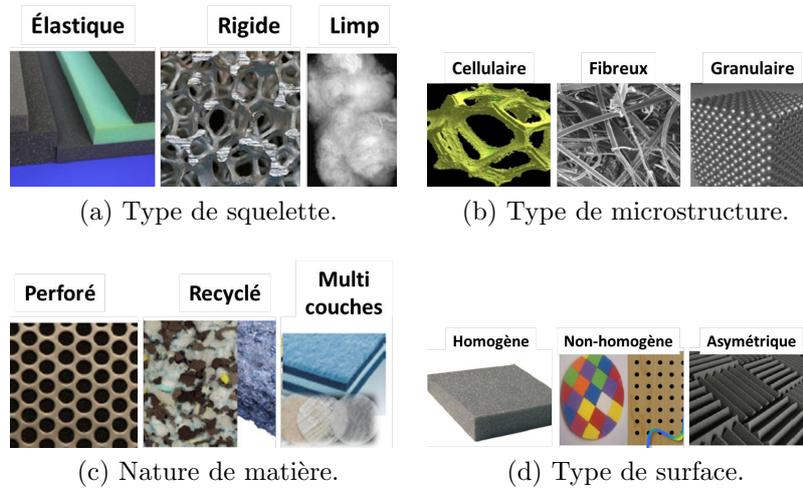


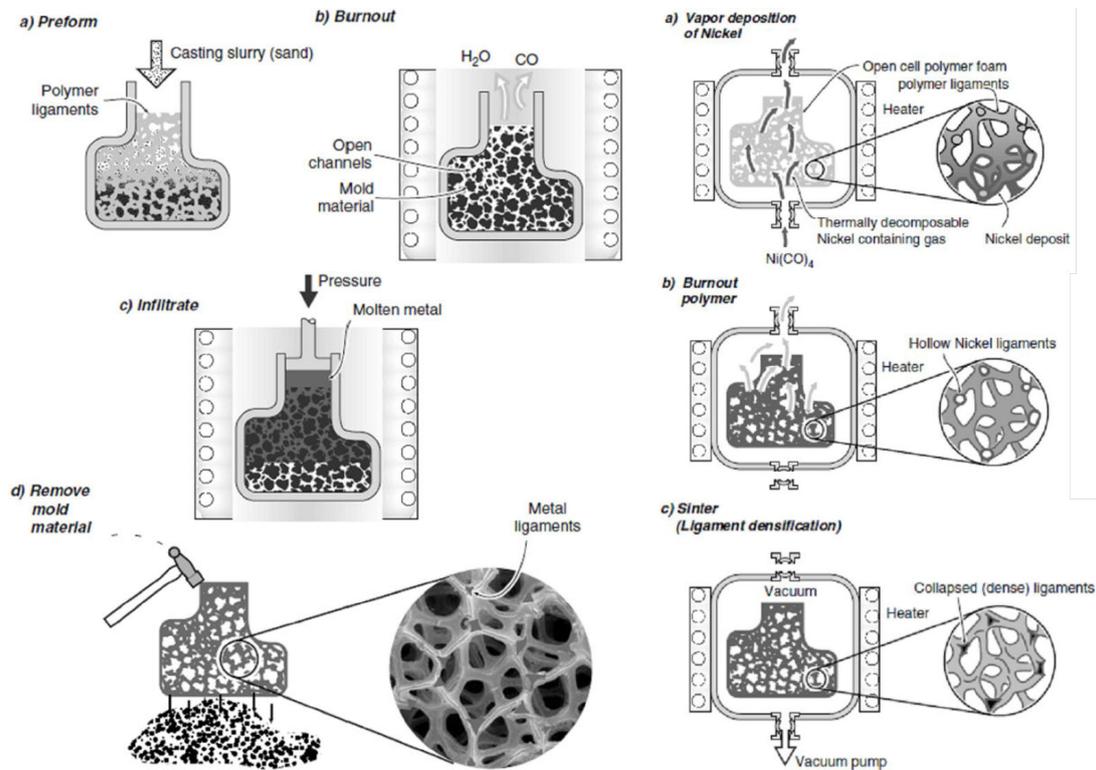
FIGURE 1.13. – Classification des matériaux poreux, (photos tirées de la référence PAN-  
NETON (2013)).

## 1.4.2. Mousses métalliques

Les mousses métalliques se distinguent par leur faible masse volumique, par leur rigidité significative et par leurs performances intéressantes des points de vue acoustiques, mécaniques et thermiques. L'industrie du transport est un secteur notamment intéressé par le compromis entre ces multiples propriétés. Un procédé de fabrication des mousses métalliques (à pore fermé) est apparu à la fin des années quarante SOSNICK (1948). Il est basé sur le mélange de métaux, de composés et d'éléments chimiques, et de minéraux. Le mélange est chauffé sous des conditions qui empêchent la fuite des vapeurs. La température augmente jusqu'à ce que les éléments les plus volatiles soient vaporisés. La pression de vapeur augmente jusqu'au point où la phase vaporisée est stabilisée dans le mélange. Lorsque cette condition est accomplie la pression est relâchée. La masse métallique devient poreuse du fait de l'évacuation des gaz.

D'autres procédés existent et les principaux sont présentés dans le livre de ASHBY (2000). Un procédé est illustré sur la figure 1.14a, pour l'obtention des mousses métalliques à pores ouverts. Ce procédé est similaire au procédé de SOSNICK (1948), permettant d'obtenir une taille de cellule et une masse volumique relativement faibles. Ce procédé est appelé ERG DUOCEL (voir référence ASHBY (2000), Pages. 11-14). Une mousse polymère à cellules ouvertes est utilisée comme moule. Une poudre céramique est in-

jectée dans les pores et remplit tout l'espace vide. Une augmentation de la température fait fondre et disparaître le polymère. Un métal fondu est alors versé dans le moule en remplissant l'espace vide que le polymère a laissé. Après la solidification, la mousse métallique est obtenue lorsque les particules céramiques sont retirées.



(a) Procédé INCO : Schématique illustration des mousses de Nickel par dépôt du métal. (b) Procédé DUOCEL : Fabrication des mousses d'aluminium par écoulement d'infiltration.

FIGURE 1.14. – Méthodes de fabrication de mousses à pores ouverts (figures tirées de la référence ASHBY (2000)).

En 1991, PINKHASOV a utilisé la technique de Dépôt Physique en phase Vapeur (PVD) ainsi que sa variante Dépôt Direct en phase Vapeur (DVD) (voir 1.14b). Ces techniques restent assez peu utilisées en raison de la complexité et du coût de la mise en œuvre. La solubilité des gaz inertes comme l'Argon à haute pression est employée dans la méthode INCO de fabrication de mousses métalliques (ASHBY (2000), Pages. 14-16). Une autre technique consiste à utiliser de la vapeur de Nickel ( $Ni(CO)_4$ ) et à la faire pénétrer dans un moule polymère. Le Nickel est alors déposé sur la surface du polymère. La mousse de Nickel à cellule ouverte est obtenue en brûlant la mousse polymère.

Une autre méthode pour la production de mousse d'aluminium à cellules ouvertes a

été présentée par SAN MARCHI ET MORTENSEN (2001). Elle consiste à faire infiltrer de l'aluminium fondu sous pression négative dans les pores d'une préforme de sel à une température de 750°C.

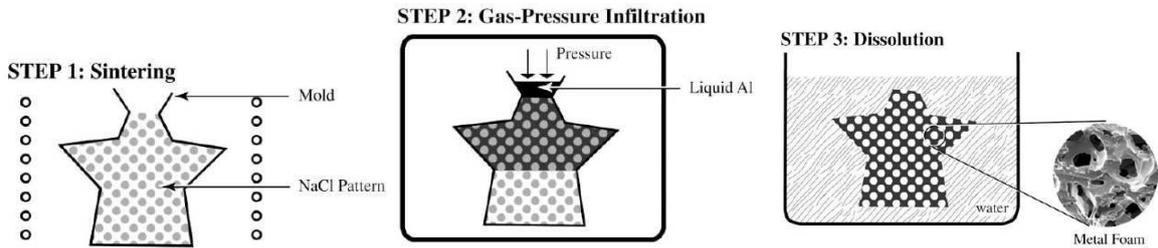


FIGURE 1.15. – Schéma du processus de production de la mousse d'aluminium, (figures tirées de la référence SAN MARCHI ET MORTENSEN, 2001).

## 1.5. Comportement mécanique des mousses métalliques

Si les premières mousses métalliques apparaissent vers les années 50, les recherches menées sur leurs propriétés mécaniques restent encore incomplètes. La caractérisation d'une mousse d'aluminium à porosité ouverte en compression a été réalisée par SAN MARCHI ET MORTENSEN (2001) (voir figure 1.16).

Il a été observé que la déformation de la mousse est homogène. La réponse de la mousse à faible déformation montre une réponse élastique linéaire. Le comportement de durcissement par déformation est très proche de celui de l'aluminium pur.

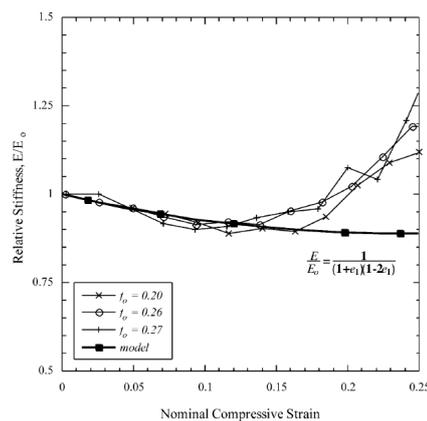


FIGURE 1.16. – Évolution du module relatif en fonction de la contrainte en compression nominale (figure tirée de la référence SAN MARCHI ET MORTENSEN (2001)).

L'évolution de la rigidité est mesurée par la déformation plastique et est comparée à la théorie. Dans la figure 1.16, il est présenté un minimum du module relatif à 25 % de contrainte en compression nominale. La différence entre le modèle et l'expérimentation est attribuée à la densification. Des nouveaux contacts créés dans la structure provoque une augmentation de la contrainte en compression.

Des composites d'Aluminium-polypropylène (Al-PE) et d'Aluminium-résine époxy (Al-Ep) ont été produits par infiltration du polymère dans la mousse d'Aluminium par LIU ET GONG (2006). Sous une faible contrainte (jusqu'à 0,1 GPa), il a été observé que le composite mousse métallique -polymère (MPPC, *metal porous polymer composite*) est déformé de manière homogène et son comportement est similaire à l'aluminium pur massif, comme il est montré sur la figure 1.17. Le comportement en compression d'une mousse métallique est divisé en trois étapes : une première élastique, une partie plate et finalement une densification. La contrainte à la compression des deux matériaux composites augmente rapidement jusqu'à une région plate prolongée. Ce comportement est possible en raison de la rupture de l'interface (où le squelette de la mousse est endommagé). Ce processus de déformation dépend fortement des facteurs comme la masse volumique de la mousse ou du mode d'infiltration du polymère.

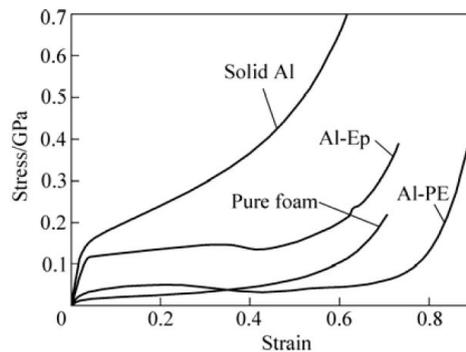


FIGURE 1.17. – Comparaison du comportement mécanique de l'aluminium pur, de deux composites et de la mousse d'aluminium, (figure tirée de la référence LIU ET GONG, 2006).

GARSOT ET AL. (2008) ont étudié trois MPPC différents en compression uni-axiale. Les différents résultats ont été modélisés par une technique d'homogénéisation pour l'étude du comportement en élasticité et plasticité. Comme le montre la figure 1.18, l'orientation et l'évolution de la forme des pores pendant la compression ont été prises en compte pour l'amélioration du modèle qui permet de prédire l'évolution du module d'Young.

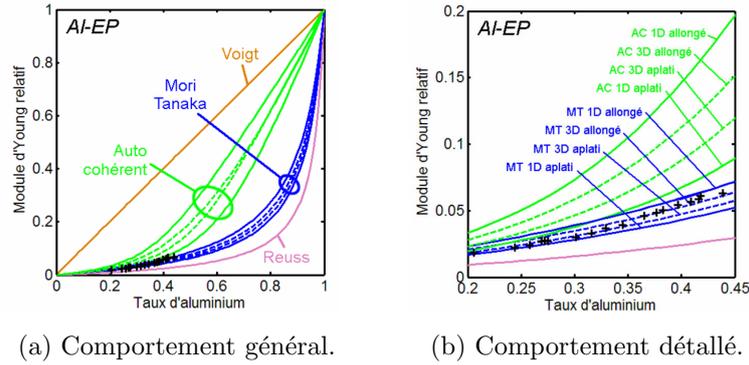


FIGURE 1.18. – Comparaisons des modèles en élasticité avec les résultats expérimentaux de compression pour le MPPC Al-Epoxy, (figures tirées de la référence GARSOT ET AL., 2008).

L'étude du comportement dynamique de la mousse d'aluminium à pores ouverts et des composites MPPC a été réalisée par GONG ET AL. (2004). Ces auteurs ont étudié la morphologie d'endommagement, les forces produites sous impact, le taux d'absorption d'énergie et l'influence des paramètres de structure des matériaux sur le comportement dynamique. La figure 1.19 montre que la charge maximale augmente légèrement lorsque la proportion d'époxy augmente. Le MPPC améliore significativement le comportement sous impact. La charge maximale du MPPC est légèrement plus faible que celle de l'aluminium massif.

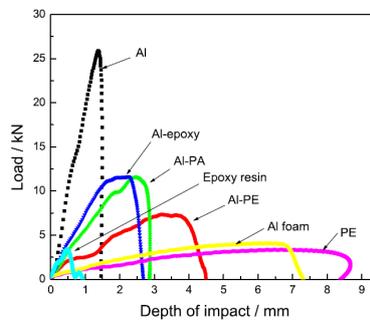


FIGURE 1.19. – Charge en fonction de la profondeur d'indentation pour différents matériaux composites et leurs matériaux de comparaison, (figure tirée de la référence GONG ET AL., 2004).

Grâce à sa structure interne, la mousse métallique à cellules ouvertes présente une grande déformation pour une faible contrainte nominale (ASHBY, 2000), permettant d'absorber efficacement l'énergie d'impact. La déformation plastique est généralement initiée par l'effondrement successif de bandes de cellules à travers l'échantillon, laquelle

se développe pendant la phase de charge élastique souvent dans une zone de faible masse volumique locale (KEPETS ET AL., 2007). La densification locale est produite à partir de la déformation limite des parois de cellules (mousse à cellules fermées) ou des ligaments (mousse à cellules ouvertes).

LU ET AL. (2008) ont étudié expérimentalement le comportement des mousses d'aluminium à pores fermés pour différentes masses volumiques en compression, ainsi que pour différentes charges, répartition des charges et profondeurs d'indentations. La réponse en pénétration à une charge dynamique dans la mousse métallique, présentée dans la figure 1.20, a été étudiée par éléments finis grâce à un modèle macroscopique.

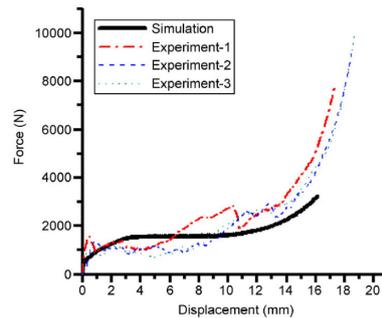


FIGURE 1.20. – Validation du modèle d'éléments finis avec une mesure de pénétration statique, (figure tirée de la référence LU ET AL., 2008).

Les analyses expérimentales et numériques du comportement mécanique dynamique au choc des mousses d'aluminium ont été réalisées par SU (2011). Basée sur les résultats obtenus par les essais d'impact à basse vitesse, la simulation numérique par éléments finis et les résultats expérimentaux montrent le bon accord entre les deux approches (voir figure 1.21).

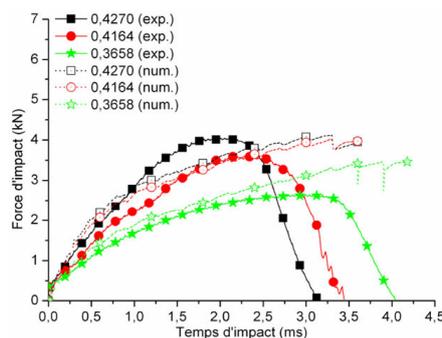


FIGURE 1.21. – Comparaison de la force d'impact pour les mousses avec différentes masses volumiques relatives (figure tirée de la référence SU, 2011).

## 1.6. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons réalisé un état de l'art non exhaustif qui présente les principes (du moins les plus utilisés) et les approches pour modéliser le comportement acoustique de matériaux poreux ainsi que les principales méthodes pour la caractérisation des paramètres macroscopiques de matériaux poreux utilisés pour alimenter les modèles.

Différents types de matériaux poreux ont été décrits (homogènes ou inhomogènes), ainsi que différents procédés de fabrication des mousses métalliques. Parmi ces procédés, la méthode sélectionnée pour l'obtention de la mousse d'aluminium étudiée dans ce travail permet la fabrication des matériaux homogènes et inhomogènes à squelette métallique. Les méthodes de caractérisation acoustique présentées permettent de déterminer les paramètres macroscopiques de Johnson-Champoux-Allard des matériaux étudiés (porosité, tortuosité, résistivité au passage de l'air, longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques). Ces paramètres sont ensuite insérés dans le modèle fluide équivalent à squelette rigide (ou limp) de Johnson-Champoux-Allard qui permet de définir les grandeurs physiques du fluide équivalent. Le formalisme des matrices de transfert avec les grandeurs physiques du modèle peut être utilisé pour représenter un élément. Pour un complexe à plusieurs éléments, l'approche par matrices de transfert en série et/ou en parallèle (VERDIÈRE ET AL. (2013)) peut être utilisé pour obtenir la matrice globale du système. Les indicateurs acoustiques sont déduit des coefficients de la matrice globale.

Les travaux de caractérisation des propriétés mécaniques des mousses métalliques, en particulier d'aluminium, ont été présentés. Ces travaux montrent les performances mécaniques des mousses métalliques sous impact et en compression quasi-statique.

# 2. Élaboration et caractérisation des mousses métalliques

## Sommaire

---

<b>2.1. Introduction</b>	<b>49</b>
<b>2.2. Élaboration des mousses métalliques</b>	<b>50</b>
2.2.1. Procédé d'élaboration	50
2.2.2. Alliage d'aluminium et préforme	51
2.2.3. Infiltration de l'aluminium dans la préforme	52
2.2.4. Mousse d'aluminium à pores ouverts inhomogènes (Bi-couche)	53
<b>2.3. Récapitulatif des échantillons</b>	<b>54</b>
<b>2.4. Identification et caractérisation de paramètres géométriques et structuraux</b>	<b>57</b>
2.4.1. Porosité	57
2.4.2. Tortuosité	59
2.4.3. Résistivité au passage de l'air	60
2.4.4. Longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques	61
2.4.5. Épaisseur	62
<b>2.5. Caractérisation acoustique</b>	<b>62</b>
<b>2.6. Conclusions</b>	<b>64</b>

---

## 2.1. Introduction

Pour l'élaboration des mousses d'aluminium à cellules ouvertes, la technique de moulage d'infiltration à pression négative est utilisée dans notre étude. Nous avons opté pour cette technique car l'équipement est simple, facile à mettre en oeuvre, peu coûteux et les paramètres principaux (taille de grains, épaisseur ou porosité) sont facilement contrôlables. Les matériaux étudiés ont été obtenus en collaboration avec le laboratoire

LASMIS de l'UTT par dissolution de grains de sel ( $NaCl$ ) noyés dans une matrice de métal solidifié. Cette matrice est obtenue à partir de l'invasion des grains de sel par de l'aluminium sous forme liquide. Une fois la matrice refroidie, cette dernière est lessivée en utilisant de l'eau pour dissoudre les grains de sel. Ce processus permet la fabrication d'échantillons possédant une gamme de propriétés géométriques très étendue. Plusieurs équipes se sont intéressées aux propriétés des mousses métalliques (DUPONT ET AL., 2011; LECLAIRE ET AL., 2010; GARSOT, 2009; GONG ET AL., 2004; LIU ET GONG, 2006). Un exemple de mousse d'aluminium est présenté à la figure 2.1.



FIGURE 2.1. – Échantillon de mousse métallique.

## 2.2. Élaboration des mousses métalliques

### 2.2.1. Procédé d'élaboration

Les paramètres principaux sont facilement contrôlables grâce à une technique qui permet l'obtention d'une préforme constituée par des grains de  $NaCl$  solubles dans l'eau tassés et la préforme est ensuite préchauffée (voir figures : 2.2a, 2.2b et 2.2c). Après la coulée d'aluminium liquide, une pompe à vide aspire l'aluminium à travers les espaces non occupés par la préforme (voir figures : 2.2c et 2.2d). Une mousse métallique à pores ouverts est obtenue après refroidissement et dissolution de la préforme de sel. Le dispositif actuel nous permet d'obtenir après environ 8 heures des éprouvettes de 79 mm de diamètre et d'une hauteur d'environ 250 mm.

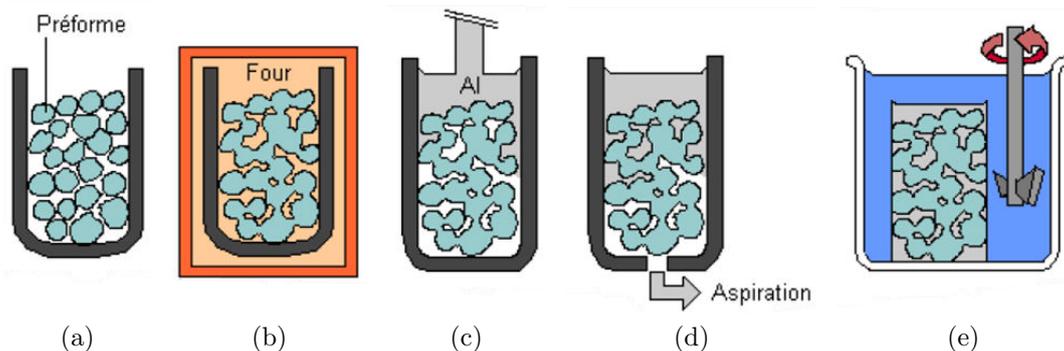


FIGURE 2.2. – Processus d'élaboration (voir thèse de GARSOT (2009)).

### 2.2.2. Alliage d'aluminium et préforme

Les avantages de l'alliage EN AC42100 (anciennement AS7G3) sont nombreux : le bon rapport entre les propriétés mécaniques et la masse volumique, le point de fusion bas, la résistance à la corrosion et le coût limité entre autres. La composition chimique de l'alliage EN AC42100 est la suivante : entre 6,5 % et 7,5 % de Silicium, entre 0,25 % et 0,45 % de Magnésium, l'Aluminium constitue le reste de la matière. Un résumé des propriétés physiques est présenté dans le tableau 2.1.

Propriétés de l'alliage : EN AC42100 (anciennement AS7G3)					
Propriétés	Unités	Valeur	Propriétés	Unités	Valeur
Masse volumique	kg/m <sup>3</sup>	2750	Point de fusion	°C	595
Allongement rupture	%	21	Conductivité thermique	W/mK	140
Dureté	HV	45	Coef. d'expansion thermique	10 <sup>-6</sup> /K	22
Coef. de Poisson	-	0,33	Prix	€/kg	1,5
Limite d'élasticité	MPa	140	Recyclable	-	<i>Oui</i>
Module d'Young	GPa	72	Biodégradabilité	-	<i>Non</i>

TABLE 2.1. – Propriétés de l'alliage d'aluminium EN AC42100.

La préforme utilisée est formée d'un ensemble de grains de forme et de taille contrôlées

de *NaCl*. Ceux-ci sont choisis pour leur capacité à résister à la température de fusion de l'alliage d'aluminium choisi, les grains se dissolvent facilement à l'eau et leur coût est relativement faible.

Le tamiseur RETSCH<sup>®</sup> AS 200 (voir figure 2.3), grâce à son mouvement vibrant, permet le passage des grains à travers 7 tamis de différents calibres (2 mm à 0,28 mm), voir figure 2.3. Cette opération permet une répétabilité des paramètres de la mousse finale. Les particules de la taille choisie sont introduits dans un moule cylindrique en acier et compactées. L'ensemble est préchauffé à environ 660 °C pendant 2 heures pour éviter à l'aluminium de refroidir de manière trop rapide lorsqu'il entre en contact avec la préforme (voir figure 4.3). La température de préchauffage est dépendante de la taille des grains utilisés dans la préforme.



FIGURE 2.3. – Tamiseur RETSCH AS 200 utilisé pour la séparation des grains de préforme.

### 2.2.3. Infiltration de l'aluminium dans la préforme

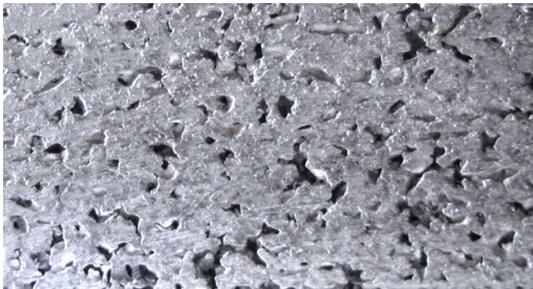
Pour la fusion du métal, le four à chambre Labotherm K4/10 de Nabertherm a été utilisé (figure 2.4). L'alliage brut est fondu à une température d'environ 720 °C pendant 5 heures. La température de fusion est dépendante de la taille des grains utilisés dans la préforme. Avant l'infiltration, la couche extérieure d'oxyde est retirée. Le système de pivotement et la goulotte intégrée permettent de remplir rapidement la préforme, placée sur une bouche d'aspiration. L'infiltration totale de la préforme est assurée grâce à la pompe à vide, qui est activée dès que la coulée commence. Après solidification de l'aluminium, la mousse à cellules ouvertes est obtenue par la dissolution de la préforme des grain de *NaCl* dans l'eau.



FIGURE 2.4. – Four à chambre Labotherm K4/10 de Nabertherm utilisé.

#### 2.2.4. Mousse d'aluminium à pores ouverts inhomogènes (Bi-couche)

La matrice de la préforme permet l'obtention des éprouvettes de granulométrie homogène ou inhomogène. Les matériaux inhomogènes sont obtenus à partir d'un même moule : une éprouvette avec 2 types de grains de  $NaCl$  différents non mélangés excepté à l'interface. La figure 2.5 montre la comparaison faite au microscope sur la coupe longitudinale d'échantillons homogènes et inhomogènes.



(a) Mousse homogène de 1,0 mm de taille de cellule.



(b) Mousse homogène de 1,9 mm de taille de cellule.



(c) Mousse inhomogène.

FIGURE 2.5. – Mousse d'aluminium inhomogène de type bi-couche.

La gamme de températures de la préforme (en fonction de chaque taille de grain) constitue une limitation de la méthode de fabrication des éprouvettes inhomogènes. Les grains de  $NaCl$  peuvent être tamisés de façon à obtenir sept diamètres différents allant de 2 mm et 0,28 mm. Une éprouvette inhomogène est difficile à fabriquer lorsque les deux tailles de grains sont très différentes. Cette limitation permet d'élaborer, par exemple, des éprouvettes avec des grains de 1,9 mm et 1,0 mm mais non de 1,9 mm et 0,8 mm.

### 2.3. Récapitulatif des échantillons

Afin de pouvoir identifier facilement les échantillons utilisés durant cette étude, nous avons décidé d'adapter une nomenclature simple. Le schéma présenté à la figure 2.6, détaille la logique de cette nomenclature. Sur le schéma 2.6 il est présenté les deux types de mousses métallique fabriqués, homogènes et inhomogènes de type bi-couche.

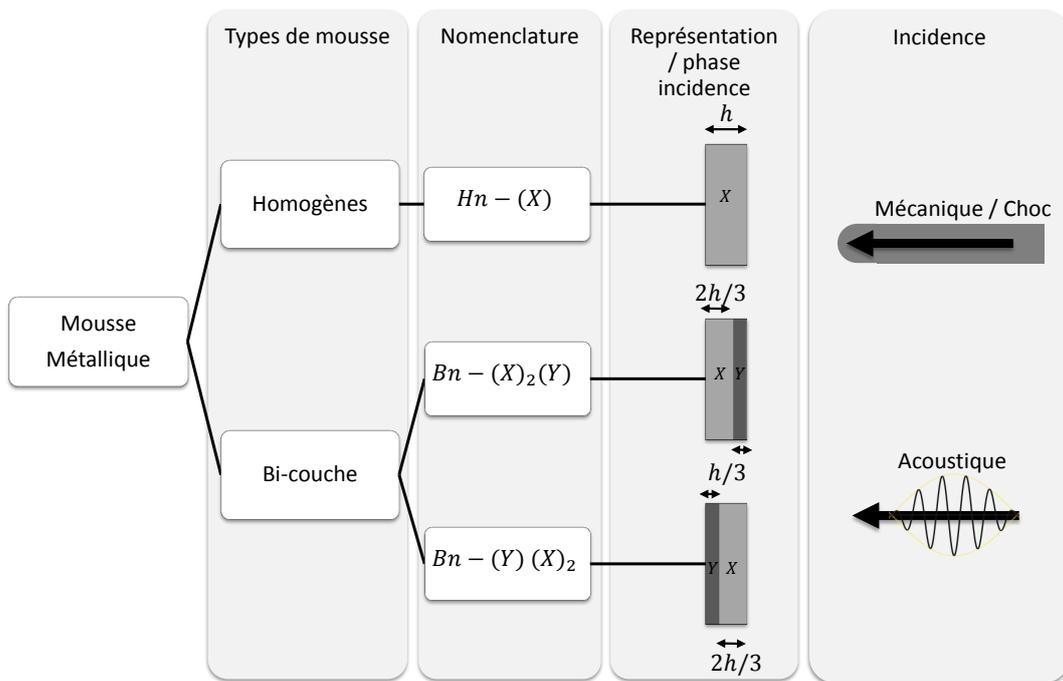


FIGURE 2.6. – Nomenclature des différents types de mousse métalliques (représentation et type d'incidence).

Malgré la restriction sur les tailles de grains, la flexibilité du procédé d'élaboration de la mousse offre une bonne diversité de matériaux réalisables. Dans le cas d'étude

mécanique et acoustique, une face d'incidence sur les matériaux pour l'onde acoustique et pour l'impact mécanique est identifiée. Dans le cadre de l'étude d'un échantillon bi-couche, deux faces d'incidence différentes peuvent être définies. Pour simplifier l'étude, tous les échantillons bi-couches sont composés de deux couches de matériaux différents, ( $X$ ) et ( $Y$ ), avec respectivement des épaisseurs de  $1/3$  et  $2/3$  de l'épaisseur totale de l'échantillon (voir figure (2.6)).

L'identification des différents matériaux, homogènes : bi-couche, face d'incidence et épaisseur relative de chaque couche, est déterminée grâce à la notation suivante : la notation d'un échantillon  $n$  homogène  $H$  (abréviation de homogène) est du type  $Hn - (X)$  où ( $X$ ) est la taille de cellule moyenne. La notation des bi-couches est plus complexe, elle dépend de deux paramètres : le ratio d'épaisseur de chaque couche et la face d'incidence. Pour un échantillon  $n$ , de type bi-couche  $B$  (abréviation de bi-couche), où le ratio d'épaisseur est  $2/3$  de la couche ( $X$ ) ( $1/3$  pour la couche ( $Y$ )) et l'incidence (mécanique ou acoustique) se fait sur la couche ( $X$ ), la notation est  $Bn - (Y)(X)_2$ . Si on retourne le même échantillon  $n$  et que l'incidence se fait sur l'autre phase ( $Y$ ), la notation devient  $Bn - (X)_2(Y)$ . Les six valeurs possibles de ( $X$ ) et ( $Y$ ) obtenues par tamisage sont : 1,9 mm, 1,6 mm, 1,3 mm, 1,0 mm, 0,8 mm, 0,6 mm et 0,4 mm.

Le nombre total d'échantillons produits est donné dans le tableau 2.2 par les deux types de nomenclature (Bi-couche, homogène et pour les deux diamètres utilisés).

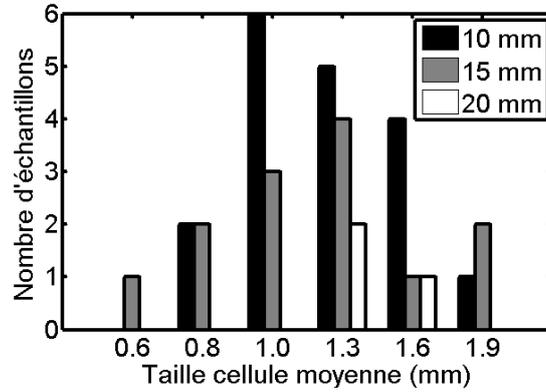
Diamètre	Homogènes	Bi-couche	Total
79 mm	36	26	62
44 mm	14	6	20

TABLE 2.2. – Résumé échantillons.

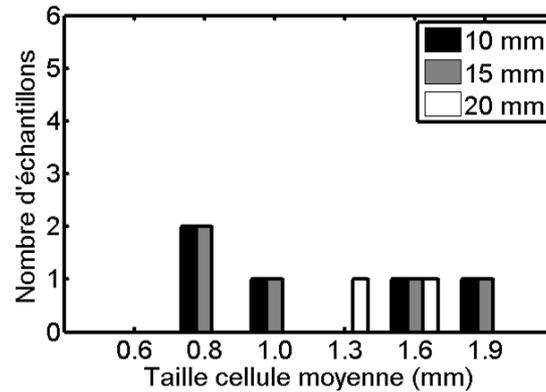
Les 82 éprouvettes obtenues permettent d'avoir un panel statistique pour chaque configuration des mousses. Grâce à la collaboration avec le laboratoire GAUS de l'Université à Sherbrooke (Canada), 20 échantillons (14 homogènes et 6 bi-couches) de 44 mm de diamètre ont été mesurés et caractérisés. Au laboratoire DRIVE, 62 échantillons (36 homogènes et 26 bi-couches) de 79 mm de diamètre, ont été testés. Les éprouvettes de 44 mm de diamètre peuvent être mesurées et caractérisées acoustiquement, mais non mécaniquement du fait de la différence de diamètre et aux problèmes de fixation et d'encastrement pour les essais de choc. Sur l'ensemble des 36 éprouvettes homogènes de 79 mm de diamètre, la totalité des échantillons a été testée en acoustique, seulement 25 échantillons ont été testés en mécanique.

Sept tailles de cellules différentes ont été étudiées.

Le matériau est potentiellement destiné à être utilisé comme barrière antibruit et / ou comme barrière antichoc. Pour des raisons pratiques, les épaisseurs des échantillons sont choisies à 10 mm, 15 mm et 20 mm. Un graphique représentant le nombre d'échantillons de chaque épaisseur est présenté à la figure 2.7.



(a) Diamètre de 79 mm.



(b) Diamètre 44 mm.

FIGURE 2.7. – Résumé du nombre d'échantillons homogènes en fonction de la taille de cellule.

Ces épaisseurs ont été choisies pour répondre à différentes contraintes. Pour atteindre le plus grand nombre d'échantillons possible (pour des raisons statistiques), il est préférable de choisir une faible épaisseur. Cependant, pour que les propriétés acoustiques et mécaniques soient marquées, l'épaisseur doit être relativement importante (comme des études précédentes le montrent DUPONT ET AL. (2011); GARSOT (2009); LIU ET GONG (2006); GONG ET AL. (2004)). Pour des raisons pratiques au niveau du tamisage, on obtient principalement trois tailles de grains différentes : 1,6 mm, 1,3 mm et 1,0 mm. Le tableau 2.3 présente le spectre d'échantillons obtenu pour des épaisseurs de 15 mm et 20 mm et des

diamètres compris entre 44 mm et 79 mm.

(Y) \ (X) <sup>2</sup>	1,6	1,3	1,0	0,8	0,6	0,4
1,6	—		2			
1,3		—				
1,0			—			
0,8			2	—		
0,6				2	—	
0,4						—

(a) Diamètre de 44 mm.

(Y) \ (X) <sup>2</sup>	1,6	1,3	1,0	0,8	0,6	0,4
1,6	—		4			
1,3		—	2			
1,0	4		—		5	1
0,8			3	—	1	
0,6			3	1	—	
0,4			2			—

(b) Diamètre de 79 mm.

Table 2.3. – Classification et nombre d'échantillons bi-couche.

Comme il a été expliqué précédemment, les échantillons bi-couches sont composés par d'une première couche de ratio d'épaisseur de 2/3 qui a une taille de grains ( $X$ ). Ces divers échantillons sont présentés dans les colonnes du tableau 2.3. Pour la présentation de la composition de la deuxième couche, cette organisation est suivie de façon analogue dans les lignes du même tableau 2.3. De cette manière, la classification de chaque type de échantillon bi-couche est possible.

Il est également à noter les limites de la méthode pour la fabrication des bi-couches. Comme il a été indiqué précédemment, les deux tailles de grains qui composent chaque bi-couches ne peuvent pas être très différentes. Pour cette raison, la plupart des bi-couches se retrouvent proche de la diagonal du tableau 2.3.

## 2.4. Identification et caractérisation de paramètres géométriques et structuraux

### 2.4.1. Porosité

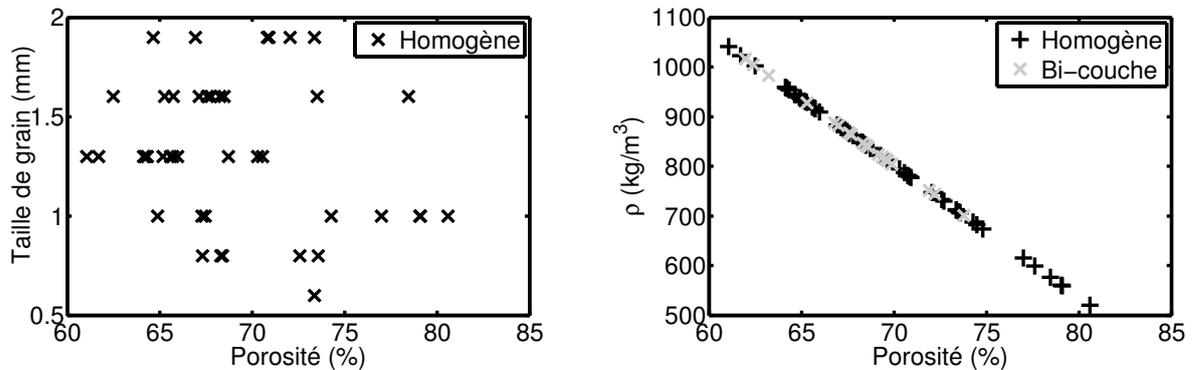
La porosité est un paramètre très important pour le comportement acoustique et mécanique des mousses d'aluminium. Pour cette raison, son influence est étudiée en détail dans cette étude par rapport aux autres paramètres. La porosité est définie comme la proportion du volume d'air par rapport au volume total d'un milieu,

$$\phi = \frac{V_{Air}}{V_{Total}}. \tag{2.1}$$

On peut définir une porosité ouverte correspondante à des pores connectés avec l'extérieur et une porosité fermée correspondante à des occlusions de gaz dans le solide. Le fait que la mousse métallique soit un matériau bi-phasique et que sa porosité soit ouverte permet l'utilisation de deux méthodes différentes de mesure de la porosité. La première est la mesure de la pression/masse (SALISSOU ET PANNETON, 2007) et consiste à mesurer quatre masses à différentes pressions statiques et pour un échantillon rempli de différents gaz pour obtenir la valeur de la porosité ouverte. Une partie des échantillons a été caractérisée par cette méthode dans le laboratoire GAUS à Sherbrooke (Canada). La deuxième méthode permet de mesurer la porosité totale (ouverte et fermée). Elle est applicable par mesure des dimensions cylindriques des échantillons et par connaissance de la composition de l'aluminium. La masse volumique de l'aluminium ( $\rho_{Al} = 2670 \text{ kg/m}^3$ ) et de l'air (à  $20^\circ\text{C}$ ,  $\rho_{Air} = 1,22 \text{ kg/m}^3$ ) sont connues. La masse volumique de la mousse d'aluminium est calculée grâce aux dimensions et à la masse mesurée de l'échantillon par une balance électronique (précision de 0,01 g). Ainsi, on peut remonter à la porosité totale. La porosité fermée étant considérée comme négligeable, la porosité ouverte peut être identifiée à la porosité totale :

$$\phi = \frac{\rho_{Mousse} - \rho_{Al}}{\rho_{Air} - \rho_{Al}}. \quad (2.2)$$

La figure 2.8 montre la taille de cellule et la masse volumique en fonction de la porosité pour les matériaux fabriqués dans cette étude.



(a) Taille de cellule en fonction de la porosité totale. La taille des cellules de mousse d'aluminium correspond à la taille des grains de sel de la préforme. (b) Masse volumique en fonction de la porosité totale.

FIGURE 2.8. – Taille de cellule et masse volumique en fonction de la porosité totale des mousses métalliques. La porosité totale est obtenue par la méthode de mesure de poids

Des échantillons homogènes avec une large gamme de porosité sont obtenues. Cette gamme de porosité est comprise entre 60 % et 80 % (figure 2.8a). Des porosités plus élevées ont pu être atteintes dans le cas d'échantillons homogènes. Les échantillons homogènes obtenus pendant l'étape de tamisage correspondent aux six tailles de cellule différentes possibles. Pour une taille de grain donnée, il est possible selon les conditions appliquées sur les grains, d'obtenir des échantillons avec différentes porosités (figure 2.8a). La variabilité de la porosité est de 5 % pour les tailles de cellule de 1,9 mm et de 20 % pour les tailles de cellule 1,0 mm. Il est aussi observé une linéarité entre la porosité et la masse volumique, 2.8b, qui peut s'expliquer à partir l'équation 2.2.

### 2.4.2. Tortuosité

La tortuosité est un paramètre très important pour décrire le comportement acoustique d'un matériau poreux. Elle dépend de la géométrie interne du matériau. Elle peut être mesurée grâce à une méthode ultra-sonore développée par LECLAIRE ET AL. (1996b). La tortuosité représente une mesure géométrique de la différence entre le chemin suivi par les ondes acoustiques et l'épaisseur de l'échantillon étudié. Pour la mesure, deux capteurs de 50 kHz et 200 kHz (avec un longueur d'onde de  $\lambda_{50\text{kHz}} \approx 7 \text{ mm}$  et  $\lambda_{200\text{kHz}} \approx 1,7 \text{ mm}$  respectivement) ont été utilisés. La dimension des cellules est proche de la longueur d'onde émise par le capteur-émetteur à 200 kHz, ainsi plusieurs méthodes ont été appliquées (méthode de corrélation, analyse de l'indice de réfraction ...), seuls les résultats cohérents ont été conservés. La figure 2.9 montre la variation de la tortuosité mesurée sur plusieurs échantillons homogènes. Comme montré sur la figure 2.9 elle varie entre 1 et 2. La tortuosité de chaque échantillon est représentée en fonction de sa porosité, dans la figure 2.9. On remarque que la tortuosité ne semble pas être ici directement corrélée à la porosité.

Des mesures de tortuosité ont été réalisées avec la méthode développée par FELLAH ET AL. (2003) sur des bi-couches. Une différence de tortuosité pour chaque couche est attendue, mais la difficulté pour déterminer l'épaisseur de chaque couche rend impossible la détermination de la tortuosité pour chacune des couches avec cette méthode. Comme le montre la figure 2.9, il n'y a pas de relation directe entre la porosité et la tortuosité des échantillons testés.

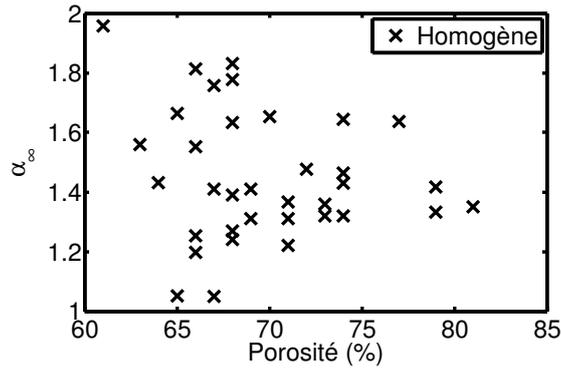
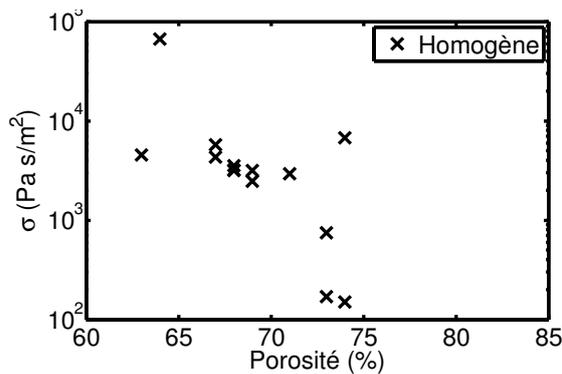


FIGURE 2.9. – Tortuosité en fonction de la porosité.

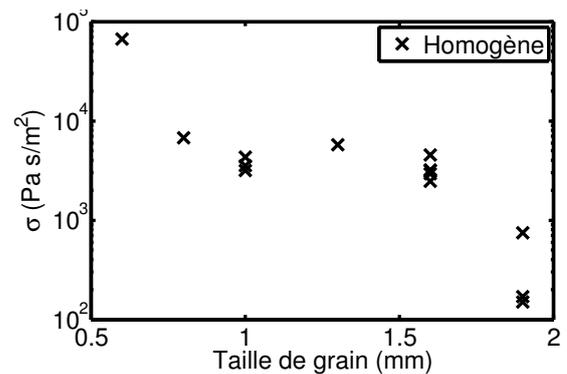
### 2.4.3. Résistivité au passage de l'air

Les mesures de la résistivité au passage de l'air, suivant dans la norme ISO9053 (1991), ont été réalisées dans le laboratoire GAUS à Sherbrooke (Canada). Le matériau poreux à caractériser a été placé dans un tube dans lequel s'effectue un écoulement d'air continu. Le matériau poreux ayant la même dimension latérale que la section du tube il apparaît une différence de pression entre les deux surfaces du matériau. La résistivité au passage de l'air est obtenue à partir des grandeurs de débit et de chute de pression.

Sur les figures 2.10, la résistivité au passage de l'air est présentée en échelle logarithmique en fonction de la porosité et de la taille de cellule pour des échantillons homogènes. Sur la résistivité au passage de l'air, l'augmentation devient très prononcée lorsque la porosité et la taille des grains diminuent.



(a) Résistivité au passage de l'air en fonction de la porosité.



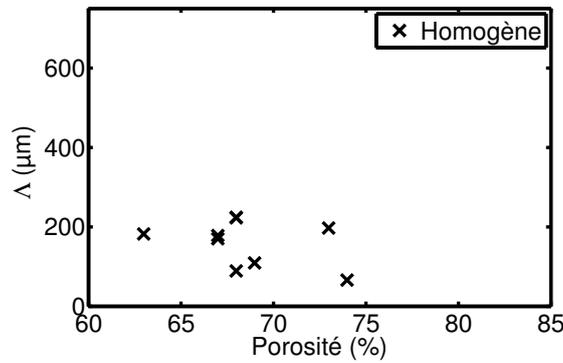
(b) Résistivité au passage de l'air en fonction de la taille de grain.

FIGURE 2.10. – Résistivité au passage de l'air en fonction de la porosité et de la taille de cellule des mousses métalliques.

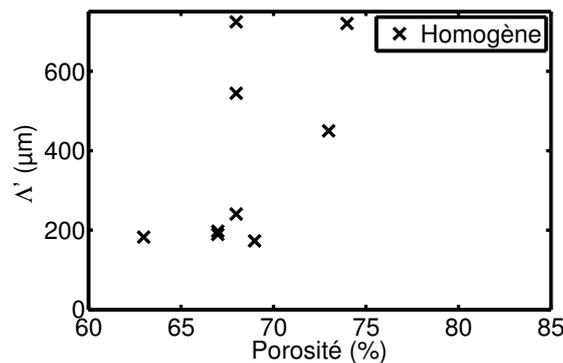
#### 2.4.4. Longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques

Les longueurs caractéristiques permettent de décrire les effets visco-thermiques à haute fréquence de la propagation dans les milieux poreux. Les longueurs caractéristiques peuvent être déterminées par des méthodes ultrasonores (LECLAIRE ET AL., 1996b) par inversion numérique (ATALLA ET PANNETON (2005)) ou encore par inversion analytique (PANNETON ET OLNLY, 2006; OLNLY ET PANNETON, 2008). Cette dernière méthode est utilisée ici, l'inversion analytique est basée sur l'inversion indirecte de la masse et de la compressibilité dynamique mesurées en tube acoustique par la méthode à 3 microphones (SALISSOU ET AL. (2012)). .

Les mesures de longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques en fonction de la porosité présentées à la figure 2.11 montrent (comme attendu) que les longueurs caractéristiques thermiques sont plus importantes que les longueurs caractéristiques visqueuses.



(a) Longueur caractéristique visqueuse / porosité.



(b) Longueur caractéristique thermique / porosité.

FIGURE 2.11. – Longueur caractéristique visqueuse et thermique en fonction de la porosité des mousses métalliques.

Sur les deux paramètres,  $\Lambda$  et  $\Lambda'$ , une variabilité comprise entre  $50 \mu\text{m}$  et  $250 \mu\text{m}$

pour les longueurs caractéristiques visqueuses et entre  $150 \mu\text{m}$  et  $750 \mu\text{m}$  pour longueurs caractéristiques thermiques est visible. Contrairement au comportement de la résistivité au passage de l'air, une dépendance avec la porosité n'est pas nettement observée pour les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique.

### 2.4.5. Épaisseur

La figure 2.12 montre l'épaisseur des différents échantillons obtenus en fonction de la porosité. Le grand nombre d'échantillons d'environ 15 mm d'épaisseur est dû au compromis entre les propriétés acoustiques et mécaniques. Cette épaisseur est choisie afin d'obtenir un grand nombre d'échantillons (pour des raisons statistiques) et rendre possible la comparaison avec les études précédentes (DUPONT ET AL., 2011; GARSOT, 2009; LIU ET GONG, 2006; GONG ET AL., 2004).

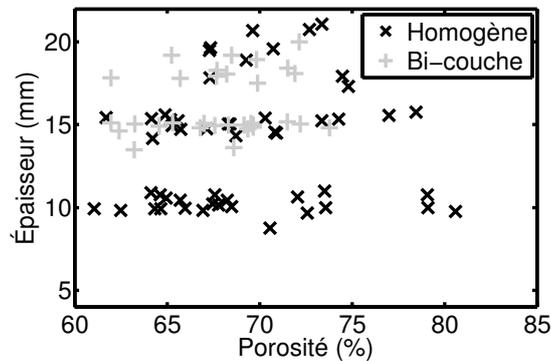


FIGURE 2.12. – Épaisseur en fonction de la porosité des mousses métalliques.

## 2.5. Caractérisation acoustique

Le procédé de fabrication des mousses d'aluminium a été décrit précédemment (sections 2.2). Dans cette section, le modèle acoustique de Johnson-Champoux-Allard (JCA) pour des matériaux poreux à squelette rigide a été employé. Les techniques expérimentales qui permettent d'obtenir les cinq paramètres JCA (porosité  $\phi$ , résistivité au passage de l'air  $\sigma$ , tortuosité  $\alpha_\infty$ , longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques  $\Lambda$  et  $\Lambda'$ ) ont été utilisées.

La porosité a été déterminée par la méthode de SALISSOU ET PANNETON (2007), la résistivité au passage de l'air est basée sur la norme ISO9053 (1991), la tortuosité est déterminée par une variante de la méthode de LECLAIRE ET AL. (1996b) dans laquelle l'excitation est un train d'ondes sinusoïdales et le signal obtenu est corrélé à un signal de référence (sans échantillon) dans le domaine temporel. Les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont définies par la méthode indirecte (PANNETON ET OLNLY, 2006; OLNLY ET PANNETON, 2008). Les paramètres mesurés des mousses métalliques *MA* sont donnés dans le tableau 2.4. Ces paramètres alimentent le modèle JCA qui permet de prédire le comportement acoustique du matériau en absorption et en transmission. Ces indicateurs acoustiques ont été mesurés en utilisant la méthode du tube acoustique à trois microphones et deux cavités proposée par SALISSOU ET AL. (2012).

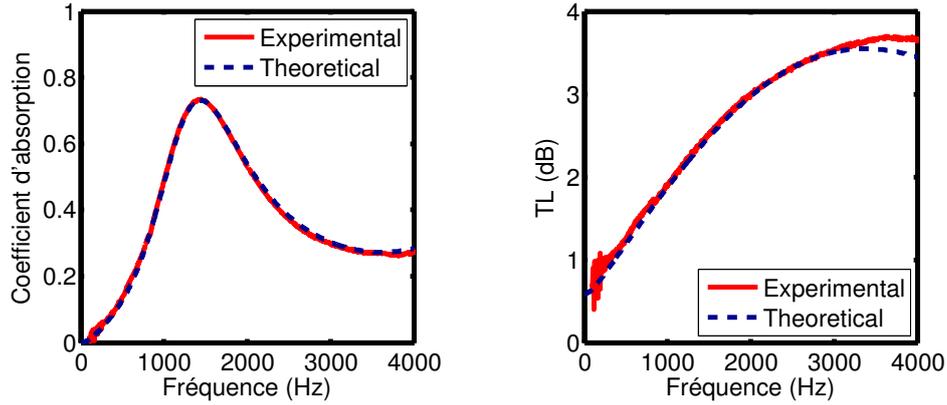
Les comparaisons en absorption et en transmission entre les mesures effectuées au tube et le modèle JCA alimentés par les paramètres JCA ainsi définis (voir Table 2.4) pour les mousses d'aluminium (*MA*) sont présentés sur les figures 2.13 et 2.14.

Matériau	$\phi$ (%)	$\sigma$ (Pa·s/m <sup>2</sup> )	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )
<i>MA1</i>	66	3207	1,7	222	240
<i>MA2</i>	70	3521	1,7	215	458

Table 2.4. – Paramètres JCA de l'échantillon de la mousse d'aluminium .

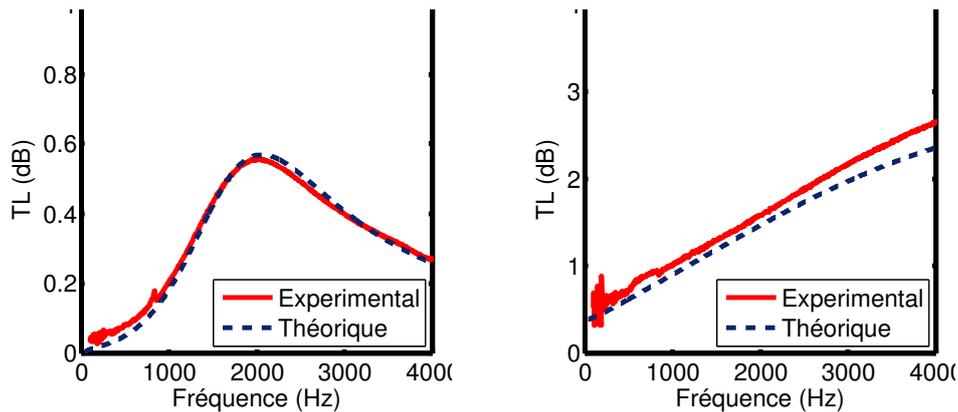
Pour certaines échantillons, comme celles du tableau 2.4, il est apprécié que, entre 65 % et 71 % de porosité, les paramètres JCA sont relativement similaires.

Sur la figure 2.13 et 2.14, nous pouvons observer que les comparaisons des indicateurs acoustiques entre le modèle JCA et les mesures acoustiques sur la mousse d'aluminium sont très bonnes pour des échantillons ne comprenant pas ou peu de pores “dead-end” (pores semi débouchants dans lesquels il n'y a pas d'écoulement de fluide, DUPONT ET AL. (2011)) . En effet pour les échantillons présentés dans ce manuscrit les effets dead-end n'ont pas été observés. Dans ce cas, les résultats proposés montrent que les mousses métalliques présentées dans ce manuscrit (sans effet dead-end) peuvent être décrites à l'aide des modèles acoustiques classiques et le bon accord entre la théorie et les mesures permet de proposer une optimisation de ce type de mousse métallique à l'aide du modèle théorique dans l'approximation du squelette rigide ou mou (“limp”).



(a) Coefficient d'absorption avec une cavité de 20 mm. (b) Indice d'affaiblissement acoustique.

FIGURE 2.13. – Comparaisons des indicateurs acoustiques entre le modèle JCA et les mesures acoustiques pour l'échantillon *MA1*, 18 mm d'épaisseur, 44 mm de diamètre et 1,6 mm de taille de cellule.



(a) Coefficient d'absorption avec une cavité de 20 mm. (b) Indice d'affaiblissement acoustique.

FIGURE 2.14. – Comparaisons des indicateurs acoustiques entre le modèle JCA et les mesures acoustiques pour l'échantillon *MA2*, 10 mm d'épaisseur, 44 mm de diamètre et 1,6 mm de taille de cellule.

## 2.6. Conclusions

Une grande variété de mousses d'aluminium homogènes et inhomogènes peut être convenablement fabriquée grâce à la méthode d'infiltration (invasion d'aluminium fondu

dans les pores d'un granulaire sous pression négative). La taille de cellule et la porosité sont deux paramètres jouant des rôles importants et il est anticipé que ces paramètres permettront de comparer deux aspects : les propriétés mécaniques et les propriétés acoustiques. Une étude faisant intervenir des échantillons bi-couches avec interface à gradient de propriété est également proposée dans les chapitres suivants.

On peut noter qu'il a été observé que pour certains échantillons dans une plage de porosité comprise entre 65 % et 71 % , les autres paramètres JCA pouvaient être relativement similaires. .

# 3. Étude acoustique des matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes

## Sommaire

---

<b>3.1. Introduction</b> . . . . .	<b>66</b>
<b>3.2. Résumé / Abstract</b> . . . . .	<b>67</b>
<b>3.3. Introduction</b> . . . . .	<b>68</b>
<b>3.4. Design and study of reference inhomogeneous porous materials</b> . . . . .	<b>69</b>
3.4.1. Discretization in homogenous layers . . . . .	69
3.4.2. A model for the physical parameters under compression . . . . .	71
3.4.3. Validation on a homogenous compressed foam . . . . .	75
3.4.4. Model for the compressed truncated conic sample . . . . .	76
<b>3.5. Acoustical properties of an inhomogeneous aluminum foam</b> <b>81</b>	
3.5.1. Aluminum foam fabrication . . . . .	81
3.5.2. P-TMM approach for the inhomogeneous porous aluminum . . . . .	82
<b>3.6. Conclusions</b> . . . . .	<b>84</b>

---

## 3.1. Introduction

Dans le chapitre 2, il a été montré que les indicateurs acoustiques prédits par le modèle JCA et les mesures acoustiques sur une mousse d'aluminium homogène sont en très bon accord. Pour les différents échantillons de la mousse d'aluminium homogène étudiés (à taille de cellule constante), la porosité est un paramètre qui a beaucoup d'influence sur le comportement acoustique.

À l'aide du processus de fabrication décrit précédemment, deux tailles de grains de sel différentes sont utilisées pour la création d'une mousse bi-couche avec interface à gradient de propriétés. Pour ce matériau, seules les propriétés physiques des deux couches sont connues. L'interface entre ces deux couches est macroscopiquement inhomogène et de propriétés inconnues. Pour la modélisation acoustique de ce matériau, il est proposé une approche qui considère que la couche interface inhomogène est obtenue à partir d'un mélange de deux matériaux  $A$  et  $B$  dans des proportions variant avec la profondeur de la couche. Cette approche est utilisée en conjonction avec les matrices de transfert en série et en parallèle. Cette approche nécessite un nombre limité de paramètres par rapport aux modèles plus physiques de DE RYCK ET AL. (2007a) et de GROBY ET AL. (2007).

Pour la validation de cette approche, il est proposé d'utiliser un matériau inhomogène de référence correspondant à un cône tronqué de mélamine introduit dans un tube rigide de section circulaire inférieure aux sections du cône. Le matériau est ainsi comprimé radialement de manière progressive dans le tube. Le processus correspond à une implémentation expérimentale d'une transformation conforme dans laquelle on suppose que la taille des cellules est progressivement réduite mais la géométrie de la microstructure est maintenue constante à travers l'épaisseur du matériau. L'approche basée sur cette hypothèse et sur les matrices de transfert en série et en parallèle permet une bonne prédiction des indicateurs acoustiques lorsque le taux de compression maximal est modéré.

Cette partie est présentée sous la forme du manuscrit d'un article soumis au The Journal of the Acoustical Society of America, avec le titre : "A mixture approach to the study of the acoustic properties of rigid frame porous materials with functionally graded macroscopic physical parameters".

## 3.2. Résumé / Abstract

A simple approach to the acoustic properties of fluid-saturated macroscopically inhomogeneous porous layers in the rigid frame approximation is proposed. In this approach, the material undergoes a continuous transformation across the thickness of the layer from a porous material  $A$  into a porous material  $B$ . This is done by mixing volume proportions of materials  $A$  and  $B$  and by varying the volume ratios. Under this assumption, only the volume ratio profile is needed in addition to the physical properties of materials  $A$  and  $B$ . A special reference sample was designed and created in order to validate this approach.

This inhomogeneous material was created by forcing a highly flexible tapered porous cylinder into a constant diameter rigid tube (the impedance tube for acoustic measurements). The physical parameters of the reference sample are well-defined theoretically throughout its thickness. This is possible if it assumed that the microstructural geometrical configuration is maintained throughout the material thickness. The prediction involves the Johnson-Champoux-Allard (JCA) model with macroscopically inhomogeneous parameters and the classical series transfer matrix method with several layers. The “mixture” approach, which involves recently developed parallel transfer matrices (P-TMM) is compared to the series transfer matrix method (S-TMM). The theoretical predictions on the absorption coefficient and on the transmission loss are compared to the measured acoustic properties. The P-TMM approach is then used to characterize the acoustic properties of an inhomogeneous porous aluminum foam for which only the physical properties on the surfaces are known.

### 3.3. Introduction

The variations with depth of the macroscopic parameters of a porous layer can significantly modify its acoustic properties. The general study of rigid frame macroscopically inhomogeneous porous media saturated by air was carried out by De Ryck et al. (DE RYCK ET AL., 2007a,b). With the help of the state vectors formalism and of Peano series, this problem was extended to the 1D problem (in the thickness) of a macroscopically inhomogeneous poroelastic layer by Gautier et al. (GAUTIER ET AL., 2011). In the present study, an inhomogeneous material is considered to be constituted of a “mixture” of two materials  $A$  and  $B$  with volume proportions of each varying through the thickness of the layer. In this approach, one material (material  $A$ ) is progressively replaced by another (material  $B$ ) as the depth increases. For example, this type of material can be obtained by mixing two particle sizes of a granular medium. In this approach, only a volume proportion profile is necessary in addition to the physical properties of materials  $A$  and  $B$ .

A reference inhomogeneous material with well-controlled macroscopic parameters was designed in order to compare the classical series transfer matrix S-TMM approach (Allard and Atalla (ALLARD ET ATALLA, 2009)) with the new mixture approach involving parallel transfer matrices P-TMM (Verdière et al. (VERDIÈRE ET AL., 2013)). The reference sample was created by forcing a highly flexible tapered porous cylinder with circular cross-section into a constant diameter rigid tube with circular cross-section (the

impedance tube for acoustic measurements). A melamine foam was used to create the initial tapered cylinder. This procedure correspond to an experimental implementation of a conformal transformation in which it is assumed that the microstructural geometry is maintained throughout the thickness of the material. With the help of this assumption, the physical parameters can be determined everywhere in the thickness of the sample from the knowledge of the properties at the surface and by use of a homothetic transformation of the pore space. The Carman-Kozeny relationship (see Bourbié et al. (BOURBIÉ ET AL., 1986), page 35) in which the geometrical factor involved is constant can then be used to determine the variations of flow resistivity. Notwithstanding this assumption, it is thought that many inhomogeneous porous materials can be fairly well described by this approach. In this approach, the macroscopic inhomogeneity is viewed as variations of the volume ratio of a mixture of two materials  $A$  and  $B$ . This volume ratio varies from 0% (Material  $A$ ) to 100% (Material  $B$ ) and is directly related to the local porosity. The volume proportion profiles of materials  $A$  and  $B$  and the Johnson-Champoux-Allard (JCA) parameters (see Ref. (ALLARD ET ATALLA, 2009)) of material  $A$  (entry face for the acoustic wave in the inhomogeneous porous layer) and also those of material  $B$  (exit face for the wave) are the input data to our theoretical description. The JCA parameters involved are the (local) open porosity, tortuosity, flow resistivity and the two characteristic lengths.

In section II, the reference sample is created and acoustic measurements are performed. A constant diameter porous cylinder, which is compressed is studied first. For this sample, the measured absorption coefficient and the transmission loss are compared to the theoretical results from the classical series transfer matrix (S-TMM) approach. This first study is meant to validate a model for the physical parameters of the compressed material. The acoustic properties of a compressed tapered cylinder as the reference material are then studied in order to compare the classical S-TMM and the new P-TMM approaches. The P-TMM approach will be the only approach available to describe the inhomogeneous porous aluminum described in section III.

## **3.4. Design and study of reference inhomogeneous porous materials**

### **3.4.1. Discretization in homogenous layers**

The experimental method used to create an inhomogeneous porous material is depicted in Figure 3.1 where a tapered cylinder of highly compressible melamine foam is

forced into a constant diameter tube. In this procedure, the physical properties of the material are progressively modified from one face of the cylinder to the other as the static compression applied increases. The rigid skeleton approximation is considered and no modeling of the structural resonance effect associated with the passage of an acoustic wave is used in this study.

Associated with the conformal transformation, the five parameters of Johnson-Champoux-Allard (JCA) model have been determined from a homothetic behavior of the pore space. The porosity and characteristic lengths parameters are obtained assuming changes in the pore sizes while the microstructure geometry is maintained throughout the thickness of the sample. Since the material is highly porous (porosity of the order of 97%) the tortuosity is close to 1 and its variations are supposed to be small as in the compression process. From Carman-Kozeny's law (see Bourbié et al. (BOURBIÉ ET AL., 1986), page 35), the flow resistivity variations is obtained assuming that the geometrical factor involved in the law is constant.

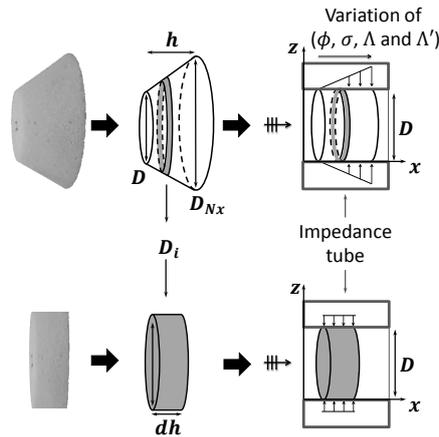


Figure 3.1. – Truncated conical melamine foam sample forced inside a rigid tube, here measurement impedance tube (top). Discretization in thin slices of the radially compressed cylindrical foam sample (bottom).

A compressed truncated conical sample of melamine in working situation in the tube is depicted in Figure 3.1, where  $h$  is the thickness,  $D$  the small diameter which is also the impedance tube diameter,  $D_{N_x}$  the base diameter, and  $x$  and  $z$  the coordinate axis. In an idealized model the layer thickness is constant before and after compression. However, it will be seen that in the experimental part this idealized assumption is not verified and therefore a small thickness correction has to take into account in the experimental method. It is proposed that a series of thin homogenous layers, where the macroscopic

parameters of each layer evolve, can model the truncated conic sample (see Figure 3.1). A representative melamine layer cylinder sample  $i$  of thickness  $h_i$  is defined by a diameter  $D_i$ , such that  $D \leq D_i \leq D_{N_x}$ . The waves in the impedance tube are supposed to be plane waves and the incidence is supposed to be normal to the sample.

The macroscopic parameters  $\phi$ ,  $\sigma$ ,  $\Lambda$ ,  $\Lambda'$ , respectively the open porosity, flow resistivity, viscous and thermal characteristic lengths of the compressed sample change continuously with the position in the thickness as the compression varies. A model for these parameters is proposed in the next section. The melamine foam transfer matrices are also developed for the studied material in the rigid and limp frame approximations.

### 3.4.2. A model for the physical parameters under compression

Castagnède et al. (CASTAGNÈDE ET AL., 2000) studied the effect on the physical parameters by applying a 1D uniaxial or a 2D compression to a layer of highly porous fibrous material in the equivalent fluid approximation. They proposed an expression for the porosity and heuristic formulae for the other parameters describing the compression effect.

In the present article for a radial compression to the cylinder axis, the same expression for the porosity as the one obtained by Castagnède et al. was derived and used. The open porosity  $\phi$  is defined as the ratio of the interconnected fluid volume between  $V_f$  and the total volume  $V_T$ . The volume of the (solid phase) frame is the difference between  $V_T$  and  $V_f$ . The porosity  $\phi_i$  of layer  $i$ , can be expressed as a function of the porosity  $\phi$  and diameter  $D$  of layer 1 and of the diameter  $D_i$  of layer  $i$  by:

$$\phi_i = 1 - (1 - \phi) \left( \frac{D_i}{D} \right)^2, \quad (3.1)$$

where the ratio  $D_i/D$  represents the compression rate (parameter  $n$  in Ref. (CASTAGNÈDE ET AL., 2000)). For the tortuosity, the formula proposed by Castagnède et al. is:

$$\alpha_i = 1 + (\alpha_\infty - 1) \left( \frac{D_i}{D} \right)^2, \quad (3.2)$$

where  $\alpha_i$  is the tortuosity of the  $i^{th}$  layer while  $\alpha_\infty$  is the tortuosity of the uncompressed material. This formula was used and it was verified in the numerical simulations that since the tortuosity is close to 1, its variations with compression had a small effect on the transmission loss so that the hypothesis of constant tortuosity is valid. Castagnède et al. also proposed formulae for the viscous and characteristic lengths and also for the

flow resistivity. These formulae were developed for the study of highly porous fibrous materials. In the present study, the microgeometry is different and corresponds to solid bonds linked in 3D microstructures found in highly porous foams with reticulated cells. Therefore, other expressions were derived for the characteristic lengths and for the flow resistivity.

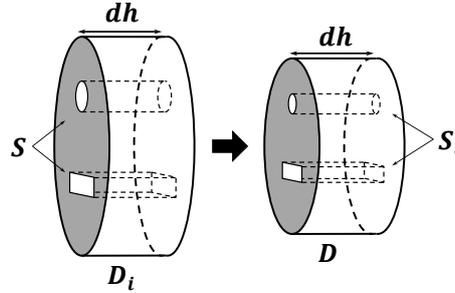


Figure 3.2. – Parameters change in the  $i^{th}$  layer of the porous cylindrical layer under radial compression. After compression, the material is considered as transversely isotropic.

From the compressed conical sample, a representative cylindrical layer  $i$  defined by a diameter  $D_i$  and a thickness  $dh$  is considered (see Figure 3.2). When the material is introduced in the impedance tube, the elastics and plastics effects make to increase the thickness of material. The Poisson's ratio and the Young's modulus, due to the high compression ratio, are not fixed. These effects cause elastic and plastic deformation of the frame of the material in the tube impedance. In the theoretical part we consider that each slice has same thickness after and before compression process. However in the experimental part the real compressed material thickness is measured in the tube and this thickness is used for the comparison between experimental and model results.

In the proposed model, the pore space (not the solid) when compressed undergoes a homothetic transformation along an infinite number of radially compression axes which are perpendicular to the cylinder axis. It is assumed that after compression, each layer has isotropic material properties to the cylinder axis.

In the case of Figure 3.2, the cumulative pore surface at the entry face of the layer before compression is denoted  $S$  and that for the layer after compression is denoted  $S_i$ . The corresponding total pore volumes are obtained after integration along the thickness. The total volumes are given by respectively:

$$V = \int_0^{dh} S dx, \quad (3.3)$$

and:

$$V_i = \int_0^{dh} S_i dx. \quad (3.4)$$

In this approach, each layer has been subdivided in an infinite number of slices of thickness  $dx$  and the total pore volume is given by multiplying the cumulative cross section by  $dx$ .

It is assumed that each pore of each slice undergoes a homothetic transformation without change in microgeometry that reduces the cross sectional area of the pore by the same factor as the reduction in the cross sectional area of the cylindrical layers before and after compression (see Figure 3.2). In addition, the compression is uniform along the  $x$  axis and each slice undergoes the same diameter reduction so that  $S$  and  $S_i$  can be taken out of the integrals in Eqs. (3.3) and (3.4).

The porosity before and after compression are given by dividing these volumes by the total volumes of the cylinders, respectively:

$$\phi = \frac{S dh}{h \pi D_i^2/4}, \quad (3.5)$$

and:

$$\phi_i = \frac{S_i dh}{h \pi D^2/4}, \quad (3.6)$$

since:

$$\frac{S_i}{S} = \left( \frac{\Lambda'_i}{\Lambda'} \right)^2. \quad (3.7)$$

Combining Eqs. (3.5), (3.6) and (3.7) provide the following ratio of porosities:

$$\frac{\phi_i}{\phi} = \left( \frac{\Lambda'_i}{\Lambda'} \right)^2 \left( \frac{D_i}{D} \right)^2, \quad (3.8)$$

and  $\Lambda'_i$  can be expressed as:

$$\Lambda'_i = \left( \frac{D}{D_i} \right) \sqrt{\frac{\phi_i}{\phi}} \Lambda'. \quad (3.9)$$

Similarly, the other geometrical parameter  $\Lambda_i$  is given by:

$$\Lambda_i = \left( \frac{D}{D_i} \right) \sqrt{\frac{\phi_i}{\phi}} \Lambda. \quad (3.10)$$

Therefore,  $\Lambda'_i$  and  $\Lambda_i$ , can be expressed as functions of the porosity profile and of  $\Lambda'$  and  $\Lambda$  by combining Eqs. (3.1), (3.9) and (3.1), (3.10):

$$\Lambda'_i = \left[ \left( \frac{1 - \phi}{1 - \phi_i} \right) \left( \frac{\phi_i}{\phi} \right) \right]^{1/2} \Lambda', \quad (3.11)$$

$$\Lambda_i = \left[ \left( \frac{1 - \phi}{1 - \phi_i} \right) \left( \frac{\phi_i}{\phi} \right) \right]^{1/2} \Lambda. \quad (3.12)$$

For the static airflow resistivity, the Carman-Kozeny's law is used in which the shape factor is supposed constant for a homothetic transformation where the pore microgeometry is maintained. After Carman-Kozeny (see Bourbié et al. (BOURBIÉ ET AL., 1986), page 35), the static permeability  $\kappa$  is given by:

$$\kappa = \frac{A}{\alpha_\infty} R_H^2 \phi, \quad (3.13)$$

and the airflow resistivity is given by  $\sigma = \eta/\kappa$ , with  $\eta$  the dynamic viscosity. In fact,  $R_H$  the hydraulic radius corresponds to  $\Lambda'$ .  $A$  is a shape factor which is supposed constant under the assumption of constant microstructure geometry. It is then possible to obtain for a given slice  $i$  a ratio  $\sigma_i/\sigma$  for compressed and uncompressed slice of material replacing  $\kappa$  from Eq. (3.13) into equation of  $\sigma$  and considering the shape parameter and the tortuosity constant.  $\sigma_i$  is given by:

$$\sigma_i = \left( \frac{1 - \phi_i}{1 - \phi} \right) \left( \frac{\phi}{\phi_i} \right)^2 \left( \frac{\alpha_{\infty i}}{\alpha_\infty} \right) \sigma. \quad (3.14)$$

The tortuosity ratio is considered to be equal to 1. Using the heuristic equation (3.2) the maximum value found is 1,03. For the other necessary parameters, the density  $\rho$  of the foam is as a function of air density  $\rho_{air}$  and of solid phase density  $\rho_{solid}$ :

$$\rho = \phi \rho_{air} + (1 - \phi) \rho_{solid}. \quad (3.15)$$

It is then possible to obtain  $\rho_i$  from a ratio  $\rho_i/\rho$  before and after compression:

$$\rho_i = \left( \frac{1 - \phi_i}{1 - \phi} \right) (\rho - \phi \rho_{air}) + \phi_i \rho_{air}. \quad (3.16)$$

Using this model for the physical properties of the compressed material, the necessary parameters can all be expressed as functions of  $\phi_i$  and only a porosity profile (or volume proportion of each phase) is required to describe the macroscopic inhomogeneity in the

material.

### 3.4.3. Validation on a homogenous compressed foam

For the purpose of testing the validity of the assumptions and the model for the expressions for the physical parameters, experiments have been conducted first on compressed and not compressed constant diameter cylinders of melamine foam. The five JCA parameters  $\phi$ ,  $\alpha_\infty$ ,  $\Lambda$ ,  $\Lambda'$  and  $\sigma$  of a “not compressed” melamine foam have been determined by the methods, respectively, pressure/mass (SALISSOU ET PANNETON, 2007), ultrasonic (LECLAIRE ET AL., 1996b), indirect method (PANNETON ET OLYN, 2006; OLYN ET PANNETON, 2008) and static airflow resistance (ISO9053, 1991). The  $\phi$ ,  $\Lambda$ ,  $\Lambda'$ ,  $\sigma$  and  $\rho$  parameters proposed in this work have been calculated following, respectively, Eqs. (3.1), (3.11), (3.12) and (3.14) and (3.16). The frame vibrations have been suppressed or minimized with the help of needles used in every samples, following the method proposed by Iwase et al. (see Panneton and Olyn (PANNETON ET OLYN, 2006)).

These experimental methods to determine the JCA parameters can introduce significant errors ; therefore, it is important to define for each JCA parameter a mean value  $X$  and a standard deviation  $s_{err}$ , such that  $X = \bar{X} \pm s_{err}$ . The standard deviation of JCA parameters “not compressed” are used to determine the standard deviation of JCA parameters “compressed” with the help of the equations of the model. The JCA acoustic parameters are summarized in Table 3.1. Two samples of same material are proposed, a reference sample that corresponds to the “not compressed” sample.

The diameter of the constant cross section “not compressed” sample is the same as that of the acoustic tube ( $D = 29$  mm) with a thickness of  $dh = 18,3$  mm. The dimensions of the “compressed” sample before compression are  $D_i = 41,3 \pm 0,3$  mm (see Figure 3.1). It is chosen same thickness for the reference sample than the means thickness (before and after compressing) of the compressed sample. The values obtained from Eqs. (3.1-3.16) were used for the theoretical predictions.

The static airflow resistivity of a homogenous compressed foam, calculated from equation 3.14, has been validated on experimental measures (by the method ISO9053 (1991)) of three compressed homogeneous melamine foams samples in the annexe 5.6. The good agreement between simulations and experimental results on the absorption coefficient and transmission loss for two samples with same thickness, compressed and not compressed melamine foam are shown in Figure 3.3.

	Not compressed (Measured)	Compressed (Model)
$\phi$	$0,99 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,02$
$\sigma$ (Pa·s/m <sup>2</sup> )	$11987 \pm 431$	$25091 \pm 1098$
$\alpha_\infty$	$1,02 \pm 0,01$	$1,04 \pm 0,02$
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$80 \pm 9$	$56 \pm 6$
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	$138 \pm 34$	$96 \pm 24$
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$8 \pm 3$	$16 \pm 11$
$D$ (mm)	$29,0 \pm 0,0$	$29,0 \pm 0,0$
$D_i$ (mm)	$29,0 \pm 0,1$	$41,3 \pm 0,2$

Table 3.1. – Physical parameters for “not compressed” melamine foam sample (measured) and for “compressed” melamine foam determined by Eqs. (3.1-3.16).

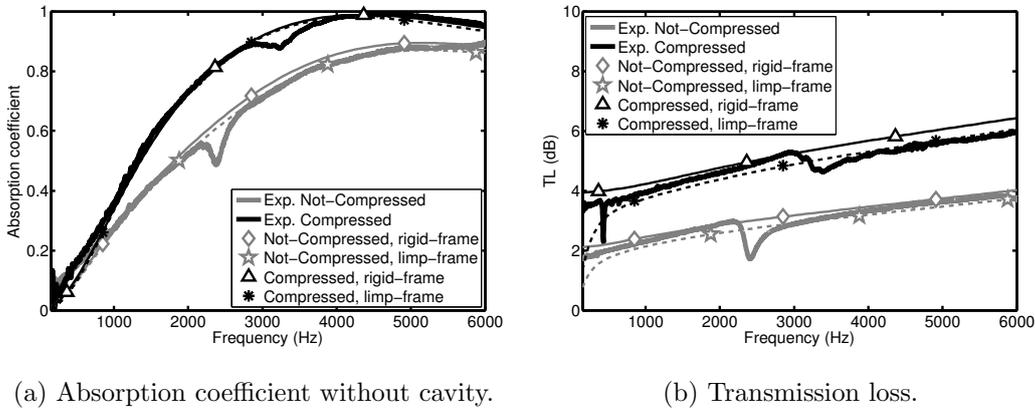


Figure 3.3. – Absorption coefficient, transmission loss measurement and modeling of two homogenous melamine samples compressed and uncompressed. Compressed (black lines) and uncompressed (gray lines) for homogenous melamine foam. Corresponding ( $\Delta$  line) to rigid-frame, ( $*$  line) to limp-frame for compressed sample, ( $\diamond$  line) to rigid-frame, ( $\star$  line) to limp-frame for uncompressed sample.

The two sample have same thickness. For the rest of the paper, we focus on transmission loss, this acoustics indicator being more sensitive to a compression process (see Figure 3.3b).

### 3.4.4. Model for the compressed truncated conic sample

#### A. Transfer Matrix Method with elements stacked in series

A material with progressive variations of macroscopic properties has been designed and built (see Figure 3.1). It is proposed to use the S-TMM approach (Transfer Matrix

Method for systems composed by layers staked in series). The acoustic indicators of assemblies consisting of laterally infinite and homogeneous material layers stacked in series are commonly used and can be described with the help of transfer matrices in the well known TMM approach. The material properties are involved in the elements of the transfer matrices through the use of the complex wave number  $k$  and characteristic impedance  $Z_c$ . The transfer matrix for the  $i^{th}$  layer is given by:

$$[T_i] = \begin{bmatrix} \cos(k_i h_i) & \frac{j Z_{c_i}}{\phi_i} \sin(k_i h_i) \\ \frac{j \phi_i}{Z_{c_i}} \sin(k_i h_i) & \cos(k_i h_i) \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

The transfer matrix of the multilayer system  $[T]$  depends on the transfer matrix  $[T_i]$  of layer  $i$  and  $N_x$  the number of layers along the  $x$  axis:

$$[T] = \prod_{i=1}^{N_x} [T_i]. \quad (3.18)$$

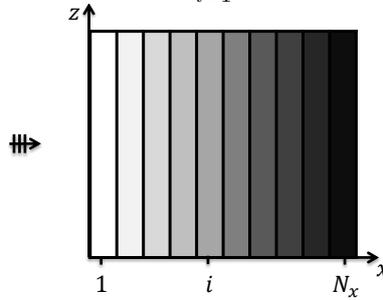


Figure 3.4. – Inhomogeneous material sample divided in  $N_x$  sub-layers. The white element represents the smallest diameter  $D$  of the truncated conical cylinder. The greater the diameter  $D_i$  becomes, the more compression the material experiences (darker layers  $i$ ). The darkest element corresponds to the base diameter  $D_{N_x}$  of the truncated cone.

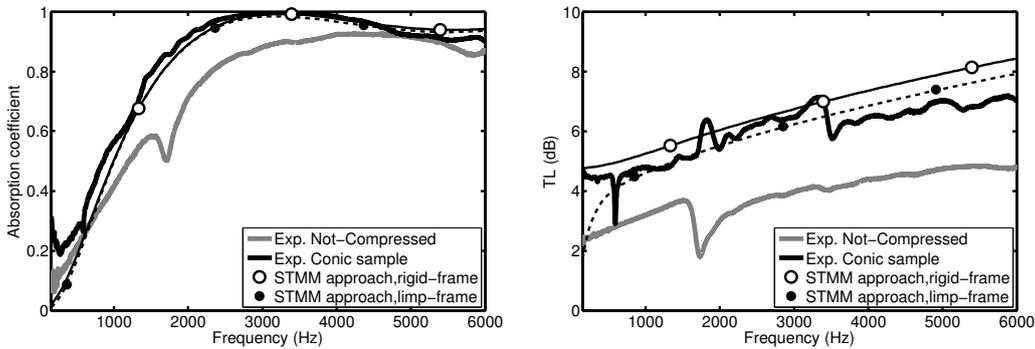
The simulation has included  $N_x = 100$  stacked layers of homogenous material (see Figure 3.4). The thickness of each layer is  $h_i = h/N_x$ . The discretization numbers of layers  $N_x$  is determined beyond preliminary convergence tests. The layer thickness should also be greater than the characteristic sizes of the inhomogeneities at the microscopic scale of the pores. In Table 3.2, the JCA parameters are determined from the approach proposed in section II.B. Two samples of same material are proposed, a reference sample that correspond to the “not compressed” sample. The diameter of the constant cross section “not compressed” sample is the same as that of the acoustic tube ( $D = 29$  mm) with a thickness of  $h = 25,6$  mm. This sample is compared to a conic sample of small diameter  $D = 29,8 \pm 0,3$  mm, base diameter  $D_{N_x} = 48,1 \pm 0,2$  mm. It is chosen same thickness for the reference sample than for the compressed sample.

	Not compressed	Layer 1	Layer $N_x$
$\phi$	$0,99 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,04$
$\sigma$ (Pa·s/m <sup>2</sup> )	$11987 \pm 431$	$12679 \pm 582$	$34855 \pm 1468$
$\alpha_\infty$	$1,02 \pm 0,01$	$1,02 \pm 0,01$	$1,05 \pm 0,03$
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$80 \pm 9$	$78 \pm 9$	$48 \pm 5$
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	$138 \pm 34$	$134 \pm 33$	$82 \pm 20$
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$8 \pm 3$	$9 \pm 6$	$21 \pm 15$

Table 3.2. – JCA parameters for a not compressed melamine homogeneous sample and for the first and the last equivalent layers of the compressed truncated conic sample.

It is worth noticing that the value of the static flow resistivity  $\sigma$  in Table 3.2 highly differs from the first layer to the last layer of the compressed truncated conic sample. The comparison between the experimental results and the series TMM approach for the acoustics indicators (transmission loss) is shown in Figure 3.5.

The experimental results on transmission loss are well predicted with the multilayer decomposition and the S-TMM approach. The rigid and limp frame seem to fit well the low frequency behavior while higher frequency behavior is better described by the limp frame approximation.



(a) Absorption coefficient without cavity.

(b) Transmission loss.

Figure 3.5. – Simulation of uncompressed homogeneous (color line) and truncated conic (black lines) melamine foam. Corresponding (○ line) to limp-frame and (● discontinuous line) to rigid-frame.

## B. Transfer Matrix Method with parallel elements - P-TMM

The new approach for the study of macroscopically inhomogeneous materials proposed in the present study is based on a transfer matrix method introduced by Verdière et al.

(VERDIÈRE ET AL., 2013) for the calculation of the acoustic indicators of elements placed in parallel. Since the elements are in parallel, it is more convenient to work with global admittances  $[Y]$  given as a function of the admittance matrix of the lateral sub-layers  $[Y_l]$ :

$$[Y] = \sum_{l=1}^{N_z} r_l [Y_l], \quad (3.19)$$

A parameter  $r$  being defined as the surface ratio of a given element and considering  $N_z$  elements stacked along the  $z$  axis, the total admittance  $[Y]$  is given as a function of the components ( $t_{i,11}$ ,  $t_{i,12}$ ,  $t_{i,21}$  and  $t_{i,22}$ ) of the matrix  $[T_i]$  of Eq. (3.17):

$$[Y_i] = \frac{1}{t_{i,12}} \begin{bmatrix} t_{i,22} & t_{i,21}t_{i,12} - t_{i,22}t_{i,11} \\ 1 & -t_{i,11} \end{bmatrix}, \quad (3.20)$$

In this approach, only the properties of the front and the back surfaces are considered. Form front to back, it is considered a progressive mixture properties in a number of layers as shown in Figure 3.6. The variation in the macroscopic properties of a compressed truncated conic sample is considered as due to a variation of the volume ratio of a mixture of a not compressed material (corresponding to layer 1) and of the most compressed material (corresponding to layer  $N_x$ ). This volume ratio varies from 0% (not compressed material) to 100% (most compressed material) and is directly related to the local porosity Eq. (3.1). Following this description, only two material are stacked in parallel in a layer  $i$ . The surface ratio and the porosity of both materials determine the local porosity:

$$\phi_i = (r_{mat_1})_i \phi + (r_{mat_{N_x}})_i \phi_{N_x}. \quad (3.21)$$

The surface ratios of both materials ( $r_{mat_1}$  and  $r_{mat_{N_x}}$  are the surface ratios of the layer 1 and of the layer  $N_x$ ) obeys the following relationship:

$$(r_{mat_1})_i + (r_{mat_{N_x}})_i = 1. \quad (3.22)$$

A mix law can be defined from the porosity profile  $\phi_i$  (see Eq. (3.21) and (3.22)):

$$(r_{mat_1})_i = \frac{\phi_{N_x} - \phi_i}{\phi_{N_x} - \phi}. \quad (3.23)$$

The JCA parameters using the approach described in section II.B for the layers of diameter  $D$  and  $D_{N_x}$  provides the elements of the transfer matrix. Only the parameters

for these two layers are necessary for the rest of this study in addition to a volume ratio profile. In Figure 3.6 a volume ratio profile obtained from Eq. (3.23) is presented.

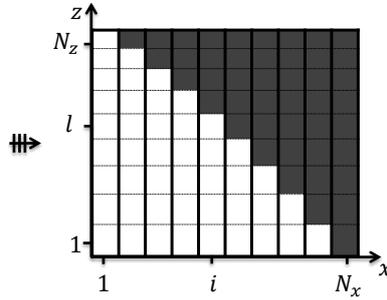


Figure 3.6. – Parallel transfer matrix stacking in which the white square elements represent the first layer of equivalent material of diameter  $D$  and the dark square elements represent the most compressed equivalent layer of diameter  $D_{N_x}$ .

The transmission losses measured and calculated from the parallel transfer matrix approach for a truncated conic sample of highly compressible melamine foam forced into a constant diameter tube are presented in Figure 3.7. After a convergence analysis, the number of layers is  $N_x = 100$  and the number of parallel sub-layers is  $N_z = 99$  (see Figure 3.6).

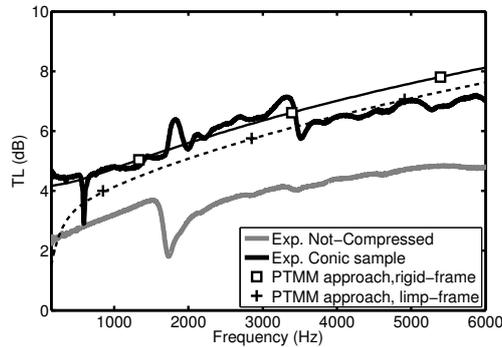


Figure 3.7. – Transmission loss measurement and simulation of tapered cylinder and uncompressed homogenous melamine foam (color line). The measurement (solid line), P-TMM approach rigid-frame ( $\square$  line) and limp-frame ( $\times$  line).

A good agreement between experimental and theoretical results is also found. However, it is clear that the theoretical series S-TMM (see Figure 3.6) and parallel P-TMM approaches (see Figure 3.7) do not provide identical results. The discrepancy between the two approaches can be attributed to the additional assumptions made in the P-TMM approach where the inhomogeneous material is supposed to be made of a mixture

of two materials. The S-TMM approach can be considered as more rigorous. However, in the P-TMM approach, only the physical properties of the first and last layers are used in addition to a porosity profile given by Eq.(3.1) while the other equations are not necessary. The advantage of the P-TMM approach is its capacity to predict the properties of a graded material with only the JCA parameters of the two external layers and only a “mixture law” on the porosity as unknowns, while for a multilayer method, the parameters of the  $N_x$  layers have to be determined. This key advantage is illustrated in the study of a inhomogeneous porous aluminum foam obtained from the mixture of two particle sizes salt grains.

## 3.5. Acoustical properties of an inhomogeneous aluminum foam

### 3.5.1. Aluminum foam fabrication

The porous aluminum foams can be obtained after melted aluminum has invaded the pore space of a sample of salt grains at negative pressure and high temperature (see Figure 3.8, Gong et al. (GONG ET AL., 2004)). After cooling and solidification of the metal, a porous aluminum can be obtained by dissolving out the salt grains by water washing at ambient temperature. The distribution in the pore size can be obtained by controlling the initial salt grain particle size distribution by successive sieving of the salt grains. After the salt grains have been dissolved, the sample is dried and the space formerly occupied by the grains are replaced by air so that the porous aluminum is created.

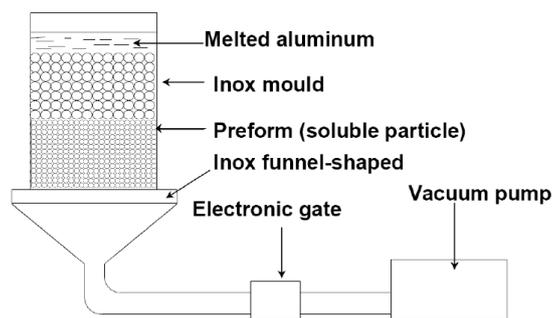


Figure 3.8. – Principle of the fabrication of an inhomogeneous aluminum foam (Redrawn after Gong (GONG ET AL., 2004)).

An inhomogeneous sample of aluminum foam was built using two sizes of salt grains. The final product corresponds to two different homogenous layers of porous aluminum, a bi-layer homogenous porous aluminum with an inhomogeneous interface. The interface can be considered as composed by a progressive mixture of two cells and inter-cells spaces of each homogenous layer, progressively mixed (see Figure 3.9).

### 3.5.2. P-TMM approach for the inhomogeneous porous aluminum

With the help of the process technique described in the previous section, two different sizes of salt grains were used to create a bi-layer inhomogeneous foam. The analysis of microscope photographs of a cross-sections of the sample reveals that this metallic foam is composed of three layers: two homogeneous layers of different materials and an interface layer (localized between the two homogeneous layers). The progressive mix of the cells of the two homogeneous layers occurs in the intermediate interface layer. Based on this observation, the bi-layer inhomogeneous foam is identified as a multilayered material composed of three different materials stacked in series.

The macroscopic JCA parameters of the two homogeneous layers can be determined separately. Separate samples of each homogeneous layers were fabricated prior to this study and their parameters were determined. The P-TMM approach proposed by Verdière et al. (VERDIÈRE ET AL., 2013) is used for modeling the interface mixture region with the help of the JCA parameters of two homogenous layers.

For the inhomogeneous interface layer, the “mixture” of two materials with varying volume proportions from one material to another is identified as a porous material with a porosity profile along the thickness of the sample (see Figure 3.9).

While implementing the S-TMM approach as shown in Figure 3.4 seems to be a difficult task, the P-TMM approach (Verdière et al. (VERDIÈRE ET AL., 2013)) can be applied fairly easily to obtain the transfer matrix of the interface layer. The global transfer matrix of the global inhomogeneous foam is then determined by the product of transfer matrices of the three layers (see Eq. (3.18)). The metallic porous frame is considered to be rigid.

The bi-layer metallic foam presented in this study has been made with salt grains of two sizes (the grain equivalent diameters are between 0,9 mm and 1,1 mm for group *A*, and between 1,4 mm and 1,8 mm for group *B*) (see Figure 3.9a). The two homogenous layers correspond to the two metallic foams MF1 and MF2 for which the JCA parameters are given by using the classical method (measurements and indirect method) and they are given in Table 3.3.

	MF1	MF2
$h$ (mm)	14,9	14,4
$\phi$	$0,64 \pm 0,01$	$0,66 \pm 0,01$
$\sigma$ (Pa·s/m <sup>2</sup> )	$4316 \pm 212$	$3190 \pm 212$
$\alpha_\infty$	$1,6 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$170 \pm 13$	$223 \pm 9$
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	$196 \pm 29$	$544 \pm 24$

Table 3.3. – JCA parameters of homogenous aluminum foam sample.

The global sample thickness is  $h = 14,8$  mm. With the help of the a microscope analysis (see Figure 3.9a) and an optimization approach (algorithm of simulated annealing, Ref. (KIRKPATRICK ET AL., 1983)), the thickness of each specific layer is defined. The thicknesses of the first homogenous layer, of the inhomogeneous interface layer and of the second homogenous layer are respectively 4,0 mm, 2,5 mm and 8,3 mm. The interface P-TMM parameters have been chosen to be  $N_x = 9$  layers and  $N_z = 30$  columns.  $N_x$  and  $N_z$  respond to preliminary convergence analysis and the simulated annealing optimization algorithm (see Ref. (KIRKPATRICK ET AL., 1983)). This optimization techniques is based on the analogy of the annealing process behavior and consists basically in the iterative improvement of a cost function. This function represents a quantitative measure of the “goodness” of some complex system. The difference between the theoretical and experimental TL define the cost function used.

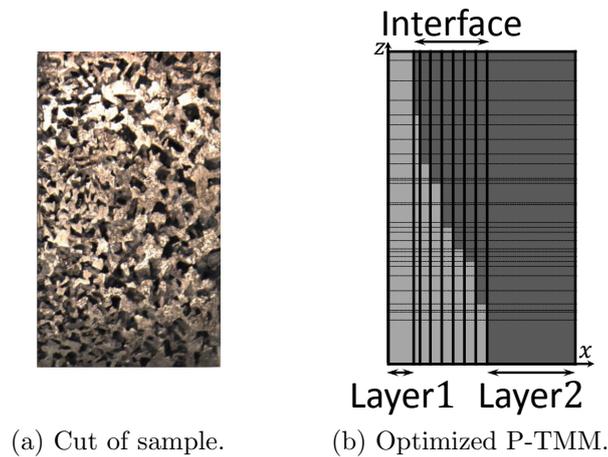


Figure 3.9. – Metallic foam.

This iterative improvement resembles to the microscopic rearrangement processes modeled by statistical mechanics. An interface profile used with the “mixture” method is proposed by the annealing optimization algorithm (see Figure 3.9b). Figure 3.9b depicts the good agreement of interface profile obtained by visual microscopy method and by optimization method. The experimental results and the predictions of the transmission loss based on the P-TMM approach and using the JCA parameters of the two homogeneous layers are compared in Figure 3.10. It can be noticed that the present approach compares very well with the experimental results and seems well adapted to model the acoustic properties of bi-layer metallic foams with a mixed-cells interface provided the property gradient is not too strong.

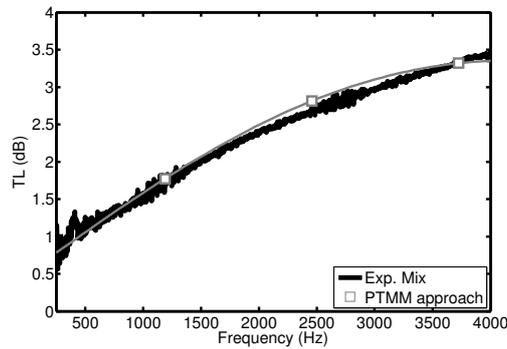


Figure 3.10. – Transmission loss comparison measurement (black solid line) mix of MF1 and MF2 size cell sample, the (□ line) P-TMM approach.

### 3.6. Conclusions

A new approach based on parallel transfer matrices was proposed for the study of the acoustical properties of rigid frame inhomogeneous porous layers saturated by air. A reference material with well-controlled physical parameters was first designed and studied. The reference material was created by forcing a tapered cylinder of highly compressible porous material into a rigid constant cross section tube, which corresponded to the impedance tube used for the acoustic measurements. This first study allowed to validate a model for the JCA parameters (porosity, tortuosity, flow resistivity, viscous and thermal characteristic lengths) of compressed materials. This model is needed only for the implementation of the series transfer matrix approach (S-TMM) and assumes that the microstructural geometrical configuration is maintained throughout the thickness of the material, makes use of homothety relationships and also the Carman -

Kozeny law. Using this model and experimental results on the absorption coefficient and transmission loss, it was possible to compare the classical S-TMM and the new P-TMM approaches. The two approaches predicted an increase of absorption and transmission loss in a compressed material and can fairly well predict the experimental results. However, they do not provide the same theoretical curves, especially for highly compressed material. This discrepancy can be attributed to the assumption made for the P-TMM approach that the inhomogeneous material can be viewed as a “mixture”. It is thought that this approach is valid for materials that do not display strong variations in physical properties with thickness. Although the S-TMM approach can be considered to be more rigorous than the P-TMM approach, only the latter could be used to describe the acoustic properties of an kind of inhomogeneous porous aluminum material presented in this paper. For this material, the profiles of all physical parameters were not available and could not be easily determined. However, the variations of volume ratio of each material in the “mixture” approach could be determined by an optimization algorithm. This information combined with the knowledge of the physical properties of each homogeneous material of the mixture was enough to provide a good theoretical description of the porous aluminum. Future work on the P-TMM approach could involve a microtomography study in provided the property gradient is not too strong order to determine and visualize the porosity profile. In this work, the usefulness of the S-TMM approach and of the P-TMM approach were shown on different types of inhomogeneous materials. A possible application of the “mixture” approach presented here is the development of an optimized inhomogeneous porous materials.

## Acknowledgment

This work was supported by the Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (France) and by the National Sciences and Engineering Research Council of Canada.

# 4. Étude paramétrique des propriétés acoustiques des matériaux poreux

## Sommaire

---

4.1. Introduction . . . . .	86
4.2. Étude préliminaire sur la parité du coefficient d'absorption . . . . .	88
4.3. Étude des maxima d'absorption pour des matériaux théoriques à paramètres indépendants . . . . .	90
4.4. Étude de l'enveloppe du coefficient d'absorption en fonction de la porosité pour des matériaux théoriques à paramètres indépendants . . . . .	95
4.4.1. Matériau couplé à un mur rigide . . . . .	95
4.4.2. Matériau couplé à une cavité d'air et à un mur rigide . . . . .	97
4.5. Étude paramétrique des propriétés acoustiques de matériaux à paramètres dépendants de la porosité . . . . .	98
4.5.1. Paramètres JCA et coefficient d'absorption en fonction de la porosité . . . . .	98
4.5.2. Étude des maxima d'absorption, exemple 1 . . . . .	100
4.5.3. Exemple 2 . . . . .	103
4.5.4. Exemple 3 . . . . .	105
4.6. Conclusions . . . . .	105

---

## 4.1. Introduction

Pour la comparaison entre les indicateurs acoustiques et les indicateurs mécaniques (choc), il est important de pouvoir trouver des paramètres influents communs. Pour les propriétés acoustiques, les paramètres possibles sont les cinq paramètres macroscopiques JCA ( $\phi$ ,  $\sigma$ ,  $\alpha_\infty$ ,  $\Lambda$  et  $\Lambda'$ ), la fréquence  $f$  et l'épaisseur  $h$ . À l'impact, la fréquence est

une grandeur qui contrairement à l'acoustique n'a que peu d'influence. La porosité  $\phi$ , l'épaisseur  $h$  et la taille des cellules (liée à  $\Lambda$  et  $\Lambda'$ ) ont une influence importante.

La porosité est un des le paramètres communs aux indicateurs acoustiques et mécaniques au choc. Il semble être un paramètre important pour la corrélation entre ces deux indicateurs. De plus, dans le processus de fabrication des mousses métalliques, il est possible de faire varier la porosité sur une plage de valeurs assez grande et la porosité est un paramètre assez bien contrôlable lors de la fabrication. Il est donc intéressant d'étudier l'influence de la porosité sur les indicateurs acoustiques et mécaniques. Pour la plupart des matériaux acoustiques (dont les mousses métalliques), les paramètres macroscopiques JCA sont interdépendants.

Dans le chapitre 3 et dans le cadre de l'étude de matériaux macroscopiquement inhomogènes, des variations de porosité ont été considérées et prises en compte. Les autres paramètres ont été déterminés à l'aide d'un modèle et d'une hypothèse concernant la microstructure. Dans ce chapitre, il nous a semblé intéressant d'utiliser ce même modèle pour déterminer les paramètres JCA à partir de la connaissance de la porosité. Naturellement, les matériaux hypothétiques étudiés dans ce chapitre sont soumis à la même restriction sur la microgéométrie. Toutefois, on pense que cette étude, qui peut être considérée comme exploratoire, est intéressante et donnera de bonnes tendances quant à l'influence des paramètres. Cette étude comprend :

- une recherche des maxima d'absorption,
- une recherche de l'enveloppe des maxima d'absorption en fonction de la porosité.

Nous considérons en premier lieu le cas purement académique qui considère un matériau hypothétique pour lequel les paramètres JCA sont indépendants les uns des autres. Un tel matériau ne peut pas exister en réalité, mais cette étude est proposée dans l'objectif de déterminer et de proposer une démarche permettant d'obtenir les maxima d'absorption ainsi que l'enveloppe du coefficient d'absorption en fonction de la porosité (études des maxima locaux). Cette démarche sera par la suite appliquée à des matériaux réels en supposant que l'on connaisse les autres paramètres grâce à l'utilisation d'un modèle. On peut s'attendre à des résultats différents mais la démarche et la méthodologie proposée devraient rester valables.

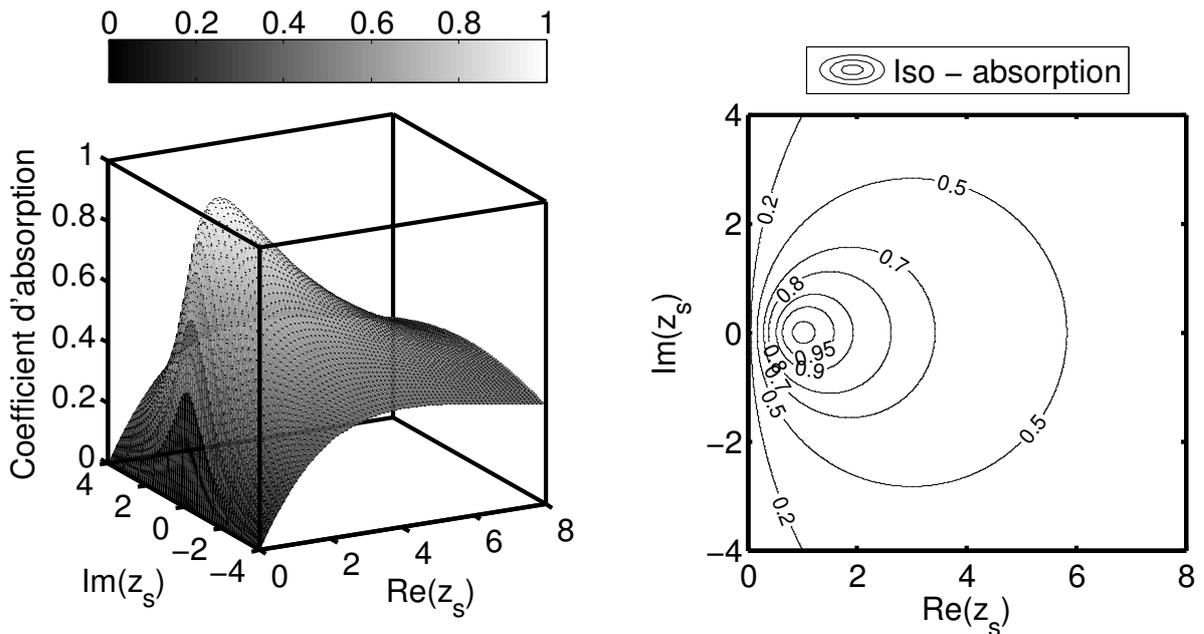
Nous commençons par l'étude de la parité du coefficient d'absorption, valable pour tous matériaux et sans hypothèse restrictive.

## 4.2. Étude préliminaire sur la parité du coefficient d'absorption

Cette étude sera utile pour déterminer l'enveloppe du coefficient d'absorption en fonction de la porosité pour différentes fréquences. Elle utilise l'expression générale du coefficient d'absorption en fonction des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface normalisée  $z_s = Z_s/c_0\rho_0$  ( $Z_s$  représente l'impédance de surface,  $c_0$  la vitesse du son et  $\rho_0$  la masse volumique de l'air) :

$$\alpha = \frac{4 \operatorname{Re}(z_s)}{[\operatorname{Im}(z_s)]^2 + [\operatorname{Re}(z_s) + 1]^2} \quad (4.1)$$

Si l'on considère la représentation graphique du coefficient d'absorption (figure 4.1), il est observé que le coefficient d'absorption en fonction de  $\operatorname{Im}(z_s)$  est une fonction paire .



(a) Représentation 3D.

(b) Représentation isométrique.

FIGURE 4.1. – Coefficient d'absorption en fonction des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface.

La parité est bien entendu confirmée par l'équation 4.1. Dans la représentation graphique, les parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface ( $\operatorname{Re}(z_s)$  et  $\operatorname{Im}(z_s)$ ) sont

considérées comme deux variables indépendantes. En réalité, elles sont liées car ces deux parties dépendent toutes les deux des mêmes paramètres du modèle choisi. L'absorption en fonction de paramètres interdépendants sera étudiée plus loin dans ce chapitre (voir 4.5). Dans un premier temps une représentation générale de l'absorption en fonction des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface indépendantes est proposée.

Pour la fonction 4.1, la symétrie du coefficient d'absorption est trouvée par rapport au plan  $\text{Im}(z_s) = 0$ .

$$f(x) = f(-x) \rightarrow \alpha(\text{Im}(z_s)) = \alpha(-\text{Im}(z_s)) \quad (4.2)$$

Par conséquent, la courbe d'intersection du plan  $\text{Im}(z_s) = 0$  avec la surface représentant le coefficient d'absorption (équation 4.1) correspond au "chemin de crête" c'est à dire le lieu des maxima locaux donnés par la courbe  $\alpha\{\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s) = 0\}$ . Pour une valeur particulière de  $\text{Re}(z_s)$ , le maximum absolu est de 100%. Le coefficient d'absorption atteint la valeur maximale absolue pour deux conditions :  $\text{Im}(z_s) = 0$  et  $\text{Re}(z_s) = 1$ .

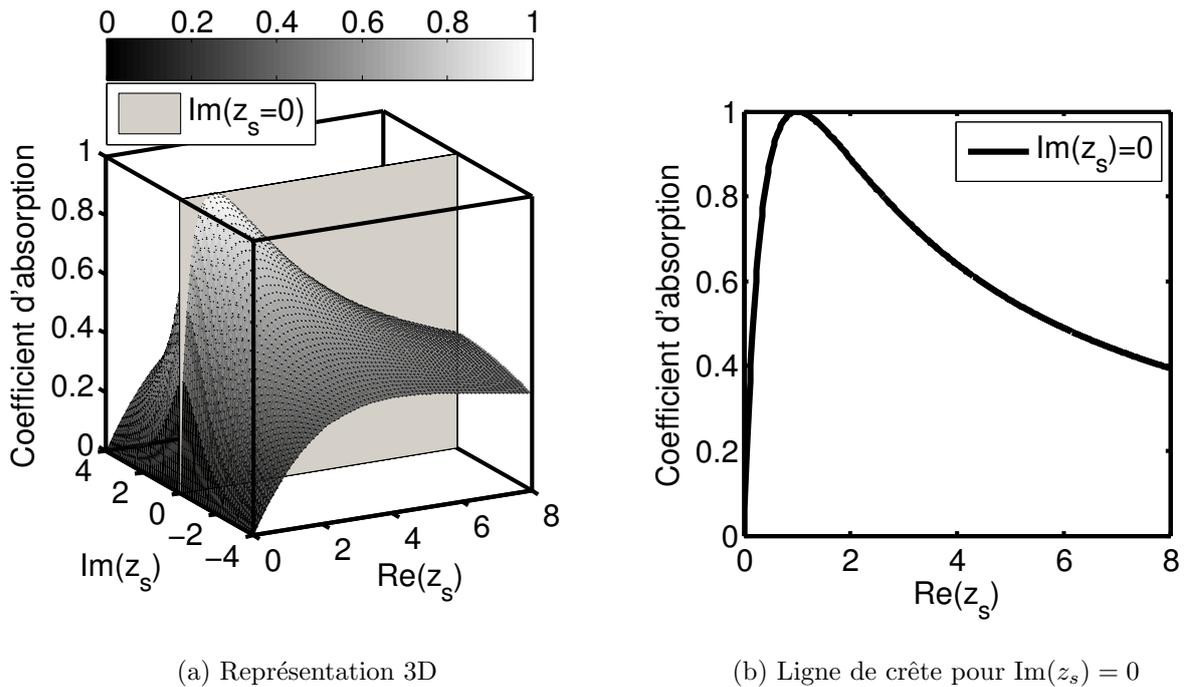


FIGURE 4.2. – Coefficient d'absorption en fonction de la partie réelle quand la partie imaginaire de l'impédance de surface est nulle.

### 4.3. Étude des maxima d'absorption pour des matériaux théoriques à paramètres indépendants

Une analyse sur les maxima d'absorption a été proposée pour les plaques microperforées couplées à une cavité d'air sous fort niveau d'excitation acoustique par TAYONG ET AL. 2010. Dans ce cas, l'analyse de la variation de l'impédance de surface avec la vitesse des particules dans les perforations a permis l'étude du maximum d'absorption en fonction de la vitesse dans les perforations. Une condition pour l'obtention du maximum d'absorption a ainsi été définie. Nous proposons dans le cadre de cette thèse de reprendre la même démarche avec un matériau poreux idéalisé couplé à un mur rigide et avec comme paramètre de variation la porosité. Les maxima d'absorption sont ici déterminés à partir de l'évolution de l'impédance de surface avec la porosité pour une fréquence donnée.

Les variations du coefficient d'absorption en fonction de deux variables (fréquence et porosité) sont représentées sur la figure 4.3 par une courbe en trois dimensions.

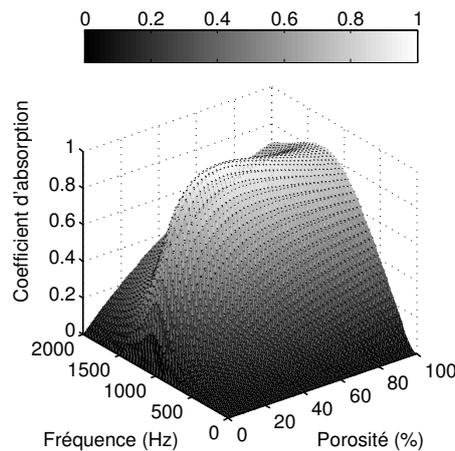


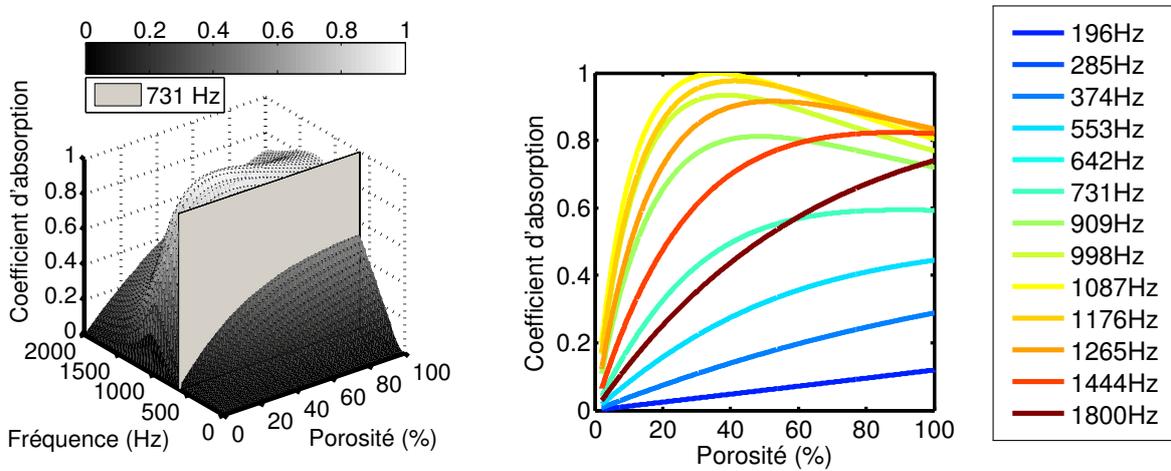
FIGURE 4.3. – Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et de la porosité pour l'échantillon des paramètres  $MA$  (voir Tableau. 2.4) de 50 mm d'épaisseur et sans cavité.

Pour cette représentation du coefficient d'absorption on considère un matériau poreux idéalisé pour lequel il est possible de faire varier la porosité sans changer les autres paramètres, ainsi les 4 paramètres macroscopiques JCA :  $\sigma$ ,  $\alpha_\infty$ ,  $\Lambda$  et  $\Lambda'$  de l'échantillon  $MA$ , ainsi que son épaisseur (50 mm) sont fixés et constants. Dans la section 2.4 du

chapitre 2, les paramètres JCA mesurés sur les différents échantillons ont été présentés. Le processus de fabrication permet l'obtention de mousses métalliques dont la porosité peut être comprise dans une plage de porosité large.

Cette représentation indique les variations du coefficient d'absorption d'un matériau théorique à paramètres indépendants. La difficulté de cette représentation est de pouvoir comparer les différentes valeurs d'absorption aux différents points de l'espace. Pour cette raison, l'absorption a été représentée en fonction de la porosité à différentes fréquences données.

La représentation 4.4 montre la courbe d'absorption en fonction de la porosité à différentes fréquences. Nous pouvons constater que les maxima semblent suivre une ligne continue à mesure que la fréquence varie.



(a) Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et de la porosité. (b) Coefficient d'absorption en fonction de la porosité paramétrée en fréquences entre 196 Hz et 1800 Hz.

FIGURE 4.4. – Coefficient d'absorption en fonction de la porosité paramétrée en fréquence, pour l'échantillon de mousse d'aluminium *MA* (voir Tableau. 2.4 du chapitre 2), 50 mm d'épaisseur.

Dans cette étude paramétrique, la fonction est le coefficient d'absorption, les variables sont les parties réelle et imaginaire de l'impédance ainsi que la porosité, la fréquence est un paramètre discret. Le matériau théorique choisi a les mêmes paramètres de référence que celui du matériau *MA* (voir tableau 2.4 du chapitre 2) c'est-à-dire que les variations de porosité sont considérées à partir de la valeur de référence du matériau *MA*. On peut remarquer pour les paramètres fixés on retrouve bien un couple (fréquence, porosité) pour lequel on a  $\text{Re}(z_s) = \text{Im}(z_s) = 0$  et ainsi un maximum d'absorption  $\alpha = 1$ .

Pour une fréquence donnée, les parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité sont tracées sur la figure 4.5. Sur cette même figure, les courbes pour plusieurs fréquences sont proposées.

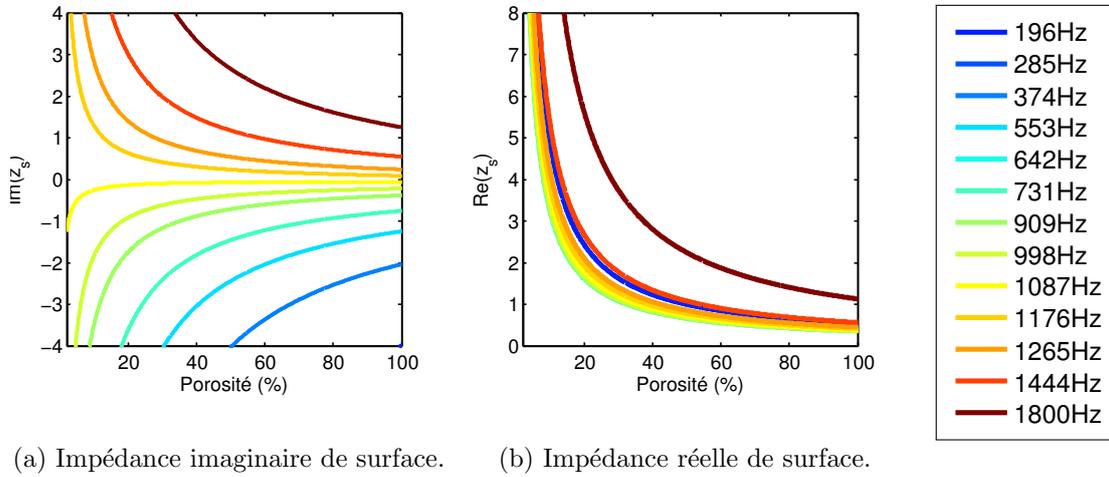


FIGURE 4.5. – Parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité avec la fréquence paramétrée entre 196 Hz et 1800 Hz, pour l'échantillon de mousse d'aluminium *MA* (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur.

Une représentation dans le repère  $(\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s))$ , voir schéma 4.6, est proposée sur la figure 4.7. Pour chaque fréquence, la courbe de variation de la porosité sur  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  correspond à une courbe paramétrique.

Pour mieux comprendre le comportement de l'absorption, les courbes reliant  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  lorsque la porosité (variable) est variée sont représentées dans le plan  $(\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s))$  pour différentes fréquences (paramètre).

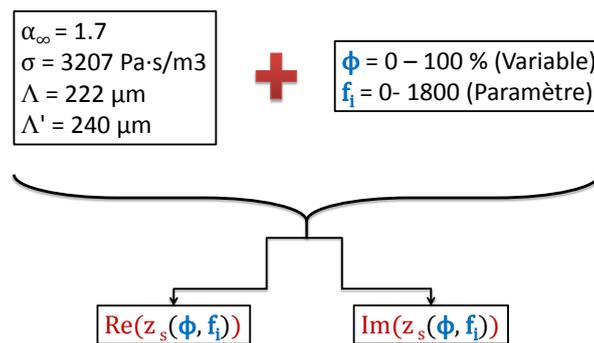


FIGURE 4.6. – Relation entre parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface et les paramètres des milieux poreux. Paramètres indépendants de la porosité.

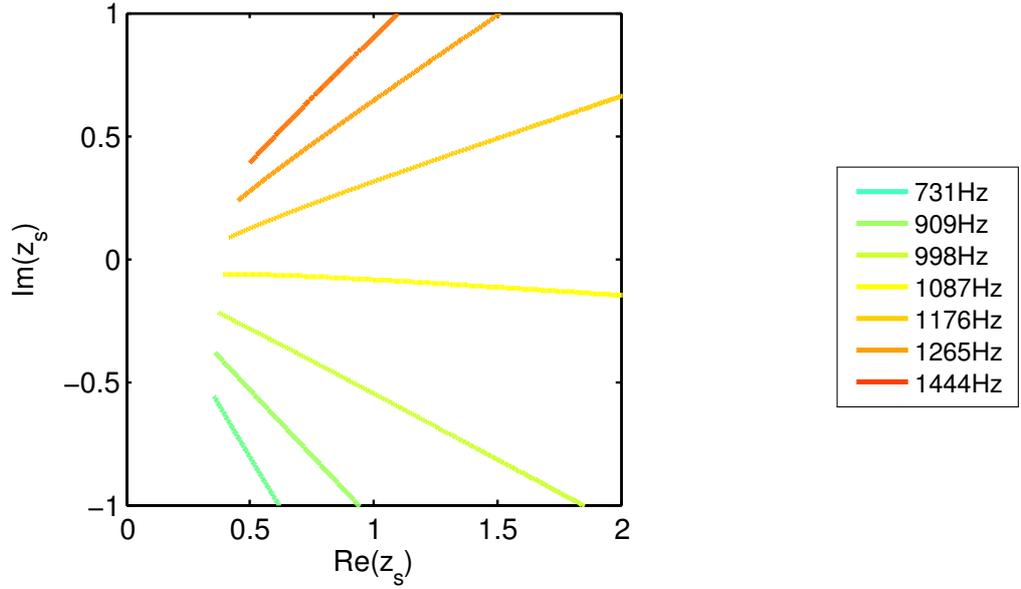


FIGURE 4.7. – Relation entre parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface paramétrée en porosité pour différentes fréquences, pour le matériau *MA* (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur.

On peut observer qu'à une fréquence donnée, la relation entre  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  correspond à une relation de quasi proportionnalité. Ce comportement linéaire a été observé pour tous les autres matériaux théoriques à paramètres indépendants testés avec différents paramètres JCA de référence. À partir de cette observation il est proposé la relation suivante pour une fréquence  $f_i$  donnée :

$$[\text{Im}(z_s(\phi))]_{f_i} = [m]_{f_i} [\text{Re}(z_s(\phi))]_{f_i}, \quad (4.3)$$

où  $[m]_{f_i}$  est la pente qui dépend de la fréquence  $f_i$ . L'expression de  $\text{Im}(z_s)$  peut être alors insérée dans l'expression du coefficient d'absorption en fonction de son impédance de surface  $z_s$ , (4.1), la relation obtenue est :

$$[\alpha(\phi)]_{f_i} = \left[ \frac{4 \text{Re}(z_s(\phi))}{[m \text{Re}(z_s(\phi))]^2 + [\text{Re}(z_s(\phi)) + 1]^2} \right]_{f_i}. \quad (4.4)$$

Ainsi, le coefficient d'absorption (voir équation (4.4)) ne dépend plus que de la partie réelle de  $Z_s$ . Les maxima absolus du coefficient d'absorption sont obtenus pour chaque fréquence à partir de la dérivée du coefficient d'absorption :  $\left[ \frac{\partial \alpha(\phi)}{\partial \text{Re}(z_s(\phi))} \right]_{f_i} = 0$ .

Un résultat très intéressant est obtenu. En effet, les maxima absolus du coefficient

d'absorption sont déterminés à partir de la condition suivante :

$$\text{Im}(z_s)^2 + \text{Re}(z_s)^2 = 1. \quad (4.5)$$

L'équation 4.5 obtenue correspond à l'équation d'un cercle de rayon 1 (pour une impédance de surface normalisée). La condition est ensuite appliquée pour trouver le maximum du coefficient d'absorption local sur un échantillon de type *MA* de 50 mm d'épaisseur sans cavité. Sur la première figure (4.8), la distribution circulaire des maxima d'absorption est confirmée.

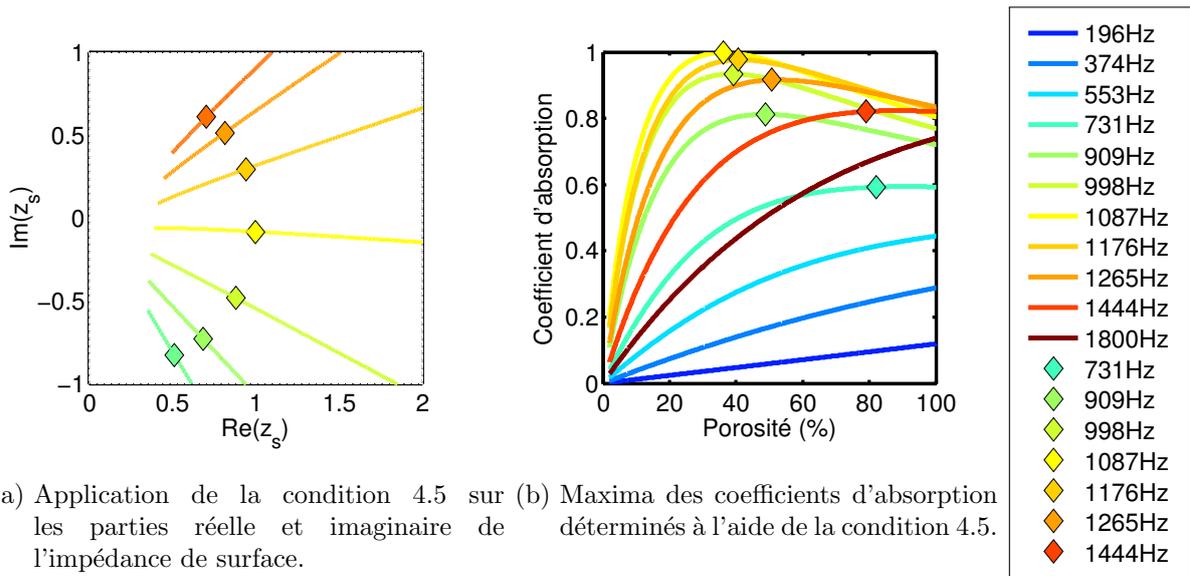


FIGURE 4.8. – Coefficient d'absorption en fonction de  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  paramétrique, en fonction de la porosité et paramétrée en fréquences, pour le matériau *MA* (voir Tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur.

Comme il est montré dans la figure 4.8b, une bonne prédiction des maxima d'absorption locaux pour chaque fréquence est possible grâce à la condition 4.5. La proportionnalité entre  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  pour les autres paramètres a été aussi testée. Cette tendance a été observée uniquement lorsque la porosité était la seule variable. Nous n'avons pas trouvé, pour le moment, d'explication à cette constatation et la question reste ouverte.

## 4.4. Étude de l'enveloppe du coefficient d'absorption en fonction de la porosité pour des matériaux théoriques à paramètres indépendants

### 4.4.1. Matériau couplé à un mur rigide

Les observations sur la parité du coefficient d'absorption (section 4.1) sont utilisées pour étudier l'enveloppe de la fonction paramétrique correspondant au coefficient d'absorption en fonction de la porosité et de la fréquence. Rappelons que les maxima locaux sont obtenus à l'aide de la condition  $\text{Im}(z_s) = 0$ .

La configuration correspondant à un matériau d'épaisseur  $h$ , couplé à un mur rigide (sans cavité d'air) est ici étudiée. Selon le même principe, il serait possible d'étudier le cas d'une couche de matériau couplée à une cavité d'air et à un mur rigide mais les équations obtenues seraient plus difficiles à manipuler. À partir de l'équation de l'impédance de surface :

$$z_s = -j \frac{Z_c}{\phi} \cotan(kh), \quad (4.6)$$

On peut exprimer la fonction cotangente en termes d'exponentielles complexes et séparer les parties réelles et imaginaires des grandeurs complexes. On rappelle que  $Z_c$  et  $k$  représentent respectivement l'impédance caractéristique et le nombre d'onde, ces deux grandeurs physiques sont complexes. Après identification, les parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface sont données par :

$$\text{Re}(z_s) = \frac{\text{Im}(Z_c) \sin(2h \text{Re}(k)) - \text{Re}(Z_c) \sinh(2h \text{Im}(k))}{\phi \cosh(2h \text{Im}(k)) - \phi \cos(2h \text{Re}(k))} \frac{1}{c_0 \rho_0}, \quad (4.7)$$

$$\text{Im}(z_s) = -\frac{\text{Re}(Z_c) \sin(2h \text{Re}(k)) + \text{Im}(Z_c) \sinh(2h \text{Im}(k))}{\phi \cosh(2h \text{Im}(k)) - \phi \cos(2h \text{Re}(k))} \frac{1}{c_0 \rho_0}, \quad (4.8)$$

Après l'application de la condition  $\text{Im}(z_s) = 0$  donnant les maxima locaux, la condition suivante est obtenue :

$$\text{Re}(Z_c) \sin(2h \text{Re}(k)) + \text{Im}(Z_c) \sinh(2h \text{Im}(k)) = 0. \quad (4.9)$$

Après l'insertion de la condition 4.9 dans l'équation 4.7, la partie réelle de l'impédance de surface  $\text{Re}^*(z_s)$  est donnée par :

$$\operatorname{Re}^*(z_s) = \left[ \frac{\operatorname{Im}^2(Z_c) + \operatorname{Re}^2(Z_c)}{\phi \cosh(2h \operatorname{Im}(k)) - \phi \cos(2h \operatorname{Re}(k))} \right] \frac{\sin(2h \operatorname{Re}(k))}{\operatorname{Im}(Z_c) c_0 \rho_0}, \quad (4.10)$$

et l'expression de l'absorption maximale locale est :

$$\alpha_{Max} = \frac{4 \operatorname{Re}^*(z_s)}{(\operatorname{Re}^*(z_s) + 1)^2}. \quad (4.11)$$

Cette condition a été appliquée pour trouver le maximum local sur un échantillon de type *MA* de 50 mm d'épaisseur  $h$  sans cavité (voir figure 4.9). Ce développement permet de déterminer l'enveloppe des courbes d'absorption en fonction de la porosité.

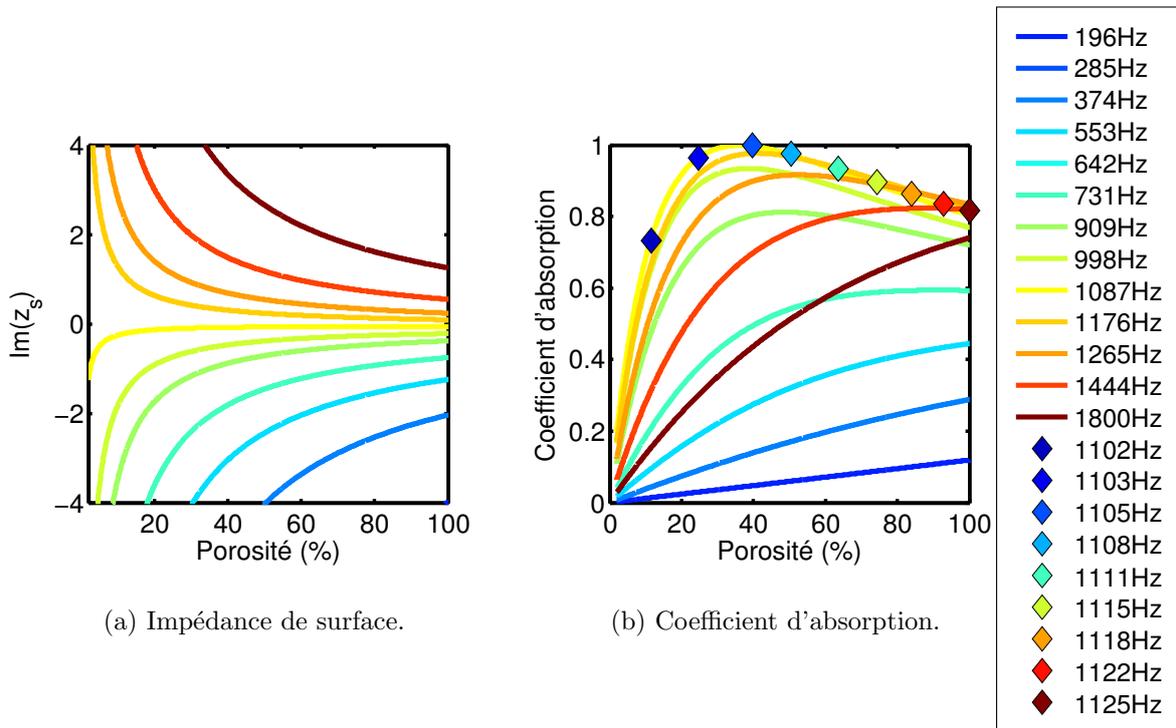


FIGURE 4.9. – Coefficient d'absorption et partie imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité paramétrée en fréquences pour le matériau *MA* (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur et sans cavité.

La bande de fréquences étroite où la condition 4.9 est valable (entre 1102 Hz et 1125 Hz), cette bande est présentée sur les maxima d'absorption en fonction de la porosité (en diamants) sur la figure 4.9b. L'ensemble de ces maxima dans cette bande de fréquence représentent donc l'enveloppe des courbes d'absorption en fonction de la porosité. Il est constaté que pour une fréquence donnée la partie imaginaire de l'impédance

de surface reste de même signe dans tout le domaine de porosité et ne s'annule pas, excepté pour une fréquence où elle est nulle (ou quasi) quelque soit la porosité.

#### 4.4.2. Matériau couplé à une cavité d'air et à un mur rigide

De façon analogue à la section 4.4.1 (voir figure 4.7), la condition  $\text{Im}(z_s) = 0$  est appliquée pour trouver les maxima locaux d'absorption sur un échantillon de type *MA* de 50 mm d'épaisseur, l'échantillon est couplé à une cavité d'air de 20 mm de profondeur et à un mur rigide. La détermination des parties réelle et imaginaire des grandeurs dans l'expression de l'impédance de surface n'a pas été effectuée analytiquement mais numériquement. Pour chaque valeur de fréquence, l'impédance de surface a été déterminée à l'aide des matrices de transfert (voir chapitre 1).

Pour chaque fréquence, la porosité pour laquelle  $\text{Im}(z_s) = 0$  est représentée sur le graphique 4.10a. Sur le graphique 4.10b le coefficient d'absorption est présenté lorsque  $\text{Im}(z_s) = 0$ .

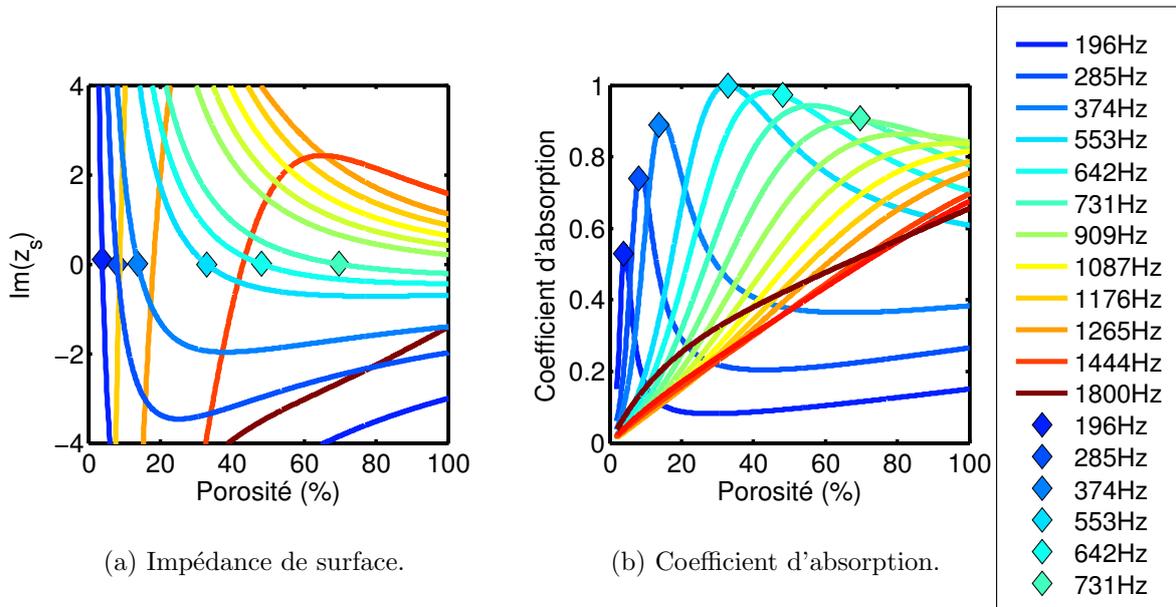


FIGURE 4.10. – Coefficient d'absorption et partie imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité paramétrée en fréquences pour le matériau *MA* (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur et avec une cavité d'air de 20 mm de profondeur.

Il peut être observé (figure 4.10) que la condition  $\text{Im}(z_s) = 0$  n'est pas suffisante pour obtenir une valeur exacte en fréquence du maximum d'absorption. En effet seul le

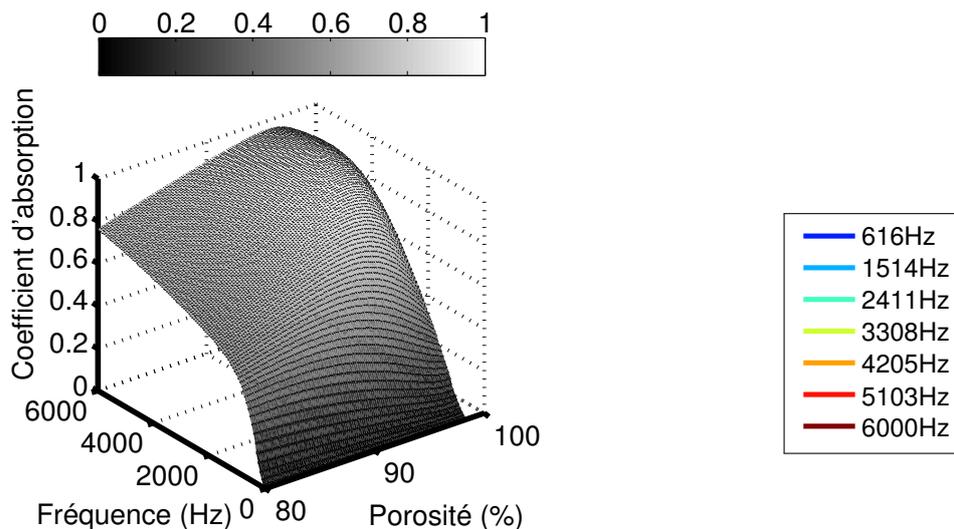
cas où  $\text{Im}(z_s) = 0$  et  $\text{Re}(z_s) = 1$  permet d'avoir un maximum d'absorption juste (dont la valeur en absorption est 100 %). Le décalage entre les maxima d'absorption et les valeurs de l'absorption pour  $\text{Im}(z_s) = 0$  est d'autant plus marqué que l'on se trouve en hautes fréquences (forte porosité ici). Ce décalage est par contre plus négligeable en basses fréquences. En effet les variations de  $\text{Re}(z_s)$  sont moins importantes en basses fréquences qu'en hautes fréquences.

## 4.5. Étude paramétrique des propriétés acoustiques de matériaux à paramètres dépendants de la porosité

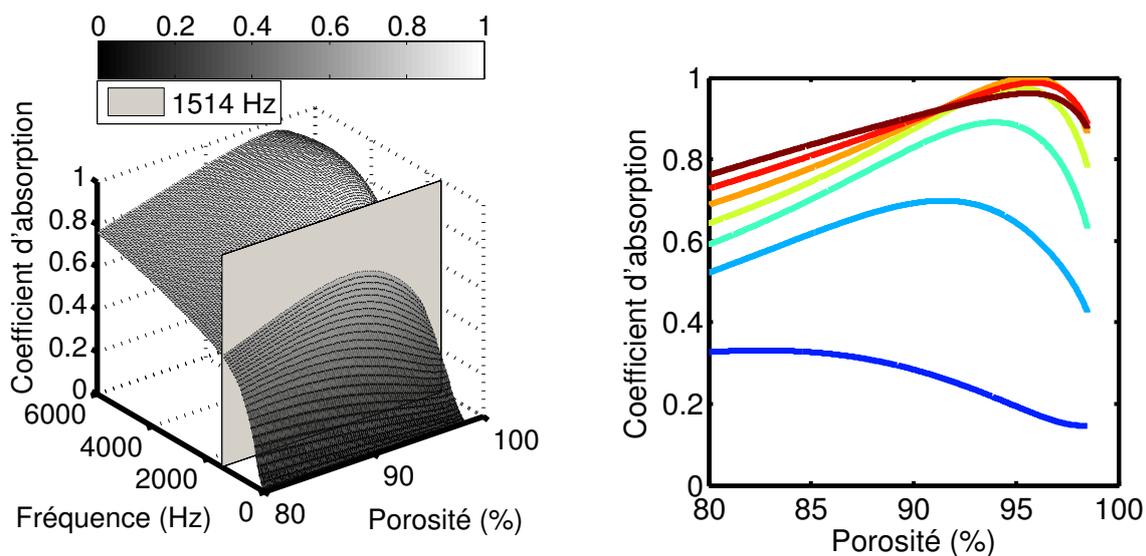
Il est proposé à présent dans l'ensemble de la partie 4.5 d'appliquer l'étude précédente à des mousses subissant une compression radiale suivant les hypothèses et formules dictées au chapitre 3. En effet dans le chapitre 3 une étude sur ces matériaux macroscopiquement inhomogènes a été présentée, une relation entre une partie des paramètres macroscopiques ( $\Lambda'$ ,  $\Lambda$  et  $\sigma$ ) et la porosité a été présentée (voir équations 3.11, 3.12 et 3.14, qui correspondent à un matériaux homogène comprimé), la tortuosité était supposée être constante. Nous proposons ici l'étude paramétrique des propriétés acoustiques de ce type de matériaux. Les paramètres macroscopiques dépendent à présent de la porosité.

### 4.5.1. Paramètres JCA et coefficient d'absorption en fonction de la porosité

Dans la section 1.17 de ce chapitre, une étude académique du coefficient d'absorption pour un matériau dont la porosité variait mais dont les autres paramètres étaient fixes a été présentée (voir figure 4.3). Dans une démarche similaire, le coefficient d'absorption est présenté sur la figure 4.11 en fonction de la fréquence et de la porosité pour des matériaux dont les paramètres macroscopiques sont interdépendants (dépendants de la porosité). Le matériaux de référence ici est une mousse non comprimée, les relations du chapitre 3 sont appliqués sur les paramètres macroscopiques. Pour chaque valeur de la porosité, les autres paramètres ont été calculés à l'aide du modèle du chapitre 3 et le coefficient d'absorption est calculé à l'aide de ces paramètres. Les courbes d'absorption en fonction de la porosité à différentes fréquences sont représentées sur la figure 4.11.



(a) Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et de la porosité.



(b) Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et de la porosité.

(c) Coefficient d'absorption en fonction de la porosité paramétrée en fréquences.

FIGURE 4.11. – Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et des paramètres macroscopiques  $\Lambda'$ ,  $\Lambda$  et  $\sigma$ , qui dépendent de la porosité, pour un échantillon de mousse de mélamine d'épaisseur 18,3 mm et sans cavité.

On peut constater dans la figure 4.11, que l'absorption est maximale entre 80 % et 100 % de porosité.

### 4.5.2. Étude des maxima d'absorption, exemple 1

Dans la section 4.3, une condition pour l'obtention du maximum d'absorption a été définie pour un cas théorique où les paramètres  $\Lambda'$ ,  $\Lambda$  et  $\sigma$  sont fixés. La même démarche est proposée sur la mousse mélamine comprimée radialement et uniformément sur sa longueur proposée au chapitre 3. Ainsi les paramètres macroscopiques  $\Lambda'$ ,  $\Lambda$  et  $\sigma$  sont dépendants de la porosité (et sont donné à partir des paramètres d'un matériau de référence et des équation 3.11, 3.12 et 3.14, du chapitre 3). Les paramètres du matériau de référence correspondent à la mousse mélamine n comprimée ( $\Lambda' = 138 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 80 \mu\text{m}$ ,  $\sigma = 11987 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^3$ ,  $\phi = 99\%$  et  $\alpha_\infty = 1.02$ ). L'impédance de surface normalisée  $z_s$  est calculée de façon différente de celle présentée dans la section 4.3, (voir figure 4.12).

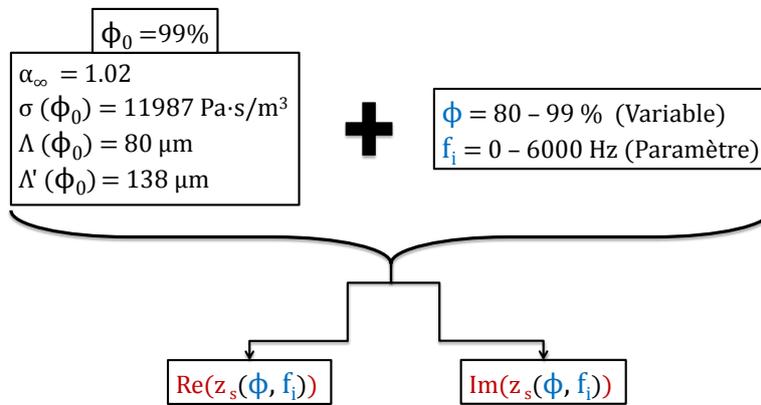
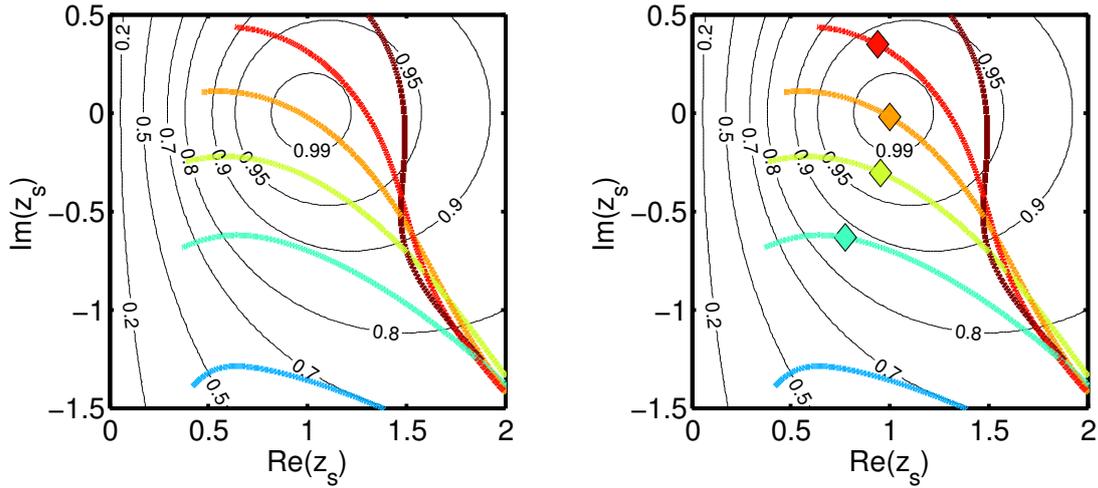


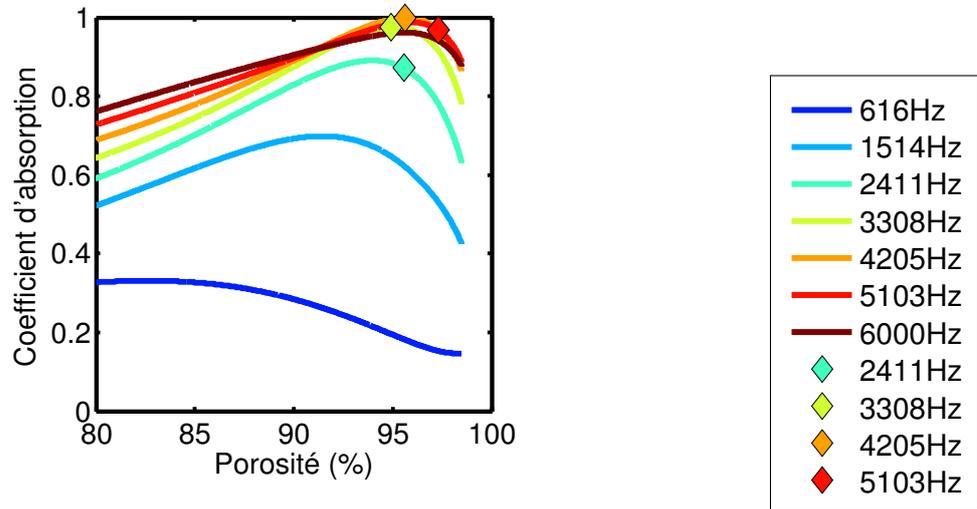
FIGURE 4.12. – Relation entre parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface et les paramètres des milieux poreux. Paramètres dépendants de la porosité.  $\phi_0$  est la porosité de référence à partir de laquelle les autres paramètres sont variés.

L'impédance de surface normalisée  $z_s$  est paramétrée en fréquences entre 0 Hz et 6000 Hz et calculée en fonction de  $\phi$ , avec  $\alpha_\infty = Cst$ ,  $\Lambda' = \Lambda'(\phi)$ ,  $\Lambda = \Lambda(\phi)$ ,  $\sigma = \sigma(\phi)$ . L'impédance de surface est alors insérée dans l'équation 4.1 pour le calcul du coefficient d'absorption présenté dans les figures 4.13, de façon analogue à ce qui été fait dans la figure 4.7.

Dans la figure 4.13a de  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$ , on peut observer que le comportement trouvé n'est pas la relation de linéarité (contrairement au cas où les paramètres macroscopiques autres que la porosité étaient constants (voir figure 4.7)).



(a) Coefficient d'absorption en fonction de  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  paramétrique. (b) Application de la condition 4.5 des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface.



(c) Coefficient d'absorption en fonction de la porosité.

FIGURE 4.13. – Coefficient d'absorption en fonction de  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  paramétrique, en fonction de la porosité, à paramètres JCA dépendants de la porosité et paramétrée en fréquences, pour une mousse mélamine (voir paramètres JCA dans le tableau 3.1 du chapitre 3) de 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité.

La condition 4.5, trouvée précédemment (dans le cas où les paramètres macroscopiques étaient constants) a été appliquée pour cette mousse mélamine (voir figure 4.13b et 4.13c). Les résultats montrent que les maxima d'absorption ne sont plus prédits avec précision. Toutefois, les résultats trouvés pour le matériau théorique précédent donnent

un ordre de grandeur de la porosité pour les maxima.

Pour essayer mieux comprendre le comportement de la distribution des différents maxima d'absorption, il est proposé sur la figure 4.14 une représentation dans le plan  $(\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s))$  une représentation des maxima d'absorption (déterminés numériquement).

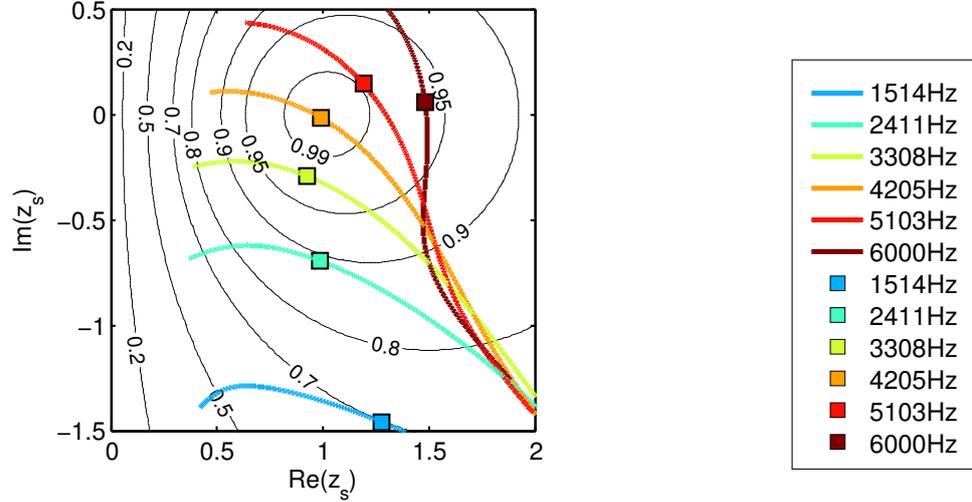


FIGURE 4.14. – Coefficient d'absorption à une fréquence (entre 1514 Hz et 6000 Hz) donnée pour différentes porosité (lignes de couleurs), maximum du coefficient d'absorption (points  $\square$ ), pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité.

Précédemment pour les matériaux idéalisés (à paramètres macroscopiques indépendants), il a été trouvé une distribution circulaire des maxima d'absorption (figure 4.13b). Pour les matériaux de référence (à paramètres macroscopiques dépendants de la porosité), la distribution des maxima d'absorption semble ici suivre la forme d'une spirale (figure 4.14). Ce résultat est très intéressant et l'on pense que la forme géométrique obtenue est unique et caractéristique du jeu de paramètres JCA du matériau et de leurs variations avec la porosité. Cette courbe paramétrique semble être la "signature" du matériau. Notons que le maximum d'absorption pour une fréquence donnée dans le plan  $(\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s))$  est trouvé lorsque la courbe isofréquence est normale à une courbe représentant une ligne de niveau d'absorption (ellipse proche d'un cercle). La valeur du maximum d'absorption correspond alors cette la ligne de niveau. Cette observation dans le plan  $(\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s))$  a été faites pour tous les matériaux testés.

On peut remarquer que la démarche telle qu'elle est présentée dans cet exemple permet aussi de trouver une compression optimale (d'un point de vue absorption acoustique)

à une fréquence pour un matériau poreux répondant aux hypothèses du chapitre 3 et pour une épaisseur donnée. En effet il est constaté (voir figure ci dessous) que pour ce matériau, le coefficient d'absorption pour une fréquence donnée est maximal pour une porosité correspondant à une compression du matériau non nulle.

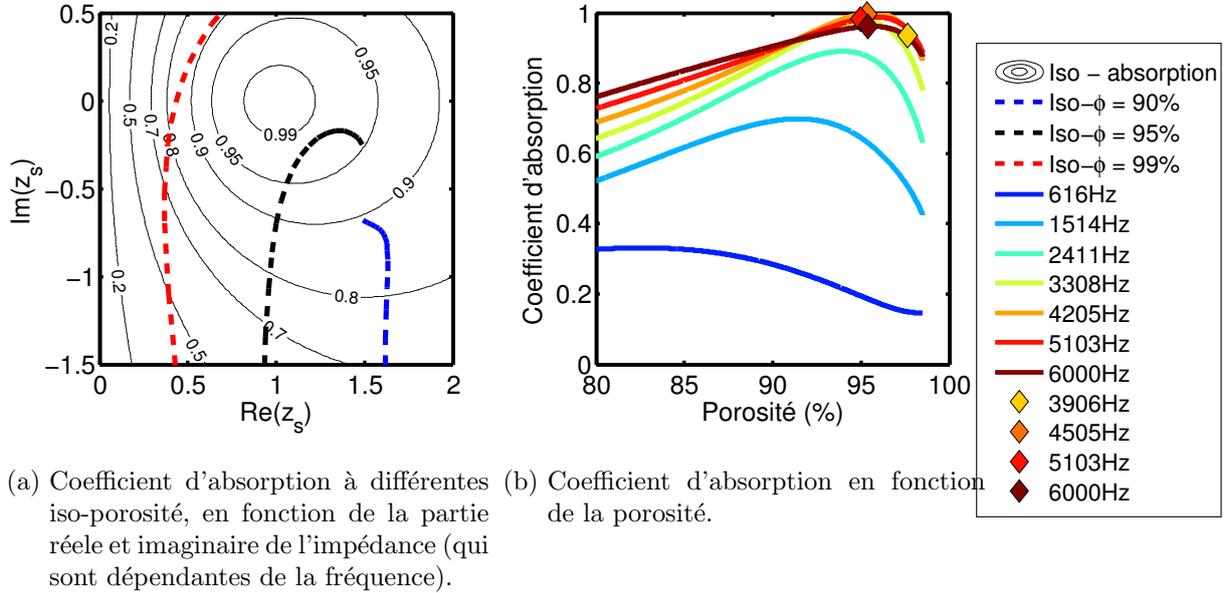


FIGURE 4.15. – Application de la condition de “enveloppe d’absorption” (voir équation 4.9) pour l’échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18,3 mm d’épaisseur et sans cavité.

### 4.5.3. Exemple 2

Pour confirmer ces dernières observations, un autre matériau poreux latéralement comprimé est testé. Le matériau de référence (non comprimé) comprend un autre de paramètres macroscopiques (il a été choisi  $\phi = 99\%$ ,  $\sigma = 11987/2 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ,  $\Lambda = 80\sqrt{2} \mu\text{m}$  et  $\Lambda' = 138\sqrt{2} \mu\text{m}$ ). Le modèle de variation des paramètres du chapitre 3 est de nouveau utilisé. La résistivité a été divisée par 2. Si on considère la même microgéométrie que le matériau précédent, cela revient à multiplier les longueurs caractéristiques par un facteur  $\sqrt{2}$  (la résistivité est inversement proportionnelle aux sections des pores). Ainsi, le matériau simulé est du point de vue de sa microstructure, identique au matériau précédent (à un facteur d’homothétie près) puisqu’il vérifie les mêmes hypothèses.

Pour ce matériau, les mêmes conclusions que pour le matériau précédent peuvent être données. La condition trouvée pour le matériau théorique et utilisée ici conduit à des valeurs de porosités peu précises pour les maxima d’absorption.

La figure 4.16 présente les maxima d'absorption, trouvés numériquement :

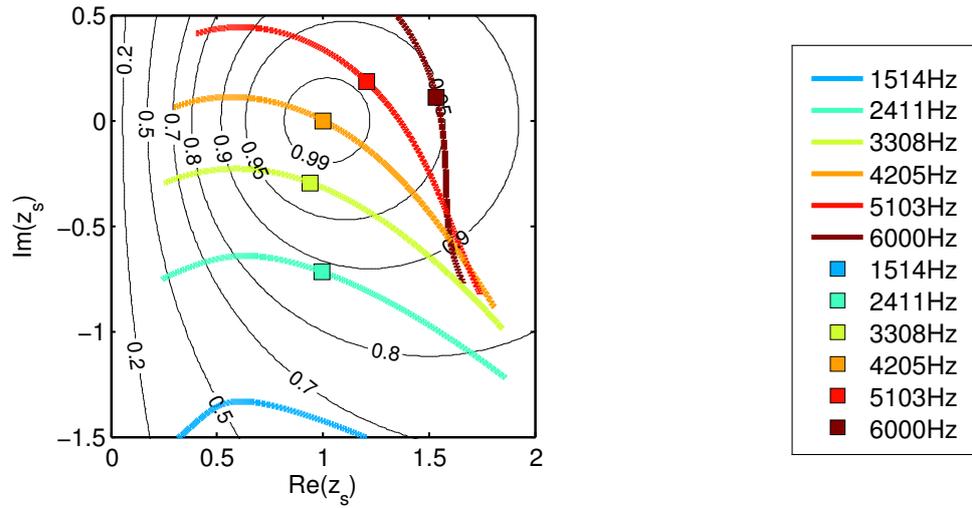
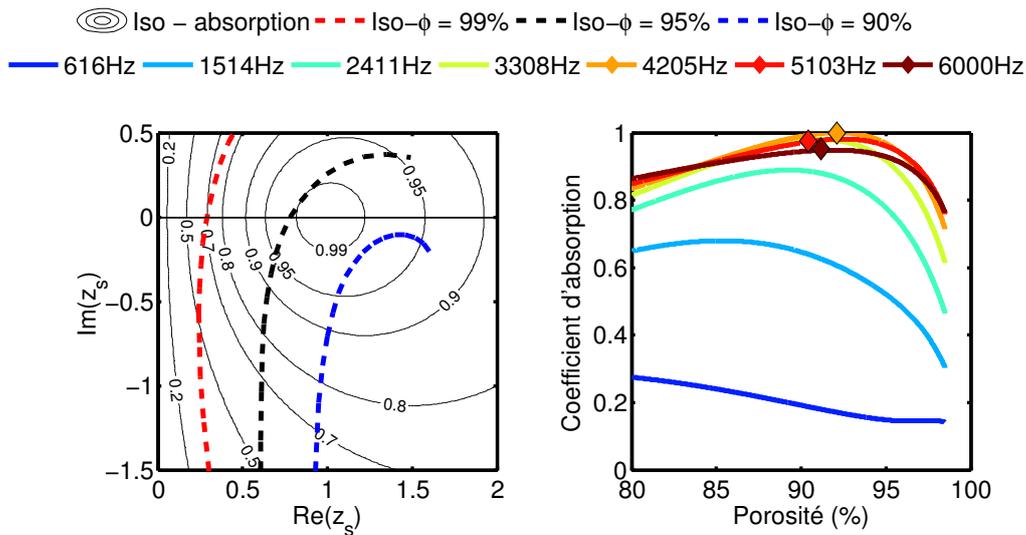


FIGURE 4.16. – Parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité et paramétré en fréquences, pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18, 3 mm d'épaisseur et sans cavité.



(a) Coefficient d'absorption à différents iso-porosité, en fonction de la partie réel et imaginaire de l'impédance (qui sont dépendantes de la fréquence). (b) Coefficient d'absorption en fonction de la porosité.

FIGURE 4.17. – Application de la condition de “enveloppe d'absorption” (voir équation 4.9) pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18, 3 mm d'épaisseur et sans cavité.

La distribution des maxima d'absorption observée dans la figure 4.16 suit également la forme d'une spirale et ressemble à la figure obtenue pour la figure 4.14. Ce résultat n'est pas étonnant puisque le matériau modélisé ici vérifie lui aussi le modèle du chapitre 3 et est soumis aux mêmes hypothèses. Le résultat intéressant de cette section est qu'il semble confirmé que le lieu des maxima d'absorption est "caractéristique" de la microgéométrie du matériau et des variations des paramètres en fonction de la porosité.

Dans cette section, on a constaté que le comportement des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface est non-proportionnel lorsque les paramètres macroscopiques  $\Lambda'$ ,  $\Lambda$  et  $\sigma$  sont dépendants de la porosité. Ce comportement de  $\text{Re}(z_s)$ ,  $\text{Im}(z_s)$  et du maxima d'absorption (trouvés numériquement) semble être très similaire lorsque les paramètres macroscopiques initiaux modifiés par un facteur  $a$  de façon suivante :  $\sigma = 11987/a \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ,  $\Lambda = 80\sqrt{a} \mu\text{m}$  et  $\Lambda' = 138\sqrt{a} \mu\text{m}$ . Malgré la non proportionnalité entre  $\text{Re}(z_s)$  et  $\text{Im}(z_s)$  dans les cas de paramètres dépendants de la porosité, l'application de la condition 4.5 fournit une approximation de la position (porosité) des maxima lorsque l'absorption est proche de 100 %.

#### 4.5.4. Exemple 3

Pour mieux comprendre l'évolution de la position des maxima d'absorption, un autre jeu de paramètres a été utilisé. En insérant des valeurs arbitrairement choisies (néanmoins possibles et vraisemblables), il a été observé que la courbe paramétrique obtenue n'est plus un cercle ni une spirale. Ceci semble apporter une confirmation supplémentaire du fait que la forme de la courbe paramétrique dépend de la façon dont les paramètres (tortuosité, résistivité, longueurs caractéristiques) varient avec la porosité. Cette courbe paramétrique semble être caractéristique du matériau étudié et représenter sa "signature".

## 4.6. Conclusions

Dans ce chapitre, une étude paramétrique a été effectuée pour contribuer à une meilleure compréhension de l'influence des paramètres macroscopiques JCA. Dans cette étude, la fonction étudiée était le coefficient d'absorption. Les variables étaient dans un premier temps les parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface. La fréquence a été considérée comme "paramètre" dans toute l'étude paramétrique. Cette étude est valable aussi bien pour le cas (analytique) d'une couche appliquée sur un mur rigide

que pour le cas d'une couche suivie d'une cavité d'air (calcul numérique). Ce premier choix de variables permet d'obtenir une représentation générale sans hypothèse sur la microgéométrie.

Le choix de la porosité comme nouvelle variable a rendu le coefficient d'absorption dépendant de la microgéométrie poreuse et de la façon dont les autres paramètres (tortuosité, résistivité, longueurs caractéristiques) varient avec la porosité. Ces paramètres interviennent simultanément dans les expressions des parties réelle et imaginaire de l'impédance. Une première étude purement académique sur un matériau théorique dont seule la porosité variait (les autres paramètres étant constants), a permis d'établir une méthodologie pour l'étude paramétrique dans le cas général. Il a été constaté que dans ce cas purement académique, sur la courbe d'absorption en fonction des parties réelle et imaginaire de l'impédance, que la courbe donnant le lieu des maxima d'absorption était un cercle de rayon 1.

Cette méthodologie a été appliquée au cas d'un matériau dont les paramètres variaient selon le modèle et dans les hypothèses du chapitre 3. La forme de la courbe paramétrique du maximum d'absorption dans le plan  $(\text{Re}(z_s), \text{Im}(z_s))$  a été trouvée différente du cercle et semble être caractéristique de la géométrie de la microstructure et de la façon dont les paramètres macroscopiques (tortuosité, résistivité, longueurs caractéristiques) varient avec la porosité. Cette courbe paramétrique semble donc caractéristique du matériau considéré et représente sa signature.

Les conditions obtenues permettent de connaître les limites et la performance optimale de la matériau type mousse comprimée à travers le modèle théorique. ainsi il est possible pour une épaisseur donnée de connaître à une fréquence donnée la compression optimale pour avoir à cette fréquence le maximum d'absorption. .

# 5. Comportement mécanique

## Sommaire

---

<b>5.1. Introduction</b>	<b>107</b>
5.1.1. Conditions expérimentales	108
<b>5.2. Comportement au choc de matériaux homogènes</b>	<b>110</b>
5.2.1. Comportement caractéristique	110
5.2.2. Influence de la porosité sur la charge maximale et la déflexion.	112
5.2.3. Influence de l'épaisseur	114
5.2.4. Analyse des faciès d'impact des matériaux homogènes	115
<b>5.3. Comportement au choc de matériaux bi-couches</b>	<b>116</b>
5.3.1. Influence de la porosité sur la charge maximale	116
5.3.2. Influence de la porosité sur la déflexion maximale	118
5.3.3. Analyse des faciès d'impact des matériaux bi-couches	119
<b>5.4. Compromis choc - acoustique</b>	<b>120</b>
5.4.1. Analyse fréquentielle discrète de l'absorption acoustique	120
5.4.2. Compromis choc - absorption acoustique	123
5.4.3. Compromis choc - isolation	125
<b>5.5. Modélisation et application</b>	<b>127</b>
5.5.1. Description	127
5.5.2. Exemple 1	130
5.5.3. Exemple 2	130
<b>5.6. Conclusions</b>	<b>130</b>

---

## 5.1. Introduction

Comme cela a été présenté dans les chapitres 3 et 4, les mousses métalliques peuvent présenter de bonnes propriétés acoustiques. Ce chapitre se propose d'étudier un critère pour trouver un compromis choc-acoustique. En observant les utilisations récentes de

certaines mousses métalliques dans l'industrie du transport et dans le but de généraliser leurs présence dans les systèmes d'absorption d'énergie, il est indispensable d'étudier le comportement à l'impact. Cette performance est due à une grande déformation plastique associée à une faible contrainte maximale. La littérature montre que le comportement mécanique concernant les propriétés antichoc est très différent pour les mousses d'aluminium à cellules fermées et à cellules ouvertes : dans le cas de grandes déformations, les mousses à cellules fermées présentent un meilleur comportement au choc que celles à cellules ouvertes, DANNEMANN ET LANKFORD JR (2000). Dans ce chapitre nous avons effectué la caractérisation des mousses métalliques sous sollicitation d'impact. Ces essais vont nous permettre de mettre en perspectives les propriétés acoustiques et mécaniques des mousses métalliques afin d'établir un compromis en vue d'une utilisation industrielle.

### 5.1.1. Conditions expérimentales

Les essais d'impact ont été réalisés en collaboration avec le laboratoire LASMIS de l'UTT. La machine d'impact utilisée est de type poids tombant (Instron Dynatup© 9250HV, voir figure 5.1) composée d'une tour de chute équipée d'un poids variable de  $m_0 = 2,42$  kg, un indenteur hémisphérique de 10 mm de diamètre, un capteur de vitesse, un capteur de force, et un système anti-rebond.



FIGURE 5.1. – Machine de choc Instron©

Pour faire les essais de choc, un support en acier permet de garantir la fixation de l'échantillon. Le capteur de position intégré à la tour mesure la position instantanée de l'indenteur,  $x_t$ , permettant ainsi d'obtenir la déflexion du matériau,  $d_{ef}$ . Par intégration,

la détermination de la charge,  $\sigma_{ch}$  est réalisée grâce un logiciel dédié “Impulse”. L’acquisition des données à haute vitesse fournit instantanément les données expérimentales, telles que : la charge, la déflexion, l’énergie et la vitesse de l’indenteur à chaque instant.

Tous les essais d’impact ont été réalisés à une énergie d’impact constante fixée à 4,1 J (équivalent à une hauteur de 175 mm). Cette énergie a été choisie après la réalisation de plusieurs essais à différentes énergies d’impact, cette énergie permet d’avoir un faciès d’impact bien défini sans perforation de l’éprouvette.

On définit la surface de l’échantillon comme la surface de référence pour déterminer notamment la déflexion lors de l’impact. La masse de l’indenteur est constante,  $m_0 = 2,42$  kg. Lorsque l’indenteur arrive à la surface d’impact, toute l’énergie potentielle  $E_p$  de l’indenteur est transformée en énergie cinétique  $E_c$ . Celle-ci diminue progressivement en fonction du temps  $(E_c)_t$ , pendant que l’énergie potentielle  $(E_p)_t$  diminue et l’énergie absorbée par l’échantillon  $(E_a)_t$  augmentée.

$$(E_c)_{t=0} = (E_c)_t + (E_p)_t + (E_a)_t. \quad (5.1)$$

L’énergie cinétique initiale de l’indenteur  $(E_c)_{t=0} \approx 4,1$  J est calculée à partir de  $m_0 = 2,42$  kg et la vitesse mesurée  $v_{t=0} \approx 1,8$  m/s au moment de l’impact. La vitesse  $v_{t=0}$  est enregistrée au moment du premier contact entre l’indenteur et l’échantillon. Le capteur de vitesse enregistre la position,  $x_t$ , et le temps,  $t$ , relativement à l’origine,  $t = 0$ ,  $v_t = \frac{x_t - x_{t-1}}{t_t - t_{t-1}}$ .

L’énergie cinétique instantanée de l’indenteur  $(E_c)_t$  est déterminée grâce à  $m_0$  et à la vitesse de l’indenteur pendant l’impact,  $v_t$  :

$$(E_c)_t = \frac{1}{2} m_0 (v_t)^2. \quad (5.2)$$

L’énergie potentielle de l’indenteur  $(E_p)_t$  est calculée grâce à la gravité  $g$ ,  $m_0$  et la position relative à l’origine instantanée  $x_t$  :

$$(E_p)_t = m_0 g x_t. \quad (5.3)$$

Finalement, l’énergie absorbée en fonction du temps est donnée par l’expression :

$$(E_a)_t = \frac{1}{2} m_0 (v_{t=0})^2 - \frac{1}{2} m_0 (v_t)^2 - m_0 g x_t. \quad (5.4)$$

La figure 5.2 montre une micrographie d’un échantillon testé. Un analyse optique permet l’identification de la zone de déflexion et de déformation (en dessous de la

zone de déflexion). Pendant l'impact, les cellules n'ont pas le temps de transmettre la charge exercée par l'indenteur aux autres cellules et donc les cellules s'effondrent dans le matériau à mesure que l'indenteur avance. Cette réponse à une sollicitation dynamique, est de type impact et est sensiblement différente de celle obtenue suite à une sollicitation de compression quasi statique. En effet, pendant une compression statique, les efforts sont répartis sur l'ensemble du matériau et la déformation des cellules est homogène dans toute l'épaisseur.

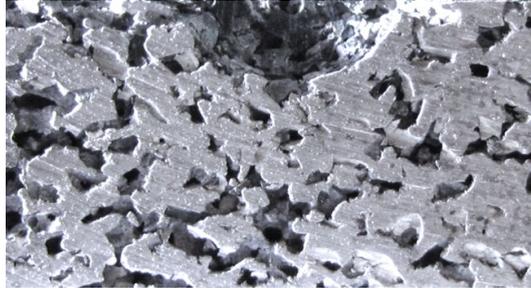


FIGURE 5.2. – Faciès d'impact.

## 5.2. Comportement au choc de matériaux homogènes

### 5.2.1. Comportement caractéristique

Dans cette section, l'influence de la porosité et de l'épaisseur sur les propriétés mécaniques des mousses de type homogène est étudiée. La figure 5.3, représente la porosité en fonction de la taille de cellule à épaisseur constant de 15 mm pour l'ensemble des échantillons testés.

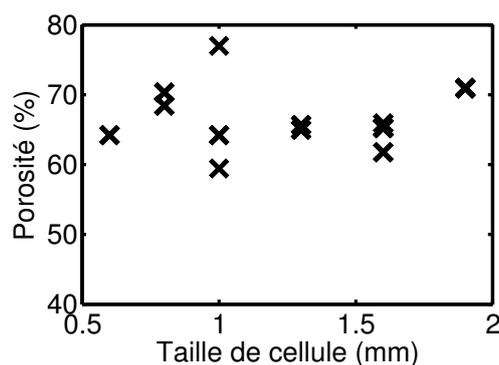
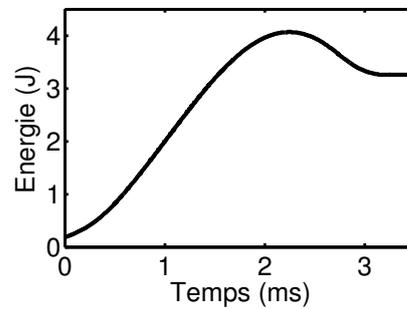
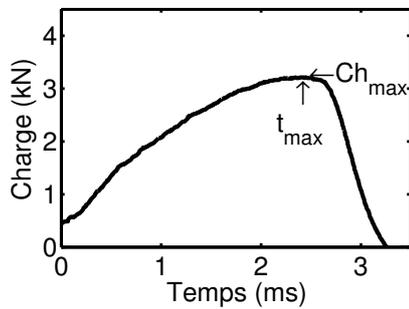
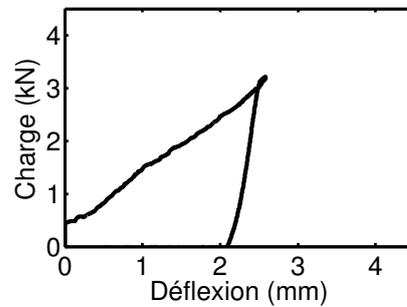
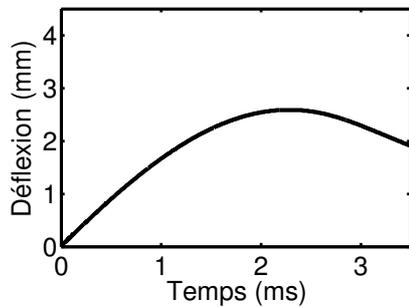


FIGURE 5.3. – Rapport entre la taille de cellule et la porosité.

Le graphique du chapitre 2 (figure 2.8a) présente pour l'ensemble des échantillons la taille de cellule en fonction de la porosité. Du fait de la très grande dispersion des résultats et de l'impossibilité de déterminer de façon bijective une relation entre la porosité la taille des cellules, nous avons décidé de ne retenir pour notre étude mécanique que les échantillons présentant une relation directe entre ces deux paramètres (figure 5.3). Nous avons retenu les échantillons ayant une taille de cellule de 1 mm et 1.6 mm. Ainsi pour les échantillons de taille 1.6 mm nous obtenons une porosité très peu dispersée centrée autour de 64 %. Et pour les échantillons de taille 1 mm, nous avons exclu de l'étude l'échantillon ayant une porosité proche de 80 %. La figure 5.4 présente les courbes caractéristiques obtenues lors d'un essai d'impact sur une mousse homogène.



(a) Charge en fonction du temps à différentes épaisseurs. (b) Énergie absorbée en fonction du temps.



(c) Déflexion en fonction du temps. (d) Charge en fonction de la déflexion.

FIGURE 5.4. – Courbes caractéristiques obtenues lors d'un essai d'impact.

La charge et la déflexion, sur les figures 5.4a et 5.4c, évoluent quasi-linéairement en fonction du temps dans la partie initiale. Ensuite, on observe une étape non-linéaire débutant à une profondeur correspondante au demi-déplacement total de l'impacteur

et se termine à la charge et déflexion maximales. Une fois que l'énergie dynamique du pénétrateur est dissipée par l'échantillon (voir la figure 5.4b obtenu par l'équation 5.4), la charge commence à chuter et à atteindre zéro pour une valeur permanente de pénétration en déplacement.

La surface sous la courbe charge-déplacement de la figure 5.4d correspond à l'énergie absorbée par l'échantillon pendant le choc (voir équation 5.4). La figure 5.4d traduit la perte d'énergie par déformation plastique lors de l'impact. Dans l'hypothèse d'un matériau purement élastique la relation entre la charge et la déformation serait purement linéaire sans hystérésis. Le comportement mécanique observé sur notre matériau est comparable qualitativement et quantitativement aux résultats obtenus par des études précédents fait par GONG ET AL. (2004).

### 5.2.2. Influence de la porosité sur la charge maximale et la déflexion.

La figure 5.5 présente l'évolution de la charge maximale enregistrée pendant l'impact en fonction de la porosité pour les échantillons d'épaisseur ( $15 \pm 1$  mm). On observe une évolution linéaire de la charge maximale avec l'augmentation de la porosité. HE (2004) arrive à la même conclusion.

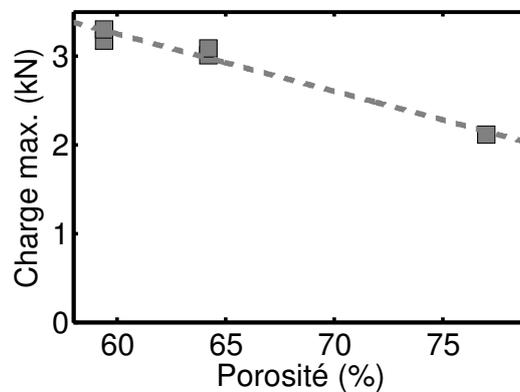


FIGURE 5.5. – Charge maximale en fonction de la porosité pour des échantillons possédant une taille de cellule de 1 mm et de 1.6 mm.

La charge maximale évolue linéairement en fonction de la déflexion maximale et de la porosité (voir figure 5.6) pour les échantillons  $H(1,0)$  de 15 mm d'épaisseur. Pour les matériaux homogènes, la taille de cellule est fixée, comme le chapitre 2 le détaille. L'augmentation de la porosité observée à la figure 5.5 est à relier à l'augmentation du

nombre des cellules. Ceci explique que la charge maximale diminue de 3 kN à 2 kN avec une réduction de 15 % en porosité. Sur la figure 5.7, deux groupes d'échantillons  $H(1, 0)$  et  $H(1, 6)$  de même épaisseur sont représentés.

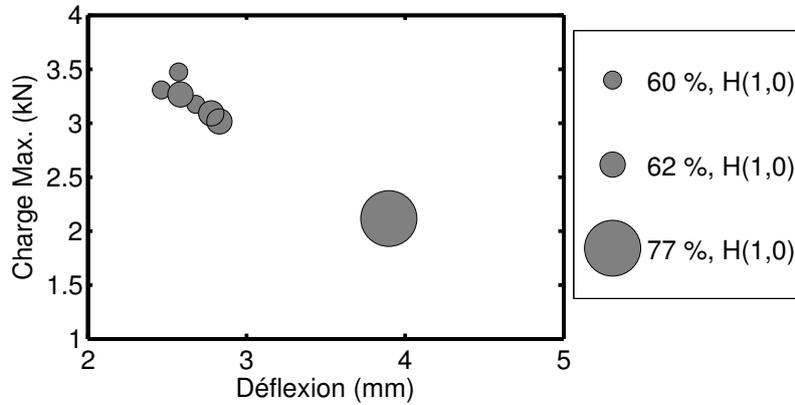


FIGURE 5.6. – Charge maximale en fonction de la déflexion maximale pour différentes porosités.

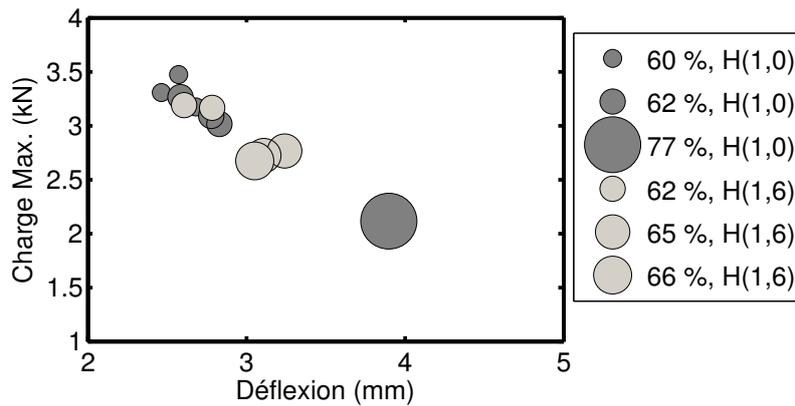


FIGURE 5.7. – Charge maximale en fonction de la déflexion maximale à différentes porosités et pour deux tailles de cellules différentes.

À la figure 5.6, on observe que la charge maximale évolue linéairement avec la déflexion maximale ainsi qu'avec la porosité, comme cela a été indiqué précédemment (voir figure 5.5). Comme l'énergie absorbée est constante, les échantillons les plus poreux ont une charge maximale moins importante et une déflexion maximale plus importante. À l'autre extrême, pour un échantillon massif (0 % de porosité), la charge maximale est très importante et la déflexion est faible (voir l'article de GONG ET AL. (2004)).

Les résultats renforcent les conclusions présentées précédemment pour les échantillons  $H(1,0)$  de 15 mm d'épaisseur (voir figure 5.7). Comme pour la figure 5.5, la diminution de la charge maximale lorsque la porosité augmente est due à l'effet juxtaposé de la réduction de la porosité et la conservation de la taille de cellule sur un échantillon. L'augmentation de déflexion est aussi reliée à l'effet de la réduction de l'épaisseur des ligaments des cellules. Un autre effet est observé, il s'agit de la proportionnalité de la charge maximale avec la déflexion pour les différents porosités.

### 5.2.3. Influence de l'épaisseur

Sur des échantillons possédant une taille de cellule de 1,0 mm et de porosité  $64 \pm 1,7\%$ , quatre représentations sont présentées à la figure 5.8 : la charge maximale en fonction de l'épaisseur, le temps de charge maximale en fonction de l'épaisseur et la charge maximale en fonction de la déflexion maximale.

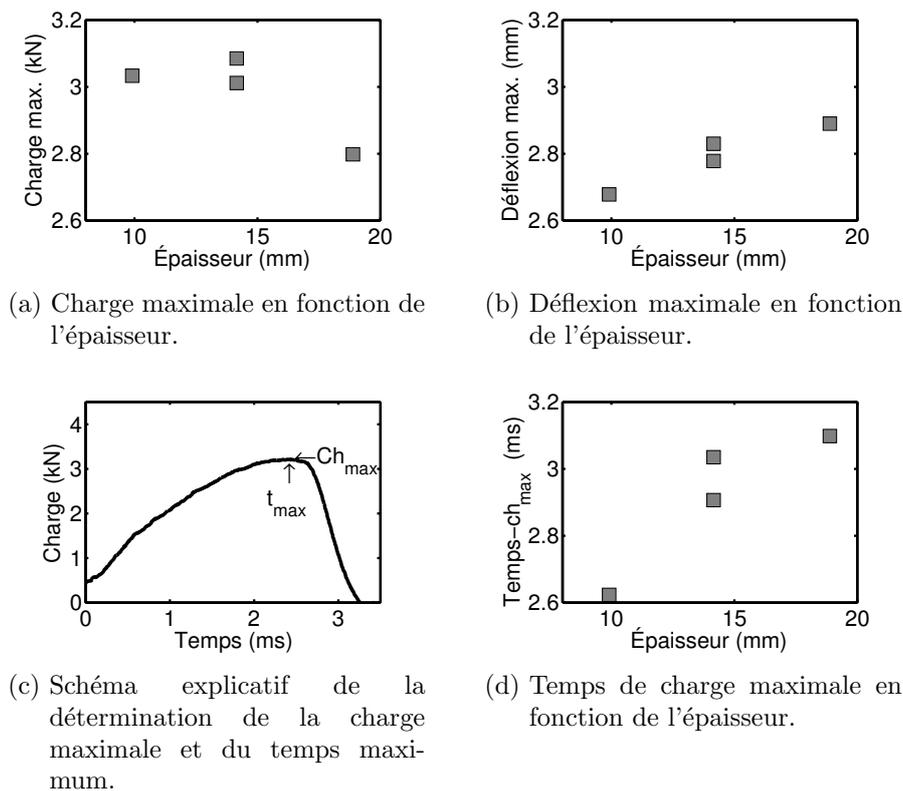


FIGURE 5.8. – Comportement mécanique au choc à porosité (64%) et taille de cellule constantes (1,0 mm).

Plus l'épaisseur est importante, plus la charge maximale est faible. En revanche, avec l'augmentation de l'épaisseur, on observe que le temps de charge maximale et la déflexion maximale augmentent.

On observe que pour une épaisseur relativement plus importante, la charge et la déflexion maximale sont plus faibles. Ce phénomène est dû à l'influence de la structure sur la réponse du matériau. Pour de faibles épaisseurs, la structure de l'échantillon et le matériau même opposent une résistance à la déformation pendant le choc. Pour des structures minces lors de l'impact, on peut observer une flexion de l'échantillon alors que pour des épaisseurs plus importantes la structure n'est pas soumise à une flexion globale lors de l'impact. Ainsi, lorsque l'épaisseur est importante, la "structure" n'a pas d'influence sur la réponse du matériau.

#### 5.2.4. Analyse des faciès d'impact des matériaux homogènes

Afin d'observer l'endommagement après l'impact, nous avons coupé des échantillons possédant deux tailles de cellules différentes : 1,6 mm et 0,8 mm. La figure 5.9 présente respectivement la micrographie et une schématisation du faciès d'impact pour chacune des tailles de cellules.

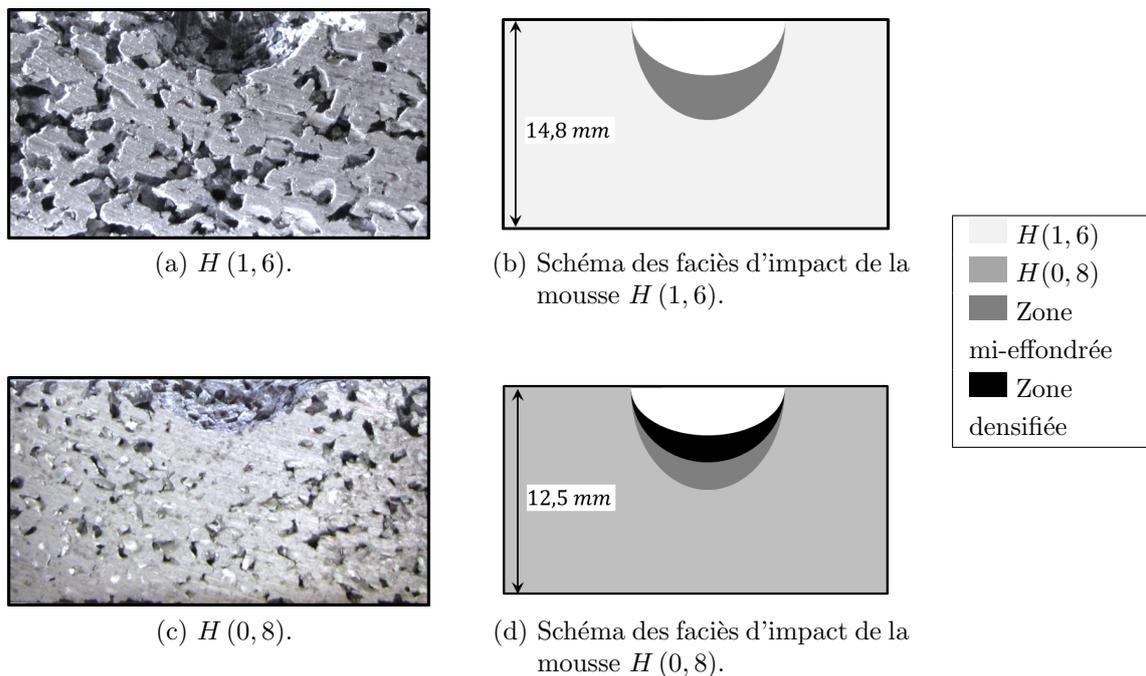


FIGURE 5.9. – Faciès d'impact des mousses homogènes.

Comme indiqué à la figure 5.9, trois zones de faciès d'impact et une zone non affectée peuvent être identifiées. Les faciès d'impact peuvent être décomposés en trois parties juxtaposées dans la profondeur : la pénétration de l'indenteur (correspondante à la déflexion), la zone de densification et la zone mi-effondrée.

Pour l'échantillon homogène de taille de cellule de 1,6 mm, les figures 5.9a et 5.9b montrent que la zone affectée est composée par la zone de pénétration de l'indenteur et, une zone mi-effondrée où on peut observer que les cellules sont déformées et la taille des cellules impactées est réduite. Les faciès d'impact présentés aux figures 5.9c et 5.9d, qui correspondent aux matériaux de taille de cellule de 0,8 mm, montrent une zone de densification (entre la zone de pénétration et la zone mi-effondrée) qui n'est pas observée dans les matériaux de cellule 1,6 mm. La différence entre les deux faciès d'impact est due au fait que, pour les matériaux avec des tailles de cellules plus faibles, les ligaments sont plus nombreux et énergétiquement plus faibles. En conséquence, la densification se développe plus facilement dans les matériaux de taille de cellule plus faible.

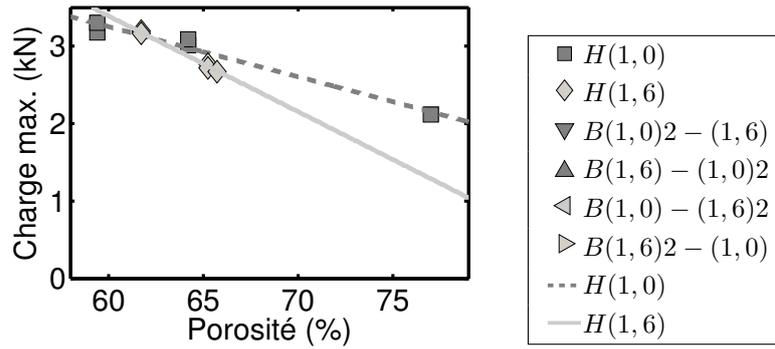
Dans cette section, la linéarité de la charge maximale avec la porosité observée sur d'autres études est confirmée. Nous avons présenté aussi l'influence de l'épaisseur sur les propriétés mécaniques et l'influence de la taille des cellules sur les faciès d'impact de la mousse de type homogène.

### **5.3. Comportement au choc de matériaux bi-couches**

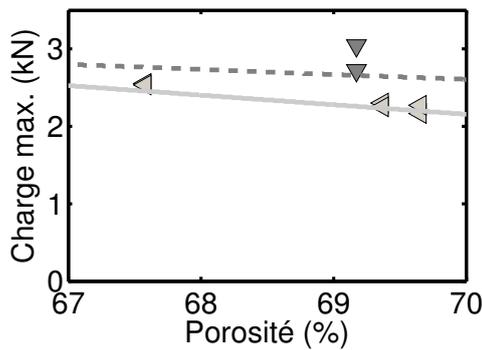
#### **5.3.1. Influence de la porosité sur la charge maximale**

La caractérisation mécanique des mousses bi-couches est présentée. D'un point de vue global et afin de garantir la cohérence des résultats, la charge maximale, la déflexion maximale, le coefficient d'absorption ont été mesurés sur les mêmes échantillons.

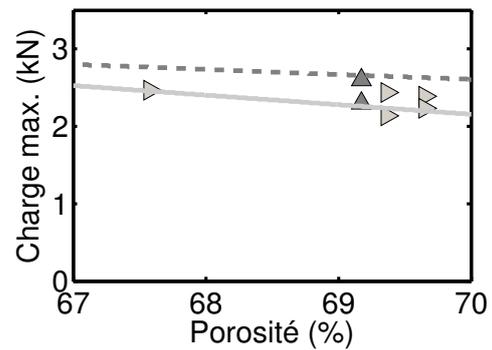
La figure 5.10a présente pour comparaison la charge maximale obtenue pour les mousses homogènes en fonction de la porosité (taille de cellule 1,0 mm et 1,6 mm) Les figures 5.10b et 5.10c présentent l'évolution de la charge maximale en fonction de la porosité pour les échantillons bi-couches.



(a) Homogènes  $H(1,0)$  et  $H(1,6)$ .



(b) Bi-couches  $B(1,0) - (1,6)2$  et  $B(1,0)2 - (1,6)$ .



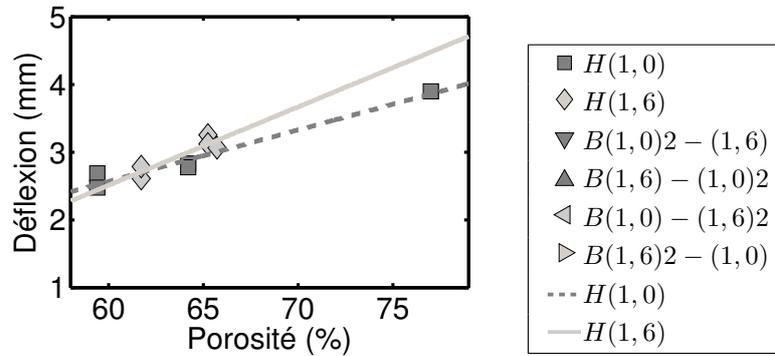
(c) Bi-couches  $B(1,6) - (1,0)2$  et  $B(1,6)2 - (1,0)$ .

FIGURE 5.10. – Charge maximale en fonction de la porosité des échantillons (deux tailles des cellules, à 1,0 mm et 1,6 mm).

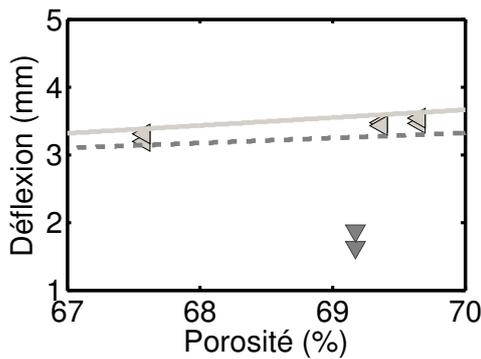
Comme indiqué dans le chapitre 2, les bi-couches étudiés ont été réalisés à partir de deux tailles de cellules (1,0 mm et 1,6 mm). Les résultats obtenus sur les échantillons bi-couches sont présentés sur les figures 5.10b et 5.10c. On observe globalement une relation linéaire pour les deux types de mousses (voir figures 5.10b et 5.10c). La configuration des essais correspond à la nomenclature présentée à la figure 2.6 du chapitre 2. La comparaison entre les résultats obtenus pour les deux types de mousses permet de dire que les bi-couches semblent moins performants que les mousses homogènes pour la plupart des configurations étudiées. Les matériaux bi-couches ne semblent pas apporter d'amélioration. Lorsque la couche correspondante à la taille de grains 1,0 mm est la plus importante, les échantillons bi-couches semblent plus performants mécaniquement, notamment, lorsqu'ils sont sollicités par la couche ( $B(1,0)2 - (1,6)$ ).

### 5.3.2. Influence de la porosité sur la déflexion maximale

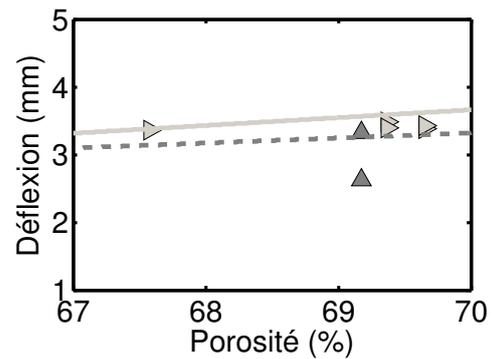
De façon parallèle aux travaux réalisés sur la charge maximale, nous avons également étudié la relation entre la porosité et la déflexion maximale. Ainsi, les figures 5.11 montrent la déflexion maximale déterminée sur les échantillons de 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule en fonction de la porosité.



(a) Homogènes  $H(1,0)$  et  $H(1,6)$ .



(b) Bi-couches  $B(1,0) - (1,6)2$  et  $B(1,0)2 - (1,6)$ .



(c) Bi-couches  $B(1,6) - (1,0)2$  et  $B(1,6)2 - (1,0)$ .

FIGURE 5.11. – Déflexion maximale en fonction de la porosité (Taille des cellules : à 1,0 mm et 1,6 mm).

Contrairement au comportement observé pour la charge maximale, la déflexion maximale a une évolution linéairement croissante (voir figures 5.10a et 5.11a). Comme le montrent les figures 5.11, les échantillons bi-couches n'apportent pas d'amélioration mécanique évidente. Ce qui est assez cohérent avec les conclusions réalisées sur la charge maximale.

### 5.3.3. Analyse des faciès d'impact des matériaux bi-couches

Sur le même modèle que celui réalisé pour les matériaux homogènes (section 5.2.4), la figure 5.12 présente les faciès d'impact observés pour les matériaux bi-couches ainsi qu'une interprétation schématisée.

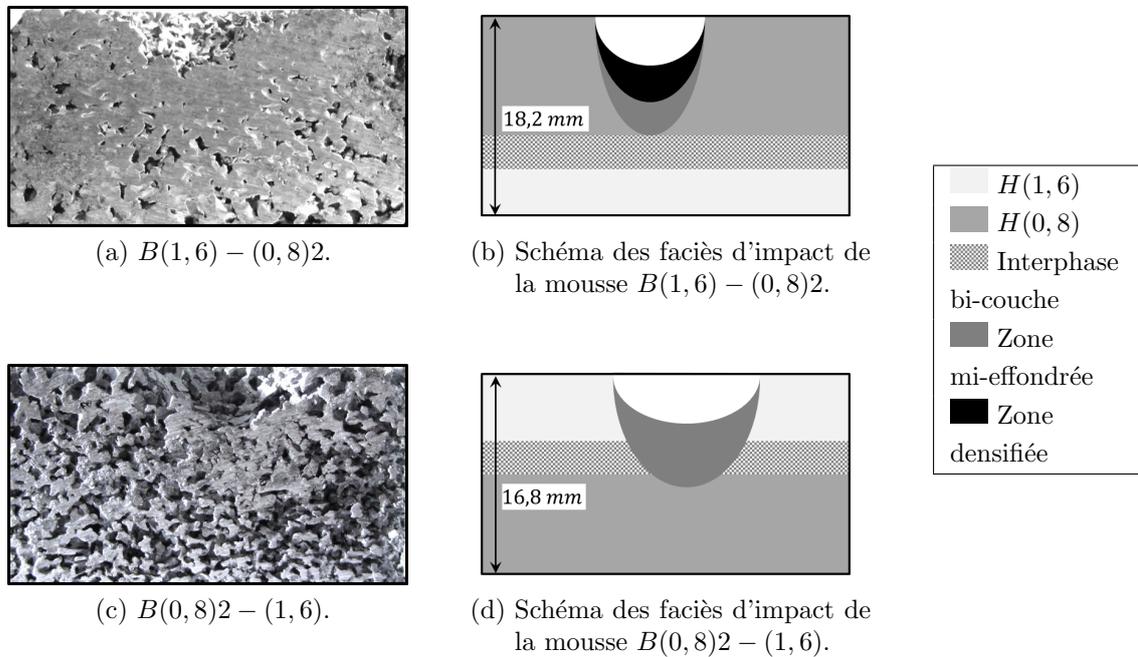


FIGURE 5.12. – Faciès d'impact bi-couches.

À ce niveau, on observe globalement que les faciès d'impact (et zones non affectées) sont similaires à ceux observés pour les matériaux homogènes présentés à la figure 5.9. La différence notable avec les mousses homogènes réside en la présence d'une interface constituée d'un mélange de cellules de deux tailles.

Pour l'échantillon bi-couche présenté aux figures 5.12a et 5.12b, l'impact a été réalisé sur la couche la plus épaisse (2/3 de l'épaisseur) de 0,8 mm de taille de cellule. Les faciès d'impact observés sont de la même forme que les faciès d'impact de l'échantillon homogène des figures 5.9c et 5.9d. En conséquence, l'influence de l'interface et de la couche homogène de 1,6 mm de taille de cellule doit être très faible.

Dans les figures 5.12c et 5.12d, il est présenté l'impact qui est réalisé sur la couche (1/3 de l'épaisseur) de 1,6 mm de taille de cellule. Il est observé que le faciès d'impact est très similaire à la zone de densification présentée dans les figures 5.9a et 5.9b. À la différence de l'échantillon des figures 5.12a et 5.12b, la zone de densification affecte la couche d'interface du bi-couche. Ainsi même si la couche qui a reçu l'impact est de

1,6 mm de taille de cellule, cette zone de densification est morphologiquement similaire à la zone de densification de l'échantillon homogène de 0,8 mm de taille de cellule (voir figures 5.9c et 5.9d).

Pour comprendre définitivement le rapport entre le comportement mécanique et les mécanismes qui affectent les faciès d'impact, notamment dans les matériaux bi-couches, une analyse plus étendue devrait être faite.

Dans cette section, nous avons constaté que le même comportement linéaire, entre la charge maximale et la déflexion maximale, a été observé grâce aux essais faits dans des matériaux homogènes et bi-couches. Une autre observation est que, mécaniquement, les échantillons bi-couches ne sont pas plus performants que les échantillons homogènes.

## 5.4. Compromis choc - acoustique

### 5.4.1. Analyse fréquentielle discrète de l'absorption acoustique

Afin de définir la caractérisation mécanique de la mousse étudiée, les résultats mécaniques sont confrontés aux propriétés acoustiques. Dans cette étude, au regard des résultats obtenus dans le chapitre 4, nous avons décidé d'utiliser la porosité comme paramètre de référence pour comparer les résultats issus des deux études. L'influence de la porosité, tant sur le comportement acoustique que sur le comportement mécanique, permet d'établir une comparaison entre ces deux domaines et de trouver un compromis pour un problème concret.

Le coefficient d'absorption et l'affaiblissement acoustique (TL) des échantillons ont été mesurés dans un tube d'impédance Bruel & Kjaer type 4206, de 100 mm de diamètre.

Comme dans le chapitre 2, le diamètre des échantillons étudiés est de 80 mm et le tube d'impédance a un diamètre de 100 mm. Pour corriger ces mesures, les indicateurs acoustiques sont obtenus grâce à l'approche proposée par DUPONT ET AL. (2013b), (voir chapitre 1, figure 1.8b). Cette approche permet des mesures des indicateurs acoustiques des matériaux poreux homogènes avec un support ou un élément réducteur dans un tube acoustique. L'approche est basée sur la méthode des matrices de transfert en parallèle qui a été proposée par VERDIÈRE ET AL. (2013).

La représentation fréquentielle est largement utilisée dans les études acoustiques. En revanche, cette représentation est peu applicable dans les cas des études mécaniques. Pour pallier cette difficulté, nous avons décidé de travailler à certaines fréquences spécifiques. Pour chacune de ces fréquences, il est aussi possible de déterminer les différents pa-

ramètres acoustiques et de les comparer aux résultats mécaniques. Comme dans le chapitre 3, la figure 5.13 présente l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la fréquence pour deux types de mousses bi-couches. Les points représentent les fréquences sélectionnées pour la comparaison.

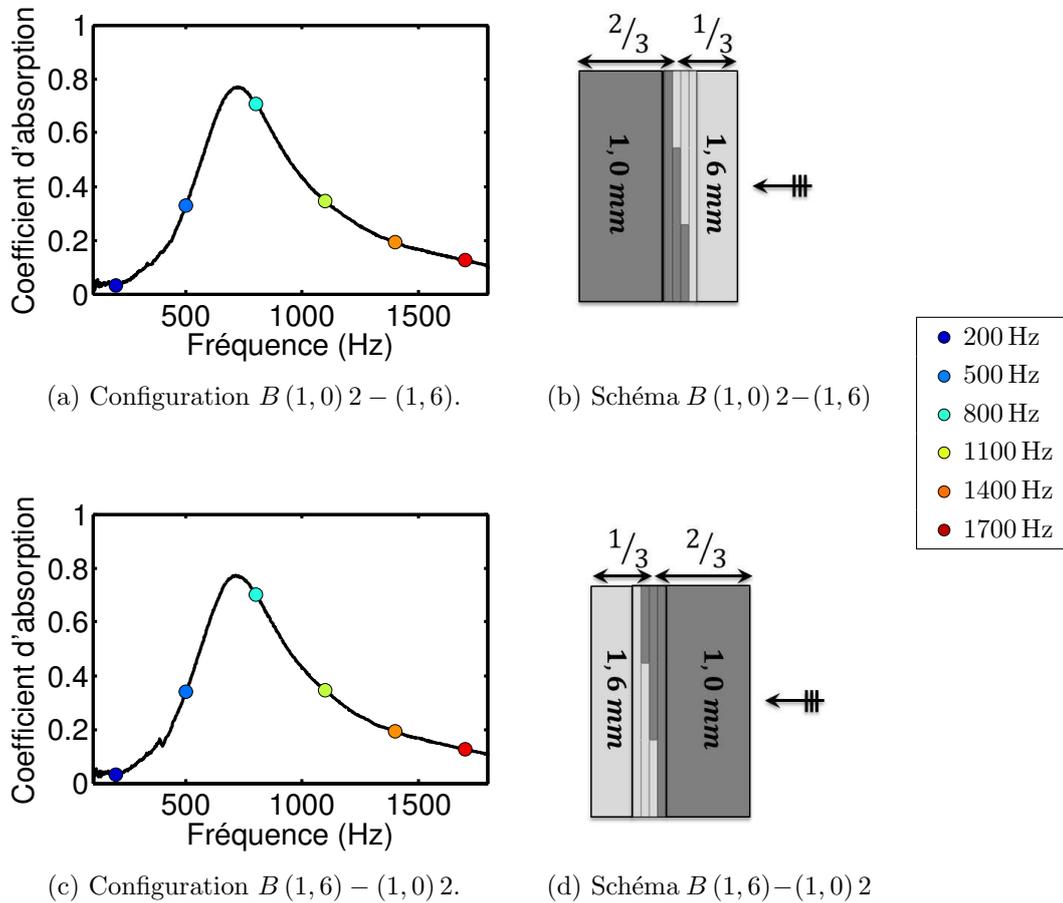


FIGURE 5.13. – Coefficient d'absorption acoustique en fonction de la fréquence (cavité de 10 mm).

Deux configurations sont possibles pour la mesure du coefficient d'absorption. Sur la figure 5.13a, le coefficient d'absorption est présenté lorsque l'onde incidente se propage dans la couche la plus épaisse (de taille de grain 1,0 mm,  $B(1,0)2-(1,6)$ .)

La figure 5.13c représente la configuration pour laquelle l'onde incidente pénètre le matériau par la couche la moins épaisse (taille de grain 1,6 mm).

Les figures 5.14 présentent l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la porosité pour différentes fréquences. Les figures 5.14a et 5.14b présentent les résultats pour les mousses homogènes ( $H(1,0)$  et  $H(1,6)$ ) et les figures 5.14c et 5.14d présentent

les résultats pour les bi-couches.

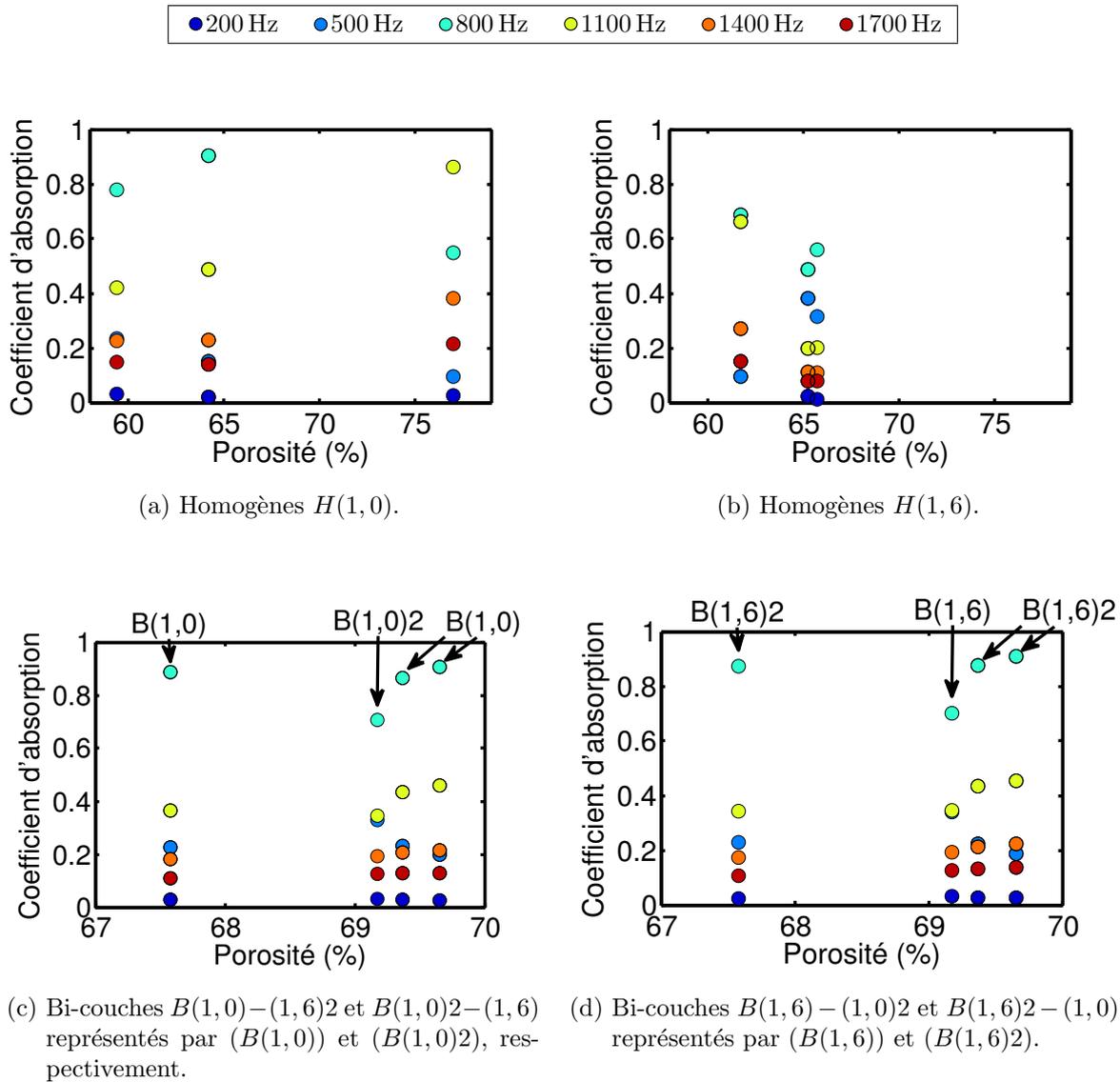


FIGURE 5.14. – Coefficient d'absorption acoustique (cavité de 10 mm) en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches dont les tailles de cellule sont 1,0 mm et 1,6 mm.

Les figures 5.14a et 5.14b présentent la comparaison des coefficients d'absorption pour différents matériaux homogènes. Sur les bi-couches, la variation du coefficient d'absorption entre les échantillons reste faible (voir figures 5.14c et 5.14d). Il est important de rappeler que l'échantillon bi-couche  $B(1,0) - (1,6)2$  est le même échantillon que  $B(1,6)2 - (1,0)$ . L'unique différence est que le premier échantillon (avec une épaisseur d'un tiers de l'épaisseur de l'échantillon) possède une taille de cellule 1,0 mm alors que

dans le deuxième cas, cette taille de cellule est de 1,6 mm, (avec une épaisseur 2/3 de l'épaisseur de l'échantillon).

### 5.4.2. Compromis choc - absorption acoustique

La figure 5.15 présente sur le même graphique l'évolution des propriétés acoustiques et mécaniques retenues précédemment en fonction de la porosité. La figure 5.15 est relative à la présence d'une cavité de 10 mm. La figure 5.16, est quant à elle, relative à la présence d'une cavité de 20 mm.

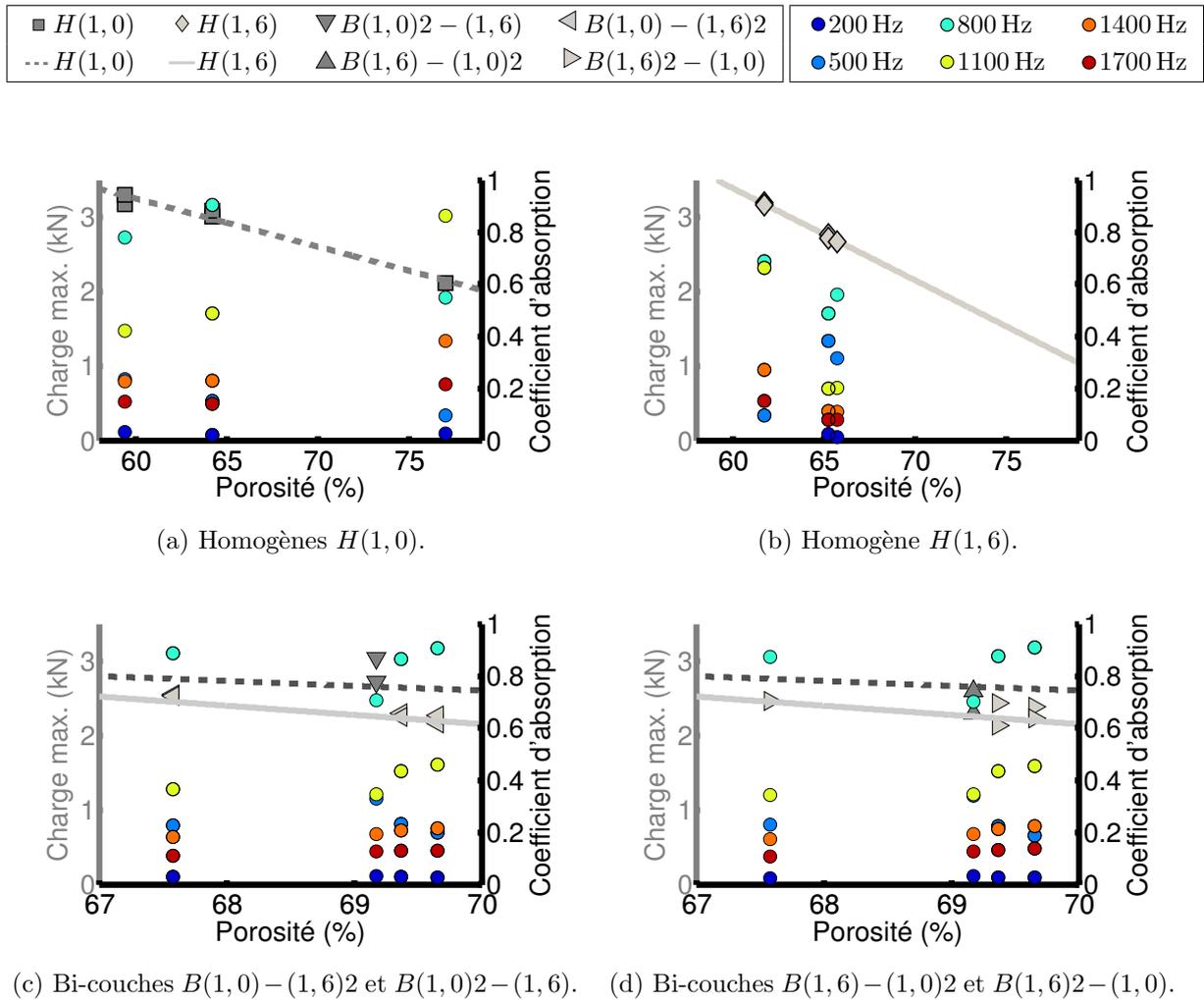


FIGURE 5.15. – Charge maximale - absorption acoustique(cavité de 10 mm), en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches à 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule.

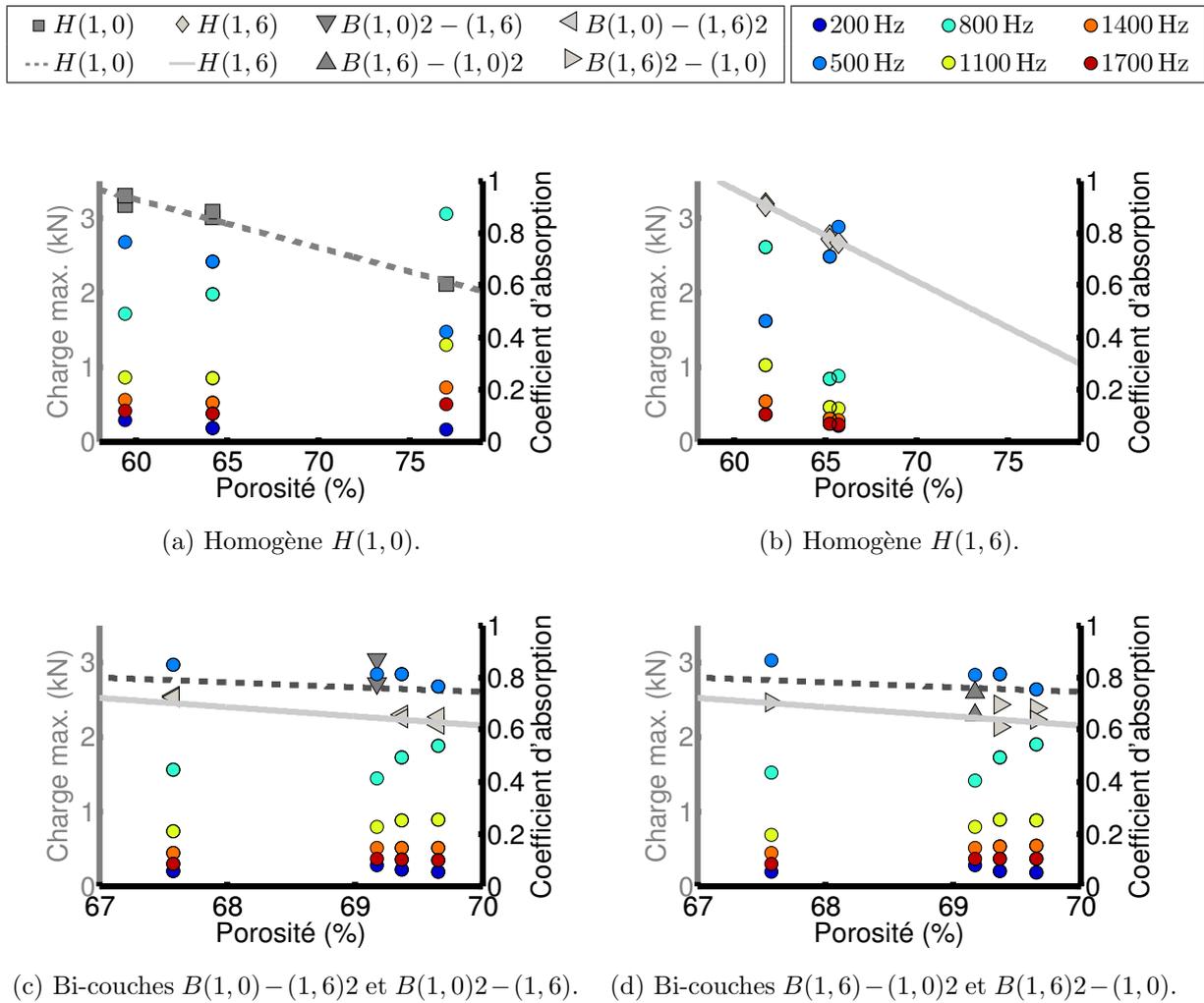


FIGURE 5.16. – Charge maximale - absorption acoustique (cavité de 20 mm), en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et des bi-couches avec de taille de cellule à 1,0 mm et 1,6 mm.

En ce qui concerne les propriétés mécaniques, la charge maximale est considérée plus critique que la déflexion maximale, notamment du fait de la faible déflexion maximale rapportée à l'épaisseur de l'échantillon. Pour cette raison, la charge maximale est choisie comme le terme le plus approprié pour être comparé avec les indicateurs acoustiques.

Les analyses mécanique et acoustique ont été réalisées dans les sections 5.3.1 et 5.4.1. Ici, les résultats mécaniques et acoustiques (pour cette configuration, cavité de 20 mm) sur les échantillons homogènes et bi-couches sont étudiés. Les propriétés acoustiques des échantillons  $H(1,6)$  pour les configurations présentées sont donc globalement les moins performantes (voir figures 5.15). Les autres matériaux semblent avoir des propriétés équivalentes (très bon comportement vers 800 Hz). L'échantillon ayant la plus

faible porosité (le plus léger) a un maximum d'absorption vers 1100 Hz. Pour le compromis acoustique - choc, il ressort que l'échantillon  $B(1, 0) 2 - (1, 6)$  est le plus performant en termes de déflexion maximale, de rapport charge maximale/masse volumique et d'absorption acoustique (voir figure 5.11).

L'ajout d'une cavité d'air à l'arrière d'un matériau permet un décalage du maximum du coefficient d'absorption vers les basses fréquences.

Pour le cas  $H(1, 0)$ , de la figure 5.16a, l'absorption est significative entre 500 Hz et 1100 Hz. L'évolution du coefficient d'absorption avec la porosité, à 500 Hz et 800 Hz, montre deux tendances différentes (absorption décroissante avec la porosité pour le premier cas, et croissante pour le deuxième cas). Ces différentes évolutions sont dues au déplacement du maximum d'absorption au niveau des hautes fréquences lorsque la porosité augmente. Comparativement au matériau du type  $H(1, 6)$ , le matériaux  $H(1, 0)$  exhibe un comportement mécanique et acoustique plus performant pour la plupart des fréquences.

En ce qui concerne les bi-couches, on observe peu d'évolution du comportement acoustique. Ces résultats confirment la faible importance de la configuration choisie sur le comportement acoustique.

Les échantillons  $H(1, 6)$  sont les moins performants, acoustiquement. En ce qui concerne les autres matériaux, les propriétés acoustiques des bi-couches sont très proches.

### 5.4.3. Compromis choc - isolation

De façon équivalente au travail réalisé sur le compromis choc - absorption nous avons décidé d'adopter la même stratégie en utilisant un autre paramètre acoustique : l'affaiblissement (TL). L'affaiblissement est un paramètre acoustique qui permet de déterminer l'isolation acoustique d'un matériau. La figure 5.17a, présente l'évolution du TL en fonction de la porosité à différentes fréquences d'excitation.

Le TL est théoriquement même quelque soit son sens d'exposition dans le tube (recto - verso), voir figures 5.17c et 5.17d. En revanche, on observe une décroissance logique du TL avec l'augmentation de la porosité pour les mousses homogènes  $H(1, 0)$ . Sur une gamme plus restreinte de porosité, on observe l'effet inverse pour les mousses homogènes  $H(1, 6)$ .

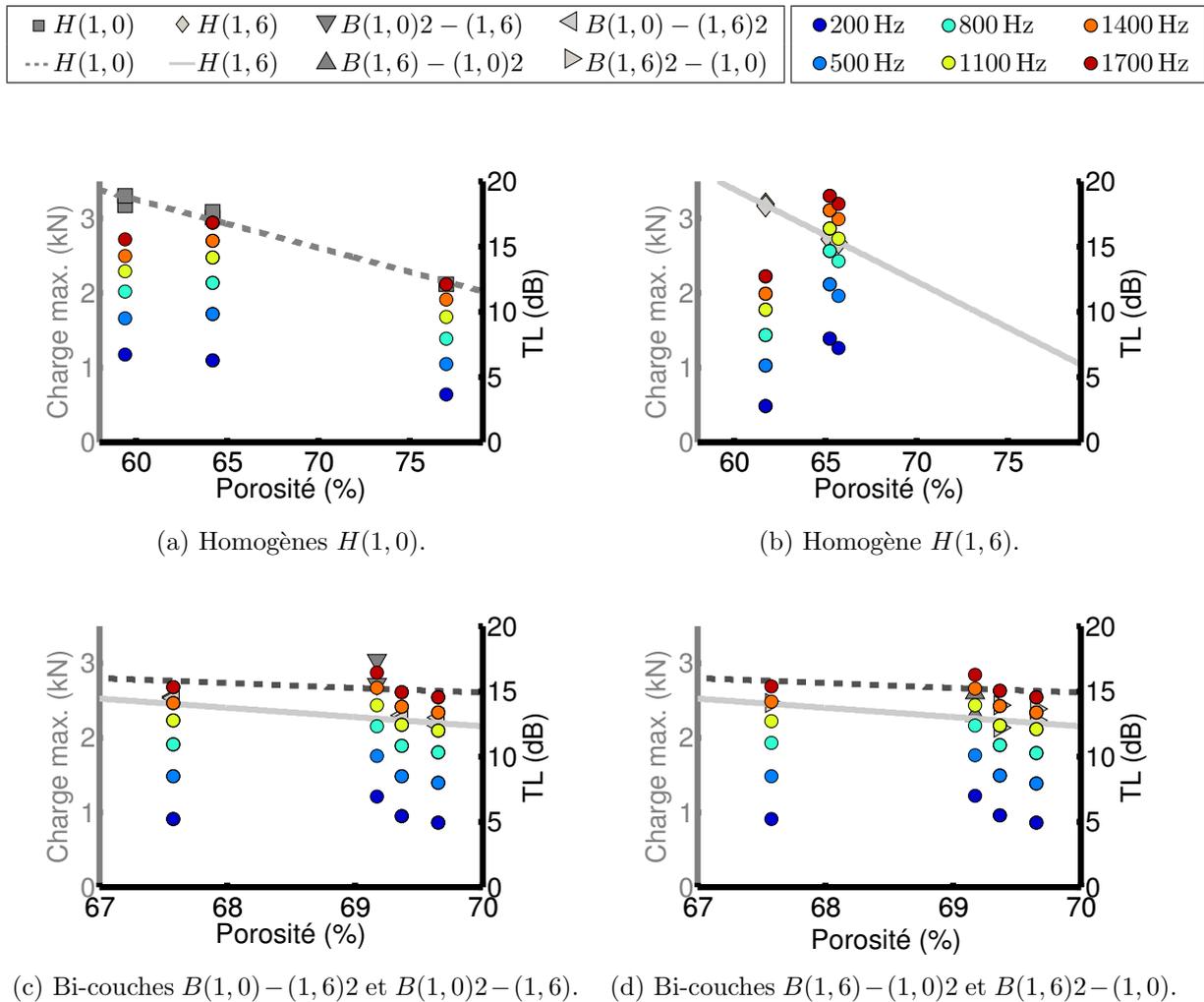


FIGURE 5.17. – Compromis charge maximale - isolation acoustique en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches avec des cellules de tailles de 1,0 mm et 1,6 mm.

Néanmoins pour les mousses homogènes, les meilleurs résultats en termes de TL sont obtenus pour une porosité avoisinant les 65 %.

Comme au paragraphe précédent, les matériaux bi-couches ne semblent pas apporter d'amélioration du comportement mécanique et acoustique par rapport aux matériaux homogènes.

## 5.5. Modélisation et application

### 5.5.1. Description

Afin d'illustrer la possible application des résultats de cette étude dans le cadre industriel, nous proposons un cadre idéal d'étude présenté dans la figure 5.18.

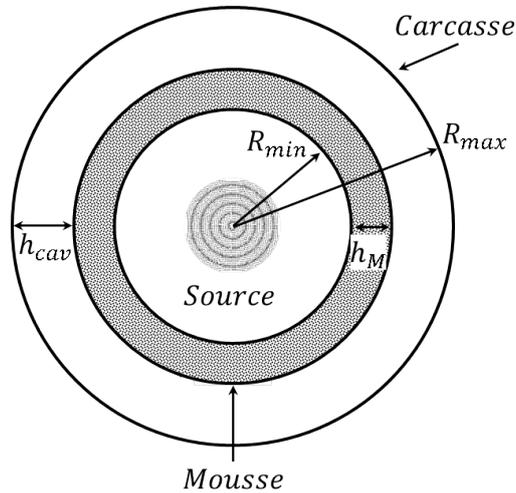


FIGURE 5.18. – Schéma de la problématique.

Dans ce cas théorique, un rayonnement sphérique d'une source acoustique est postulé (voir figure 5.18). Une mousse métallique de rayon  $R_{min}$  et d'épaisseur fixe  $h_M$  peut être utilisée pour garantir l'isolation acoustique de la source ponctuelle située au centre de la sphère de rayon  $R_{min}$ . Comme la section 5.4 l'a indiquée, l'absorption acoustique du matériau lorsqu'il n'y a pas de cavité est très faible. Pour pouvoir utiliser les mêmes résultats, la carcasse extérieure est considérée n'avoir pas d'influence acoustique sur le fonctionnement global du système. Le volume de la coque sphérique de mousse métallique est déterminée à l'aide de son épaisseur  $h_M$ . Il est supposé que la source émet à une certaine fréquence  $f_s$  et que le matériau poreux doit résister à un impact extérieur d'une charge  $\sigma_{ch}$ . La problématique est de trouver le meilleur compromis choc-acoustique en minimisant le poids total du système.

Pour simplifier le problème, deux cavités différentes ont été étudiées : 10 mm et 20 mm. Le volume de la mousse  $V_M$  sera donné en fonction de la cavité  $h_{cav}$ .

$$V_M = \frac{4\pi}{3} [(R_{max} - h_{cav})^3 - (R_{min})^3] \quad (5.5)$$

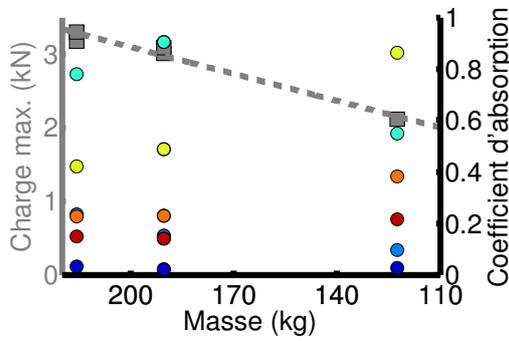
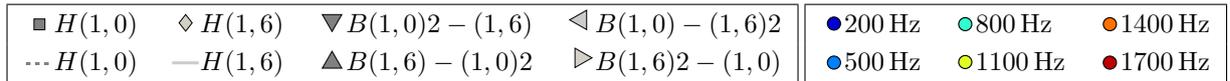
La masse volumique est déterminée à partir de l'équation 2.2 du chapitre 2.

$$\rho_{Mousse} = \phi (\rho_{Air} - \rho_{Al}) + \rho_{Al} \quad (5.6)$$

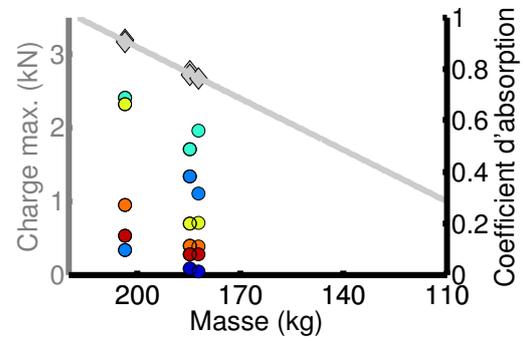
La masse de la mousse  $m_M$  est calculée à partir des équations 5.5 et 5.6.

$$m_M = V_M \rho_M \quad (5.7)$$

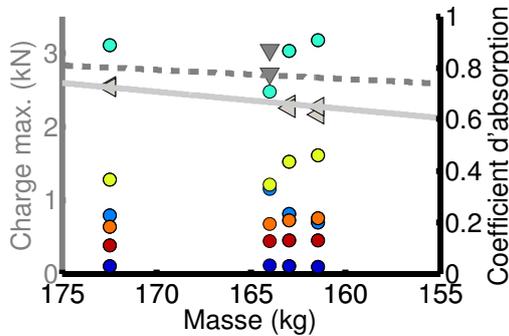
Les figures 5.19 présentent l'évolution de la charge maximale et du coefficient d'absorption en fonction de la porosité pour l'ensemble des configurations de mousses. Ces résultats sont obtenus avec une cavité fixée de 10 mm.



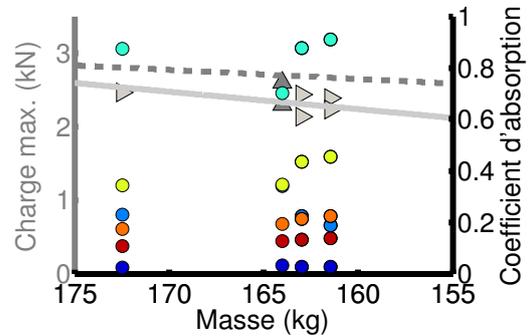
(a) Homogène  $H(1,0)$ .



(b) Homogène  $H(1,6)$ .



(c) Bi-couches  $B(1,0) - (1,6)2$  et  $B(1,0)2 - (1,6)$ .



(d) Bi-couches  $B(1,6) - (1,0)2$  et  $B(1,6)2 - (1,0)$ .

FIGURE 5.19. – Charge maximale - absorption acoustique(cavité de 10 mm), en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches à 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule.

Le coefficient d'absorption acoustique et la charge maximale des matériaux obtenus

à la section 5.4 sont présentés en fonction de la masse de la mousse  $m_M$ , obtenue à partir de l'équation 5.7. De l'équation 5.7 on déduit, que de la masse diminue lorsque la porosité augmente. Contrairement à la charge devant être supportée par le matériau lors du choc, l'absorption acoustique et la masse du matériau sont directement dépendants de la géométrie de la structure (influence de  $h_{cav}$ ). Les maximums d'absorption dans cette configuration, correspondent à une fréquence d'environ 800 Hz. Pour garder le même rapport d'échelle qu'aux figures 5.15, l'axe des abscisses est inversé sur les figures 5.19. Cette disposition est maintenue, également, sur les figures 5.20.

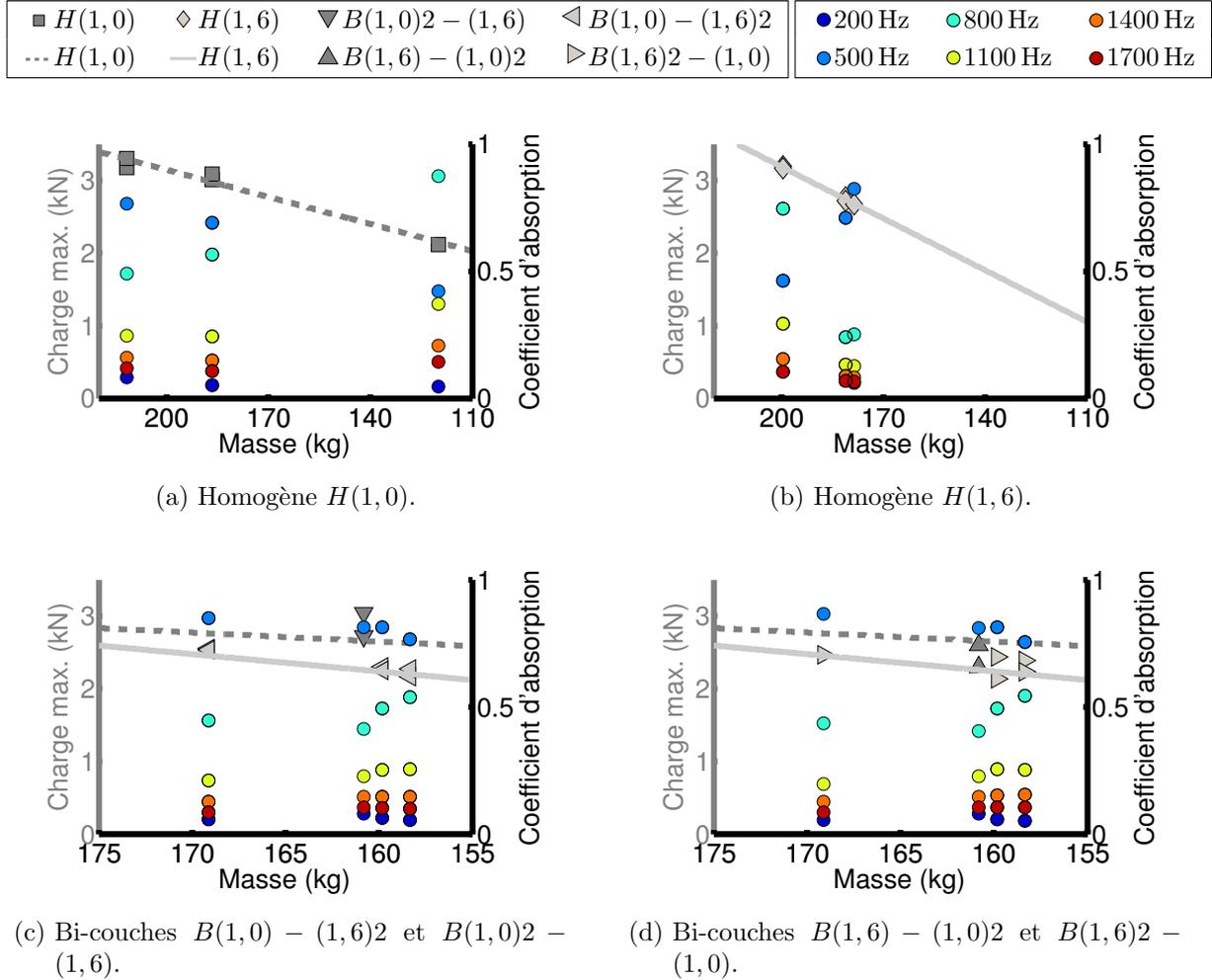


FIGURE 5.20. – Charge maximale - absorption acoustique, avec une cavité de 20 mm, en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches à 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule.

Une réduction de la masse des matériaux est observée sur les figures 5.20, lorsque la cavité diminue. Les coefficients d'absorptions plus élevés correspondent aux fréquences

d'environ 500 Hz. Le maximum d'absorption se déplace vers les basses fréquences lorsque l'épaisseur de la cavité augmente.

Afin de traduire concrètement les résultats obtenus ci-dessus nous proposons deux cas d'étude.

### 5.5.2. Exemple 1

**Le matériau doit absorber 60 % du son “émis” par la source, qui émet principalement à une fréquence  $f_s = 800$  Hz le matériau doit résister à un impact extérieur d'une charge équivalente maximale  $\sigma_{ch} = 2$  kN.**

Mécaniquement, tous les échantillons résistent à la charge. Acoustiquement, à une fréquence de 800 Hz, pour une cavité de 10 mm, l'absorption est supérieure à 60 %. Cependant, dans un souci d'allègement de la structure le matériau le plus performant est le matériau  $H(1, 0)$ , qui conduit au meilleur compromis choc-acoustique à masse minimale. La masse est réduite d'environ 50 %, (100 kg), en comparaison avec l'échantillon le plus lourd et de même taille de cellule, qui atteint les limites de performance du cahier des charge.

### 5.5.3. Exemple 2

**Le matériau doit absorber 80 % du son “émis” par la source, qui émet principalement à une fréquence  $f_s = 800$  Hz le matériau doit résister à un impact extérieur d'une charge équivalente maximale  $\sigma_{ch} = 2,5$  kN.**

Dans ce cas, la configuration la plus pertinente acoustiquement est obtenue lorsque la cavité est de 20 mm. Mécaniquement, tous les échantillons ne résistent pas à la charge. Seuls deux types de mousses réunissent l'ensemble des critères : la mousse homogène  $H(1, 0)$  et le bi-couche  $B(1, 0)2 - (1, 6)$ . Néanmoins, en regard de la contrainte de masse, on privilégie le bi-couche du fait du gain de masse qu'il procure (environ 7 % de la masse totale) mais également de son meilleur comportement global sur l'ensemble du spectre fréquentiel.

## 5.6. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence l'influence des paramètres géométriques (porosité, taille de cellule) sur le comportement mécanique à l'impact. Nous avons

également mis en lumière l'évolution linéaire décroissante de la charge maximale avec la porosité des mousses dans le cas homogène. Pour l'ensemble des essais relatifs aux mousses homogènes, on a observé que l'énergie absorbée lors de l'impact était constante, la différence entre les mousses se faisant au niveau de la déflexion et de la charge maximale. Les mousses à forte porosité affichent une déflexion maximale sensiblement plus importante. Parallèlement, les mousses à faible taux de porosité supportent une charge maximale plus élevée.

En ce qui concerne les bi-couches, nous n'avons pas observé de différences majeures des propriétés dans le champ acoustique. En termes mécaniques, la configuration de la mousse (épaisseur relative de couches et porosité) a une influence mesurée sur la charge maximale et sur les faciès d'impact.

En termes de compromis choc - acoustique, les bi-couches ne semblent pas apporter de meilleures solutions que ce soit pour l'isolation ou pour le coefficient d'absorption. Pour les mousses homogènes, même si les différences ne sont pas importantes entre elles, on observe des résultats plus intéressants pour les mousses possédant une taille de cellule 1,0 mm.

Enfin, à travers un exemple d'application, nous avons mis en évidence la méthode permettant de choisir les propriétés optimales de la mousse conduisant au meilleur compromis choc et acoustique tout en minimisant la masse du système.

# Conclusions et perspectives

Ce travail avait pour objectifs l'étude des propriétés acoustiques de mousses métalliques macroscopiquement homogènes et inhomogènes ainsi que l'étude de leur comportement mécanique à l'impact.

Deux avancées principales ont été obtenues.

La première concerne la modélisation acoustique et l'expérimentation sur des matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes obtenus après compression non uniforme de l'échantillon. En particulier, une nouvelle approche basée sur la méthode des matrices de transfert mais avec des éléments placés en parallèle (patches et mosaïques) développée récemment par VERDIÈRE ET AL. (2013) s'est révélée très utile pour la modélisation du problème avec un minimum de paramètres d'entrée. Une hypothèse simplificatrice a cependant dû être concédée. Celle-ci concerne l'homothétie des changements géométriques des pores dus aux compressions non uniformes et correspond à une transformation conforme de la géométrie de l'échantillon. Cette hypothèse semble valide pour des compressions modérées. Grâce à cette hypothèse et au modèle basé sur les matrices de transfert en parallèle, un bicouche de mousse d'aluminium avec interface à gradient de propriétés a pu être modélisé convaincante.

La deuxième avancée concerne les essais mécaniques d'impact de faible énergie sur des mousses métalliques, en particulier de mousses métalliques macroscopiquement inhomogènes. Des résultats nouveaux ont été obtenus sur ces dernières. Ces essais ont permis une meilleure compréhension de l'influence des paramètres physiques sur le comportement mécanique. Il a été observé qu'une concomitance entre les propriétés acoustique d'absorption et mécanique absorption des chocs peut exister et que dans les deux cas, des paramètres physiques communs peuvent être impliqués (porosité, longueurs caractéristique thermique, voire tortuosité...).

Un autre thème de recherche prometteur, également mis en lumière dans ce travail de recherche, est l'étude de l'influence des paramètres sur les propriétés acoustiques. Une étude paramétrique en fonction de la porosité a été initiée et montre l'importance de la porosité. Pour cette étude, un modèle a été utilisé pour la détermination des autres

paramètres (tortuosité, résistivité au passage de l'air, longueurs caractéristiques). Ce modèle est identique à celui utilisé pour l'étude des propriétés acoustiques de matériaux macroscopiquement inhomogènes. Des résultats très prometteurs ont été obtenus et ouvrent la voie à des futures recherches intéressantes.

Outre les recherches sur l'influence des paramètres physiques sur les aspects acoustiques aussi bien que mécaniques, d'autres perspectives ont été identifiées.

Une modélisation mathématique du comportement à l'impact est nécessaire et permettra une meilleure association avec les propriétés acoustiques des matériaux. Une piste possible de modélisation est l'utilisation d'un modèle de cellule élémentaire de type cellule de Kelvin ainsi qu'un modèle de déformation incrémentale et une technique d'homogénéisation pour simuler des déformations non linéaires importantes associées aux impacts.

Un objectif global de cette recherche était l'optimisation des propriétés acoustiques d'absorption du son et d'absorption mécanique d'impact. Les tests acoustiques et les essais mécaniques ont permis de contribuer à cette tâche. En particulier, un critère mécanique de normalisation énergétique permettra dans de futures recherches une meilleure comparaison avec le coefficient d'absorption acoustique pour trouver le meilleur compromis choc - acoustique. Des pistes intéressantes ont été dégagées et méritent une attention particulière. Par exemple, un critère à étudier peut-être basé sur la linéarité observée de la charge maximale et de la déflexion maximale en fonction de la porosité. L'évolution décroissante de la charge maximale en fonction de la porosité devrait permettre de choisir la charge maximale à zéro porosité comme paramètre de normalisation. Ce paramètre pourrait être employé pour normaliser les charges maximales des échantillons de porosités plus élevés. Par ailleurs, il devrait être associé à une énergie pour comparaison avec le coefficient d'absorption acoustique. Inversement, à la charge maximale, le comportement observé de la déflexion semble linéairement croissante en fonction de la porosité. La déflexion maximale de normalisation pourrait être calculée à 100 % de porosité par extrapolation.

Concernant l'étude des matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes, de nombreuses perspectives de recherche existent aussi bien pour l'acoustique que pour la mécanique. Par exemple, la caractérisation par microtomographie pourrait être utilisée pour une meilleure compréhension de la relation entre microgéométrie et propriétés acoustiques et mécaniques.

# Bibliographie

- ALLARD, J. F. ET ATALLA, N. (2009) : *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials 2e*, Wiley.com.
- ALLARD, J. F., CASTAGNEDE, B., HENRY, M. ET LAURIKS, W. (1994) : *Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air*, Review of scientific instruments, 65(3), pp. 754–755.
- ALLARD, J. F., JANSSENS, G., VERMEIR, G. ET LAURIKS, W. (2002) : *Frame-borne surface waves in air-saturated porous media*, The Journal of the Acoustical Society of America, 111, p. 690.
- ASHBY, M. F. (2000) : *Metal foams : a design guide*, Butterworth-Heinemann.
- ASTM-D6226 ((2010)) : *Standard Test Method for Open Cell Content of Rigid Cellular Plastics*, American Society for Testing and Materials.
- ATALLA, N., PANNETON, R. ET DEBERGUE, P. (1998) : *A mixed displacement-pressure formulation for poroelastic materials*, The Journal of the Acoustical Society of America, 104, p. 1444.
- ATALLA, Y. ET PANNETON, R. (2005) : *Inverse acoustical characterization of open cell porous media using impedance tube measurements*, Canadian Acoustics, 33(1), pp. 11–24.
- ATTENBOROUGH, K. (1982) : *Acoustical characteristics of porous materials*, Physics Reports, 82(3), pp. 179–227.
- BERANEK, L. L. (1942) : *Acoustic impedance of porous materials*, The Journal of the Acoustical Society of America, 13, p. 248.
- BIOT, M. A. (1956) : *Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range*, The Journal of the Acoustical Society of America, 28, p. 168.

- BIOT, M. A. (1962) : *Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media*, Journal of applied physics, 33(4), pp. 1482–1498.
- BIOT, M. A. ET WILLIS, D. G. (1957) : *The elastic coefficients of the theory of consolidation*, Journal of Applied Mechanics, 24, pp. 594–601.
- BOECKX, L., LECLAIRE, P., KHURANA, P., GLORIEUX, C., LAURIKS, W. ET ALLARD, J. F. (2005) : *Guided elastic waves in porous materials saturated by air under Lamb conditions*, Journal of applied physics, 97(9), pp. 94911–94911.
- BOLTON, J. S., YUN, R. J., POPE, J. ET APFEL, D. (1997) : *Development of a new sound transmission test for automotive sealant materials*, SAE Technical Paper.
- BOURBIÉ, T., COUSSY, O. ET ZINSZNER, B. (1986) : *Acoustique des milieux poreux*, Editions Technip, bourbié, T., Coussy, O., and Zinszner, B. (1987), Acoustics of porous media, Editions Technip.
- CASTAGNÈDE, B., AKNINE, A., BROUARD, B. ET TARNOW, V. (2000) : *Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials*, Applied acoustics, 61(2), pp. 173–182.
- CHAMPOUX, Y. ET ALLARD, J.-F. (1991) : *Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media*, Journal of Applied Physics, 70(4), pp. 1975–1979.
- CHAMPOUX, Y., STINSON, M. R. ET DAIGLE, G. A. (1991) : *Air-based system for the measurement of porosity*, The Journal of the Acoustical Society of America, 89, p. 910.
- CHEVILLOTTE, F., PERROT, C. ET PANNETON, R. (2010) : *Microstructure based model for sound absorption predictions of perforated closed-cell metallic foams*, The Journal of the Acoustical Society of America, 128, p. 1766.
- DANNEMANN, K. A. ET LANKFORD JR, J. (2000) : *High strain rate compression of closed-cell aluminium foams*, Materials Science and Engineering: A, 293(1), pp. 157–164.
- DAUCHEZ, N., ETCHESSAHAR, M. ET SAHRAOUI, S. (2002) : *On measurement of mechanical properties of sound absorbing materials*, 2nd Biot Conference, pp. 627–631.

- DAZEL, O., SGARD, F., LAMARQUE, C.-H. ET ATALLA, N. (2002) : *An extension of complex modes for the resolution of finite-element poroelastic problems*, Journal of Sound and Vibration, 253(2), pp. 421–445.
- DE RYCK, L., GROBY, J. P., LECLAIRE, P., LAURIKS, W., WIRGIN, A., FELLAH, Z. E. A. ET DÉPOLLIÉ, C. (2007a) : *Acoustic wave propagation in a macroscopically inhomogeneous porous medium saturated by a fluid*, Applied physics letters, 90(18), p. 181901.
- DE RYCK, L., LAURIKS, W., FELLAH, Z. E. A., WIRGIN, A., GROBY, J. P., LECLAIRE, P. ET DÉPOLLIÉ, C. (2007b) : *Acoustic wave propagation and internal fields in rigid frame macroscopically inhomogeneous porous media*, Journal of Applied Physics, 102(2), p. 024910.
- DE RYCK, L., LAURIKS, W., LECLAIRE, P., GROBY, J. P., WIRGIN, A. ET DÉPOLLIÉ, C. (2008) : *Reconstruction of material properties profiles in one-dimensional macroscopically inhomogeneous rigid frame porous media in the frequency domain*, The Journal of the Acoustical Society of America, 124(3), pp. 1591–1606.
- DELANY, M. ET BAZLEY, E. (1970) : *Acoustical properties of fibrous absorbent materials*, Applied acoustics, 3(2), pp. 105–116.
- DOUTRES, O., SALISSOU, Y., ATALLA, N. ET PANNETON, R. (2010) : *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.
- DUPONT, T., LECLAIRE, P. ET PANNETON, R. (2013a) : *Acoustic methods for measuring the porosities of porous materials incorporating dead-end pores*, The Journal of the Acoustical Society of America, 133(4), pp. 2136–2145.
- DUPONT, T., LECLAIRE, P., PANNETON, R., VERDIÈRE, K. ET ELKOUN, S. (2013b) : *A method for measuring the acoustic properties of a porous sample mounted in a rigid ring in acoustic tubes*, The Journal of the Acoustical Society of America, 19, p. 065008.
- DUPONT, T., LECLAIRE, P., SICOT, O., GONG, X. L. ET PANNETON, R. (2011) : *Acoustic properties of air-saturated porous materials containing dead-end porosity*, Journal of Applied Physics, 110(9), pp. 094903–094903.

- FELLAH, Z. ET DEPOLLIER, C. (2000) : *Transient acoustic wave propagation in rigid porous media : A time-domain approach*, The Journal of the Acoustical Society of America, 107, p. 683.
- FELLAH, Z. E. A., BERGER, S., LAURIKS, W., DEPOLLIER, C., ARISTEGUI, C. ET CHAPELON, J.-Y. (2003) : *Measuring the porosity and the tortuosity of porous materials via reflected waves at oblique incidence*, The Journal of the Acoustical Society of America, 113, p. 2424.
- GARSOT, N. (2009) : *Modélisation numérique du comportement mécanique des composites mousse métallique-polymère*, Thèse, Université de Technologie de Troyes.
- GARSOT, N., LIU, Y., CHEROUAT, A. ET GONG, X.-L. (2008) : *Compressive Behavior of Porous Metal/Polymer Composite : Experiment and Numerical Modeling*, MetFoam 2007 : Porous Metals and Metallic Foams : Proceedings of the Fifth International Conference on Porous Metals and Metallic Foams, 2007, Montreal, Canada, p. 391.
- GAUTIER, G., KELDERS, L., GROBY, J. P., DAZEL, O., DE RYCK, L. ET LECLAIRE, P. (2011) : *Propagation of acoustic waves in a one-dimensional macroscopically inhomogeneous poroelastic material*, The Journal of the Acoustical Society of America, 130(3), pp. 1390-1398.
- GESLAIN, A., GROBY, J., DAZEL, O., MAHASARANON, S., HOROSHENKOV, K. ET KHAN, A. (2012) : *An application of the Peano series expansion to predict sound propagation in materials with continuous pore stratification*, The Journal of the Acoustical Society of America, 132(1), pp. 208–215.
- GONG, X. L., LIU, Y., HE, S. Y. ET LU, J. (2004) : *Manufacturing and low-velocity impact response of a new composite material : Metal porous polymer composite (MPPC)*, Journal of materials science and technology, 20, pp. 65–68.
- GROBY, J.-P., DAZEL, O., DEPOLLIER, C., OGAM, E. ET KELDERS, L. (2012) : *Scattering of acoustic waves by macroscopically inhomogeneous poroelastic tubes*, The Journal of the Acoustical Society of America, 132(1), pp. 477–486.
- GROBY, J.-P., DE RYCK, L., LECLAIRE, P., WIRGIN, A., LAURIKS, W., GILBERT, R. P. ET XU, Y. S. (2007) : *Use of specific Green's functions for solving direct*

- problems involving a heterogeneous rigid frame porous medium slab solicited by acoustic waves*, Mathematical methods in the applied sciences, 30(1), pp. 91–122.
- GROBY, J.-P., OGAM, E., DE RYCK, L., SEBAA, N. ET LAURIKS, W. (2010) : *Analytical method for the ultrasonic characterization of homogeneous rigid porous materials from transmitted and reflected coefficients*, The Journal of the Acoustical Society of America, 127(2), pp. 764–772.
- HANSEN, C. H. (2009) : *Adventures in active noise control*, EURONOISE 2009.
- HE, S. (2004) : *Mousses métalliques et métal poreux polymère composite (MPPC) : élaboration et comportement mécanique*, Thèse, Université de Technologie de Troyes.
- HOROSHENKOV, K. ET SWIFT, M. (2001) : *The acoustic properties of granular materials with pore size distribution close to log-normal*, The Journal of the Acoustical Society of America, 110, p. 2371.
- ISO9053 (1991) : *Acoustics - Materials for acoustical applications - Determination of airflow resistance*, International Organization for Standardization.
- JAOUEN, L., RENAULT, A. ET DEVERGE, M. (2008) : *Elastic and damping characterizations of acoustical porous materials : Available experimental methods and applications to a melamine foam*, Applied acoustics, 69(12), pp. 1129–1140.
- JOHNSON, D. L., KOPLIK, J. ET DASHEN, R. (1987) : *Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media*, Journal of fluid mechanics, 176, pp. 379–402.
- JOHNSON, D. L., PLONA, T., SCALA, C., PASIERB, F. ET KOJIMA, H. (1982) : *Tortuosity and acoustic slow waves*, Physical Review Letters, 49(25), p. 1840.
- KEPETS, M., LU, T. ET DOWLING, A. (2007) : *Mechanical characterization of the role of defects in sintered FeCrAlY foams*, Acta Mechanica Sinica, 23(4), pp. 383–398.
- KIRKPATRICK, S., GERLATT, C. D. ET VECCHI, M. P. (1983) : *Optimization by simulated annealing*, Science, 220(4598), pp. 671-680.
- KOSTEN, C. ET ZWIKKER, C. (1949) : *Sound Absorbing Materials*, Elsevier.
- LAFARGE, D., LEMARINIER, P., ALLARD, J. F. ET TARNOW, V. (1997) : *Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies*, The Journal of the Acoustical Society of America, 102, p. 1995.

- LANGLOIS, C., PANNETON, R. ET ATALLA, N. (2001) : *Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials*, The Journal of the Acoustical Society of America, 110(6), pp. 3032–3040.
- LECLAIRE, P. (2010) : *Cours Acoustique*.
- LECLAIRE, P., DUPONT, T., SICOT, O., GONG, X. L. ET ET AL. (2010) : *Propriétés acoustiques de matériaux poreux saturés d'air incluant une porosité partiellement ouverte*, 10ème Congrès Français d'Acoustique.
- LECLAIRE, P., KELDERS, L., LAURIKS, W., ALLARD, J. F. ET GLORIEUX, C. (1996a) : *Ultrasonic wave propagation in reticulated foams saturated by different gases : High frequency limit of the classical models*, Applied physics letters, 69(18), pp. 2641–2643.
- LECLAIRE, P., KELDERS, L., LAURIKS, W., MELON, M., BROWN, N. ET CASTAGNEDE, B. (1996b) : *Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air*, Journal of applied physics, 80(4), pp. 2009–2012.
- LECLAIRE, P., UMNova, O., HOROSHENKOV, K. ET MAILLET, L. (2003) : *Porosity measurement by comparison of air volumes*, Review of scientific instruments, 74(3), pp. 1366–1370.
- LEMARINIER, P., HENRY, M., ALLARD, J.-F., BONARDET, J. L. ET GEDEON, A. (1995) : *Connection between the dynamic bulk modulus of air in a porous medium and the specific surface*, The Journal of the Acoustical Society of America, 97, p. 3478.
- LIU, Y. ET GONG, X.-L. (2006) : *Compressive behavior and energy absorption of metal porous polymer composite with interpenetrating network structure*, Transactions of nonferrous metals society of china, 16, pp. 439–443.
- LU, G., SHEN, J., HOU, W., RUAN, D. ET ONG, L. (2008) : *Dynamic indentation and penetration of aluminium foams*, International journal of mechanical sciences, 50(5), pp. 932–943.
- MARIEZ, E., SAHRAOUI, S. ET ALLARD, J. (1996) : *Elastic constants of polyurethane foam's skeleton for biot model*, International congress on noise control engineering, pp. 951–954.

- NAGY, P. B. (1993) : *Slow wave propagation in air-filled permeable solids*, The Journal of the Acoustical Society of America, 93, p. 3224.
- OLNY, X. ET BOUTIN, C. (2003) : *Acoustic wave propagation in double porosity media*, The Journal of the Acoustical Society of America, 114, p. 73.
- OLNY, X. ET PANNETON, R. (2008) : *Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media*, The Journal of the Acoustical Society of America, 123(2), pp. 814–824.
- PANNETON, R. (2007) : *Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media*, The Journal of the Acoustical Society of America, 122(6), pp. 217–222.
- PANNETON, R. (2013) : *Acoustics of Porous Materials : Experimental techniques*, Winter school on the Acoustics of Poro-Visco-Elastic Media.
- PANNETON, R. ET OLNLY, X. (2006) : *Acoustical determination of the parameters governing viscous dissipation in porous media*, The Journal of the Acoustical Society of America, 119, p. 2027.
- PINKHASOV, E. (1991) : *Method of making open-pore structures*, US Patent, (5,011,638).
- PRIDE, S. R., MORGAN, F. D. ET GANGI, A. F. (1993) : *Drag forces of porous-medium acoustics*, Physical review B, 47(9), p. 4964.
- PRITZ, T. (1981) : *Apparent complex Young's modulus of a longitudinally vibrating viscoelastic rod*, Journal of Sound and Vibration, 77(1), pp. 93–100.
- SALISSOU, Y. ET PANNETON, R. (2007) : *Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids*, Journal of applied physics, 101(12), pp. 124913–124913.
- SALISSOU, Y., PANNETON, R. ET DOUTRES, O. (2012) : *Complement to standard method for measuring normal incidence sound transmission loss with three microphones*, The Journal of the Acoustical Society of America, 131(3), pp. EL216–EL222.
- SAN MARCHI, C. ET MORTENSEN, A. (2001) : *Deformation of open-cell aluminum foam*, Acta Materialia, 49(19), pp. 3959–3969.
- SCHELL, L. M. (1981) : *Environmental noise and human prenatal growth*, American Journal of Physical Anthropology, 56(1), pp. 63–70.

- SOSNICK, B. (1948) : *Process for making foamlike mass of metal*, US Patent, (2,434,775).
- STANSFELD, S. A. ET MATHESON, M. P. (2003) : *Noise pollution : non-auditory effects on health*, British Medical Bulletin, 68(1), pp. 243–257.
- SU, Y. (2011) : *Modélisation analytique et numérique de structure des mmousse métalliques MPPCs et du comportement mécanique*, Thèse, Université de Technologie de Troyes.
- TAYONG, R., DUPONT, T. ET LECLAIRE, P. (2010) : *On the variations of acoustic absorption peak with particle velocity in micro-perforated panels at high level of excitation*, The Journal of the Acoustical Society of America, 127(5), pp. 2875–2882.
- VERDIÈRE, K., PANNETON, R., ELKOUN, S., DUPONT, T. ET LECLAIRE, P. (2013) : *Transfer matrix method applied to the parallel assembly of sound absorbing materials*, The Journal of the Acoustical Society of America, 134(6), pp. 4648–4658.
- VERDIÈRE, K., PANNETON, R., ELKOUN, S., DUPONT, T. ET LECLAIRE, P. (2014) : *Recent highlights on the parallel transfer matrix method (PTMM)*, Symposium on the Acoustics of Poro-Elastic Materials (SAPEM), Stockholm.
- WILSON, D. K. (1993) : *Relaxation-matched modeling of propagation through porous media, including fractal pore structure*, The Journal of the Acoustical Society of America, 94, p. 1136.

# Table des figures

1.1. Définition d'un volume minimum d'homogénéisation dans un milieu poreux (schéma tiré de la référence LECLAIRE (2010)) . . . . .	23
1.2. Interpénétration des phases effectives considérées comme homogènes dans un matériau poreux, (schéma tiré de la référence PANNETON (2013)). . . . .	28
1.3. Longueur caractéristique : thermique et visqueuse (schéma tiré de la référence PANNETON (2013)). . . . .	29
1.4. Épaisseur de la couche limite, (schéma tiré de la référence PANNETON (2013)). . . . .	30
1.5. Conditions aux limites à l'interface entre un fluide et un milieu poreux . . . . .	31
1.6. Matrice de transfert, (schéma tiré de la référence ALLARD ET ATALLA (2009), pages 244). . . . .	33
1.7. Patchwork, ou complexe acoustique en mosaïque (schéma tiré de la référence VERDIÈRE ET AL. (2013)). . . . .	35
1.8. Schéma de la réduction. . . . .	37
1.9. Couche d'un matériau poreux macroscopiquement inhomogène (schéma tiré de la référence, DE RYCK ET AL. 2007a). . . . .	39
1.10. Dispositif expérimental et résultats tirés de la référence GAUTIER ET AL. (2011). . . . .	40
1.11. Vue du plan en coupe transversale de la configuration, (schéma tiré de la référence GROBY ET AL., 2012). . . . .	40
1.12. Matériaux poreux, (photos tirées de la référence PANNETON (2013)). . . . .	41
1.13. Classification des matériaux poreux, (photos tirées de la référence PANNETON (2013)). . . . .	42
1.14. Méthodes de fabrication de mousses à pores ouverts (figures tirées de la référence ASHBY (2000)). . . . .	43
1.15. Schéma du processus de production de la mousse d'aluminium, (figures tirées de la référence SAN MARCHI ET MORTENSEN, 2001). . . . .	44

1.16. Évolution du module relatif en fonction de la contrainte en compression nominale (figure tirée de la référence SAN MARCHI ET MORTENSEN (2001)).	44
1.17. Comparaison du comportement mécanique de l'aluminium pur, de deux composites et de la mousse d'aluminium, (figure tirée de la référence LIU ET GONG, 2006).	45
1.18. Comparaisons des modèles en élasticité avec les résultats expérimentaux de compression pour le MPPC Al-Epoxy, (figures tirées de la référence GARSOT ET AL., 2008).	46
1.19. Charge en fonction de la profondeur d'indentation pour différents matériaux composites et leurs matériaux de comparaison, (figure tirée de la référence GONG ET AL., 2004).	46
1.20. Validation du modèle d'éléments finis avec une mesure de pénétration statique, (figure tirée de la référence LU ET AL., 2008).	47
1.21. Comparaison de la force d'impact pour les mousses avec différentes masses volumiques relatives (figure tirée de la référence SU, 2011).	47
2.1. Échantillon de mousse métallique.	50
2.2. Processus d'élaboration (voir thèse de GARSOT (2009)).	51
2.3. Tamiseur RETSCH AS 200 utilisé pour la séparation des grains de préforme.	52
2.4. Four à chambre Labotherm K4/10 de Nabetherm utilisé.	53
2.5. Mousse d'aluminium inhomogène de type bi-couche.	53
2.6. Nomenclature des différentes types de mousse métalliques (représentation et type d'incidence).	54
2.7. Résumé du nombre d'échantillons homogènes en fonction de la taille de cellule.	56
2.8. Taille de cellule et masse volumique en fonction de la porosité totale des mousses métalliques. La porosité totale est obtenue par la méthode de mesure de poids	58
2.9. Tortuosité en fonction de la porosité.	60
2.10. Résistivité au passage de l'air en fonction de la porosité et de la taille de cellule des mousses métalliques.	60
2.11. Longueur caractéristique visqueuse et thermique en fonction de la porosité des mousses métalliques.	61
2.12. Épaisseur en fonction de la porosité des mousses métalliques.	62

2.13. Comparaisons des indicateurs acoustiques entre le modèle JCA et les mesures acoustiques pour l'échantillon <i>MA1</i> , 18 mm d'épaisseur, 44 mm de diamètre et 1,6 mm de taille de cellule. . . . .	64
2.14. Comparaisons des indicateurs acoustiques entre le modèle JCA et les mesures acoustiques pour l'échantillon <i>MA2</i> , 10 mm d'épaisseur, 44 mm de diamètre et 1,6 mm de taille de cellule. . . . .	64
3.1. Truncated conical melamine foam sample forced inside a rigid tube, here measurement impedance tube (top). Discretization in thin slices of the radially compressed cylindrical foam sample (bottom). . . . .	70
3.2. Parameters change in the $i^{th}$ layer of the porous cylindrical layer under radial compression. After compression, the material is considered as transversely isotropic. . . . .	72
3.3. Absorption coefficient, transmission loss measurement and modeling of two homogenous melamine samples compressed and uncompressed. Compressed (black lines) and uncompressed (gray lines) for homogenous melamine foam. Corresponding ( $\Delta$ line) to rigid-frame, ( $*$ line) to limp-frame for compressed sample, ( $\diamond$ line) to rigid-frame, ( $\star$ line) to limp-frame for uncompressed sample. . . . .	76
3.4. Inhomogeneous material sample divided in $N_x$ sub-layers. The white element represents the smallest diameter $D$ of the truncated conical cylinder. The greater the diameter $D_i$ becomes, the more compression the material experiences (darker layers $i$ ). The darkest element corresponds to the base diameter $D_{N_x}$ of the truncated cone. . . . .	77
3.5. Simulation of uncompressed homogenous (color line) and truncated conic (black lines) melamine foam. Corresponding ( $\circ$ line) to limp-frame and ( $\bullet$ discontinuous line) to rigid-frame. . . . .	78
3.6. Parallel transfer matrix stacking in which the white square elements represent the first layer of equivalent material of diameter $D$ and the dark square elements represent the most compressed equivalent layer of diameter $D_{N_x}$ . . . . .	80
3.7. Transmission loss measurement and simulation of tapered cylinder and uncompressed homogenous melamine foam (color line). The measurement (solid line), P-TMM approach rigid-frame ( $\square$ line) and limp-frame ( $\times$ line). . . . .	80

3.8. Principle of the fabrication of an inhomogeneous aluminum foam (Redrawn after Gong (GONG ET AL., 2004)). . . . .	81
3.9. Metallic foam. . . . .	83
3.10. Transmission loss comparison measurement (black solid line) mix of MF1 and MF2 size cell sample, the ( $\square$ line) P-TMM approach. . . . .	84
4.1. Coefficient d'absorption en fonction des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface. . . . .	88
4.2. Coefficient d'absorption en fonction de la partie réelle quand la partie imaginaire de l'impédance de surface est nulle. . . . .	89
4.3. Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et de la porosité pour l'échantillon des paramètres $MA$ (voir Tableau. 2.4) de 50 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	90
4.4. Coefficient d'absorption en fonction de la porosité paramétrée en fréquence, pour l'échantillon de mousse d'aluminium $MA$ (voir Tableau. 2.4 du chapitre 2), 50 mm d'épaisseur. . . . .	91
4.5. Parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité avec la fréquence paramétrée entre 196 Hz et 1800 Hz, pour l'échantillon de mousse d'aluminium $MA$ (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur. . . . .	92
4.6. Relation entre parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface et les paramètres des milieux poreux. Paramètres indépendants de la porosité. . . . .	92
4.7. Relation entre parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface paramétrée en porosité pour différentes fréquences, pour le matériau $MA$ (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur. . . . .	93
4.8. Coefficient d'absorption en fonction de $Re(z_s)$ et $Im(z_s)$ paramétrique, en fonction de la porosité et paramétrée en fréquences, pour le matériau $MA$ (voir Tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur. . . . .	94
4.9. Coefficient d'absorption et partie imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité paramétrée en fréquences pour le matériau $MA$ (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	96
4.10. Coefficient d'absorption et partie imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité paramétrée en fréquences pour le matériau $MA$ (voir tableau 2.4), 50 mm d'épaisseur et avec une cavité d'air de 20 mm de profondeur. . . . .	97

---

4.11. Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence et des paramètres macroscopiques $\Lambda'$ , $\Lambda$ et $\sigma$ , qui dépendent de la porosité, pour un échantillon de mousse de mélamine d'épaisseur 18,3 mm et sans cavité. . . . .	99
4.12. Relation entre parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface et les paramètres des milieux poreux. Paramètres dépendants de la porosité. $\phi_0$ est la porosité de référence à partir de laquelle les autres paramètres sont variés. . . . .	100
4.13. Coefficient d'absorption en fonction de $\text{Re}(z_s)$ et $\text{Im}(z_s)$ paramétrique, en fonction de la porosité, à paramètres JCA dépendants de la porosité et paramétrée en fréquences, pour une mousse mélamine (voir paramètres JCA dans le tableau 3.1 du chapitre 3) de 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	101
4.14. Coefficient d'absorption à une fréquence (entre 1514 Hz et 6000 Hz) donnée pour différentes porosité (lignes de couleurs), maximum du coefficient d'absorption (points $\square$ ), pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	102
4.15. Application de la condition de "enveloppe d'absorption" (voir équation 4.9) pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	103
4.16. Parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface en fonction de la porosité et paramétré en fréquences, pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	104
4.17. Application de la condition de "enveloppe d'absorption" (voir équation 4.9) pour l'échantillon des paramètres en fonction de la porosité (voir Tableau 3.1 du chapitre 3), 18,3 mm d'épaisseur et sans cavité. . . . .	104
5.1. Machine de choc Instron© . . . . .	108
5.2. Faciès d'impact. . . . .	110
5.3. Rapport entre la taille de cellule et la porosité. . . . .	110
5.4. Courbes caractéristiques obtenues lors d'un essai d'impact. . . . .	111
5.5. Charge maximale en fonction de la porosité pour des échantillons possédant une taille de cellule de 1 mm et de 1.6 mm. . . . .	112
5.6. Charge maximale en fonction de la déflexion maximale pour différentes porosités. . . . .	113

5.7. Charge maximale en fonction de la déflexion maximale à différentes porosités et pour deux tailles de cellules différentes. . . . .	113
5.8. Comportement mécanique au choc à porosité (64%) et taille de cellule constantes (1,0 mm). . . . .	114
5.9. Faciès d'impact des mousses homogènes. . . . .	115
5.10. Charge maximale en fonction de la porosité des échantillons (deux tailles des cellules , à 1,0 mm et 1,6 mm). . . . .	117
5.11. Déflexion maximale en fonction de la porosité (Taille des cellules : à 1,0 mm et 1,6 mm). . . . .	118
5.12. Faciès d'impact bi-couches. . . . .	119
5.13. Coefficient d'absorption acoustique en fonction de la fréquence (cavité de 10 mm). . . . .	121
5.14. Coefficient d'absorption acoustique (cavité de 10 mm) en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches dont les tailles de cellule sont 1,0 mm et 1,6 mm. . . . .	122
5.15. Charge maximale - absorption acoustique(cavité de 10 mm), en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches à 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule. . . . .	123
5.16. Charge maximale - absorption acoustique (cavité de 20 mm), en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et des bi-couches avec de taille de cellule à 1,0 mm et 1,6 mm. . . . .	124
5.17. Compromis charge maximale - isolation acoustique en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches avec des cellules de tailles de 1,0 mm et 1,6 mm. . . . .	126
5.18. Schéma de la problématique. . . . .	127
5.19. Charge maximale - absorption acoustique(cavité de 10 mm), en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches à 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule. . . . .	128
5.20. Charge maximale - absorption acoustique, avec une cavité de 20 mm, en fonction de la porosité pour des échantillons homogènes et bi-couches à 1,0 mm et 1,6 mm de taille de cellule. . . . .	129
5.21. Endommagement de la mousse d'aluminium. . . . .	152
5.22. Schéma de l'endommagement de la mousse d'aluminium. . . . .	153

# Liste des tableaux

2.1. Propriétés de l'alliage d'aluminium EN AC42100. . . . .	51
2.2. Résumé échantillons. . . . .	55
2.3. Classification et nombre d'échantillons bi-couche. . . . .	57
2.4. Paramètres JCA de l'échantillon de la mousse d'aluminium . . . . .	63
3.1. Physical parameters for "not compressed" melamine foam sample (measured) and for "compressed" melamine foam determined by Eqs. (3.1-3.16). . . . .	76
3.2. JCA parameters for a not compressed melamine homogeneous sample and for the first and the last equivalent layers of the compressed truncated conic sample. . . . .	78
3.3. JCA parameters of homogenous aluminum foam sample. . . . .	83
5.1. Résistance au passage de l'air. . . . .	149

# Annexes

## A.1 Validation de la résistivité de matériaux poreux compressés

Dans cette annexe, nous présentons des résultats sur des mesures de résistivité de matériaux poreux compressés obtenus après la soumission de l'article.

Dans la section 3.4, les paramètres physiques JCA d'un matériau poreux comprimé ont été calculé à partir de ses propres paramètres JCA avant de la compression. Le modèle de fluide équivalent JCA, alimenté avec les paramètres physiques JCA obtenus pour un matériau comprimé, montre le bon accord avec les mesures expérimentales. Pour renforcer la validité de la méthode, les mesures expérimentales de la résistance au passage de l'air  $\sigma_{Expérimental}$ , des échantillons de mousse de mélamine homogènes présentés dans le tableau 5.1, sont comparés avec les valeurs théoriques  $\sigma_{Théorique}$  donnés par l'équation 3.14.

	<i>H9</i>	<i>H11</i>	<i>H8</i>
$D_i$ (mm)	48,6±0,3	48,4±0,3	58,3±0,3
$h_i$ (mm)	24,4±0,2	40,8±0,2	24,1±0,2
$\sigma_{Théorique}$ (Pa · s/m <sup>2</sup> )	11727±339	11626±336	17148±482
$\sigma_{Expérimental}$ (Pa · s/m <sup>2</sup> )	13650±158	12048±142	19034±168

TABLE 5.1. – Résistance au passage de l'air.

Les échantillons de diamètre  $D_i$  et épaisseur  $h_i$  ont été comprimés radialement à l'intérieur du tube de mesure du résistivimètre de diamètre  $D = 44,5$  mm. La résistivité au passage de l'air expérimental  $\sigma_{Expérimental}$  est mesurée à partir de la norme ISO9053 (1991). La résistivité au passage de l'air théorique  $\sigma_{Théorique}$  est calculée à partir de la mesure expérimental de la résistivité au passage de l'air d'un échantillon homogène du même matériau non comprimé ( $\sigma = 9774 \pm 161$  (Pa · s/m<sup>2</sup>)), d'épaisseur  $73,7 \pm 0,2$  mm et de diamètre  $100 \pm 0,3$  mm.

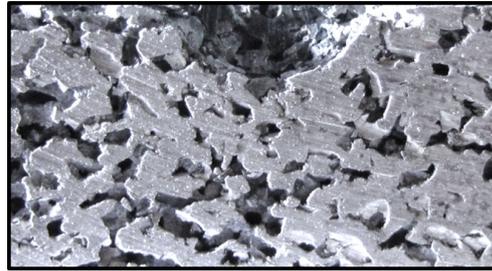
Dans le tableau 5.1, nous pouvons observer que la résistivité au passage de l'air, calculée par cette approche et mesurée expérimentalement, sont dans le même ordre de grandeur.



## A.2 Compilation des faciès de rupture



(a) Mousse homogène de 1,6 *mm* de taille de cellule.



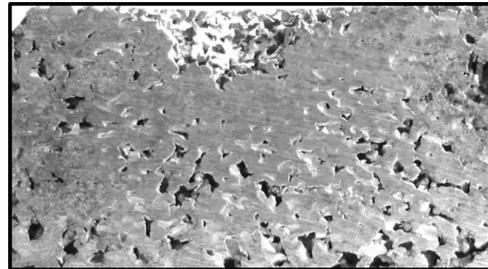
(b) Mousse homogène de 1,6 *mm* de taille de cellule.



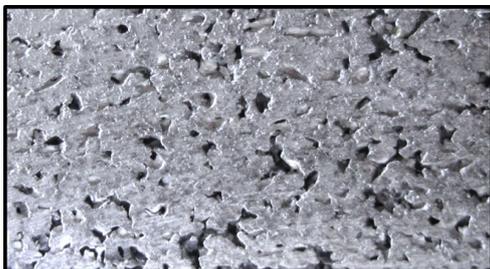
(c) Mousse inhomogène de 1,6 *mm* et 0,8 *mm* de taille de cellule.



(d) Mousse inhomogène de 1,6 *mm* et 0,8 *mm* de taille de cellule impactée sur la couche de 1,6 *mm* de taille de cellule.



(e) Mousse inhomogène de 1,6 *mm* et 0,8 *mm* de taille de cellule impactée sur la couche de 0,8 *mm* de taille de cellule.



(f) Mousse homogène de 0,8 *mm* de taille de cellule.

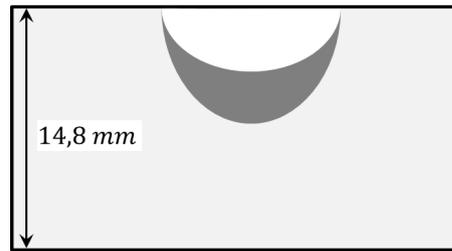


(g) Mousse homogène de 0,8 *mm* de taille de cellule.

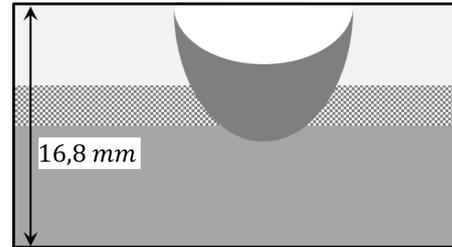
FIGURE 5.21. – Endommagement de la mousse d'aluminium.



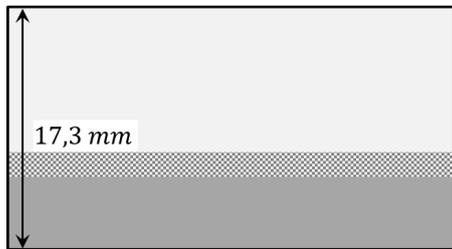
(a) Mousse homogène de 1,6 mm de taille de cellule.



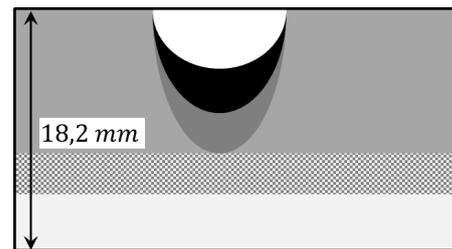
(b) Mousse homogène de 1,6 mm de taille de cellule.



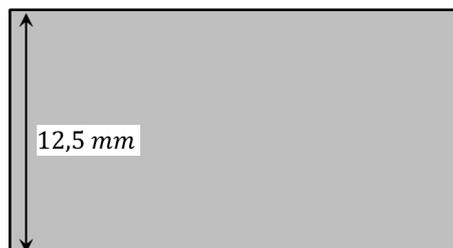
(d) Mousse inhomogène de 1,6 mm et 0,8 mm de taille de cellule impactée sur la couche de 1,6 mm de taille de cellule.



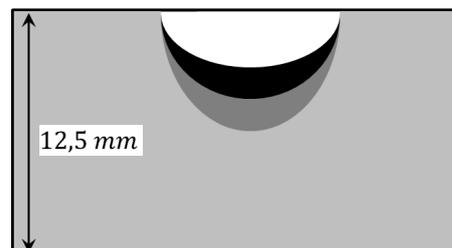
(c) Mousse inhomogène de 1,6 mm et 0,8 mm de taille de cellule.



(e) Mousse inhomogène de 1,6 mm et 0,8 mm de taille de cellule impactée sur la couche de 0,8 mm de taille de cellule.



(f) Mousse homogène de 0,8 mm de taille de cellule.



(g) Mousse homogène de 0,8 mm de taille de cellule.

FIGURE 5.22. – Schéma de l'endommagement de la mousse d'aluminium.



## Résumé :

Ce travail concerne l'étude acoustique théorique et expérimentale des matériaux poreux à squelette métallique, macroscopiquement homogènes et inhomogènes ainsi que l'étude de leurs propriétés mécaniques de comportement au choc pour comparaison. Le modèle acoustique de Johnson - Champoux - Allard s'est montré adapté pour la modélisation acoustique. Ce modèle associé à une approche proposée récemment et utilisant le concept de matrices de transfert en parallèle a permis, dans une nouvelle approche basée sur les "mélanges de matériaux", d'étudier les matériaux poreux macroscopiquement inhomogènes. Par ailleurs, une étude paramétrique du coefficient d'absorption en fonction de la porosité et de la fréquence a été proposée. Les maxima d'absorption ainsi que l'enveloppe des courbes d'absorption en fonction de la porosité ont été étudiés. En premier lieu, un matériau théorique à propriétés indépendantes a été étudié. Les matériaux réels à propriétés interdépendantes ont ensuite été abordés à l'aide d'un modèle reliant leurs propriétés à la porosité. Enfin, une comparaison entre les propriétés acoustiques et les propriétés mécaniques de comportement à l'impact a été initiée en vue de déterminer un critère objectif permettant de proposer un compromis entre les deux domaines.

**Mots-clés :** Matériaux macroscopiquement inhomogènes - Matrices de transfert en parallèle - Mousses métalliques - Propriétés acoustiques - Impacts mécaniques.

## Abstract:

This work is concerned with the theoretical and experimental study of the acoustical properties of macroscopically homogenous and inhomogeneous porous media as well as their mechanical response to impacts. The model of Johnson - Champoux - Allard appeared adapted for the acoustical modeling. This model, associated with a recently developed approach involving the concept of parallel transfer matrices has lead to a new approach of macroscopically inhomogeneous porous materials based on "mixtures of materials". Furthermore, a parametric study of the absorption coefficient as a function of porosity and frequency has been proposed. The maximums of absorption as well as the envelop of the absorption curves have been studied as functions of porosity. First, a theoretical material with independent parameters has been studied. Real materials with non-independent parameters were then investigated with the help of a model relating their properties to the porosity. Finally, a comparison between the acoustical and mechanical properties has been initiated in view of determining an objective criterion that will allow to propose a trade off between the two fields.

**Keywords:** Macroscopically inhomogeneous materials - Parallel transfer matrices - Metallic foams - Acoustical properties - Mechanical impacts.

The logo for the SPIM doctoral school, featuring the letters 'S', 'P', 'I', and 'M' in a stylized, white, sans-serif font. The 'S' is the largest and most prominent, followed by 'P', 'I', and 'M' in descending order of size. To the left of the 'S' is a solid orange horizontal bar.