

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

Développement d'un traitement acoustique
basses-fréquences pour application aérospatiale

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie mécanique

Dhia KERKENI

Jury: Noureddine ATALLA (Directeur)
 Raymond PANNETON (Rapporteur)
 Olivier DOUTRES (Examinateur)

*À mes parents
À mes frères
À mes sœurs*

RÉSUMÉ

Tout comme l'aéronautique, l'industrie aérospatiale s'est tournée progressivement vers l'emploi des coques à base des matériaux composites. Cette transition a permis d'alléger considérablement les structures aéronautiques et aérospatiales, et par conséquent, a réduit la consommation de carburants ainsi que l'impact écologique des aéronefs et des lanceurs. Toutefois, la loi de masse stipule que cela ne peut être sans conséquence sur la perte par transmission acoustique des panneaux, surtout sur les basses fréquences. Que ce soit pour la conformité aux exigences des normes aéronautiques en terme de niveau de pression acoustique à l'intérieur des cabines ou la protection des charges utiles dans les coiffes des lanceurs, les traitements acoustiques ciblant les basses fréquences s'avèrent un défi d'envergure. En effet, avec des contraintes très strictes de minimum de masse et de volume ajoutés, il est difficile de traiter les problèmes d'absorption acoustique basses-fréquences, avec les traitements phoniques classiques. Afin de tirer avantage des effets résonants pour améliorer l'absorption sur les basses fréquences, ce projet se propose d'étudier l'intégration d'écrans résistifs à très faibles épaisseurs dans les revêtements acoustiques, tout en minimisant le poids. Il a été proposé dans le cadre de la chaire industrielle de recherche en aéroacoustique dont les principaux bailleurs de fonds sont Bombardier aerospace, Pratt & whitney et Bell helicopter. Aussi, des travaux de recherche connexes se sont déroulés en partenariat avec ULA (United Launch Alliance).

Ce travail de maîtrise comporte une partie bibliographique qui présente une étude exhaustive des traitements basses-fréquences existants, tout en y portant un regard critique. La partie théorique met particulièrement l'emphase sur les différents modèles de propagation d'onde et les phénomènes de dissipations dans les milieux poreux. Dans cette partie, on dénombre également les différents types d'écrans ainsi que les modèles de propagation correspondants. Des critères permettant une étude comparative objective du point de vue masse/performance ont été proposés. En plus des paramètres non acoustiques, les conditions de montage et d'agencement des couches ont été étudiées avec des simulations numériques appuyées par des mesures expérimentales. Dans l'avant dernier chapitre, un modèle SEA (Statical Energy Analysis) d'une coiffe de lanceur a été construit avec tous ses détails à partir d'un exemple concret. Les simulations se sont terminées avec une étude comparative de la réduction de niveau de pression acoustique dans la coiffe. Le dernier chapitre résume les principaux résultats et conclusions de cette étude.

Mots-clés : revêtements acoustiques, traitements passifs, SEA, modèle vibro-acoustique, modèles de propagation, écrans résistifs, écrans imperméables, Matrices de transfert

Abstract

Over the last few decades, the aerospace industry has witnessed a significant emergence of the use of composite shells. The latter are continuously replacing the metallic ones. This transition allowed a significant weight reduction of flying structures. Consequently, it substantially lessened the fuel consumption and mitigated the environmental footprint of aircrafts and space launch vehicles. However, evoking the mass law, this transition clearly cannot be without consequences on the acoustic transmission loss of fuselage panels. Neither can it be on payload fairings, especially over the low frequencies. Whether to meet with the standards and regulations in terms of acoustic pressure levels inside the pressurized cabins or to protect the payloads inside the launchers fairings, acoustic treatments design targeting the low frequencies seems to be a challenging issue. Indeed, with very stringent constraints in terms of added weight and volume, it is difficult to deal with the low frequencies noise and vibration, using passive monolayers. In order to take advantage of the resonant effects in enhancing low frequencies absorption, this work intends to investigate the integration of heavy treatments of very low thicknesses in acoustic coatings while minimizing weight. It was conducted within the frame work of the industrial research chair in aeroacoustics, whose main funders are: Bombardier Aerospace, Pratt & Whitney and Bell Helicopter. Also, other related researches were jointly carried out in partnership with ULA (United Launch Alliance).

This master thesis includes a bibliographical section which consists of an overview of the existing low-frequencies solutions while keeping a critical eye on most of them. The following theoretical part focuses on the different models describing waves' propagation and dissipation phenomena in porous media. In the same section, we also list the different types of screens and the corresponding propagation models. Criteria for an objective comparative study in terms of weight versus performance were suggested. In addition to non-acoustic parameters, the layout and the mounting conditions of the acoustic packages were also investigated by means of numerical simulations, seconded by experimental measurements. In the penultimate chapter, an SEA detailed model of a launcher fairing was built based on data taken from a concrete example. The simulations ended with a comparative study of the sound pressure level reduction in the inner fairing cavity. The final chapter summarizes the main findings, conclusions and perspectives of this study.

Keywords: acoustic packages, passive treatments, SEA, vibro-acoustic model, propagation models, resistive screens, impervious screens, micro-perforated screens, transfer matrix, porous materials

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche Pr. Noureddine Atalla. Travailler sous sa supervision m'a été prodigieusement enrichissant sur les plans scientifique et personnel. Je tiens également à lui exprimer ma sincère gratitude pour son soutien indéfectible, qui m'était déterminant pour la réussite de mes travaux de recherche.

Mes remerciements vont aussi à Pr. Olivier Doutres, qui a accompagné mes premiers pas dans ce projet avec beaucoup de patience. Ses conseils enrichissants, ses remarques constructives, ainsi que son expertise m'ont influencé durant ma maîtrise. Je remercie également Pr. Raymond Panneton d'avoir accepté d'évaluer mon travail.

Ces deux années aux laboratoires de GAUS, n'auraient pas été aussi agréables sans la présence de plusieurs collègues; entre autres : Rémy Oddo, Jean Philippe Regnard, Raef Cherif, Celse Kaifi, Aniss Skalli, Maxime Bolduc, Zachary Lali, Luca Alimonti, Kévin Verdière et le meilleur iranien à parler français Mohamed Gholami.

Je dirais également *Shokran* à ma deuxième famille au Québec que j'aime tant, à tous mes amis et mes colocataires; entre autres : Catherine Martin, Nabil Bahri, Omar Shakroun, Marie Jean Parent, Sébastien De Gagné, Stéphanie Vallée, Valérie Lévesque, Vincent Dolbec et Mamadou Cassé Ndaye. Même si on s'est pas encore résolu si la fondue chinoise était québécoise, ni si le couscous était à la base tunisien ou marocain, j'ai beaucoup aimé leur belle compagnie et je les remercie de m'avoir accompagné dans ma découverte de la beauté que cache cette province.

Finalement, comme tous mes exploits, je dédie ce travail à l'âme de la vertueuse dame à qui va le mérite de tout ce que je suis, à ma grand-mère, Om Elkhire.

NOTATIONS ET CONVENTIONS TYPOGRAPHIQUES

Tout au long de ce document :

- j dénote un nombre de l'espace complexe tel que $j^2 = -1$
- \tilde{j} dénote un nombre de l'espace complexe
- \sim précédent un nombre, dénote une valeur approximative
- les propriétés mécaniques thermiques et visqueuses de l'air sont données avec 0 en indice.
- Les propriétés de l'air saturant utilisées dans les simulations et les calculs sont comme suit :

T^0	température	18 °C
P^0	pression	$1,0132 \cdot 10^5$ Pa
ρ_0	masse volumique	$1,213 \text{ kg m}^{-3}$
c_0	célérité du son	$342,2 \text{ m s}^{-1}$
η_0	viscosité	$1,84 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-3}$
Pr_0	nombre de Prandlt	0,71
γ_0	Rapport des chaleurs spécifiques	1,4
K_0	Incompressibilité adiabatique	$1,42 \cdot 10^5$ Pa

Propriétés de l'air : Symboles et valeurs numériques utilisés

- La virgule employée dans un nombre est le séparateur décimal
- Le point ou le vide dans une formulation mathématique ou numérique sont des opérateurs de multiplication
- $\nabla \wedge$ et l'opérateur rotationnel
- ∇ est l'opérateur gradient
- $\nabla \cdot$ est l'opérateur divergence
- ∇^2 est l'opérateur laplacien
- x^* la valeur optimale x (pour une fonction coût donnée)
- \bar{x} la valeur moyenne de x (sur un intervalle donné)

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
NOTATIONS ET CONVENTIONS TYPOGRAPHIQUES	vi
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES TABLEAUX	xv
LISTE DES ACRONYMES	xvi
LISTE DES SYMBOLES	xvii
CHAPITRE 1 DÉFINITION DE PROJET DE RECHERCHE.....	1
1.1 Mise en contexte et motivation de l'étude	1
1.2 Problématique.....	3
1.3 Objectifs	3
1.4 Contributions originales.....	4
CHAPITRE 2 ÉTAT DE L'ART	5
2.1 Contrôle actif.....	5
2.2 Contrôle semi-actif ou hybride	8
2.3 Contrôle passif	9
CHAPITRE 3 MODÉLISATION DES MATÉRIAUX PORÉUX	16
3.1 Classement suivant l'origine méthodologique	17
3.1.1 Modèles empiriques	17
3.1.2 Modèles analytiques	20
3.1.3 Modèles semi-phénoménologiques	21
3.2 Classement suivant les propriétés du squelette	24
3.2.1 Modèle élastique	25
3.2.2 Modèle Souple (fluide équivalent).....	30
3.2.3 Modèle rigide (fluide équivalent)	31
CHAPITRE 4 MODÉLISATION DES ÉCRANS	34
4.1 Modèle imperméable.....	34
4.2 Modèle résistif	35
4.3 Modèle des plaques microperforées MPP.....	35
4.4 Modèle de fluide équivalent	38
CHAPITRE 5 MODÉLISATION DES MULTICOUCHES.....	42

5.1 Méthode des matrices de transfert	42
5.2 Méthode d'analyse statistique d'énergie (SEA)	47
5.3 Hypothèses de la SEA	48
5.4 Formulation SEA	49
CHAPITRE 6 CRÉATION D'UNE BANQUE DE DONNÉES	53
6.1 Caractérisation des paramètres non acoustiques	53
6.1.1 Méthode directe	53
6.1.2 Méthode inverse	60
6.1.3 Méthode indirecte	60
6.2 Base de données	62
CHAPITRE 7 ÉTUDE DE CAS D'UNE BICOUCHE	66
7.1 Modélisation d'une bicouche	66
7.2 Effets des paramètres mécaniques de la mousse	69
7.2.1 Effet du module de Young	69
7.2.2 Effet du coefficient de Poisson	70
7.2.3 Effet de l'amortissement	70
7.3 Effets des propriétés non acoustiques de l'écran	72
7.3.1 Cas d'un écran résistant	72
7.3.2 Cas d'un écran micro perforé	77
7.3.3 Cas d'un écran imperméable (GSM)	83
7.4 Effets de positionnement et de montage de l'écran	83
7.4.1 Effet de la profondeur de l'écran dans la mousse	83
7.4.2 Conditions surfaciques de montage	85
7.4.3 Conditions latérales de montage	93
7.5 Effet de collage	96
CHAPITRE 8 MODÉLISATION ET ÉTUDE COMPARATIVE POUR UNE APPLICATION AÉROSPATIALE	98
8.1 Propriétés mécaniques et dimensionnelles de la structure	98
8.2 Modèle TMM	100
8.3 Modèle SEA	104
CHAPITRE 9 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	112
ANNEXE A CODE MATLAB- MODÈLES DE PROPAGATION ET TMM	114
ANNEXE B GUIDE UTILISATION DE L'INTERFACE GUI DE LA BASE DE DONNÉES	117
ANNEXE C PROPRIÉTÉS MÉCANIQUES ET DIMENSIONNELLES D'UN PANNEAU RCS	119

ANNEXE D FILMS À BASE DE POLYIMIDE KAPTON- CATALOGUE ET PROPRIÉTÉS	120
ANNEXE E MOUSSE DE POLYMÉTHACRYLIMIDE ROHACELL A.....	121
ANNEXE F COEFFICIENTS D'ABSORPTION ET PERTE PAR TRANSMISSION.....	122
ANNEXE G AUTRES CONCEPTS ET IDÉES PROPOSÉS.....	123

LITTE DES FIGURES

Figure 1.1 (a) Telstar14/Estrela-do-sul1-[58] (b) Zenit-3SL sur la plateforme de lancement de Sea launch	2
Figure 2.1 SAAB 2000- avion court-courrier turbopropulsé (source : aerospace-technology.com)	5
Figure 2.2 (Gauche) Schéma de contrôle actif ANVS (Droite) Niveau de bruit avec le système en marche et en arrêt (source: Bombardier [13]).....	6
Figure 2.3 (Gauche) Contrôle acoustique (Droite) Contrôle structural [52].....	7
Figure 2.4 (Droite) Représentation du schéma de la mousse "intelligente" et photo d'un échantillon (Gauche) Coefficient d'absorption de la mousse passive (bleu) et de la mousse "intelligente" pour des tonalités mono fréquentielles (rouge) et pour un bruit blanc (noir) [43]	8
Figure 2.5 (gauche) Puissance rayonnée d'une poutre pour différents types de revêtement; (droite haut) film piézoélectrique ondulé; (droite bas) schéma pour une masse expliquant le principe du contrôle actif passif [14]	9
Figure 2.6 (gauche) Modèle théorique d'une double paroi avec résonateurs de Helmholtz [45]- (droite) Notre reproduction 3D du montage testé	10
Figure 2.7 (a) Effet du ratio volume de résonateur sur volume de la cavité. (b) Effet d'une distribution sur 30Hz à 100Hz. (c) Effet d'une fréquence de résonance 20% supérieur à la fréquence de respiration (d) Effet du facteur de qualité [45].....	10
Figure 2.8 Schéma d'une distribution cellulaire à base de résonateurs de Helmholtz intégrés dans un matelas de poreux (source : [22] modifié)	11
Figure 2.9 Mesures en tube et simulation TMM: (gauche) coefficient d'absorption pour une cellule (droite) perte par transmission pour une cellule [22]	11
Figure 2.10 Matelas de résonateurs d'Oerlikon-Contraves (a) montés sur la surface intérieure de la coiffe, (b) vue zoomée (c) Vue de coupe d'une cellule (sources : Lockheed Martin, Ruag et [59])..	12
Figure 2.11 Représentation grossière de l'effet de l'ajout d'une masse résonante prédimensionnée, à une structure vibrante sur un mode- Mode divisé en deux pics d'amplitudes moins importantes [47].....	13
Figure 2.12 (a) représentation schématique des matelas hétérogènes d'Idrisi. (b) Représentation grossière de l'effet du matelas hétérogène sur un mode propre de la structure [29].....	14
Figure 2.13 Fréquence propre : (en pointillé) d'une seule masselotte (en discontinue) de la première masselotte dans le cas où on intègre deux (en continu) de la deuxième masselotte dans le cas où on intègre deux [25]	14
Figure 2.14 Perte par insertion (en continu) d'une couche de mousse appliquée à un panneau et (en discontinu) d'un matelas hétérogène- (gauche) Mesure (droite) Simulation FEM [25].....	15
Figure 3.1 Composition diphasique d'un matériau poreux [62]	16
Figure 3.2 Comparaison des coefficients d'absorption en fonction de la fréquence d'excitation, obtenus par différents modèles empiriques. Échantillon de fibre de verre de résistivité 19000 Nsm-4 et d'épaisseur 3 cm (code en annexe A)	19
Figure 3.3 Comparaison des paramètres acoustiques en fonction de la fréquence d'excitation, obtenus par différents modèles empiriques. Échantillon de fibre de verre de résistivité 19000 Nsm-4 et d'épaisseur 3 cm (code en annexe A)	19
Figure 4.1 Schéma d'incidence normale d'une onde plane sur un écran.....	34

Figure 4.2 Schéma d'incidence normale d'une onde plane sur un écran micro perforé.....	36
Figure 4.3 Phénomènes physiques impliqués dans la propagation acoustique au niveau d'une perforation [7] (traduit)	38
Figure 4.4 Coefficient d'absorption d'un tissu combiné avec une couche de fibres de verre et de l'air. Mesures contre simulations du modèle fluide équivalent pour écrans [15]	41
Figure 5.1 Onde plane traversant un milieu de dimension finie	42
Figure 5.2 Schéma d'incidence normale d'une onde plane traversant un revêtement multicouche et formalisme de matrice de transfert.....	45
Figure 5.3 Modèle SEA d'un système composé de deux sous-systèmes couplés.....	49
Figure 6.1 Méthode directe (Algorithme graphique de la méthode)	53
Figure 6.2 Chambre à vide, capteur de pression, bonbonne à Argon et balance à haute sensibilité	54
Figure 6.3 Résistivimètre de LCMA	55
Figure 6.4 Représentation schématique de la tortuosité-épaisseur L et longueur d'une ligne de courant L'	56
Figure 6.5 Tortuosimètre à transmission ultrasonore (UTM)	57
Figure 6.6 Longueur thermique et longueur visqueuse dans un pore.....	58
Figure 6.7 Imagerie d'un microscope à balayage électronique de la mousse de polyuréthane et estimation de la longueur caractéristique thermique [Jaouen, L. & Paris, F.].....	58
Figure 6.8 Analyseur mécanique quasi-statique (QMA)	59
Figure 6.9 Courbe rouge : mesure en tube- Courbe bleue: simulation avec un module de Young et un coefficient d'amortissement mesurés avec le QMA; et un coefficient de poisson ajusté (propriétés données ci-haut)	60
Figure 6.10 Méthode combinée directe et inverse (Algorithme graphique)	61
Figure 6.11 Méthode combinée directe et inverse (Algorithme graphique).....	61
Figure 6.12 Capture d'écran de l'interface graphique GUI créée sur Matlab	65
Figure 7.1 : coefficient d'absorption d'un écran résistif (NWBlack) monté devant une cavité d'air de 15mm- Simulations et mesures	66
Figure 7.2 : coefficient d'absorption d'un bicouche (configuration (b))- mesure et	67
Figure 7.3 Mesures en tube et simulation TMM pour une bicouche composée de 50 mm de mélamine (JCA-élastique) et d'un écran (JCA-Souple)	67
Figure 7.4: Conditions de montage de la mousse dans le tube d'impédance	68
Figure 7.5: Effet du module de Young de la mousse sur le coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 100mm de mousse de mélamine White couverte d'un écran NWBlack et montée sur un fond rigide	69
Figure 7.6: Effet du coefficient de poisson de la mousse sur le coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 100mm de mousse de mélamine White couverte d'un écran NWBlack et montée sur un fond rigide.....	70
Figure 7.7 Effet du coefficient d'amortissement sur le coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 100mm de mousse de mélamine White couverte d'un écran NWBlack et montée sur un fond rigide	71

Figure 7.8 Coefficient d'absorption d'un bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran- Mousse d'épaisseur 50mm-- (a) α moyenné sur [25 500Hz] --(b) α moyenné sur [25 1000Hz]	73
Figure 7.9 Coefficient d'absorption d'un bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran- Mousse d'épaisseur 100mm-- (a) α^- moyenné sur [25 500Hz] --(b) α^- moyenné sur [25 1000Hz]	74
Figure 7.10 Gain en absorption, corrigée par la masse ajoutée, d'une bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran moyenné sur [25 500Hz] - (a) Mousse d'épaisseur 100m - (b) Mousse d'épaisseur 42mm. (bleu) trajectoire des paramètres optimaux de l'écran en fonction de l'épaisseur	74
Figure 7.11 Le gain corrigé par la masse en fonction de l'épaisseur de la mousse, moyenné sur différents intervalles de fréquences	75
Figure 7.12 Fréquence de transition et taux des gains (a) NWBlack sur 2cm de MélamineWhite (b) NWBlack sur 1dm de MélamineWhite	76
Figure 7.13 Gain moyen en absorption pour une bicouche par rapport à la mousse seule, en fonction de la fréquence max de l'intervalle de moyenne et de l'épaisseur de la mousse (mousse mélamine White, écran NW Black)	76
Figure 7.14 (a) Fréquence de transition en fonction de l'épaisseur de la mousse support de l'écran-NWBlack (en rouge) et (WSAQ) en bleu --(b) et (c) coefficient d'absorption de la mélamine couverte (rouge) et non couverte (bleu) avec l'écran WSAQ	77
Figure 7.15 Perçage laser (source: Rofin Lasag).....	78
Figure 7.16 (a) perforation laser (source : Rofin Lasag) (b) Perforation avec des microaiguilles (source:[28])	79
Figure 7.17 Microperçage laser sur un film de Polycaprolactone (PCL) (a) diamètre 100 microns par un Nd YAG laser(b) diamètre 5 microns par un Femosecond pulse laser (source :[28]).....	79
Figure 7.18 Gain moyen relatif, G[50,500Hz]pour une bicouche de 114mm de mélamineUL, couverte d'un MPP à base du film 300HPP-ST Kapton, en fonction de son taux de perforation et du diamètre de ses perforations	81
Figure 7.19 Coefficient d'absorption d'une bicouche à base de 114mélamine UL couverte de l'écran (A) en rouge et l'écran (B) en bleu	82
Figure 7.20 Coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 114mm de mélamine UL pour différents films imperméables de couverture	83
Figure 7.21 Effet de la position de l'écran dans la mousse (a) Schéma du problème (b) Coefficient d'absorption en de la profondeur de l'écran dans la mousse.....	84
Figure 7.22 le coefficient d'absorption moyen sur [50 500Hz] d'un bicouche de mélamineUL couverte de l'écran DP1001-136P en fonction de la profondeur de l'écran dans la mousse (en bleu : fond rigide/ en rouge : sur une lame d'air)	85
Figure 7.23 le coefficient d'absorption moyen sur [50 500Hz] d'un bicouche de mélamineUL couverte de l'écran DP1001-136P (rouge) , de l'écran NWBlack (vert) et l'écran WSAQ (bleu) en fonction de la profondeur de l'écran dans la mousse (en bleu : fond rigide/ en rouge : sur une lame d'air)- (gauche) épaisseur totale de 10cm (droite) épaisseur totale de 5 cm.....	85

Figure 7.24 Mesure en tube et Simulation NovaFEM de 114mm de Mélamine UL (a) simplement adossée au fond rigide (fine couche d'air entre les deux) (b) collée au fond rigide (en vert discontinue le module de Young était corrigé à 80kPa pour adhérer aux mesures) / (S : sliding), (B : Bonded).....	87
Figure 7.25 (Gauche) Échantillons d'un bicouche composée de 114mm de mélamine UL couverte d'un écran imperméable KAPTON HPP50 (Droite) Coefficient d'absorption de la bicouche à gauche pour les différentes configurations du Tableau 12	88
Figure 7.26 Mesure en tube et Simulation NovaFEM de 114mm de Mélamine UL couverte de (haut) le non-tissé NWBlack (bas) le microperforé Perfo0065- Les deux bicouches en configuration C	88
Figure 7.27 Coefficient d'absorption mesuré dans le grand tube pour des bicouches à base de différents écrans	89
Figure 7.28 Gain relatif corrigé et gain absolu corrigé en fonction de la fréquence pour un bicouche couvert d'un imperméable à base de Kapton100HN	91
Figure 7.29 Gain absolu corrigé pour différents écrans.....	91
Figure 7.30 (a) coefficient d'absorption expérimental (b) Gain absolu corrigé expérimental (c) Perte par transmission expérimentale pour des bicouches composées de 114mm de mélamineUL et couvertes de différents écrans imperméables (Configuration C)	92
Figure 7.31 Coefficient d'absorption expérimental d'un bicouche couvert de différents écrans imperméables (agencement en configuration C)	93
Figure 7.32 Perte par transmission pour une bicouche composée de 1 dm de mélamine UL couverte d'un imperméable de 240 gsm pour différentes conditions limites et dimensions (S : glissant/ B : encastré).....	94
Figure 7.33 Mesure en tube et Simulation NovaFEM de perte par transmission de 114mm de Mélamine UL couverte de (haut) le tissé WSAQ (bas) le microperforé Perfo0023- les deux bicouches en configuration C.....	95
Figure 7.34 Montage de l'échantillon dans le tube d'impédance (gauche) Les faces latérales étaient entourés d'un ruban adhésif (droite) Un ruban adhésif été appliqué pour éviter les fuites au niveau des cavités entre l'échantillon et les parois du tube.....	95
Figure 7.35 Perte par transmission d'une bicouche composée de 114mm de mélamineUL couverte d'un imperméable Kapton100HN pour différentes conditions d'assemblages.....	96
Figure 7.36 Séparation de l'écran de la mousse	97
Figure 7.37 Mesure et simulation du coefficient d'absorption d'un écran complètement collé contre 50 mm de mousse de mélamine	97
Figure 8.1 (a) Masse totale d'une coiffe d'Ares V en fonction du type de la structure (masse surfacique indiquée sur chaque point) (b) Représentation Shématisque de chacune des structures (source : [38])	98
Figure 8.2 Représentation d'une coupe d'un sandwich (FRF ou RCS) (Source : [37] traduit).....	99
Figure 8.3Définition de la structure RCS sous NOVA.....	99
Figure 8.4 Représentation 3D du modèle TMM tel que défini sur Nova.....	100
Figure 8.5 Coefficient d'absorption pour différentes bicouches séparées d'un panneau RCS avec une lame d'air de 1mm d'épaisseur_modélisation TMM.....	100
Figure 8.6 Perte par insertion (référence 1dB) pour différentes bicouches séparées d'un panneau RCS avec une lame d'air de 1 mm d'épaisseur	101

Figure 8.7 Perte par transmission (TL) pour différentes bicouches séparées d'un panneau RCS avec une lame d'air de 1 mm d'épaisseur.....	101
Figure 8.8 Représentation 3D du modèle FEM tel que défini sur NOVA FEM	102
Figure 8.9 Niveau de pression acoustique ($SPL_{réf\ 20\ \mu Pa}$) à l'intérieure de la cavité en fonction de la fréquence d'excitation	103
Figure 8.10 Réduction de niveau de pression acoustique dans la cavité intérieure, due à l'ajout de différents écrans à la mousse de mélamine	103
Figure 8.11 Création d'un modèle SEA-Schéma procédural	104
Figure 8.12 Capture d'écran de la fenêtre d'assemblage des différentes couches pour former le FRF.....	105
Figure 8.13 Capture d'écran de la fenêtre de définition des revêtements acoustiques	106
Figure 8.14 Grandeurs géométriques de la coiffe	106
Figure 8.15 Nombre de mode par bande de 1/3 d'octave dans la cavité interne.....	107
Figure 8.16 Niveau de pression acoustique dans la coiffe et perte par transmission entre la cavité intérieure et extérieure pour différents revêtements et conditions de montage.....	107
Figure 8.17 Réduction de pression acoustique par rapport au cas sans revêtement	109
Figure 8.18 Réduction de pression acoustique par rapport au cas d'un revêtement à base d'une monocouche de 114mm de mélamine UL	109
Figure 8.19 (a) TL entre la cavité intérieure et extérieure pour une bicouche couverte de NWBlack avec et sans lame d'air de 1mm séparant le revêtement de la structure (b) SPL dans la cavité intérieure pour une bicouche couverte de Perfo0065 avec et sans lame d'air de 1mm séparant le revêtement de la structure	110
Figure 8.20 Effet d'une lame d'air de 1mm d'épaisseur séparant le revêtement et la structure. 110	
Figure 8.21 Réduction de pression acoustique d'une bicouche couverte de Perfo0065 rigide Vs Perfo0065 souple	111

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 Modèles analytiques pour différentes géométries de pores	21
Tableau 2 : Tableau récapitulatif de modélisation d'un matériau poreux suivant la morphologie des pores et la nature mécanique du squelette	33
Tableau 3 les expressions de la tortuosité équivalente et de l'impédance de surface du milieu en aval dépendamment des milieux adjacents au microperforé	40
Tableau 4 Principaux avantages et inconvénients de la méthode d'analyse statistique énergétiques	48
Tableau 5 Formules usuelles de la densité modale pour des géométries simples.....	51
Tableau 6 étapes de mesure de porosité ouverte suivant la méthode masse/pression et les paramètres à mesurer dans chaque étape. (Figures [51] traduites)	54
Tableau 7: Base de données -différents matériaux caractérisés	63
Tableau 8 Propriétés du film polyimide 300HPP-ST DuPont Kapton	78
Tableau 9 Gain moyen relatif, G[50,500Hz] pour une bicouche de 114mm de mélamine UL, couverte d'un MPP à base du film 300HPP-ST Kapton, en fonction de son taux de perforation et, du diamètre de ses perforations ou sa résistivité.....	80
Tableau 10 Récapitulatif des principales propriétés et résultats d'études des deux MPPs	82
Tableau 11 Tube d'impédance très basses-fréquences et paramètres des mesures.....	86
Tableau 12 Différentes configurations de montage surfacique d'une bicouche.....	87
Tableau 13 Propriétés mécaniques de chacune des couches constitutantes de la structure (RCS)	99
Tableau 14 Masse surfacique et épaisseur totale des différentes configurations	102

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
ANC	Active Noise Control
ANVS	Active Noise and Vibration Suppression
CNRC	Conseil national de recherches du Canada
FOM	Figure Of Merit (facteur de mérite)
FRF	Fiber reinforced foam
FSI	Frame Structural Interaction
GMF	Global market forecast
JCA	Johnson-Champoux-Allard
JCAL	Johnson-Champoux-Allard-Lafarge
JCAPL	Johnson-Champoux-Allard-Pride-Lafarge
NCT	Noise Control Treatment
NVS	Noise and Vibration Suppression
RCS	Reinforced Core Structure
TECA	Technologies environnementales dans les cabines d'avion
ULA	United launch alliance
USP	Unique selling proposition
TL	Transmission Loss (perte par transmission)
MAM	Mass Air Mass
TMM	Transfer Matrix Method
MPP	Micro-Perforated Panels
MPF	Micro-Perforated Film
GUI	Graphical User Interface

LISTE DES SYMBOLES

Symboles	Définition
f	fréquence
ϕ	Porosité
Λ'	Longueur caractéristique thermique
α_∞	Tortuosité statique
Λ	Langueur caractéristique visqueuse
η_0	Viscosité dynamique de l'air
\tilde{K}_{eq}	Incompressibilité volumique effective
\tilde{Z}_c	Impédance caractéristique complexe
$\tilde{\rho}_{eq}$	Masse volumique effective
q_t	Perméabilité thermique statique
\tilde{k}	Nombre d'onde complexe
$\tilde{\Gamma}$	Constante de propagation complexe
δ_{ij}	Symbol de Kronecker
σ	Résistivité statique à l'écoulement d'air
ω	Fréquence angulaire
ν_0	Viscosité cinématique de l'air
K_c	Compressibilité volumique du squelette
ρ_s	Masse volumique du matériau constituant du squelette
C_{p_0}	Chaleur spécifique de l'air à pression constante
P_0	Pression atmosphérique
Pr_0	Nombre de Prandtl de l'air
c_0	Célérité du son dans l'air
k_0	Conductivité thermique de l'air
α_{d_0}	Diffusivité thermique de l'air
γ_0	Rapport des chaleurs spécifiques de l'air
ρ_0	Masse volumique de l'air
K_0	Incompressibilité volumique de l'air
u^s	Vecteur déplacement
σ^s	Vecteur contrainte
$\tilde{\rho}_{mou}$	Masse volumique effective d'un poreux à squelette souple
ρ_1	Masse volumique du squelette à vide (sans l'air)
E, ν, η	Module de Young, Coefficient de Poisson et facteur d'amortissement
\tilde{Z}_s	Impédance de surface
ϕ_p	Taux de perforation
d_p	Diamètre de perforation
\bar{r}	Rayon hydraulique
ε_e	Longueur de correction
$\tilde{\alpha}_p$	Tortuosité dynamique
ω_c	Fréquence angulaire de coupure

φ	Angle de perte
ρ^{surf}	Masse surfacique
GSM	Masse surfacique en gm^{-2}
RPA	Résistance à l'écoulement en Nsm^{-3}

CHAPITRE 1 DÉFINITION DE PROJET DE RECHERCHE

1.1 Mise en contexte et motivation de l'étude

Dans ses prévisions GMF, le constructeur européen Airbus prévoyait une demande mondiale d'aéronefs de 31 400 [1] appareils pour la période 2014-2033. Bombardier la chiffrait à 13 600 [12] appareils pour la même période (dans la catégorie de 10 à 149 places). Même s'ils se situent loin l'un par rapport à l'autre, les deux chiffres confirment que l'industrie aéronautique aura du vent dans les voiles au moins pour les deux prochaines décennies. Ça n'empêche que la concurrence est intense entre constructeurs, pour assurer leurs parts du marché et gagner la confiance d'une potentielle clientèle.

Tout comme la consommation de kérosène, le nombre de places et la portée maximale; le confort acoustique fait partie intégrante dans les argumentaires de vente des avionneurs. À titre d'exemple, en 1996 et après y avoir embarqué le système de contrôle actif de vibration et de bruit (ANVS), Bombardier a changé le nom commercial de ses bi-turbopropulseurs court-courriers de Dash8 à Série Q, en adoptant la proposition de vente unique (USP) : 'Q stands for Quiet'.

Dans la même veine, le Conseil national de recherches du Canada (CNRC) a lancé un nouveau projet de mise au point de technologies environnementales dans les cabines d'avion (TECA) [17]. Dans le but de produire des environnements plus sains et confortables dans les cabines pressurisées, plusieurs domaines sont visés par cette initiative, entre autres, l'acoustique. On cherche à porter la lutte contre le bruit plus loin en développant des mesures antibruit et anti vibrations et en moyennant des solutions innovantes destinées à améliorer le confort acoustique. Cette initiative s'inscrit dans l'ensemble des efforts du CNRC pour soutenir le secteur aéronautique canadien et démontre l'importance accordée à l'acoustique pour la compétitivité de ce secteur.

Dans la même optique, l'aérospatiale et le service de mise en orbite de satellites sont devenus une industrie très lucrative. Cette dernière était marquée par l'apparition de plusieurs entreprises privées qui réalisent des projets gouvernementaux et qui servent à la fois une clientèle civile et militaire. Si dans les aéronefs on s'investit dans le confort acoustique de ses passagers, en aérospatiale on cherche à protéger les charges utiles dans les lanceurs. En effet, les coiffes des lanceurs sont exposées à des contraintes acoustiques et vibratoires très sévères et qui peuvent être fatales pour la structure des charges utiles. Cela était le cas pour le satellite de télécommunications Intelsat 19 mis en orbite par un Zenit-3SL de Sea launch le 1er juin 2012. Le lancement était réussi, mais le satellite a échoué dans un premier temps à déployer l'un de ses deux panneaux solaires et après 10 jours et 4 manœuvres d'apogée il s'est finalement déployé pour découvrir qu'il a perdu 50% de sa capacité et le satellite devait se contenter de 75% de sa puissance d'alimentation prévue lors de la conception. Les analyses des données du vol ont démontré que les microphones embarqués ont enregistré une énorme pression acoustique qui peut être derrière les dommages subis par le satellite après juste 72 secondes de décollage [4]. Telstar14/Estrela-do-sul1 a rencontré un accident semblable, en 2004, pour ses panneaux solaires. Ainsi, sa durée de vie a été réduite de 15 à 7 ans. Par ironie du sort, le Telstar 14 de remplacement, mis en orbite en Mai 2011, a eu le même accident que son prédécesseur et a vu sa capacité se réduire à 60% et sa durée de vie de 15 à 12 ans [58].

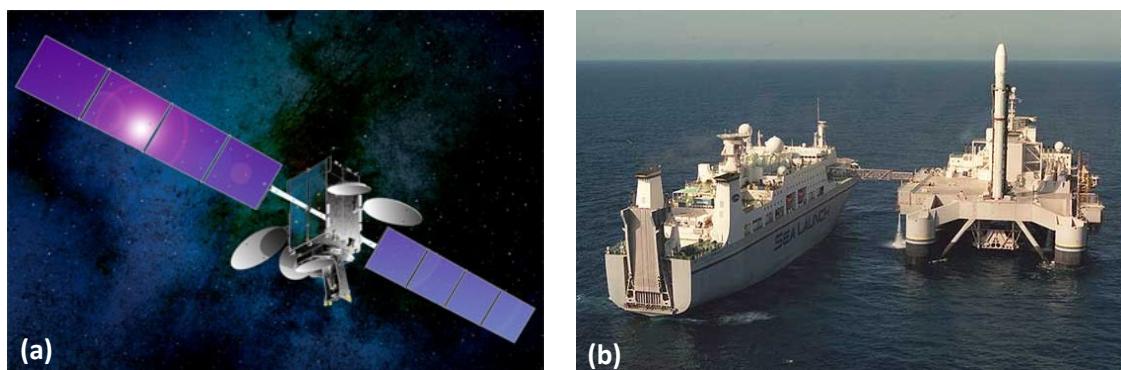


Figure 1.1 (a) Telstar14/Estrela-do-sul1-[58] (b) Zenit-3SL sur la plateforme de lancement de Sea launch

En aéronautique ou spatial, l'isolation acoustique s'avère d'importance et reste le sujet de développement et de recherche continu. C'est de là que ce sujet de recherche, qui se propose d'étudier des solutions d'isolation acoustique, tire son importance. Il a été proposé

dans le cadre de la chaire industrielle de recherche en aéroacoustique dont les bailleurs de fonds sont Bombardier aerospace, Pratt & whitney et Bell helicopter. Aussi, des travaux de recherche connexes se sont déroulés en partenariat avec ULA (United Launch Alliance).

1.2 Problématique

Tout comme l'aéronautique, l'industrie aérospatiale s'est tournée progressivement vers l'emploi massif des coques à base des matériaux composites. Cette transition a permis d'alléger considérablement les structures aéronautiques et aérospatiales et par conséquent, a réduit la consommation en carburants et l'impact écologique des aéronefs et des lanceurs. Toutefois, la loi de masse stipule que cela ne peut être sans conséquence sur la perte par transmission acoustique des panneaux surtout en basses fréquences. Que ça soit pour le confort des passagers dans les aéronefs ou la protection des charges utiles dans les coiffes des lanceurs, les traitements acoustiques ciblant les basses fréquences s'avèrent un défi d'envergure. En fait, avec des contraintes très strictes de minimum de masse et de volume ajoutés, il est difficile de traiter les problèmes d'absorption acoustique basses-fréquences, avec des traitements passifs. Ce projet se propose d'étudier l'intégration des écrans résistifs à faibles épaisseurs dans les revêtements acoustiques, à fin d'améliorer l'absorption en basses fréquences, tout en minimisant le poids du revêtement.

1.3 Objectifs

L'objectif principal de ce travail de maîtrise est l'étude de l'emploi des écrans dans les revêtements acoustiques passifs en vu d'améliorer l'absorption en basses fréquences tout en minimisant le poids ajouté. Pour l'atteindre, on s'est fixé plusieurs objectifs spécifiques dont on cite :

- Une revue de littérature sur les solutions ciblant les basses-fréquences existantes, la modélisation des différents traitements acoustiques ainsi que sur les techniques de modélisation des systèmes vibro-acoustiques.
- Une étude au cas par cas des différents types d'écrans, ainsi que de différents paramètres gouvernant l'absorption en basses fréquences

- Fabriquer des échantillons et corroborer les simulations avec des mesures expérimentales
- Construire un modèle pour une application aérospatiale et valider l'apport des écrans en termes de performances acoustiques par rapport à une configuration de base

1.4 Contributions originales

Les contributions originales de ce travail de maîtrise sont :

- Proposition de plusieurs critères de choix, permettant une comparaison objective de point de vue masse ajoutée, des performances acoustiques des revêtements. Ces critères peuvent servir de fonctions coûts pour d'autres problèmes d'optimisation ou pour d'autres applications où la masse est une contrainte de choix et de décision.
- Propositions des différents paramètres pour quantifier les gains et leurs étendues fréquentielles.
- Proposition de concepts de matériaux multicouches permettant ~30% de réduction de masse d'un micro-perforé d'un bicouche, pour des performances basses fréquences très proches de la configuration optimale, et ce, tout en améliorant significativement l'absorption sur les hautes-fréquences
- Déterminer l'évolution des paramètres optimaux d'un écran résistif dans un bicouche en fonction de son épaisseur.
- Programmation d'une interface graphique GUI, facilitant la lecture des fichiers des mesures et des simulations ; la gestion d'une base de données de revêtements ainsi que la comparaison des paramètres acoustiques.

CHAPITRE 2 ÉTAT DE L'ART

Dans ce chapitre, on fait brièvement le tour des principaux travaux de recherche et concepts mis au point pour les traitements acoustiques ciblant les basses fréquences. La revue de littérature, nous a conduit à classifier les techniques existantes, en trois grandes catégories qui seront aussi les trois sous-titres qui suivent.

2.1 Contrôle actif

Contrer une onde acoustique ou vibratoire incidente par une autre de même fréquence et de même amplitude, mais avec un déphasage de 2π , entraîne une interférence destructive. Cette observation est la base des techniques de contrôle actif. Pour que cette solution soit efficace, un champ sensoriel doit être déployé dans la structure ou le volume à traiter pour caractériser le champ vibratoire et/ou acoustique. Une unité de traitement de signal en temps réel fera agir un réseau de transducteurs en fonction des signaux collectés au niveau des capteurs. À la complexité des équipements, s'ajoutent leurs coûts et leurs masses, ainsi qu'un encombrement et un surplus de câblage qui ne sont pas désirables dans les structures aéronautiques.



Figure 2.1 SAAB 2000- avion court-courrier turbopropulsé (source : aerospace-technology.com)

À titre d'exemple, le constructeur suédois SAAB a fait recours à cette technique (ANC) pour certains de ses appareils dans la catégorie de transport régional. Sur les modèles SAAB 2000 et SAAB 340, on compte entre 24 à 36 haut-parleurs de 25W, 48 à 72 microphones d'erreur, 1Km de câbles et environ 70 kg de masse ajoutée [23]. Le principal gain en perte par transmission est de l'ordre de 10 dB, enregistré à la fréquence de passage des pales des hélices et de 3 dB aux alentours de la première fréquence propre du fuselage [27]. Dans la

même optique, Bombardier a embarqué le système de contrôle actif structural sur son appareil de transport régional Q400 NextGen sous l'acronyme (ANVS : active noise and vibration suppression). Le système, développé par Ultra ELECTRONICS, cible en particulier la structure de la cabine la plus exposée aux turbopropulseurs. Des transducteurs implantés au niveau des parois aux voisinages des ailes contribuent à annuler les vibrations dues à la transmission solidaire et acoustique. Par contre, ceci n'est pas sans conséquence sur la structure. En effet, les actionneurs appliquent continument et durant tous les vols de l'appareil, des contraintes importantes et cycliques sur le fuselage, contribuant ainsi à l'accélération de la fatigue de la structure. Ceci aurait pour conséquence, la réduction de la durée de vie de l'appareil. Aussi devant être plus fréquemment inspectées aux endroits sollicités par les transducteurs, les coûts de maintenance et d'entretien de l'appareil vont grimper au fil des années [18].

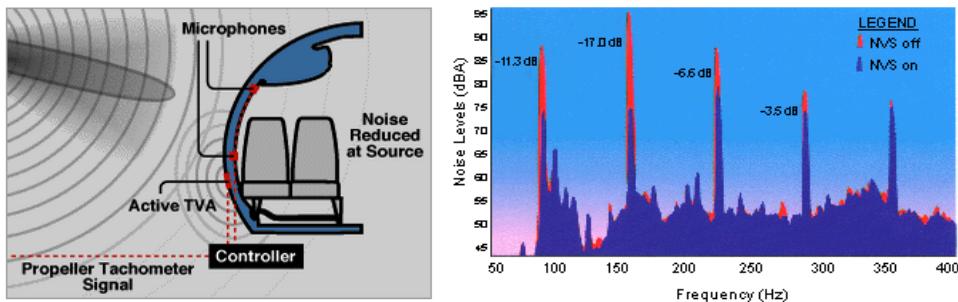


Figure 2.2 (Gauche) Schéma de contrôle actif ANVS **(Droite)** Niveau de bruit avec le système en marche et en arrêt
(source: Bombardier [13])

Les études ont montré qu'un minimum de trois points de contrôle par longueur d'onde est nécessaire pour une zone de contrôle assez homogène et jointive. Si on considère l'exemple d'une cavité cubique de côté l , le nombre des transducteurs N , nécessaire pour traiter les six faces est donné par [24]:

$$N = 54 \times \left(\frac{l \times f}{c_0} \right)^2 \quad (2.1)$$

Ainsi, pour contrôler le niveau de pression d'un cube de volume 2m^3 jusqu'à 300Hz , plus que 160 transducteurs sont nécessaires.

On peut conclure que le contrôle actif est une solution qui cible généralement un volume prioritaire, à une plage de basses fréquences bien étroite. Si on reprend l'exemple des

turbopropulsés SAAB, on peut remarquer que le contrôle actif ciblait la zone des sièges les plus proches des hélices, et plus particulièrement à la fréquence de passage des pales.

En ce qui concerne les lanceurs, il y a eu plusieurs travaux qui étudient la possibilité d'y embarquer des solutions actives. Par exemple, Lane [41] a pu réaliser une réduction de 3dB du niveau de pression dans une coiffe de 1.3m de diamètre et 5.3m de longueur sur une plage de 20 à 200Hz, et ce, en moyennant 16 haut-parleurs de contrôle. De même, Harris a pu réduire le niveau de pression de 5dB entre 80 et 200Hz dans un cylindre soumis à un niveau de pression de 140dB en utilisant des transducteurs électromagnétiques agissant sur la structure [53].

Ça fait des décennies que les solutions actives font l'objet d'études pour des applications aérospatiales. Par exemple, la figure ici-bas illustre le schéma de montage de contrôle actif structural et acoustique, des études conduites par Silcox et Fuller, pour le compte de la NASA, qui datent de 1988 [52]. Par contre, ces solutions n'ont jamais dépassé le stade de recherche et développement [53]. En effet, aux bruits étourdissants générés par les propulseurs, s'ajoutent des vibrations intenses naissantes des interactions aérodynamiques entre l'atmosphère et la structure le traversant à très hautes vitesses. Ainsi, dès les premières secondes de décollage, la coiffe se trouve soumise à des niveaux de pression acoustique pouvant atteindre 140 dB [59, 60]. Qu'ils soient des haut-parleurs, des piézoélectriques ou des pots vibrants électromagnétiques; les transducteurs ayant la puissance nécessaire pour contrer des excitations si importantes sont généralement très pesants pour une application aérospatiale.

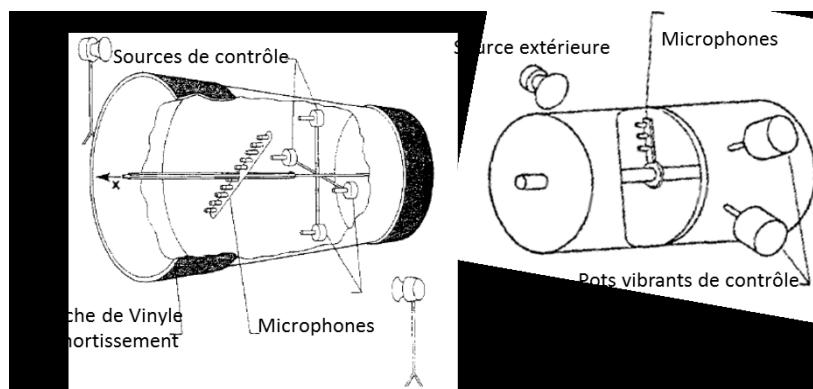


Figure 2.3 (Gauche) Contrôle acoustique (Droite) Contrôle structural [52]

2.2 Contrôle semi-actif ou hybride

Il s'agit de dispositifs qui combinent des éléments actifs et passifs pour l'atténuation sonore ou vibratoire. Par exemple, Leroy a intégré un film piézoélectrique à base de polyvinylidene fluoride dans une mousse de mélamine, combinant ainsi les performances passives de la mousse sur les moyennes et hautes fréquences et les avantages du contrôle actif sur les basses fréquences. Comme schématisé sur la figure ici-bas, sous l'effet du champ électrique qui lui est appliqué, le film se rétrécit et se dilate créant ainsi des déplacements radiaux dans la mousse. La commande du champ électrique est générée à partir des informations venant des capteurs de pression acoustique et des vibrations du squelette [43].

La figure suivante montre des gains intéressants en absorption sur les basses fréquences, mais également des pertes à partir des moyennes fréquences.

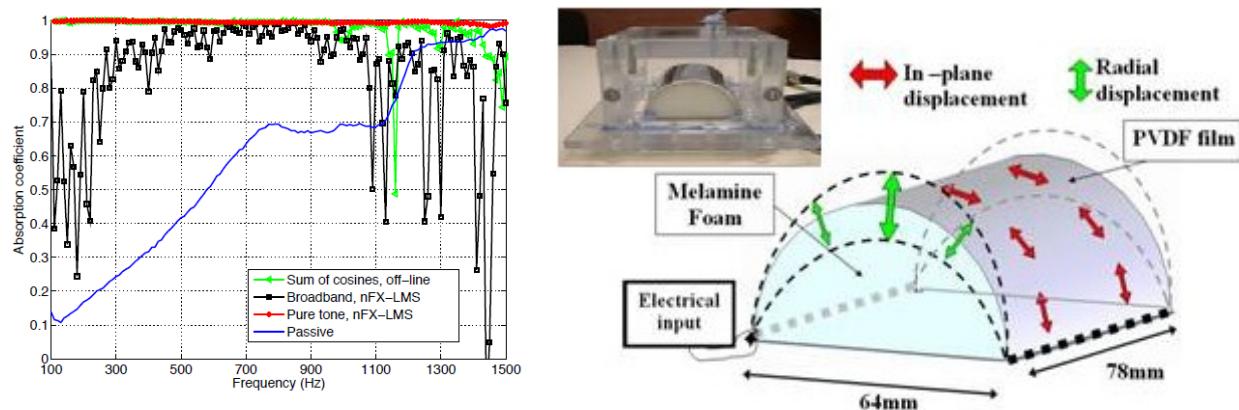


Figure 2.4 (Droite) Représentation du schéma de la mousse "intelligente" et photo d'un échantillon (Gauche) Coefficient d'absorption de la mousse passive (bleu) et de la mousse "intelligente" pour des tonalités mono fréquentielles (rouge) et pour un bruit blanc (noir) [43]

Dans la même veine, Cambou [14] a combiné le contrôle actif et passif structural dans le but d'amortir les modes et réduire la puissance rayonnée. L'idée étant d'appliquer une distribution continue et optimisée de masse pour réduire l'amplitude de modes résonants de la structure. La composante active vient d'un film piézoélectrique ondulé, séparant la distribution massique et la structure. Ce film agit sur le déplacement relatif de la masse par rapport à la structure en réponse aux accéléromètres qui y sont implantés. La composante passive étant la distribution massique. Cambou a également étudié l'ajout d'une couche viscoélastique.

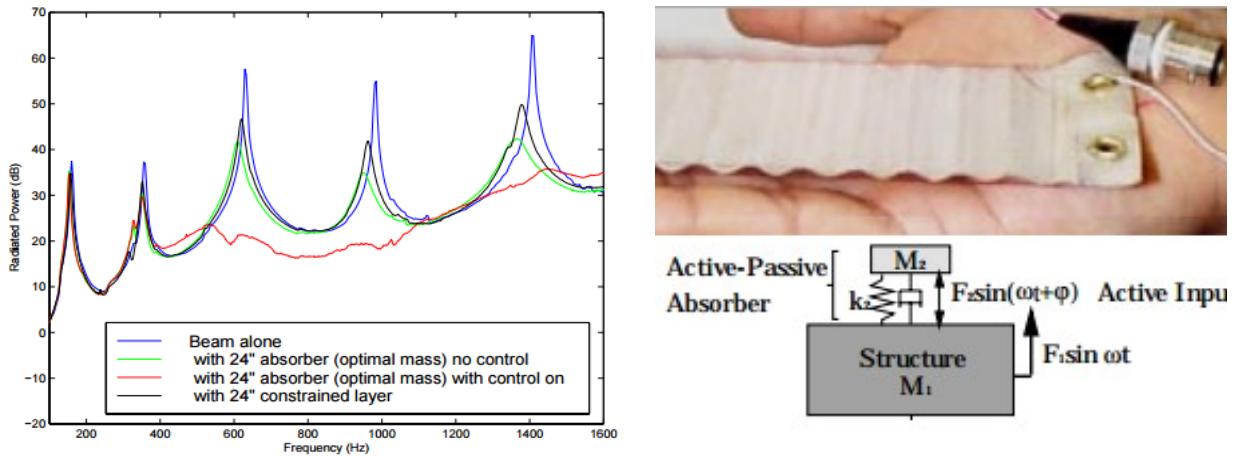


Figure 2.5 (gauche) Puissance rayonnée d'une poutre pour différents types de revêtement; (droite haut) film piézoélectrique ondulé; (droite bas) schéma pour une masse expliquant le principe du contrôle actif passif [14]

2.3 Contrôle passif

C'est la catégorie qui regroupe les techniques d'atténuation acoustique les plus répondues et les moins compliquées à mettre en œuvre. Les revêtements à base des monocouches de matériaux poreux est une classique des traitements absorbants passifs. Par contre, cette technique est limitée sur les basses fréquences, à moins qu'on fasse recours à d'énormes épaisseurs. Ce qui est absurde lorsqu'on est contraint en matière de volume et de masse ajoutée, comme dans le cas d'une application aérospatiale. Toutefois, on peut contourner cette limitation au moyen des solutions à résonance. Ces solutions sont variées et diffèrent en efficacité, impact sur les hautes fréquences et sélectivité fréquentielle. Mais, elles sont toutes assimilables à un système masse-ressort. Par exemple, dans le cas d'un résonateur de Helmholtz, l'air au niveau du goulot joue l'effet de la masse et la raideur de l'air dans la cavité joue l'effet du ressort. Mason et Fahy, ont employé ce dispositif pour contrer la fréquence de respiration (MAM) d'une paroi double de fuselage d'avion [45]. Comme montré par la figure ci-dessous, des résonateurs dimensionnés de sorte que leur fréquence de résonance coïncide avec la fréquence de respiration de la structure étaient imbriqués dans le volume séparant les parois.

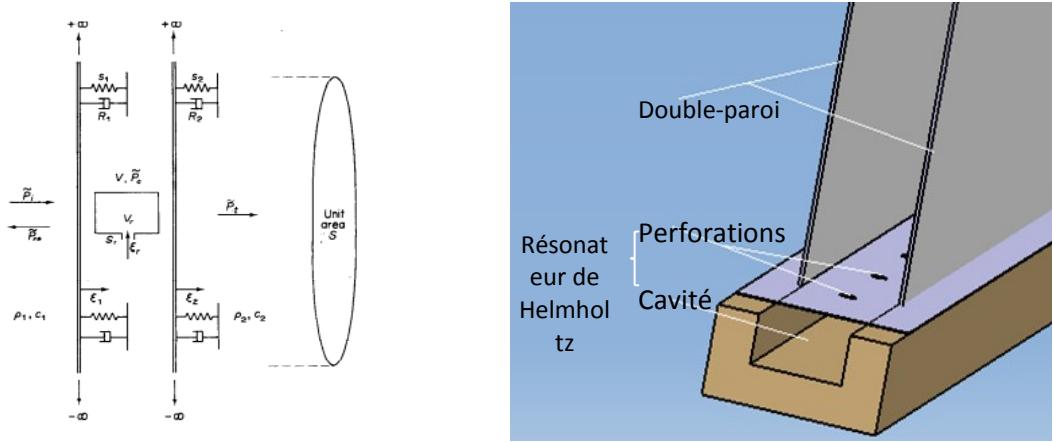


Figure 2.6 (gauche) Modèle théorique d'une double paroi avec résonateurs de Helmholtz [45]-(droite) Notre reproduction 3D du montage testé

Ainsi, comme illustré par la Figure 2.7, la chute de perte par transmission aux alentours de la fréquence de respiration s'est vue remplacée par un pic, dont l'amplitude et l'étendue fréquentielle peuvent être réglées en fonction de plusieurs paramètres. Parmi ces derniers, on peut citer : le volume des résonateurs par rapport au volume de la cavité, le décalage entre la fréquence des résonateurs et la fréquence de respiration, la distribution discrète sur plusieurs fréquences de résonances au voisinage de la fréquence de respiration et l'effet du facteur de qualité.

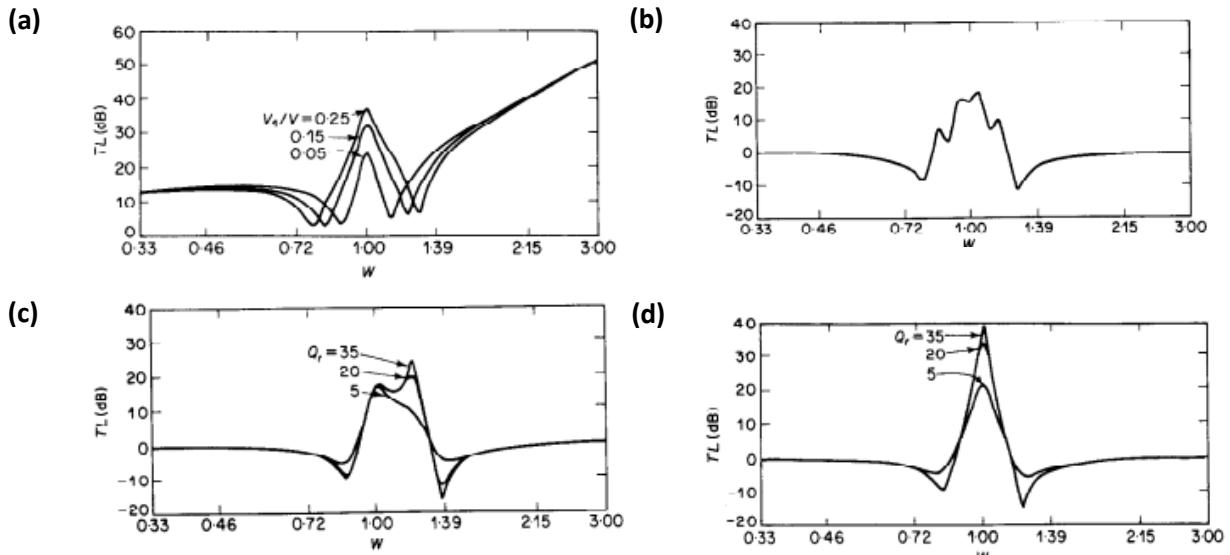


Figure 2.7 (a) Effet du ratio volume de résonateur sur volume de la cavité. (b) Effet d'une distribution sur 30Hz à 100Hz. (c) Effet d'une fréquence de résonance 20% supérieur à la fréquence de respiration (d) Effet du facteur de qualité [45]

Dans le but de combiner les avantages de la mousse en hautes fréquences et des résonateurs de Helmholtz en basses fréquences, Doutres, Atalla et Othman[22] ont eu l'idée d'intégrer

ces dispositifs dans des matelas de poreux. Vu la taille des résonateurs, l'hypothèse d'homogénéisation, qui suppose une taille cellulaire négligeable devant la longueur d'onde, ne tient plus. Ainsi, un modèle correspondant à une cellule, basé sur la méthode des matrices de transfert parallèles [61] et sérielles, a été proposé.

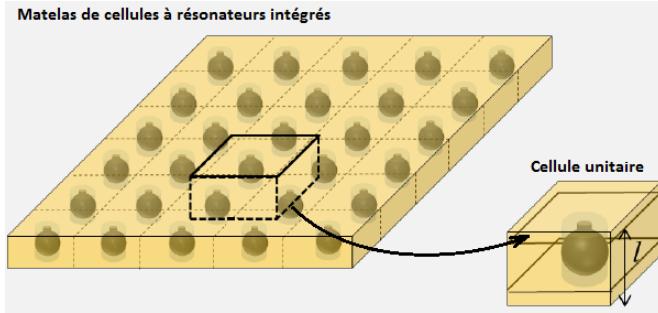


Figure 2.8 Schéma d'une distribution cellulaire à base de résonateurs de Helmholtz intégrés dans un matelas de poreux (source : [22] modifié)

Des gains supérieurs à 10 dB en perte par transmission, ont été enregistrés à la fréquence propre des résonateurs. L'étude a également signalé des effets négatifs sur l'absorption au tour de la même fréquence.

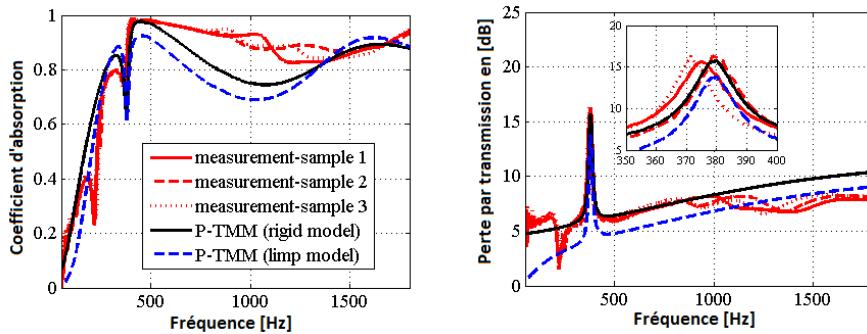


Figure 2.9 Mesures en tube et simulation TMM: (gauche) coefficient d'absorption pour une cellule (droite) perte par transmission pour une cellule [22]

Comme présenté sur la Figure 2.10, un résonateur semblable à celui de Helmholtz a été breveté par les compagnies Oerlikon-Contraves et Dornier [59]. Selon les inventeurs, le nouveau résonateur performait le mieux sur des fréquences inférieures à 90 Hz et plus particulièrement sur la bande 31.5 à 63 Hz. Les auteurs prétendent que, pour des performances comparables, un résonateur de Helmholtz conventionnel serait six fois plus volumineux. Par comparaison, pour ce résonateur, le goulot généralement cylindrique dans le cas du résonateur de Helmholtz, prend la forme d'un cornet. Donc tout le volume d'air le saturant correspond à la masse résonante [coloré en bleu sur la Figure 2.10 (c)]. Le volume

coloré en rose sur la même figure, jouera l'effet raideur. La géométrie favorisant un volume « *masse résonante* » relativement grand par rapport au volume « *ressort* », explique la basse fréquence de résonance. En effet, la fréquence propre d'un résonateur de Helmholtz est donnée par :

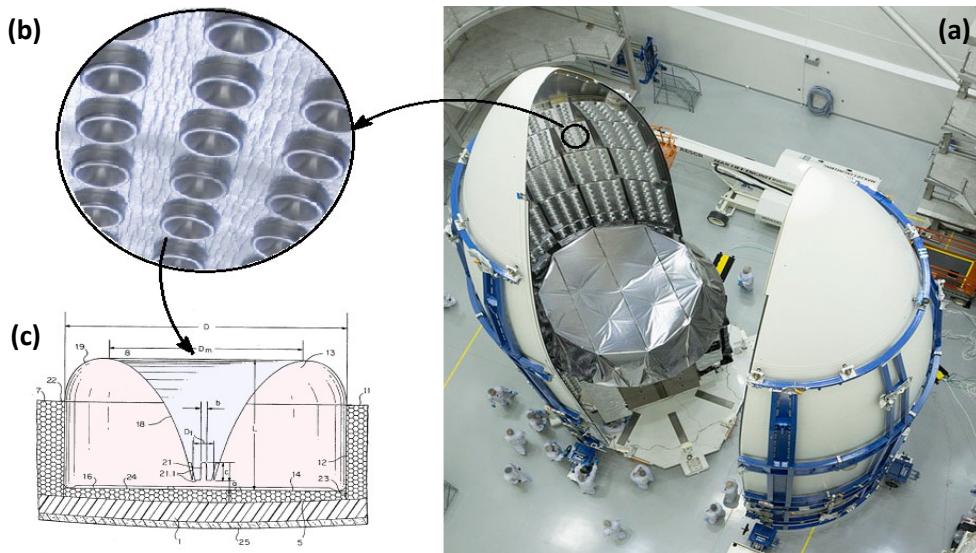
$$f_{rh} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V(l + \frac{16a}{3\pi})}} \quad (2.2)$$

Avec S , a et l sont respectivement la surface du col, son rayon et sa longueur. V est le volume du résonateur sans le col.

Dans le cas du résonateur à cornet cette fréquence est plutôt donnée par [59]:

$$f_{rc} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S_t}{V_H(l_{m*} + l_{t*} + \frac{D_t}{D_m}l)}} \quad (2.3)$$

avec S_t , D_t , D_m et l sont respectivement la surface des ouvertures au niveau du bas de cornet, le diamètre de ce dernier, le diamètre au niveau du haut du cornet et la profondeur du cornet. l_{m*} et l_{t*} sont des longueurs empiriques de correction. V_H est le volume de l'air emprisonné dans le tore (coloré en rose).



**Figure 2.10 Matelas de résonateurs d'Oerlikon-Contraves (a) montés sur la surface intérieure de la coiffe, (b) vue zoomée (c) Vue de coupe d'une cellule
(sources : Lockheed Martin, Ruag et [59])**

Ces résonateurs sont intégrés dans des matelas de plastique moussé à base de solimide AC-406 (le nom commercial de la mousse de Polyimide) assurant l'absorption sur les hautes fréquences. L'ouverture en bas du cornet a la forme d'une rosette à 5 fentes, qui ont été dimensionnées pour absorber des niveaux de pression très élevés. Le revêtement pesait 3,5 Kg/m² pour une épaisseur de 10 cm.

Dans tous les exemples donnés précédemment, l'élément de masse est un volume d'air et l'élément de raideur est aussi un volume d'air. Dans les exemples qui suivent, ça ne serait plus le cas, mais l'analogie au système masses/ressorts tient toujours.

Une des méthodes d'amortissement des structures vibrantes est la distribution surfacique de masselottes discrètes. En effet en plaçant des masses amorties prédimensionnées sur les antinœuds d'un mode (les points ayant l'amplitude de déplacement la plus importante), on agit sur les déformées modales. En procédant ainsi, l'efficacité de rayonnement de la structure serait diminuée [47, 54].

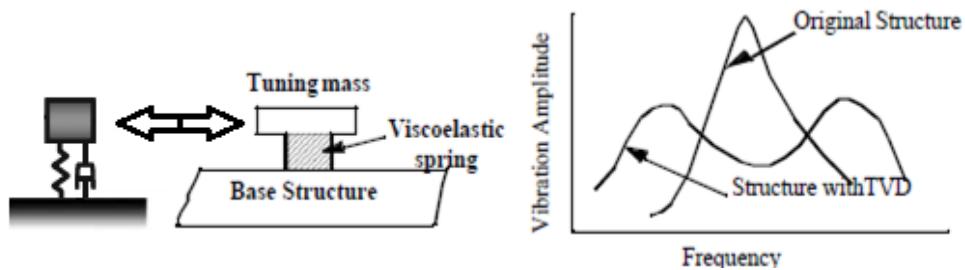


Figure 2.11 Représentation grossière de l'effet de l'ajout d'une masse résonante prédimensionnée, à une structure vibrante sur un mode- Mode divisé en deux pics d'amplitudes moins importantes [47]

Le revêtement passif résonant d'Idrisi, dérive du même principe. Il consiste à planter des masses discrètes dans le volume de la mousse du revêtement [29-31]. Ainsi, la mousse remplacera le ressort-amortisseur, présenté dans la Figure 2.11. Ses travaux portaient également sur l'effet de la variation de la masse, de la forme et de la distance séparant les masselottes.

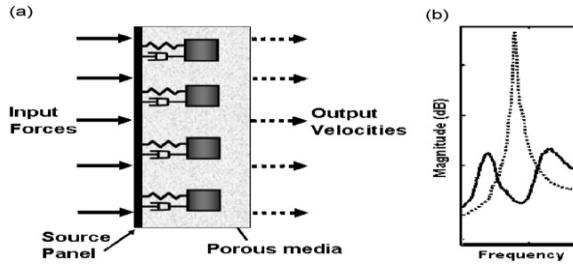


Figure 2.12 (a) représentation schématique des matelas hétérogènes d'Idrisi. (b) Représentation grossière de l'effet du matelas hétérogène sur un mode propre de la structure [29]

Du fait qu'elles sont intégrées dans la même structure de mousse, lorsque les masses sont relativement proches l'un par rapport à l'autre, un couplage se crée entre elles (représenté en rouge sur la Figure 2.13 par un ressort liant les masses).

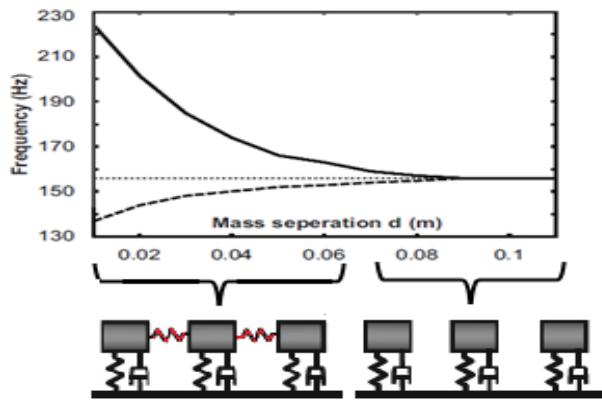


Figure 2.13 Fréquence propre : (en pointillé) d'une seule masselotte (en discontinue) de la première masselotte dans le cas où on intègre deux (en continu) de la deuxième masselotte dans le cas où on intègre deux [25]

Fuller et Harne [25], ont combiné le concept de l'amortisseur semi-actif, à base des masses distribuées de Cambou et les matelas hétérogènes d'Idrisi pour créer un amortisseur vibratoire passif à base d'une distribution continue de masses. De point de vue modèle, ceci revient en quelque sorte, à décimer davantage les masses de la Figure 2.13 et remplacer les ressorts liant les masses par des attaches rigides. Par conséquent, le système se réduit à une plaque DVA (Dynamic Vibration Absorber). Des essais expérimentaux réalisés sur un baril de lanceur ont démontré une réduction de l'accélération moyenne de la structure sur une plage de très basses fréquences [30 à 120Hz]. Dans la même étude, des simulations et des essais ont été faits pour les matelas hétérogènes présentés précédemment. Comme le montrent les courbes suivantes, un gain en perte par insertion de 15 dB a été réalisé sur la bande de tiers

d'octave centrée à 100Hz, par rapport à un revêtement à base de la mousse seule. Ces gains venaient au coût de 11% de masse ajoutée par rapport à celle de la structure.

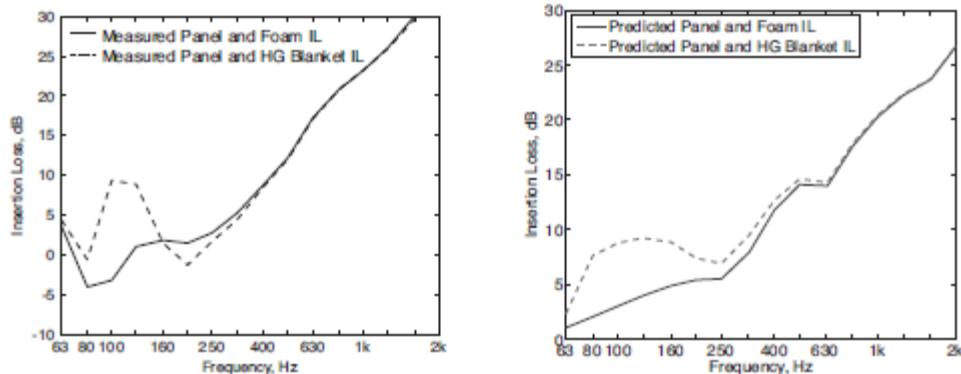


Figure 2.14 Perte par insertion (en continu) d'une couche de mousse appliquée à un panneau et (en discontinu) d'un matelas hétérogène- (gauche) Mesure (droite) Simulation FEM [25]

Finalement, lorsque cette distribution est de très faible masse et de fine épaisseur on retombe sur le cas d'une bicouche de mousse couverte d'une membrane. Par la même analogie, le système est considéré résonant. En effet, dans l'exemple précédent, la masse oscillait sous l'effet de la vibration de la structure. Dans le cas des membranes, dû à leurs faibles masses, elles seront particulièrement sensibles à des excitations acoustiques (ondes aériennes incidentes). Si en plus la membrane n'est pas imperméable, d'autres effets interviendront dans la dissipation acoustique de l'ensemble. Étant l'objet de ce sujet de maîtrise, ce type de revêtement serait étudié tout au long de ce document.

CHAPITRE 3 MODÉLISATION DES MATERIAUX POREUX

Les matériaux poreux sont principalement composés de deux phases :

- Une phase solide appelée aussi squelette
- Une phase de fluide saturant interstiel

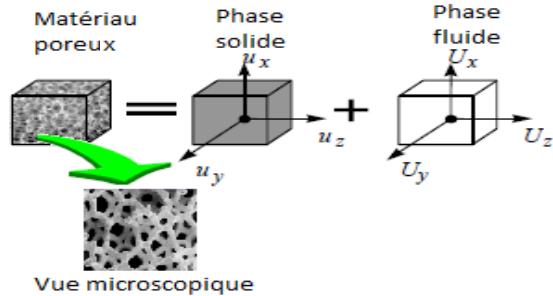


Figure 3.1 Composition diphasique d'un matériau poreux [62]

L'absorption acoustique dans un poreux est principalement le résultat des interactions entre sa phase fluide et solide. Lors de la propagation de l'onde acoustique, le fluide subit des cycles de dilatations et de compressions dus aux changements de pression et des irrégularités de la section des pores, engendrant des dissipations thermiques irréversibles, sous forme de chaleur transmise à la structure du matériau. Aussi, le fluide subit des cisaillements cycliques sur les parois du squelette, résultant en des dissipations visqueuses. Le dernier mécanisme de dissipation est de type structurel. Il est lié aux flexions et au comportement viscoélastique du squelette [11].

La modélisation d'un matériau acoustique consiste à prédire ses propriétés acoustiques nécessaires pour décrire la propagation d'ondes dans ce dernier, à partir de ses propriétés non acoustiques. Dans la littérature, de nombreuses méthodes de modélisations sont proposées. Chacune d'entre elles se base sur des hypothèses qui portent principalement sur les propriétés mécaniques de la phase solide et de la complexité de la géométrie des pores. Dans la suite, on présente différents modèles, tout en les classant suivant leurs origines méthodologiques, et leurs hypothèses sur les propriétés mécaniques du squelette.

3.1 Classement suivant l'origine méthodologique

3.1.1 Modèles empiriques

Comme leur nom l'indique, ces modèles sont élaborés à partir des mesures expérimentales. Il s'agit de proposer des lois mathématiques qui décrivent d'une manière approximative les tendances observées expérimentalement. Ces modèles ont l'avantage d'être simples à mettre en œuvre, de précision acceptable si les hypothèses sur lesquelles elles reposent sont respectées et en général ne requirent que deux ou trois paramètres non acoustiques.

Delany-Bazley

En se basant sur un grand nombre de mesures sur des matériaux fibreux, qui étaient essentiellement des fibres de verre et des laines de roche, [19, 36] dont la porosité est proche de 100 %, Delany et Bazley ont développé des expressions empiriques pour le nombre d'onde complexe $\tilde{k}(\omega)$ et l'impédance caractéristique complexe $\tilde{Z}_c(\omega)$. La résistivité du matériau est le seul paramètre non acoustique utilisé par ce modèle.

$$\tilde{Z}_c(\omega) = \rho_0 c_0 \left(1 + 0.057 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.754} - j0.087 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.732} \right) \quad (3.1)$$

$$\tilde{k}(\omega) = \frac{\omega}{c_0} \left(1 + 0.0978 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.7} - j0.189 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.595} \right) \quad (3.2)$$

Où ρ_0 , c_0 et σ sont respectivement, la masse volumique de l'air, la célérité du son dans l'air et la résistivité statique à l'écoulement. Le domaine fréquentiel de validité du modèle a été donné par la condition suivante:

$$0.01 < \frac{\rho_0 f}{\sigma} < 1 \quad (3.3)$$

Delany-Bazley-Miki

Miki a remarqué que, même si la condition de validité donnée par l'inéquation (1.3) est respectée, le modèle proposé par Delany et Bazley peut parfois donner des valeurs négatives de la partie réelle de l'impédance de surface, dans le cas d'un multicouche, en basses fréquences [46]. Ce qui n'a pas de sens physique. Par conséquent, il a proposé deux nouvelles expressions pour le nombre d'onde complexe et l'impédance caractéristique

complexe, qui sont de mêmes formes que celles du modèle de Delany-Bazley mais avec des coefficients et des facteurs de puissance modifiés.

$$\tilde{Z}_c(\omega) = \rho_0 c_0 \left(1 + 0.079 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.632} - j0.121 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.632} \right) \quad (3.4)$$

$$\tilde{k}(\omega) = \frac{\omega}{c_0} \left(1 + 0.123 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.618} - j0.180 \left(\frac{\rho_0 \omega}{2\pi\sigma} \right)^{-0.618} \right) \quad (3.5)$$

Le domaine de validité est gardé le même que celui de Délany-Bazley même si Miki a observé un comportement assez proche des mesures au-delà des limites imposées, en particulier pour $\frac{\rho_0 f}{\sigma} < 0.01$

Komatsu

En 2008, Komatsu [36] a proposé un nouveau modèle, plus précis que les modèles empiriques conventionnels cités précédemment. Ce modèle s'avère plus efficace pour la prédiction des paramètres acoustiques des matériaux fibreux de haute densité c.à.d. $\frac{f}{\sigma} < 0.01 \text{ m}^3/\text{kg}$ et des fibreux de faible densité c.à.d. $\frac{f}{\sigma} > 0.1 \text{ m}^3/\text{kg}$

Soit l'impédance caractéristique donnée sous la forme $\tilde{Z}_c = R + jX$

La constante de propagation complexe $\tilde{\Gamma} = \alpha + j\beta$

Le modèle de Komatsu est défini comme suit :

$$R = \rho_0 c_0 \left[1 + 0.00027 \left(2 - \log \frac{f}{\sigma} \right)^{6.2} \right] \quad (3.6)$$

$$X = -\rho_0 c_0 \left[0.0047 \left(2 - \log \frac{f}{\sigma} \right)^{4.1} \right] \quad (3.7)$$

$$\alpha = 0.0069 \frac{\omega}{c_0} \left(2 - \log \frac{f}{\sigma} \right)^{4.1} \quad (3.8)$$

$$\beta = \frac{\omega}{c_0} \left[1 + 0.0004 \left(2 - \log \frac{f}{\sigma} \right)^{6.2} \right] \quad (3.9)$$

avec R et X sont respectivement la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique. α et β sont respectivement la constante de phase d'atténuation (en Neper/m) et la constante de phase (en rad/m).

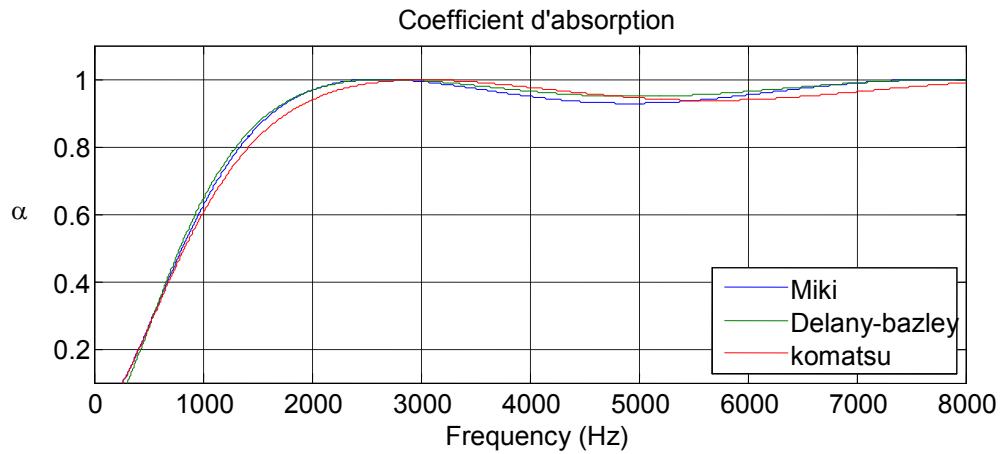


Figure 3.2 Comparaison des coefficients d'absorption en fonction de la fréquence d'excitation, obtenus par différents modèles empiriques. Échantillon de fibre de verre de résistivité 19000 Nsm-4 et d'épaisseur 3 cm (code en annexe A)

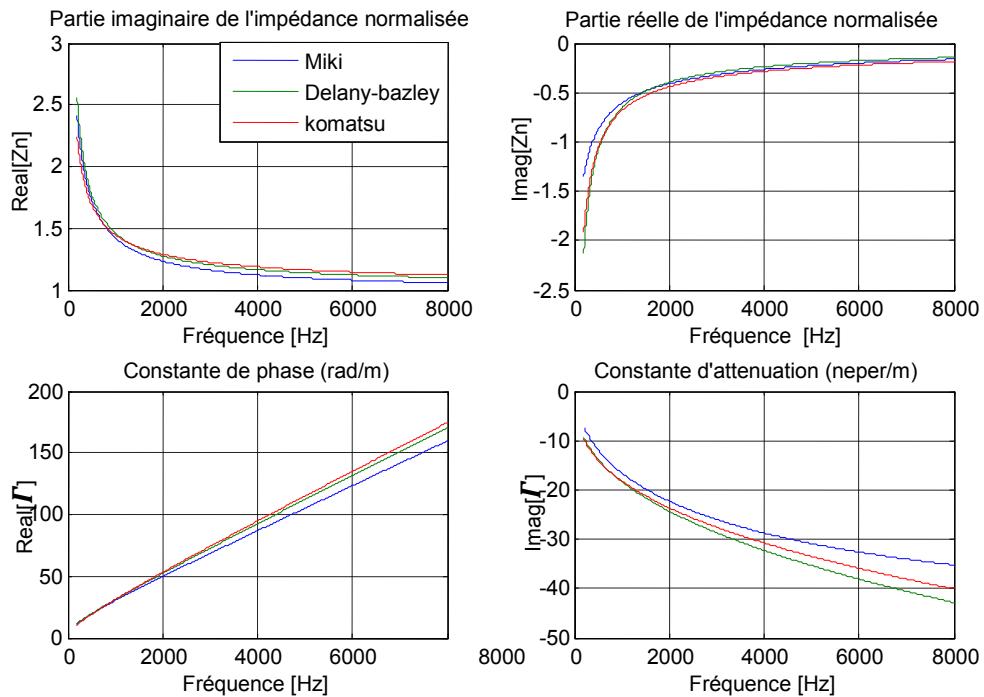


Figure 3.3 Comparaison des paramètres acoustiques en fonction de la fréquence d'excitation, obtenus par différents modèles empiriques. Échantillon de fibre de verre de résistivité 19000 Nsm-4 et d'épaisseur 3 cm (code en annexe A)

3.1.2 Modèles analytiques

Ces modèles se limitent à des morphologies simples. En général, elles couvrent des pores de forme cylindrique, dont la section est une géométrie conventionnelle (triangle, cercle, fente, rectangle, etc.).

Zwikker et Kosten ont proposé un modèle très simple, si on le compare à la théorie de propagation dans les tubes cylindriques de Kirchhoff [3]. Ce modèle décrit séparément l'effet thermique et visqueux dans le cas d'une géométrie de section circulaire. La masse volumique effective est donnée comme suit :

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0}{\phi \left[1 - \frac{2}{s\sqrt{-j}} \frac{J_1(s\sqrt{-j})}{J_0(s\sqrt{-j})} \right]} \quad (3.10)$$

L'incompressibilité volumique est donnée par :

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{\gamma_0 Pr_0}{\phi \left[1 + (\gamma_0 - 1) \frac{2}{s\sqrt{-j} Pr_0} \frac{J_1(s\sqrt{-j} Pr_0)}{J_0(s\sqrt{-j} Pr_0)} \right]} \quad (3.11)$$

avec J_n , la fonction de Bessel d'ordre n et $s = \bar{r} \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{\eta_0}}$ tel que \bar{r} est le rayon hydraulique qui est égal au rayon du cylindre pour cette géométrie de section. Dans le cas général, le rayon hydraulique d'une perforation est défini comme étant le double du rapport de son volume total sur son air. Ainsi, dans le cas d'une perforation cylindrique on démontre que le rayon hydraulique est égal au rayon de la perforation

$$\bar{r} = \frac{2 \times \text{Volume}}{\text{surface}} = \frac{2\pi r^2 h}{2\pi r h} = r \quad (3.12)$$

Le tableau suivant regroupe quelques modèles analytiques pour différentes géométries de section de pores.

Tableau 1 Modèles analytiques pour différentes géométries de pores

	Masse volumique effective $\tilde{\rho}(\omega)$	Incompressibilité volumique effective $\tilde{K}(\omega)$
Fente 	$\rho_0 \phi^{-1} / \left[1 - \frac{\tanh(s\sqrt{j})}{s\sqrt{j}} \right]$ avec $s = \bar{r} \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\eta_0}}$ tel que $\bar{r} = a$	$\gamma_0 Pr_0 \phi^{-1} / \left[1 + (\gamma_0 - 1) \frac{\tanh(s\sqrt{j}Pr_0)}{s\sqrt{j}Pr_0} \right]$ [3]
Triangle équilatéral 	$\rho_0 \phi^{-1} \epsilon^2 / [\epsilon^2 - 3\epsilon \coth(\epsilon) + 3]$ avec $\epsilon = \frac{\sqrt{3}}{4} \sqrt{\frac{j\omega\rho_0}{\eta_0}} d$	$\gamma_0 Pr_0 \phi^{-1} / \left[\gamma_0 - \frac{(\gamma_0 - 1)}{Pr_0 \epsilon^2} [Pr_0 \epsilon^2 - 3\sqrt{Pr_0} \epsilon \coth(\sqrt{Pr_0} \epsilon) + 3] \right]$ M.R.Stinson et Y.Champoux[56]
Rectangle 	$\rho_0 \phi^{-1} \frac{\eta_0 a^2 b^2}{4j\omega\rho_0}$ $\left[\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\alpha_m^2 \beta_n^2 (\alpha_m^2 + \beta_n^2 + j\omega\rho_0/\eta_0)} \right]$ avec $\alpha_m = \frac{\pi}{a} (m + 0.5)$ et $\beta_n = \frac{\pi}{b} (n + 0.5)$	$\gamma_0 Pr_0 \phi^{-1}$ $\left[\gamma_0 - (\gamma_0 - 1) \frac{4j\omega\rho_0}{\eta_0 a^2 b^2} \left[\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\alpha_m^2 \beta_n^2 (\alpha_m^2 + \beta_n^2 + j\omega\rho_0/\eta_0)} \right] \right]$ M.R.Stinson[55]
Cercle 	$\rho_0 \phi^{-1} / \left[1 - \frac{2}{s\sqrt{-j}} \frac{J_1(s\sqrt{-j})}{J_0(s\sqrt{-j})} \right]$ avec $s = \bar{r} \sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\eta_0}}$ tel que $\bar{r} = r$	$\gamma_0 Pr_0 \phi^{-1} / \left[1 + (\gamma_0 - 1) \frac{2}{s\sqrt{-j}Pr_0} \frac{J_1(s\sqrt{-j}Pr_0)}{J_0(s\sqrt{-j}Pr_0)} \right]$ C.Zwikker et C.W Kosten

3.1.3 Modèles semi-phénoménologiques

Ces modèles prennent en compte la morphologie complexe de pores. Ils ont été élaborés à partir des observations sur la causalité et les tendances asymptotiques en hautes et basses fréquences des propriétés acoustiques en fonction des paramètres non acoustiques du matériau [3].

Johnson-Champoux-Allard (JCA)

Un modèle semi-phénoménologique a été proposé par Johnson et Dashen [32] pour décrire l'aspect visco-inertiel des matériaux poreux à squelette rigide et dont la morphologie des pores est arbitraire. Ainsi, la masse volumique effective était donnée par :

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \rho_0 \alpha_\infty \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j\omega \rho_0 \alpha_\infty} \tilde{G}(\omega) \right) \quad (3.13)$$

Tel que :

$$\tilde{G}(\omega) = \left(1 + j \frac{4\alpha_\infty^2 \eta_0 \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.14)$$

avec ϕ , α_∞ , A' et σ sont respectivement: la porosité, la tortuosité, la longueur caractéristique visqueuse et la résistivité.

η_0 et ρ_0 sont respectivement la viscosité du fluide saturant et sa masse volumique

Ultérieurement, en se basant sur les travaux de Johnson, Champoux et Allard [15] ont proposé une expression pour le module de compressibilité volumique complexe pour décrire l'effet thermique.

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \gamma_0 Pr_0 \phi^{-1} \left/ \left[\gamma_0 - (\gamma_0 - 1) \left(1 - j \frac{8\eta_0}{A'^2 \rho_0 Pr_0 \omega} \tilde{G}'(\omega, Pr_0) \right)^{-1} \right] \right. \quad (3.15)$$

Tel que :

$$\tilde{G}'(\omega, Pr_0) = \left(1 + j \frac{\rho_0 A'^2 Pr_0 \omega}{16\eta_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

avec A' est la longueur caractéristique thermique.

Notons que dans plusieurs références on fait recours à la chaleur spécifique de l'air C_{p_0} et la conductivité thermique de l'air k_0 à la place du nombre de Prandtl de l'air Pr_0 et la viscosité de l'air η_0 . En effet, le nombre de Prandtl est par définition, le rapport de la viscosité cinématique ν_0 sur la diffusivité thermique de l'air α_{d_0} .

$$Pr_0 = \frac{\nu_0}{\alpha_{d_0}} \quad (3.17)$$

Or

$$\nu_0 = \frac{\eta_0}{\rho_0} \quad \text{et} \quad \alpha_{d_0} = \frac{k_0}{\rho_0 C_{p_0}} \quad (3.18)$$

Donc

$$\frac{Pr_0}{\eta_0} = \frac{C_{p_0}}{k_0} \quad (3.19)$$

Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL)

Lafarge a remarqué que le modèle proposé par Champoux et Allard pour la compressibilité volumique manque de précision surtout pour les basses fréquences. En fait, si quatre paramètres ont été introduits par Johnson pour décrire l'effet visqueux seulement deux paramètres ont été introduits par Champoux pour décrire l'effet thermique [15]. Ainsi, Lafarge a introduit la perméabilité thermique statique q_t pour mieux décrire cet effet en basses fréquences [39].

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \gamma_0 P_0 \phi^{-1} / \left[\gamma_0 - (\gamma_0 - 1) \left(1 - j \frac{\phi \eta_0}{q_t \rho_0 P r_0 \omega} \tilde{G}'(\omega, P r_0) \right)^{-1} \right] \quad (3.20)$$

Tel que :

$$\tilde{G}'(\omega, P r_0) = \left(1 + j \frac{4 \rho_0 q_t^2 P r_0 \omega}{A'^2 \phi^2 \eta_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

Il est à noter que si l'on assimile la section des pores à une géométrie circulaire, la perméabilité thermique statique q_t , peut être exprimée comme suit [3]:

$$q_t = \frac{\phi}{8} A'^2 \quad (3.22)$$

En injectant cette expression dans le modèle de JCAL, on peut récupérer l'expression de la compressibilité volumique effective du modèle JCA.

Johnson-Champoux-Allard-Pride-Lafarge (JCPL)

Pride, Morgan et Gangi [50] ont proposé un nouveau modèle qui prend en compte d'éventuelles constrictions dans la morphologie des pores. Ainsi deux nouveaux paramètres non acoustiques ont été introduits dans le modèle.

Le modèle de Pride définit la masse volumique effective comme suit :

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \tilde{\alpha}(\omega)}{\phi} \quad (3.23)$$

Tel que :

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \alpha \left[1 + \frac{1}{j \bar{\omega}_v} \tilde{F}_v(\omega) \right] \quad (3.24)$$

$$\tilde{F}_v(\omega) = 1 - P_v + P_v \sqrt{1 + \frac{M_v}{2 P_v^2} j \bar{\omega}_v} \quad (3.25)$$

$$\bar{\omega}_v = \frac{\omega \rho_0 \alpha q_v}{\eta_0 \phi} \quad (3.26)$$

$$M_v = \frac{8 q_v \alpha}{\phi \lambda^2} \quad (3.27)$$

$$P_v = \frac{M_v}{4 \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} - 1 \right)} \quad (3.28)$$

α_0 et $q_v = \frac{\eta_0}{\sigma}$ sont respectivement la tortuosité visqueuse statique et la perméabilité visqueuse statique.

Pour l'effet thermique, Pride a proposé une nouvelle expression pour la compressibilité volumique effective. Cette dernière était rectifiée par Lafarge [40] qui a introduit la perméabilité thermique statique q_t pour décrire l'effet thermique en basse fréquence. L'expression finale de la compressibilité volumique effective est ainsi donnée comme suit :

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{\gamma_0 P_0}{\phi} \frac{1}{\tilde{\beta}(\omega)} \quad (3.29)$$

Tel que : $\tilde{\beta}(\omega) = \gamma_0 - (\gamma_0 - 1) \left[1 + \frac{1}{j\bar{\omega}_t} \tilde{F}_t(\omega) \right]$ (3.30)

$$\tilde{F}_t(\omega) = 1 - P_t + P_t \sqrt{1 + \frac{M_t}{2P_t^2} j\bar{\omega}_t} \quad (3.31)$$

$$\bar{\omega}_t = \frac{\omega \rho_0 Pr_0 q_t}{\eta_0 \phi} \quad (3.32)$$

$$M_t = \frac{8q_t}{\phi A'^2} \quad (3.33)$$

$$P_t = \frac{M_t}{4(\alpha_0 - 1)} \quad (3.34)$$

Il est à noter que le modèle JCA peut être récupéré du modèle JCAPL si on pose $P_t = P_v = M_t = 1$

3.2 Classement suivant les propriétés du squelette

En 1956 Biot a proposé un modèle décrivant la propagation des ondes élastiques dans un milieu poreux. Cette théorie adopte le formalisme de la mécanique des milieux continus et traite le poreux à une échelle macroscopique. Donc, le matériau est assimilé à une superposition de phases solide et fluide homogènes et couplées. Ses travaux ont été exposés sur deux parties. Dans un premier temps, Biot a traité le cas des basses fréquences où le fluide interstitiel aura un comportement de type Poiseuille. En effet, Kirchhoff a démontré que ce type de comportement ne peut être valide qu'en deçà d'une fréquence f_{lim} , qui dépend de la viscosité cinématique du fluide et de la taille des pores [9]. Dans un deuxième temps, Biot a exposé sa théorie pour les hautes fréquences.

Toutefois, à la base, la théorie de Biot été développé pour le cas où le fluide interstitiel est un liquide. Déjà, l'exemple donné par Biot était des roches poreuses saturées par l'eau. Ainsi l'effet thermoélastique été négligé [9]. Allard a adapté la théorie de Biot pour la modélisation acoustique en se basant sur les travaux de Johnson, Champoux, Lafarge et al [3].

3.2.1 Modèle élastique

Dépendamment de la fréquence et du type d'excitation, un matériau poreux a un comportement élastique si son module de compressibilité à vide est de même ordre que celui du fluide interstitiel. Ainsi, le squelette sera sujet de vibrations importantes sous l'effet de l'excitation acoustique et la propagation dans le milieu est influée par les comportements des deux phases.

Un matériau poreux élastique est support de trois ondes propagatrices [3, 9, 11, 21, 33] :

- Deux ondes de compression qui peuvent se propager dans les deux phases
- Une onde de cisaillement qui se propage seulement dans le milieu solide

Quand le couplage entre le squelette et le fluide est faible, les ondes de compression se propagent dans des phases différentes. Ainsi on aura une onde de compression fluide et une onde de compression solide. Ce cas de figure se présente, par exemple, dans le cas des fréquences d'excitations supérieures à la fréquence de découplage donné par Zwikker et Kosten par la formule suivante [3] :

$$f_d = \frac{\sigma \phi^2}{2\pi\rho_1} \quad (3.35)$$

avec ρ_1 est la masse volumique de l'agrégat poreux sous vide.

Dans le cas des matériaux poreux acoustiques qui sont en général saturés d'air, le squelette est des fois beaucoup plus lourd et plus rigide que le fluide interstitiel. Ainsi les mouvements de la structure solide peuvent induire des vibrations dans le fluide, sans que ça soit réciproque. Par conséquent, l'onde de compression solide se propage dans les deux milieux. Par contre, l'onde de compression fluide se propage seulement dans la phase fluide.

Le modèle de Biot était élaboré à partir des équations d'équilibres (ou les relations contraintes-déformations) pour la phase liquide et solide qui sont de la forme :

$$\tilde{\sigma}_{ij}^s = [(\tilde{P} - 2\tilde{N})\theta^s + \tilde{Q}\theta^f]\delta_{ij} + 2\tilde{N}e_{ij}^s \quad (3.36)$$

$$\tilde{\sigma}_{ij}^f = (\tilde{Q}\theta^s + \tilde{R}\theta^f)\delta_{ij} = (-\phi p)\delta_{ij} \quad (3.37)$$

Avec :

- $\tilde{\sigma}_{ij}^s$ et $\tilde{\sigma}_{ij}^f$ sont respectivement les matrices des contraintes dans la phase solide et fluide
- $\tilde{\sigma}_{ij}^s$ et $\tilde{\sigma}_{ij}^f$ sont respectivement les matrices des déformations dans la phase solide et fluide
- u^s et u^f sont respectivement les vecteurs des déplacements de la phase solide et liquide
- θ^s et θ^f sont respectivement les dilatations de la phase solide et fluide
- p est la pression dans la phase fluide
- δ_{ij} est le symbole de Kronecker (σ_{ij}^f diagonale)

\tilde{P} , \tilde{N} , \tilde{Q} et \tilde{R} sont déterminés à partir des trois expériences proposées par Biot sous l'appellation Gedanken et détaillées par Allard et Atalla[3].

Ainsi

$$\tilde{N} = \frac{\tilde{E}}{2(1+\nu)} \text{ qui est aussi le module de cisaillement} \quad (3.38)$$

$$\tilde{Q} = \frac{\left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s}\right)\phi K_s}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{\tilde{K}_f}} \quad (3.39)$$

$$\tilde{P} = \frac{(1 - \phi)\left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s}\right)K_s}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{\tilde{K}_f}} + \frac{4}{3}\tilde{N} \quad (3.40)$$

$$\tilde{R} = \frac{\phi^2 K_s}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{\tilde{K}_f}} \quad (3.41)$$

avec K_s , K_b et \tilde{K}_f respectivement les modules d'incompressibilité volumique du matériau constituant de la structure, celui du poreux macro-homogénéisé et celui du fluide interstitiel.

Dans le cas où le module de compressibilité du poreux est beaucoup plus faible que celle du matériau constituant, ce qui est souvent le cas pour les matériaux acoustiques. \tilde{P} , \tilde{Q} et \tilde{R} peuvent être simplifiés d'avantage comme suit :

$$\tilde{Q} = (1 - \phi)\tilde{K}_f \quad (3.42)$$

$$\tilde{R} = \phi\tilde{K}_f \quad (3.43)$$

$$\tilde{P} = \frac{4}{3}\tilde{N} + \tilde{K}_b + \frac{(1 - \phi)^2}{\phi}\tilde{K}_f \quad (3.44)$$

Les équations de mouvement de la phase solide et fluide sont obtenues en appliquant le formalisme de Lagrange, avec u^s et u^f les variables généralisées.

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{11}u^s + \tilde{\rho}_{12}u^f) = (\tilde{P} - \tilde{N})\nabla\nabla \cdot u^s + \tilde{N}\nabla^2 u^s + \tilde{Q}\nabla\nabla \cdot u^f \quad (3.45)$$

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{22}u^f + \tilde{\rho}_{12}u^s) = \tilde{Q}\nabla\nabla \cdot u^s + \tilde{R}\nabla\nabla \cdot u^f \quad (3.46)$$

Les $\tilde{\rho}_{ij}$ sont les masses volumiques apparentes de BIOT qui dépendent de la nature et de la géométrie du poreux ainsi que de la masse volumique du fluide interstitiel.

Si on note ρ_1 la masse volumique du poreux, ρ_f la masse volumique du fluide, et α la tortuosité géométrique; les masses volumiques apparentes seront exprimées comme suit :

$$\tilde{\rho}_{11} = \rho_1 - \phi\rho_f(\alpha - 1) - j\sigma\phi^2\frac{\tilde{G}(\omega)}{\omega} \quad (3.47)$$

$$\tilde{\rho}_{12} = \phi\rho_f(\alpha - 1) + j\sigma\phi^2\frac{\tilde{G}(\omega)}{\omega} \quad (3.48)$$

$$\tilde{\rho}_{22} = \phi\rho_f + \phi\rho_f(\alpha - 1) - j\sigma\phi^2\frac{\tilde{G}(\omega)}{\omega} \quad (3.49)$$

avec $\tilde{G}(\omega)$ la fonction visqueuse exprimée précédemment en (3.50)

Pour résoudre les équations d'ondes dans le cas des ondes de compression, les déplacements fluides et solides peuvent être assimilés à des champs continus et irrotationnels. Ainsi, on peut définir deux potentiels scalaires comme suit :

$$u^s = \nabla\varphi^s \quad (3.51)$$

$$u^f = \nabla\varphi^f \quad (3.52)$$

En injectant (3.50) et (3.51) dans (3.45) et (3.46); les équations d'ondes deviennent :

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{11}\varphi^s + \tilde{\rho}_{12}\varphi^f) = \tilde{P} \nabla^2 \varphi^s + \tilde{Q} \nabla^2 \varphi^f \quad (3.53)$$

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{22}\varphi^f + \tilde{\rho}_{12}\varphi^s) = \tilde{R} \nabla^2 \varphi^f + \tilde{Q} \nabla^2 \varphi^s \quad (3.54)$$

Ainsi les nombres d'ondes complexes des deux ondes de compression sont donnés par:

$$\delta_1^2 = \frac{\omega^2}{2(\tilde{P}\tilde{R} - \tilde{Q}^2)} [\tilde{P}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{R}\tilde{\rho}_{11} - 2\tilde{Q}\tilde{\rho}_{12} - \sqrt{\Delta}] \quad (3.55)$$

$$\delta_2^2 = \frac{\omega^2}{2(\tilde{P}\tilde{R} - \tilde{Q}^2)} [\tilde{P}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{R}\tilde{\rho}_{11} - 2\tilde{Q}\tilde{\rho}_{12} + \sqrt{\Delta}] \quad (3.56)$$

Avec

$$\Delta = [\tilde{P}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{R}\tilde{\rho}_{11} - 2\tilde{Q}\tilde{\rho}_{12}]^2 - 4(\tilde{P}\tilde{R} - \tilde{Q}^2)(\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2) \quad (3.57)$$

Pour les ondes de cisaillement, les déplacements fluide et solide peuvent être assimilés à un champ vectoriel de divergence nulle, ainsi ils peuvent dériver d'un potentiel vecteur conformément aux relations :

$$u^s = \nabla \wedge \psi^s \quad (3.58)$$

$$u^f = \nabla \wedge \psi^f \quad (3.59)$$

En injectant (1.57) et (1.58) dans (1.45) et (1.46), les équations d'ondes deviennent :

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{11}\psi^s + \tilde{\rho}_{12}\psi^f) = \tilde{N} \nabla^2 \varphi^f \quad (3.60)$$

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{22}\psi^f + \tilde{\rho}_{12}\psi^s) = 0 \quad (3.61)$$

Ainsi, il existe une seule onde de cisaillement dont le nombre d'onde complexe est donné par:

$$\delta_3^2 = \frac{\omega^2}{\tilde{N}} \left(\frac{\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2}{\tilde{\rho}_{22}} \right) \quad (3.62)$$

Atalla et Allard ont proposé une écriture modifiée des équations de Biot, qui remplace le déplacement de la phase fluide par la pression. En fait, ces deux variables sont liées par l'équation suivante :

$$u^f = \frac{\phi}{\omega^2 \tilde{\rho}_{eq}} \nabla p - \frac{\tilde{\rho}_s}{\tilde{\rho}_{eq}} u^s \quad (3.63)$$

ainsi les équations de Biot ont été redéfinies comme suit :

$$\tilde{\mu} \nabla^2 u^s + (\tilde{\lambda} + \tilde{\mu}) \nabla \nabla \cdot u^s + \omega^2 \tilde{\rho}_s u^s = -\tilde{\gamma} \nabla p \quad (3.64)$$

$$\Delta p + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{eq}}{\tilde{K}_{eq}} p = \omega^2 \tilde{\gamma} \tilde{\rho}_{eq} \nabla \cdot u^s \quad (3.65)$$

Avec

- $\tilde{\gamma}$ le coefficient de couplage entre phase liquide et solide (Q)

Tel que
$$\tilde{\gamma} = \phi \left(\frac{\tilde{\rho}_{12}}{\tilde{\rho}_{22}} - \frac{\tilde{Q}}{\tilde{R}} \right) \quad (3.66)$$

- $\tilde{\rho}_s$ la masse volumique effective de la phase solide

tel que
$$\tilde{\rho}_s = \tilde{\rho}_{11} - \frac{\tilde{\rho}_{12}^2}{\tilde{\rho}_{22}} + \tilde{\gamma}^2 \tilde{\rho}_f \quad (3.67)$$

- $\tilde{\rho}_{eq}$ la masse volumique équivalente du matériau poreux

tel que
$$\tilde{\rho}_{eq} = \frac{\tilde{\rho}_{22}}{\phi^2} \quad (3.68)$$

- $\tilde{\lambda}$ et $\tilde{\mu}$ les coefficients de Lamé effectifs de la phase solide
- \tilde{K}_{eq} l'incompressibilité volumique équivalente

Le modèle élastique de Biot est le modèle acoustique le plus généralisé. Il emploie neuf paramètres pour décrire la propagation acoustique dans le milieu poreux.

3.2.2 Modèle Souple (fluide équivalent)

Un matériau poreux peut être modélisé comme étant souple si le module d'incompressibilité volumique de son squelette à vide K_s est négligeable devant celui du fluide saturant K_0 . C'est le cas pour la majorité des matériaux fibreux. Pour ces derniers, les fibres constitutantes sont en général assez légères pour qu'elles se mettent en mouvement sous l'effet de couplage visqueux ou inertiel avec le fluide interstitiel. Selon le critère proposé par Beranek [8], pour qu'un poreux soit considéré comme souple, il faut que la condition suivante soit vérifiée :

$$|K_s / K_0| < 0.05$$

Doutres et Dauchez [20, 21] ont défini un nouveau critère de validité appelé FSI (frame structure interaction) donné par :

$$FSI = \frac{\tilde{\rho}_{mou}}{\tilde{\rho}_c} (\tilde{K}_s / \tilde{K}_0) \quad (3.69)$$

avec $\tilde{\rho}_c = \tilde{\rho}_1 - \frac{\tilde{\rho}_{12}}{\phi}$ (3.70)

Ce critère s'avère plus tolérant que le critère de Beranek, ramenant la condition sur K_s et K_0 à [3] :

$$|K_s / K_0| < 0.2$$

Si on reprend l'écriture d'Atalla des équations de Biot [3], tout en négligeant les contraintes dans la phase solide, les équations d'ondes seront réduites à :

$$\Delta p + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{mou}}{\tilde{K}_{eq}} p = 0 \quad (3.71)$$

avec $\tilde{\rho}_{mou} = \frac{\tilde{\rho}_{eq}\tilde{\rho}_s}{\tilde{\rho}_{eq}\tilde{\gamma}^2 + \tilde{\rho}_s}$ (3.72)

Vu que pour la majorité des matériaux poreux, le module de compressibilité du squelette est en général très inférieur à celui du matériau constituant, Panneton [3, 49] a proposé l'approximation suivante pour la masse volumique effective du modèle souple :

$$\tilde{\rho}_{mou} \approx \frac{(\rho_1 + \phi\rho_0)\tilde{\rho}_{eq} - \rho_0^2}{(\rho_1 + \phi\rho_0) + \tilde{\rho}_{eq} - 2\tilde{\rho}_0} \quad (3.73)$$

L'appellation ‘fluide équivalent’ vient du fait que la propagation est décrite par une équation similaire à l'équation de Helmholtz avec des paramètres acoustiques équivalents à celles d'un fluide homogène ayant le même comportement.

3.2.3 Modèle rigide (fluide équivalent)

Le modèle rigide suppose que le squelette du poreux est fixe et indéformable sous l'effet de l'excitation acoustique. Cette hypothèse est bien valide dans le cas où la masse ou la raideur de la structure est beaucoup supérieure à la masse ou la raideur de l'air. Donc le vecteur déplacement u^s et le vecteur contrainte σ^s du squelette peuvent être considérés comme nuls. En injectant ces approximations dans l'écriture (p, u^s) des équations de Biot on récupère l'équation de propagation d'onde du cas rigide

$$\Delta p + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{eq}}{\tilde{K}_{eq}} p = 0 \quad (3.74)$$

Dans la littérature, les propriétés acoustiques d'un modèle rigide sont des fois données par les couples:

- (\tilde{Z}_c, \tilde{k}) qui sont respectivement, l'impédance caractéristique complexe et le nombre d'onde complexe. C'est la représentation la plus courante pour les modèles empiriques
- $(\tilde{\rho}_{eq}, \tilde{K}_{eq})$ qui sont respectivement, la densité volumique complexe et la compression volumique complexe. C'est la représentation la plus courante pour les modèles semi-phénoménologiques et analytiques.

En effet, ces couples des paramètres sont interreliés et peuvent être déduits les uns des autres via les équations suivantes [3, 35]:

$$\tilde{Z}_c = (\tilde{\rho}_{eq} \tilde{K}_{eq})^{\frac{1}{2}} \quad (3.75)$$

$$\tilde{k} = \omega (\tilde{\rho}_{eq} / \tilde{K}_{eq})^{\frac{1}{2}} \quad (3.76)$$

Plus rarement, dans d'autres références, les paramètres acoustiques rigides sont \tilde{Z}_C et $\tilde{\Gamma}$ [35] et la représentation suivante est adoptée:

$$\tilde{Z}_C = \tilde{\rho}_{eq} \tilde{c}_{eq} \quad (3.77)$$

$$\tilde{\Gamma} = j(\omega / \tilde{c}_{eq}) \quad (3.78)$$

avec $\tilde{\Gamma} = j\tilde{k}$ est la constante de propagation et \tilde{c}_{eq} la vitesse de propagation équivalente.

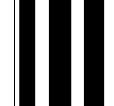
En guise de conclusion, la modélisation d'un poreux se fait généralement en deux étapes (voir Tableau 2):

- La modélisation morphologique : qui consiste à choisir un modèle qui convient aux hypothèses qui sont faites sur la géométrie des pores
- La modélisation structurale : qui consiste à choisir un modèle qui convient aux hypothèses sur les propriétés mécaniques du squelette.

Toutefois, d'autres critères de choix qui sont indépendants des propriétés des matériaux peuvent intervenir lors du choix d'un modèle de propagation. On peut citer :

- Le coût de calcul : par exemple s'il s'agit de modéliser un multicouche en éléments finis, le nombre des paramètres non acoustiques et la nature de la modélisation structurale peuvent, considérablement affecter le temps de calcul
- Les paramètres non acoustiques des matériaux qui sont disponibles
- Le but de modélisation et la précision visée

Tableau 2 : Tableau récapitulatif de modélisation d'un matériau poreux suivant la morphologie des pores et la nature mécanique du squelette

Morphologie des pores	Nombres des paramètres	1 à 2	2 à 3	4 à 6	8
Morphologie des pores	 Pores cylindriques droits	 Pores cylindriques obliques	 Sections non uniformes	 sections non uniformes avec constrictions	
Exemples de modèles	Zwikker&Kosten $\sigma \phi$	Miki $\phi \sigma \alpha$	Wilson $\rho_\infty \tau_{vor} \tau_{ent} K_\infty$ JCA $\phi \sigma \alpha \Lambda \Lambda'$ JCAL $\phi \sigma \alpha \Lambda \Lambda' q_t$	JCAPL $\phi \sigma \alpha \Lambda \Lambda' q_t \alpha_0 \alpha'_0$	

Nature mécanique du squelette	Nature mécanique de la structure	Élastique	Souple	Rigide
Paramètres non acoustiques supplémentaires	+4	E, ν, η et ρ	+1	ρ
Paramètres acoustiques décrivant la propagation	$\tilde{K}_{eq}, \tilde{\rho}_{eq}, \tilde{\lambda}, \tilde{\mu}, \tilde{\rho}_s$ et $\tilde{\gamma}$		\tilde{K}_{eq} et $\tilde{\rho}_{mou}$	\tilde{K}_{eq} et $\tilde{\rho}_{eq}$

Dans la suite, on va adopter une nomenclature de la forme : (modèle morphologique-modèle structural), pour décrire la modélisation utilisée pour un poreux. Ainsi, un fibreux modélisé morphologiquement par le modèle JCA et structuralement avec un modèle de Biot Souple (fluide équivalent) sera décrit par (JCA-Souple).

CHAPITRE 4 MODÉLISATION DES ÉCRANS

Les écrans sont souvent modélisés par leur impédance de surface \tilde{Z}_s en fonction de leurs paramètres non acoustiques [3,44,34]. Si l'on suppose que l'écran est de dimensions latérales infinies (formulation TMM) \tilde{Z}_s est exprimée par:

$$\tilde{Z}_s(\omega) = \frac{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2}{\tilde{v}_2} \quad (4.1)$$

Avec P_1 , P_2 et v_2 sont respectivement, comme représentés sur la Figure 4.1, la pression en amont de l'écran, la pression en aval de l'écran et la vitesse particulière en aval de l'écran. En supposant que l'écran est de faible épaisseur, v_1 et v_2 sont égaux.

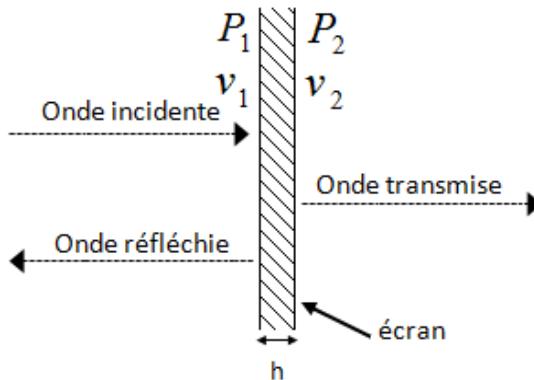


Figure 4.1 Schéma d'incidence normale d'une onde plane sur un écran

Dû à leurs faibles épaisseurs, leurs textures qui sont parfois à motifs répétitifs, et les hypothèses qui en découlent ; les modèles des écrans sont en général plus simples et moins gourmands en paramètres non acoustiques, comparés à ceux des poreux volumineux (matelas).

4.1 Modèle imperméable

Dans le cas où un écran imperméable est intercalé entre deux couches d'air, son impédance de surface est tout simplement donnée par:

$$\tilde{Z}_{simp}(\omega) = r + j\omega\rho_{surf} \quad (4.2)$$

Avec ρ_{surf} la masse surfacique de l'imperméable. Cette impédance peut être déduite de celle d'une plaque mince si l'on néglige la rigidité.

Ce modèle assimile l'écran à une masse qui est libre de bouger sous l'effet de l'excitation acoustique. L'impédance acoustique d'imperméable est par évidence censée être purement réactive et donc purement imaginaire. Toutefois, la composante réelle r peut être présente pour modéliser un effet résistif qui est fonction des conditions de montage de l'écran.

4.2 Modèle résistif

Ce modèle exprime l'impédance de l'écran à partir de sa résistance à l'écoulement R_s et sa masse surfacique ρ_{surf} . Dans le cas où l'écran résistif est libre de vibrer sous l'effet de l'excitation acoustique et donc est entouré, que de l'air, son impédance est exprimée comme suit :

$$\tilde{Z}_s(\omega) = \frac{R_s \cdot j\omega \rho_{\text{surf}}}{(R_s + j\omega \rho_{\text{surf}})} \quad (4.3)$$

avec

$$R_s = \sigma \cdot h \quad (4.4)$$

σ et h sont respectivement la résistivité à l'écoulement de l'écran et son épaisseur.

Par analogie, ce modèle peut être assimilé à deux ressorts montés en série tel que :

$$\frac{1}{\tilde{Z}_s(\omega)} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{j\omega \rho_{\text{surf}}} \quad (4.5)$$

Ainsi, quand l'écran est collé contre une mousse rigide, il ne serait plus libre de vibrer et la partie inertielle de l'impédance serait négligeable. Par conséquent:

$$\frac{1}{\tilde{Z}_s(\omega)} = \frac{1}{R_s} \Leftrightarrow \tilde{Z}_s(\omega) = R_s \quad (4.6)$$

4.3 Modèle des plaques microporées MPP

Comme présentés sur la Figure 4.2, les MPPs sont des plaques minces avec des perforations de l'ordre de sub-millimètres. Les oscillations du volume d'air saturant les perforations (avec un facteur de correction) contre les parois intérieures de ces dernières, et les distorsions de flux au niveau des cols, engendrent des dissipations visqueuses. Quand la plaque perforée est placée devant une cavité d'air, le mécanisme peut être assimilé à un résonateur de

Helmholtz avec le volume d'air dans les perforations jouant le rôle de la masse et la raideur de la cavité d'air jouant le rôle d'un ressort.

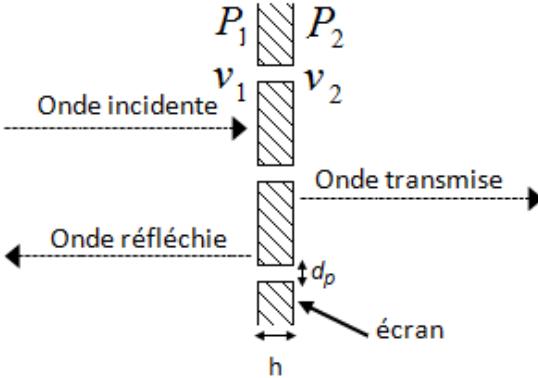


Figure 4.2 Schéma d'incidence normale d'une onde plane sur un écran micro perforé

Maa [44] a proposé une expression pour l'impédance de surface des microperforés qui est exprimée comme suit :

$$\tilde{Z}_{s_{Maa}}(\omega) = r + j\omega m \quad (4.7)$$

Tel que r est la résistance spécifique et ωm est la réactance acoustique qui sont données par :

$$r = \frac{32h\eta_0}{\rho_0 c_0 p d_p^2} \left(\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{32}} + \frac{\sqrt{2}d_p\beta}{32h} \right) \quad (4.8)$$

$$\omega m = \frac{-i\omega h}{\phi_p c_0} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{9 + (\beta^2/2)}} + \frac{0.85d_p}{h} \right) \quad (4.9)$$

et

$$\beta = \frac{d_p}{2} \sqrt{\frac{\rho_0 \omega}{\eta_0}} \quad (4.10)$$

Où d_p , h et ϕ_p , sont respectivement le diamètre des perforations, l'épaisseur de la plaque et son taux de perforation. On peut remarquer que le modèle ne prend pas en compte les vibrations de la plaque mince en tant qu'une membrane souple.

En se basant sur une approche de modélisation électro-acoustique Kang et Fuchs [34] ont proposé un modèle qui prend en compte à la fois, les dissipations visqueuses au niveau des

perforations et l'inertie de la membrane engendrées par l'excitation acoustique. Le modèle proposé n'est qu'un montage en parallèle, de l'impédance d'un imperméable et de celle des MPPs proposée par Maa.

$$\tilde{Z}_{s_{Kang}}(\omega) = \frac{\tilde{Z}_{s_{Maa}}(\omega) + \tilde{Z}_{s_{imp}}(\omega)}{\tilde{Z}_{s_{Maa}}(\omega)\tilde{Z}_{s_{imp}}(\omega)} \quad (4.11)$$

Avec $\tilde{Z}_{s_{Maa}}(\omega)$ est celle exprimée par l'équation (4.7) et $\tilde{Z}_{s_{imp}}(\omega)$ est celle exprimée par l'équation (4.2).

Selon l'écriture de Kang* [34] :

$$\tilde{Z}_{s_{Kang}}(\omega) = R + jX \quad (4.12)$$

avec $R = \frac{H_a H_c + H_b H_d}{H_c^2 + H_d^2}$ (4.13)

et $X = \frac{H_b H_c + H_a H_d}{H_c^2 + H_d^2}$ (4.14)

$$H_a = r_{maa}r_{imp} - \omega^2 m_{maa}m_{imp} \quad (4.15)$$

$$H_b = \omega(r_{maa}m_{imp} - \omega r_{imp}m_{maa}) \quad (4.16)$$

tel que :

$$H_c = r_{maa} + r_{imp} \quad (4.17)$$

$$H_d = \omega(m_{maa} + m_{imp}) \quad (4.18)$$

Il est à noter qu'à partir du diamètre des perforations d_p et du taux de perforation ϕ_p , on peut calculer la résistivité à l'écoulement en utilisant l'équation suivante :

$$\sigma = \frac{32\eta_0}{d_p^2 \phi_p} \quad (4.19)$$

avec η_0 la viscosité dynamique de l'air.

4.4 Modèle de fluide équivalent

En se basant sur le modèle JCA, Atalla et Sgard [7] ont proposé un modèle de fluide équivalent pour les écrans résistifs et les microperforés. Tel que présenté sur la Figure 4.2, ce modèle prend en compte la distorsion de flux d'air sur les bords des pores ainsi que la rayonnement acoustique et la réactance visqueuse. Une tortuosité équivalente, dont l'expression dépend des milieux en amont et en aval de l'écran et de la longueur de correction introduite par l'effet de radiation acoustique, a été proposée.

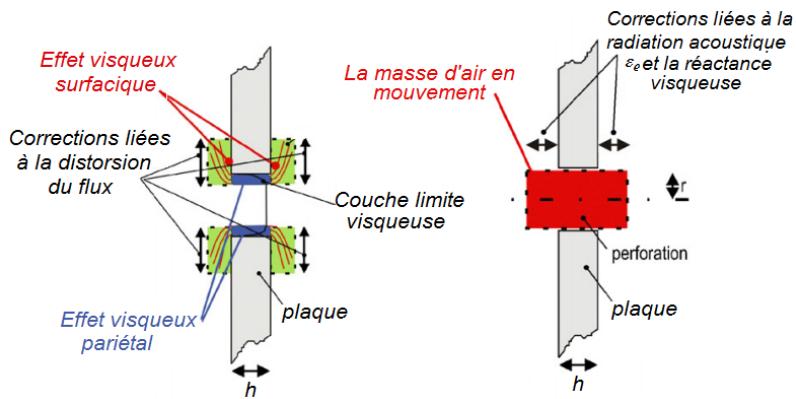


Figure 4.3 Phénomènes physiques impliqués dans la propagation acoustique au niveau d'une perforation [7] (traduit)

L'impédance normale de surface spécifique à une perforation était donnée sous la forme :

$$\tilde{Z}_{s_spé}(\omega) = j\omega\tilde{\rho}_{eq}(\omega)d_p + \phi\tilde{Z}_B \quad (4.20)$$

avec $\tilde{\rho}_{eq}(\omega)$ la masse volumique effective, tel qu'exprimée dans le modèle JCA (voir les équations 1.13 et 1.14) et \tilde{Z}_B est la composante d'impédance dépendante du milieu en aval de l'écran. Dans le cas où ce dernier est de l'air $\tilde{Z}_B = \rho_0 c_0$

La longueur visqueuse et la longueur thermique dans le cas d'un MPP sont toutes les deux égales au rayon hydraulique \bar{r} qui est aussi le rayon de perforation dans le cas des pores cylindriques (voir tableau 1).

$$A = A' = r \quad (4.21)$$

La résistivité à l'écoulement peut être exprimée en fonction du taux et rayon de perforation d'un MPP permettant une analogie avec un poreux non régulier, dans le cas des perforations circulaires.

$$\sigma = \frac{8\eta_0}{\phi r^2} \quad (4.22)$$

Si on considère le comportement asymptotique hautes-fréquences de la masse volumique effective, ce qui correspondant à des perforations submillimétriques, l'impédance normale de surface spécifique serait exprimée comme suit :

$$\tilde{Z}_{s_spé}(\omega) = \alpha_\infty \frac{2h}{r} R_s (1 + j) + j\rho_0 \omega \alpha_\infty d + \phi \tilde{Z}_B \quad (4.23)$$

Par conséquent, l'expression de l'impédance de surface de l'écran dans sa forme généralisée est :

$$\tilde{Z}_s(\omega) = \frac{\tilde{Z}_{s_spé}(\omega)}{\phi} = \alpha_\infty \frac{2h}{r\phi} R_s (1 + j) + j\rho_0 \omega \alpha_\infty d + \tilde{Z}_B \quad (4.24)$$

Le comportement basses-fréquences de la masse volumique effective (comportement statique conduit à l'expression suivante pour l'impédance de surface :

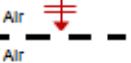
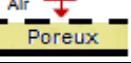
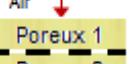
$$\tilde{Z}_s(\omega) = \frac{j\omega\rho_0}{\phi} d \alpha_\infty \left(1 + \frac{\alpha_\infty}{4}\right) + \sigma d + \tilde{Z}_B \quad (4.25)$$

Le fait que la réactance est généralement faible, nous mène à l'expression usuelle de l'impédance de surface d'un écran résistif.

Les expressions de \tilde{Z}_B et α_∞ dépendent des milieux adjacents à l'écran. ε_e est une longueur de correction qui intervient dans l'expression de la tortuosité équivalente et qui dépend du taux de perforation (ou la porosité) et de la géométrie et les dimensions de perforations. Dans le tableau suivant $\tilde{\alpha}_p$ est la tortuosité dynamique qui est par définition le rapport de la masse volumique effective du poreux, tel que défini dans le modèle de Johnson sur celle de l'air:

$$\tilde{\alpha}_p(\omega) = \frac{\tilde{\rho}_{eq}(\omega)}{\rho_0} \quad (4.26)$$

Tableau 3. Les expressions de la tortuosité équivalente et de l'impédance de surface du milieu en aval dépendamment des milieux adjacents au microporéforé

Montage	α_∞	\tilde{Z}_B
	$\alpha_\infty(\omega) = 1 + \frac{2\varepsilon_e}{h}$	$\rho_0 c_0$
	$\alpha_\infty(\omega) = 1 + \frac{2\varepsilon_e}{h}$	$-j\rho_0 c_0 \cot(k_0 L)$
	$\alpha_\infty(\omega) = 1 + \frac{\varepsilon_e}{h}(1 + Re(\tilde{\alpha}_p))$	$\frac{\tilde{Z}_{S-1}}{\phi}$
	$\alpha_\infty(\omega) = 1 + \frac{\varepsilon_e}{h}(Re(\tilde{\alpha}_{p,1}) + Re(\tilde{\alpha}_{p,2}))$	$\frac{\tilde{Z}_{S-1}}{\phi}$

La longueur de correction ε_e est calculée en se basant sur une approche modale. Pour un écran ayant des pores de section circulaire, à motif régulier rectangulaire, et dans le cas où $\sqrt{\phi} < 0.4$, elle est approximée par [3, 7] :

$$\varepsilon_{e_{circulaire}} \approx 0.48\sqrt{\pi r^2}(1 - 1.14)\sqrt{\phi} \quad (4.27)$$

Dans le cas de perforations de section rectangulaire à motif régulier rectangulaire, il suffit de remplacer le rayon par le rayon hydraulique [3, 16]. Ainsi, la longueur de correction sera de approximée par :

$$\varepsilon_{e_{rectangulaire}} \approx 0.48\sqrt{A_{perfo}}(1 - 1.25)\sqrt{\phi} \quad (4.28)$$

avec A_{perfo} la surface de la perforation

Ce modèle a aussi fait ses preuves pour des écrans tissés. En effet, Chevillote[16] a approximé les dimensions des ouvertures dans des tissus via un traitement d'images prises à l'échelle microscopique. Ce qui lui a permis, par la suite, d'estimer le rayon hydraulique moyen des ouvertures. Comme le montre la Figure 4.4, une très bonne corrélation entre les mesures expérimentales et la théorie a été obtenue.

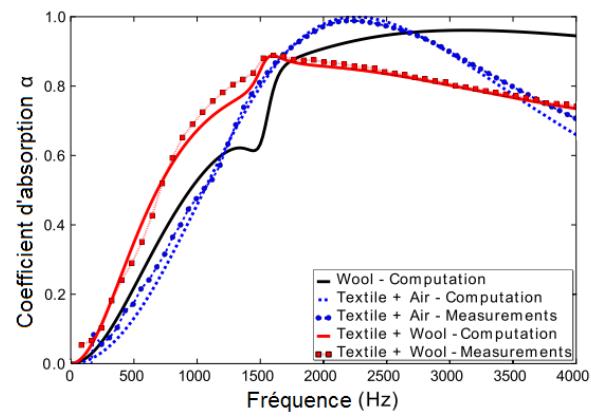


Figure 4.4 Coefficient d'absorption d'un tissu combiné avec une couche de fibres de verre et de l'air. Mesures contre simulations du modèle fluide équivalent pour écrans [15]

CHAPITRE 5 MODÉLISATION DES MULTICOUCHES

5.1 Méthode des matrices de transfert

La méthode de matrice de transfert est un outil permettant de décrire la propagation dans un milieu (fluide, solide ou poreux) en reliant les contraintes et les vitesses de part et d'autre de cette couche.

Dans la suite, on se limite à un milieu représentable par une matrice 2×2 . On considère une onde plane traversant un milieu d'épaisseur finie h , avec un angle d'incidence θ , tel que présenté sur la Figure 5.1.

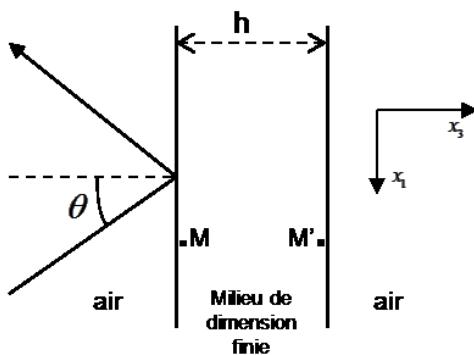


Figure 5.1 Onde plane traversant un milieu de dimension finie

La composante sur x_1 , du vecteur nombre d'onde k_a , n'est que la projection du vecteur nombre d'onde dans l'air sur l'axe x_1 .

$$k_1 = k_2 = k_a \cdot \sin\theta \quad (5.1)$$

La symétrie du problème réduit l'étude au plan (x_1, x_3) . Ainsi, le champ acoustique dans un point quelconque est complètement défini par la pression acoustique en ce point \tilde{P} et la composante de la vitesse particulière sur le troisième axe \tilde{V}_3 . Le vecteur formé par ces deux composantes, qu'on va noter $V_{\text{état}}$ est appelé vecteur d'état. La matrice de transfert $[T]$ permet d'écrire la relation suivante entre les vecteurs d'état de part et d'autre du milieu fini considéré.

$$V_{\text{état}}(M) = [T]V_{\text{état}}(M') \quad (5.2)$$

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} \tilde{P}(M) \\ \tilde{V}_3(M) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{P}(M') \\ \tilde{V}_3(M') \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

Dans le cas où le milieu est symétrique suivant l'épaisseur et donc a la même impédance sur les deux faces, le déterminant de la matrice de transfert est unitaire; et ses éléments diagonaux sont égaux [10, 57].

$$T_{11} = T_{22} \quad (5.4)$$

$$T_{11}T_{22} - T_{21}T_{12} = 1$$

Si la couche considérée est une plaque élastique fine, la matrice de transfert s'écrit sous la forme :

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & \tilde{Z}_P \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

avec Z_P l'impédance de surface qui, dans le cas d'une plaque fine, est donnée par :

$$\tilde{Z}_P = \frac{D}{j\omega} (k_a^4 \sin^4 \theta - k_p^4) \quad (5.6)$$

la rigidité à la flexion D , et le nombre d'onde dans la plaque k_p , sont respectivement données par :

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (5.7)$$

$$k_p = \sqrt{\omega^4 \mu / D} \quad (5.8)$$

Les pertes dues au facteur d'amortissement de la plaque peuvent être introduites en multipliant la rigidité en flexion D par $(1+j\eta)$. En outre, la fréquence angulaire critique est donnée par :

$$\omega_c = c^2 \sqrt{\mu / D} \quad (5.9)$$

Ainsi, l'impédance de surface peut aussi être écrite sous la forme :

$$\tilde{Z}_P = j\omega\mu \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \sin^4 \theta (1 + j\eta) \right) \quad (5.10)$$

donc

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & j\omega\mu \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \sin^4 \theta (1 + j\eta) \right) \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Dans le cas où le milieu de propagation considéré est un fluide, la pression et la vitesse particulières de part et d'autre du milieu sont liées par les équations suivantes :

$$\tilde{P}(M) = \cos(k_a h \cos \theta) \tilde{P}(M') - j \frac{Z \sin(k_a h \cos \theta)}{\cos \theta} \tilde{V}_3(M') \quad (5.11)$$

$$\tilde{V}_3(M') = \cos(k_a h \cos \theta) \tilde{V}_1(M') - j \frac{\cos \theta \cdot \sin(k_a h \cos \theta)}{Z} \tilde{P}(M') \quad (5.12)$$

Ainsi la matrice de transfert sera donnée par la forme suivante :

$$[T] = \begin{bmatrix} \cos(k_a h \cos \theta) & \frac{Z \sin(k_a h \cos \theta)}{\cos \theta} \\ \frac{\sin(k_a h \cos \theta)}{Z} \cos \theta & \cos(k_a h \cos \theta) \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

En fonction de la constante de propagation $\tilde{\Gamma}$ (voir équation (3.78)), la matrice de transfert peut aussi s'écrire sous la forme suivante :

$$[T] = \begin{bmatrix} \cosh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta) & \frac{Z \sinh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta)}{\cos \theta} \\ \frac{\sinh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta)}{Z} \cos \theta & \cosh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta) \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

Dans le cas d'un matériau poreux, les équations de continuité, au niveau de l'interface fluide/poreux, sont données comme suit :

$$\tilde{P}_{interf-} = \tilde{P}_{interf+} \quad (5.15)$$

$$S\tilde{V}_{interf-} = \phi S\tilde{V}_{interf+} \quad (5.16)$$

avec S et ϕ sont respectivement la surface et la porosité du matériau

Il en découle que les matrices de transfert au niveau des interfaces de part et d'autre du matériau sont données et liées entre eux par l'égalité suivante :

$$[T]_{fluide \rightarrow poreux} = [T]_{poreux \rightarrow fluide}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \phi \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

ainsi

$$[T]_{poreux} = [T]_{fluide \rightarrow poreux} \times [T]_{fluide} \times [T]_{poreux \rightarrow fluide} \quad (5.18)$$

$$\text{donc} \quad [T]_{poreux} = \begin{bmatrix} \cosh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta) & \frac{z_c \sinh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta)}{\phi \cos \theta} \\ \frac{\sinh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta)}{z_c} \phi \cos \theta & \cosh(\tilde{\Gamma} h \cos \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_a h \cos \theta) & \frac{z_c \sin(k_a h \cos \theta)}{\phi \cos \theta} \\ \frac{\sin(k_a h \cos \theta)}{z_c} \phi \cos \theta & \cos(k_a h \cos \theta) \end{bmatrix} \quad (5.19)$$

Tel que représenté dans la figure 5.2, dans le cas d'un multicouche, la matrice de transfert de l'ensemble est le produit des matrices de transfert respectives de chaque couche.

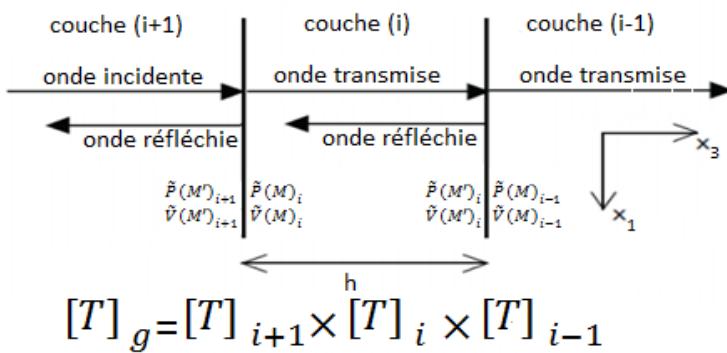


Figure 5.2 Schéma d'incidence normale d'une onde plane traversant un revêtement multicouche et formalisme de matrice de transfert

En se basant sur la figure 5.2, l'équation (5.3) et les équations de continuité de pression et de vitesse au niveau de l'interface entre la couche (i) et la couche (i-1), on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{P}(M)_i \\ \tilde{V}_3(M)_i \end{bmatrix} = [T]_i \begin{bmatrix} \tilde{P}(M')_i \\ \tilde{V}_3(M')_i \end{bmatrix} = [T]_i \begin{bmatrix} \tilde{P}(M)_{i-1} \\ \tilde{V}_3(M)_{i-1} \end{bmatrix} \quad (5.20)$$

Et sachant que l'impédance de surface de la couche (i) est définie par :

$$\tilde{Z}_S^i = \frac{\tilde{P}(M)_i}{\tilde{V}_3(M)_i} \quad (5.21)$$

En combinant les équations (5.20) et (5.21), on obtient la relation suivante entre les impédances de surface de deux couches successives :

$$\tilde{Z}_S^i = \frac{-j \tilde{Z}_S^{i-1} \tilde{Z}_c^i \cot(k_a h) + \tilde{Z}_c^{i^2}}{\tilde{Z}_S^{i-1} - j \tilde{Z}_c^i \cot(k_a h)} \quad (5.22)$$

Si la couche (i-1) correspond à un fond rigide, l'impédance de surface de ce dernier peut être considérée comme étant infinie, ainsi l'équation (5.22) devient :

$$\tilde{Z}_S^i = -j\tilde{Z}_c^i \cot(k_a h) \quad (5.23)$$

Si en plus la couche (i) est une cavité d'air, son impédance caractéristique \tilde{Z}_c^i serait évidemment, celle de l'air et l'équation (5.22) devient :

$$\tilde{Z}_S^i = -j\rho_0 c_0 \cot(k_a h) \quad (5.24)$$

Si l'on note par T_{ij} les composantes de la matrice de transfert d'un revêtement traversé par une onde plane avec un angle d'incidence θ le coefficient de transmission acoustique de ce dernier serait donné comme suit :

$$\tau = 4 \left| T_{11} + \frac{T_{12}}{\rho_0 c_0} \cos \theta + \rho_0 c_0 \frac{T_{21}}{\cos \theta} + T_{22} \right|^{-2} \quad (5.25)$$

Par conséquent, la perte par transmission peut être exprimée comme suit

$$\begin{aligned} STL &= 10 \log_{10} \left(\frac{1}{\tau} \right) \\ &= 20 \log_{10} \left| T_{11} + \frac{T_{12}}{\rho_0 c_0} \cos \theta + \rho_0 c_0 \frac{T_{21}}{\cos \theta} + T_{22} \right| - 6 \end{aligned} \quad (5.26)$$

De même, le coefficient de réflexion est exprimé en fonction des éléments de la matrice de transfert comme suit :

$$R = \frac{T_{11} - \rho_0 c_0 T_{21} \cos \theta^{-1}}{T_{11} + \rho_0 c_0 T_{21} \cos \theta^{-1}} \quad (5.27)$$

D'où l'on peut déduire le coefficient d'absorption à partir de la relation suivante :

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (5.28)$$

Si on récapitule, un cas simple d'un problème de type 'fluide équivalent' avec une onde incidente plane, nous a servi comme exemple, pour exposer le formalisme des matrices de transfert en tant qu'outil de résolution des problèmes de propagation. Le cas de monocouche pour différents types de milieux, ainsi que l'assemblage multicouche, ont été présentés. Par contre, compte tenu des variables du problème (nature de l'excitation, propriétés mécaniques des couches (Biot), nature de couplage), la matrice de transfert peut gagner davantage en complexité et en dimensions, et on peut avoir à faire recours à des

matrices additionnelles d'interfaçage entre les couches. La limitation principale de la méthode de matrice de transfert est l'hypothèse des dimensions latérales infinies. Par conséquent, contrairement à la méthode des éléments finis par exemple, il serait impossible de prendre en compte les conditions limites sur les bords d'un revêtement avec la méthode de matrice de transfert en tant que telle.

5.2 Méthode d'analyse statistique d'énergie (SEA)

Sachant que le spectre audible de l'humain peut atteindre 20KHz et qu'au moins six éléments par longueur d'onde, sont nécessaires pour une approche déterministe, il est clair que même pour le volume d'un habitacle de voiture, la résolution par une méthode de type éléments finis d'un problème vibro-acoustique pourrait devenir un véritable fardeau pour les calculateurs, aussi puissantes qu'ils soient. Ceci n'est qu'un exemple de problème parmi d'autres, que la méthode d'analyse statistique d'énergie a permis de pallier.

Comme son nom l'indique, la SEA est une méthode basée sur l'étude du bilan énergétique des systèmes vibro-acoustiques. Elle consiste à subdiviser le système en des sous-systèmes couplés entre eux. Un sous-système est par définition une population statistique de modes ayant la même nature physique. La loi de conservation d'énergie s'applique pour chacun d'eux de sorte que la puissance reçue soit égale à la puissance évacuée, que ça soit par des voies de transmission ou de dissipation. Les voies de transmission d'énergie entre sous-systèmes sont caractérisées par des coefficients de couplage et les voies de dissipation par des coefficients de perte. Le caractère statistique de la méthode, incarné par un moyennement spatiale et temporaire simplifie énormément la modélisation des systèmes vibro-acoustiques. En outre, la méthode SEA est beaucoup plus tolérante pour les détails géométriques du système et d'autant moins gourmande en calcul pour des excitations hautes fréquences (en se basant sur le rapport dimension caractéristique de la structure sur la longueur d'onde) si comparée à d'autres techniques de type éléments finis FEM. En outre, du fait qu'en réalité les systèmes physiques ne peuvent être exactement similaires, la méthode SEA est avantageuse pour son aspect statistique comme outil de prédiction dans un contexte industriel.

Tableau 4 Principaux avantages et inconvénients de la méthode d'analyse statistique énergétiques

Avantages de la SEA	Inconvénients de la SEA
<ul style="list-style-type: none"> • N'est pas sensible à la complexité de la géométrie • Faible nombre de degrés de liberté • N'est pas couteuse en temps de calcul • Efficace sur un large spectre fréquentiel • Gagne en précision en hautes fréquences • Permet de prédire le comportement vibratoire et acoustique dès la phase de conception 	<ul style="list-style-type: none"> • Demande de l'expertise • Efficacité limitée aux hypothèses de la méthode • Limitée aux moyennes et hautes fréquences • Des fois c'est difficile de vérifier les hypothèses sur lesquels elle est basée

5.3 Hypothèses de la SEA

- Excitation aléatoire (bruit blanc) et donc excitation égale de tous les modes
- Densité modale élevée aux bandes de fréquence d'intérêt
- Équiprobabilité spatiale de l'excitation et donc excitation équiprobable de tous les modes
- L'énergie est contrôlée par les modes résonants et les modes en dehors de la bande de fréquence d'intérêt ne participent pas aux échanges d'énergie
- Faible couplage entre sous-systèmes
- Équipartition de l'énergie entre les modes
- Faible amortissement

5.4 Formulation SEA

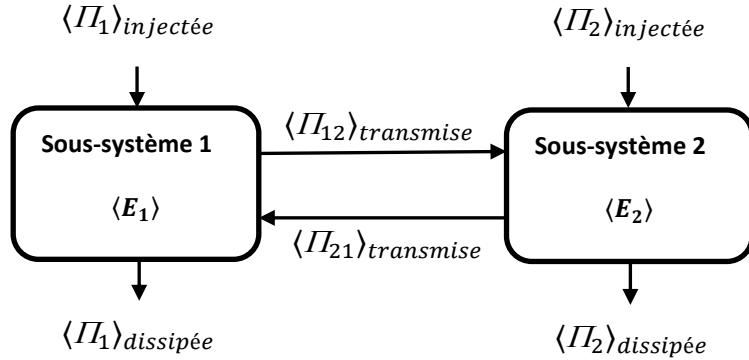


Figure 5.3 Modèle SEA d'un système composé de deux sous-systèmes couplés

Si on prend à titre d'exemple le système simple composé de deux sous-systèmes discrets couplés schématisé par la figure 5.3, le bilan de puissances moyennes $\langle \Pi_i \rangle$ du système s'écrit comme suit :

$$\begin{cases} \langle \Pi_1 \rangle_{injectée} = \langle \Pi_1 \rangle_{dissipé} + \langle \Pi_{12} \rangle_{échangée} \\ \langle \Pi_2 \rangle_{injectée} = \langle \Pi_2 \rangle_{dissipé} + \langle \Pi_{21} \rangle_{échangée} \end{cases} \quad (5.29)$$

La dissipation d'énergie par un sous-système i est gouvernée par un facteur de perte (DLF) qu'on note η_i . Ainsi la puissance dissipée correspondante peut être exprimée comme suit :

$$\langle \Pi_i \rangle_{dissipée} = \omega_i \eta_i \langle E_i \rangle \quad (5.30)$$

avec $\langle E_i \rangle$ l'énergie moyenne dans le sous-système i et ω_i sa fréquence angulaire d'excitation

De même, les échanges d'énergie entre sous-systèmes sont gouvernés par les facteurs de perte par couplage (CLF) qui sont ici-bas notés η_{ij} .

$$\langle \Pi_{ij} \rangle_{échangée} = \omega_i \eta_{ij} \langle E_i \rangle - \omega_j \eta_{ji} \langle E_j \rangle \quad (5.31)$$

Ainsi le bilan de puissance s'écrit :

$$\begin{cases} \langle \Pi_1 \rangle_{injectée} = \omega_1 (\eta_1 + \eta_{12}) \langle E_1 \rangle - \omega_2 \eta_{21} \langle E_2 \rangle \\ \langle \Pi_2 \rangle_{injectée} = \omega_2 (\eta_2 + \eta_{21}) \langle E_2 \rangle - \omega_1 \eta_{12} \langle E_1 \rangle \end{cases} \quad (5.32)$$

Dans le cas des sous-systèmes continus couplés, l'une des hypothèses fondamentales de la SEA est l'équipartition d'énergie entre modes. Ainsi, on définit l'énergie vibratoire moyenne par mode :

$$\langle E_i \rangle_t = \frac{E_i}{N_i} \quad (5.33)$$

Avec N_i le nombre des modes du sous-système (i).

Le nombre de modes résonants dans une bande fréquentielle, ΔN divisé par la largeur de cette bande $\Delta\omega$ lorsque cette dernière tend vers zéro, définit la densité modale.

$$n(\omega) = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta\omega} = \frac{dN}{d\omega} \quad (5.34)$$

La séparation modale est donnée par

$$s_m(\omega) = \frac{\Delta\omega}{\Delta N} \quad (5.35)$$

Ainsi on peut en déduire l'expression de chevauchement modal $M(\omega)$ qui est par définition :

$$M(\omega) = \frac{\omega\eta}{s_m(\omega)} = \omega\eta m(\omega) \quad (5.36)$$

avec η l'amortissement du système.

Le tableau suivant résume quelques formules usuelles pour la densité modale

Tableau 5 Formules usuelles de la densité modale pour des géométries simples

Système	Densité modale $n(\omega)$	Vitesse de propagation
Poutre en torsion de longueur L	$\frac{L}{\pi c_{tor}}$	$c_{tor} = \sqrt{\frac{JG}{I_P}}$
Poutre en flexion de longueur L	$\frac{L}{\pi c_{flexion}}$	$c_{flex} = \sqrt{\omega^4 \frac{EI}{\rho A}}$
Poutre en compression de longueur L	$\frac{L}{\pi c_{comp}}$	$c_{comp} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$
Plaque en flexion de surface A et d'épaisseur h	$\frac{A}{3.6c_{flex}h} = \frac{A}{4\pi} \sqrt{\frac{\rho h}{D}}$	$c_{flex} = \sqrt{\omega^4 \frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}$
Cavité acoustique de volume V	$\frac{V\omega^2}{2\pi^2 c_0^3} + \frac{A\omega^2}{8\pi c_0^2} + \frac{P}{16\pi c_0}$	$c_0 = \sqrt{\frac{\gamma_0 P_0}{\rho_0}}$
avec : E module de Young v coefficient de poisson J constante de torsion h épaisseur	I_P moment d'inertie par rapport à l'axe de torsion I moment d'inertie surfacique G module de cisaillement D module de rigidité en flexion	V volume L longueur A surface P pérимètre P₀ pression atmosphérique γ₀ rapport de chaleur spécifique de l'air ρ₀ masse volumique de l'air ρ masse volumique du matériau

En prenant l'exemple présenté par la Figure 5.3 et en posant β_{12} comme coefficient de couplage global entre modes, la puissance échangée $\langle \Pi_{12} \rangle_{échangée}$, dans le cas de systèmes continus couplés peut s'écrire sous la forme

$$\langle \Pi_{12} \rangle_{échangée} = \beta_{12} \left[\frac{E_1}{N_1} - \frac{E_2}{N_2} \right] \quad (5.37)$$

L'équation (5.34) permet d'écrire :

$$N_1 = n_1(\omega)\Delta\omega \text{ de même } N_2 = n_2(\omega)\Delta\omega \quad (5.38)$$

Si on pose les coefficients de perte par couplage

$$\eta_{12} = \frac{\beta_{12}}{\omega n_1(\omega)\Delta\omega} \text{ et de même } \eta_{21} = \frac{\beta_{12}}{\omega n_2(\omega)\Delta\omega} \quad (5.39)$$

D'où on peut déduire l'équation de réciprocité, appelée aussi équation de consistance ou de cohérence:

$$n_1 \eta_{12} = n_2 \eta_{21} \quad (5.40)$$

Finalement, la puissance échangée peut s'écrire comme suit $\langle \Pi_{12} \rangle_{échangée}$:

$$\langle \Pi_{12} \rangle_{échangée} = \omega n_1 \eta_{12} \left[\frac{E_1}{N_1} - \frac{E_2}{N_2} \right] = \omega \eta_{12} E_1 - \omega \eta_{21} E_2 \quad (5.41)$$

L'une des hypothèses fondamentales de la SEA est le faible couplage entre sous-systèmes. De ce fait, on peut supposer que les échanges entre deux sous-systèmes ne sont pas affectés par la présence des autres. Ce qui nous permet de généraliser l'expression de la puissance échangée et l'équation de réciprocité comme suit :

$$\langle \Pi_{ij} \rangle_{échangée} = \omega n_i \eta_{ij} \left[\frac{E_i}{N_i} - \frac{E_j}{N_j} \right] \quad (5.42)$$

$$n_i \eta_{ij} = n_j \eta_{ji} \quad (5.43)$$

D'où l'on peut déduire l'écriture matricielle de l'équation fondamentale de la SEA pour un nombre (m) de sous-systèmes :

$$\omega \begin{bmatrix} \left(\eta_1 + \sum_{i \neq 1} \eta_{1i} \right) n_1 & -n_1 \eta_{12} & \cdots & -n_1 \eta_{1m} \\ -n_2 \eta_{21} & \left(\eta_2 + \sum_{i \neq 2} \eta_{2i} \right) n_2 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ -n_m \eta_{m1} & \cdots & \cdots & \left(\eta_m + \sum_{i \neq m} \eta_{mi} \right) n_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{E_1}{n_1} \\ \frac{E_2}{n_2} \\ \vdots \\ \frac{E_m}{n_m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Pi_1 \\ \Pi_2 \\ \vdots \\ \Pi_m \end{bmatrix} \quad (5.44)$$

CHAPITRE 6 CRÉATION D'UNE BANQUE DE DONNÉES

Dans ce chapitre, on expose les différentes techniques de caractérisation des propriétés non acoustiques des matériaux tout en définissant ces dernières. Le modèle fluide-équivalent conventionnel qui est appliqué au laboratoire de GAUS est généralement celui de Johnson-Champoux-Allard, qu'on note ici JCA. Ainsi, seuls les paramètres non acoustiques constituant ce modèle sont présentés. À ces derniers, s'ajoutent les paramètres mécaniques du squelette pour compléter le modèle de Biot. Dans la suite on décrit brièvement les techniques expérimentales employées pour la caractérisation directe, ainsi que les méthodes numériques inverses. Un outil de lecture et de gestion de base de données, à partir des fichiers bruts des logiciels de caractérisation et de mesure, a été créé et est présenté plus loin dans ce chapitre.

6.1 Caractérisation des paramètres non acoustiques

6.1.1 Méthode directe

Cette méthode consiste à déterminer les paramètres acoustiques à partir des mesures expérimentales en moyennant des techniques développées pour ce fait. Dans la suite on définit chacun de ces paramètres et on présente la technique appliquée pour sa détermination.

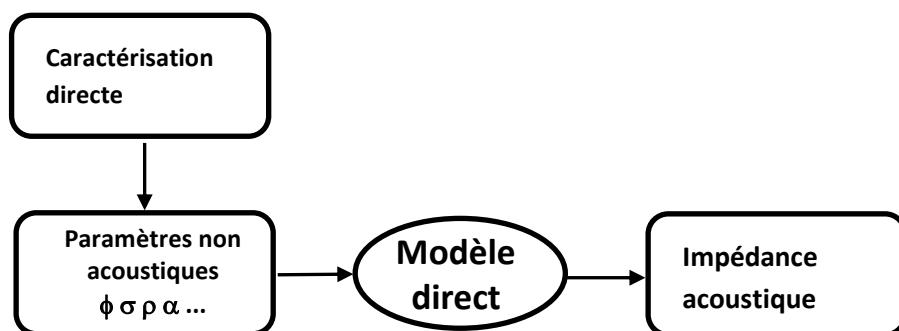


Figure 6.1 Méthode directe (Algorithme graphique de la méthode)

La porosité ouverte ϕ

Ce paramètre est par définition le rapport entre le volume du fluide interstitiel (généralement l'air) et le volume total de l'échantillon à caractériser.

$$\phi = \frac{V_f}{V_{tot}} = \frac{V_{tot} - V_s}{V_{tot}} = 1 - \frac{V_s}{V_{tot}} \quad (6.1)$$

La méthode qui a été appliquée durant ce projet est la méthode de ‘Pression/Mass’ [51]. Le banc de test ,appelé prosimètre, consiste en une chambre à vide équipée d'un capteur de pression numérique, une pompe à vide, une bonbonne d'argon et une balance haute sensibilité.



Figure 6.2 Chambre à vide, capteur de pression, bonbonne à Argon et balance à haute sensibilité

En plus de la porosité ouverte, cette méthode permet aussi de déterminer la masse volumique. L'argon est un gaz lourd. Cette propriété permet une meilleure précision de mesure sur des échantillons de plus petites dimensions [51]. La caractérisation se fait sur quartes étapes, tel que présenté dans le tableau suivant :

Tableau 6 étapes de mesure de porosité ouverte suivant la méthode masse/pression et les paramètres à mesurer dans chaque étape. (Figures [51] traduites)

m_1 (g)	P_1 (Psi)	m_2 (g)	P_2 (Psi)
m_3 (g)	P_3 (Psi)	m_4 (g)	P_4 (Psi)

Ainsi, après la série des mesures décrites ci-dessus, la porosité ouverte et la masse volumique peuvent être obtenues en appliquant les relations suivantes :

$$\phi = 1 - \frac{RT}{V_{tot}} \left(\frac{m_2 - m_1}{P_2 - P_1} - \frac{m_4 - m_3}{P_4 - P_3} \right) \quad (6.2)$$

$$\rho_1 = \frac{m_3 - m_1}{V_{tot}} \quad (6.3)$$

La résistivité statique à l'écoulement σ (Ns/m⁴)

Ce paramètre décrit la capacité d'un poreux de s'opposer au flux fluide à travers sa surface S au long de son épaisseur h. Il est caractérisé par une différence de pression minimale ΔP , nécessaire pour la création d'un écoulement laminaire.



Figure 6.3 Résistivimètre de LCMA

En pratique, on applique la méthode directe des normes ASTM C522-02 et ISO9053-91. On impose un écoulement laminaire, très faible (résistivité statique) et constant Q et on mesure la différence de pression ΔP . Ainsi la résistivité peut être déduite grâce à la formule suivante :

$$\sigma = \frac{\Delta P S}{Q h} \text{ (Rayl/m)} \quad (6.4)$$

La tortuosité α_∞

Dû à la géométrie tortueuse des pores, la longueur moyenne parcourue par l'onde dans un poreux suite à une différence de pression entre les deux faces de ce dernier n'est pas

toujours égale à l'épaisseur. Si on note par L' la longueur moyenne d'une ligne de courant particulière et h l'épaisseur du matériau traversé, la tortuosité statique α_∞ sera donnée par :

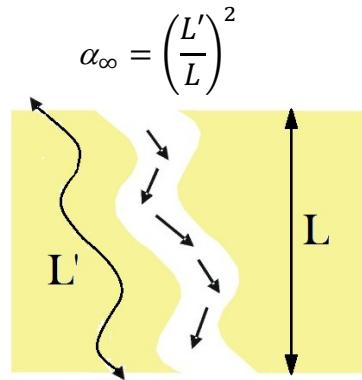


Figure 6.4 Représentation schématique de la tortuosité-épaisseur L et longueur d'une ligne de courant L'

Ce paramètre est généralement supérieur à un et peut être compris entre deux et trois dans le cas des mousses réticulées par exemple. Une autre écriture de la tortuosité est proposée en fonction de la vitesse particulière et est donnée sous la forme suivante :

$$\alpha_\infty = \frac{\frac{1}{V_h} \int_{V_h} v^2 dV_h}{\left(\frac{1}{V_h} \int_{V_h} v dV_h \right)^2} \quad (6.5)$$

avec V_h est le volume d'homogénéisation et v est la vitesse particulière en hautes fréquences. En effet, cette grandeur est la limite hautes fréquences de la tortuosité dynamique.

La tortuosité peut aussi être écrite en fonction des vitesses d'onde traversant le fluide saturant C et C_0 , respectivement en présence et en absence du squelette [2].

$$\alpha_\infty = \left(\frac{C_0}{C} \right)^2 (1 - 2\varphi) \quad (6.6)$$

Cette formule est très utile pour la mesure expérimentale de la tortuosité. En effet, avec un émetteur et un récepteur ultrasonores placés face à face, on peut mesurer le temps mis par une onde pour voyager de l'un à l'autre. Ainsi, la différence entre les temps du parcours dans les cas avec et sans squelette intercalé, nous permet de déduire le terme $\left(\frac{C_0}{C} \right)$. L'angle de perte φ , peut être déduit de l'amortissement subi par les impulsions ultrasonores.



Figure 6.5 Tortuosimètre à transmission ultrasonore (UTM)

Longueur caractéristique visqueuse Λ

C'est un paramètre qui décrit les dissipations visqueuses en haute et moyennes fréquences, introduit par Johnson et Koplik [32]. Il est exprimé par la formule suivante :

$$\Lambda = 2 \frac{\int_{V_p} v^2 dV_p}{\int_{S_p} v^2 dS_p} \quad (6.7)$$

avec S_p et V_p respectivement la surface de l'interface fluide-squelette du pore, appelée aussi surface mouillée et le volume de ce dernier. v est la vitesse particulaire du fluide non visqueux au niveau des pores. La morphologie microscopique des matériaux acoustiques typiques consiste généralement en des pores interreliés entre eux avec des bronchioles. Les dissipations visqueuses se font principalement au niveau de ces interconnexions vu qu'ils représentent la section d'écoulement la plus faible dans la microstructure. La longueur caractéristique visqueuse correspond au rayon moyen de ces interconnexions.

Longueur caractéristique thermique Λ'

Ce paramètre était introduit par Champoux et Allard [15] pour décrire les dissipations thermiques qui sont présentes en hautes et moyennes fréquences. Elle est de l'ordre de grandeur du rayon moyen des pores et est exprimée comme suit :

$$\Lambda' = 2 \frac{\int_{V_p} dV_p}{\int_{S_p} dS_p} \quad (6.8)$$

avec S_p et V_p sont respectivement la surface de l'interface fluide-squelette du pore et le volume de ce dernier.

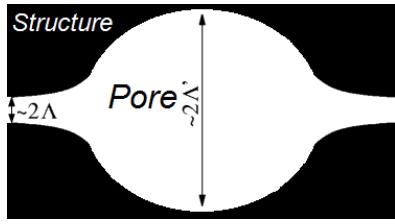


Figure 6.6 Longueur thermique et longueur visqueuse dans un pore

Les longueurs thermique et visqueuse sont des propriétés intrinsèques au squelette et ne sont pas simples à mesurer directement avec précision. Toutefois, comme dans l'exemple présenté à la Figure 6.7, la longueur thermique peut être estimée via des techniques d'imagerie numérique de la microstructure.

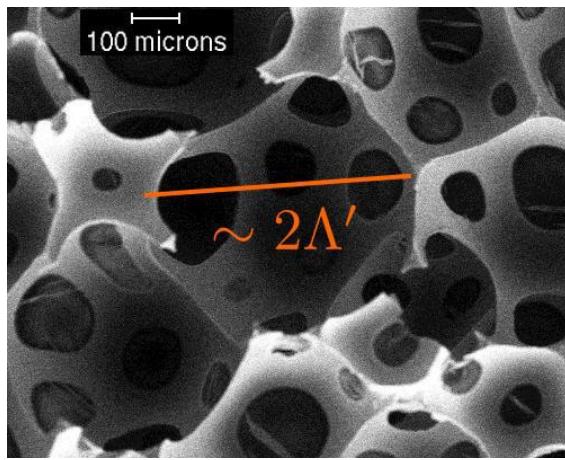


Figure 6.7 Imagerie d'un microscope à balayage électronique de la mousse de polyuréthane et estimation de la longueur caractéristique thermique [Jaouen, L. & Paris, F.]

En pratique on applique la méthode inverse et indirecte pour déterminer la longueur caractéristique et la longueur thermique à partir des mesures en tube d'impédance. Ces deux méthodes sont présentées dans les sous-titres suivants.

Les paramètres mécaniques E , η et ν

Le modèle de Biot-Allard, présenté dans le chapitre précédent, requiert la définition des paramètres mécaniques du squelette. Ces paramètres sont généralement de forme complexe et dépendent de la fréquence d'excitation de la structure du poreux. Ceci est dû au comportement viscoélastique de ce dernier. Ainsi, la détermination des paramètres mécaniques d'un poreux doit se faire via une caractérisation dynamique. Pour des problèmes vibroacoustiques, des paramètres constants mesurés à de faibles fréquences d'excitation

s'avèrent assez précis et dans la majorité de cas, permettent une bonne corrélation entre les mesures et les simulations. Langlois et al [42], ont proposé une méthode basée sur la mesure de l'impédance mécanique quasi-statique. Il s'agit du rapport force sur vitesse à des fréquences très inférieures à la première fréquence de résonance de l'échantillon. Par la suite, une résolution polynomiale permet de remonter aux paramètres mécaniques. Cette méthode est à la base de la norme ISO 18437-5. Dans la pratique, l'analyseur mécanique quasi-statique (QMA), est utilisé pour la caractérisation mécanique.

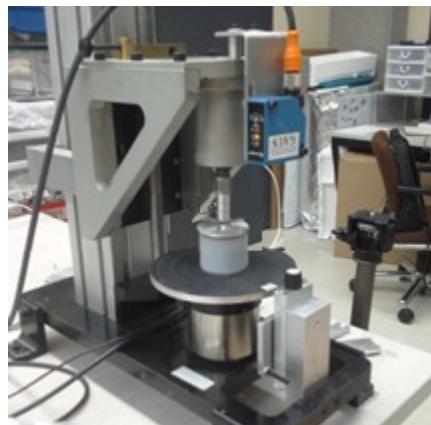


Figure 6.8 Analyseur mécanique quasi-statique (QMA)

La figure suivante présente les courbes d'absorption pour une mousse de mélamine, mesurée en tube de Kundt et simulée en Biot. Le module de Young $E=130 \text{ KN/m}^2$ et le coefficient d'amortissement $\eta=0.06$ sont mesurés avec le QMA. Le coefficient de poisson était ajusté à $\nu=0.35$, pour que les résonances mécaniques des deux courbes coïncident en fréquence. En effet, même par analogie avec la théorie des poutres, il est bien évident que la mesure en tube sur un fond rigide engendre une seule condition limite derrière l'échantillon et ainsi la fréquence de résonance de la structure sera déplacée par rapport à la fréquence naturelle. Dans le cas d'un échantillon glissant librement au niveau de sa surface latérale à la paroi intérieure du tube cette fréquence est donnée par :

$$f = \frac{1}{4h} \sqrt{\frac{(P + \gamma P_0)}{\rho}} \quad (6.9)$$

Tel que

$$P = \frac{(1 - \nu)}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} E \quad (6.10)$$

avec h , γ et P_0 sont respectivement l'épaisseur de l'échantillon, le rapport des chaleurs spécifiques et la pression atmosphérique

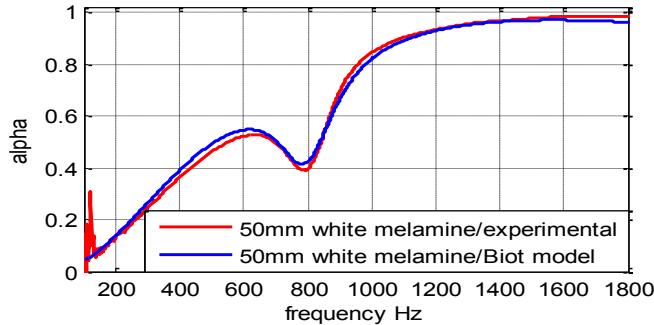


Figure 6.9 Courbe rouge : mesure en tube- Courbe bleue: simulation avec un module de Young et un coefficient d'amortissement mesurés avec le QMA; et un coefficient de poisson ajusté (propriétés données ci-haut)

6.1.2 Méthode inverse

Si la caractérisation des matériaux acoustique par la méthode directe consiste à mesurer les paramètres non-acoustiques des matériaux pour pouvoir prédire les paramètres acoustiques de ce dernier, la méthode de caractérisation inverse épouse le chemin contraire. C'est-à-dire, elle consiste à déterminer les paramètres non-acoustiques à partir des mesures en tube, tout en moyennant des méthodes numériques de résolution [26]. En pratique, pour des caractérisations précises, il est conseillé de faire recours à plusieurs mesures sur plusieurs échantillons de différentes épaisseurs et avec des cavités de différentes profondeurs. Ainsi, on peut inverser numériquement le modèle mathématique correspondant (modèle monté à base de matrices de transfert) et déduire les paramètres non acoustiques recherchés

6.1.3 Méthode indirecte

Olny et Panneton ont proposé une méthode de prédiction des paramètres non acoustique gouvernant la dissipation thermique dans le poreux [48]. La méthode propose une inversion analytique des modèles JCA, JCAL et Wilson, permettant de déduire les paramètres thermiques correspondant à partir de la compressibilité volumique équivalente $\tilde{K}_{eq}(\omega)$. La méthode se base sur des modèles rigides de type fluide équivalent où une seule onde se propage dans le matériau. Ainsi, pour plus de précision, il est d'intérêt de réduire au

maximum les vibrations du squelette lors des mesures en tube. La même procédure peut être appliquée pour la détermination des paramètres de dissipation visqueuse à partir de la masse volumique équivalente $\tilde{\rho}_{eq}(\omega)$.

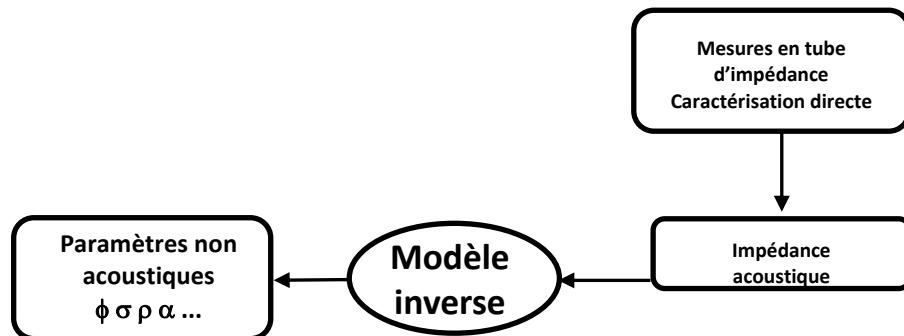


Figure 6.10 Méthode combinée directe et inverse (Algorithme graphique)

En pratique, pour une caractérisation fiable des propriétés non-acoustique d'un poreux, la combinaison de toutes les méthodes exposée précédemment est conseillée. Ainsi les paramètres qu'on peut mesurer avec précision par les méthodes directes peuvent servir à des données d'entrée pour la méthode inverse ou indirecte. En procédant ainsi, le nombre des inconnus à déterminer serait réduit pour le code et par conséquent la corrélation serait bien meilleure.

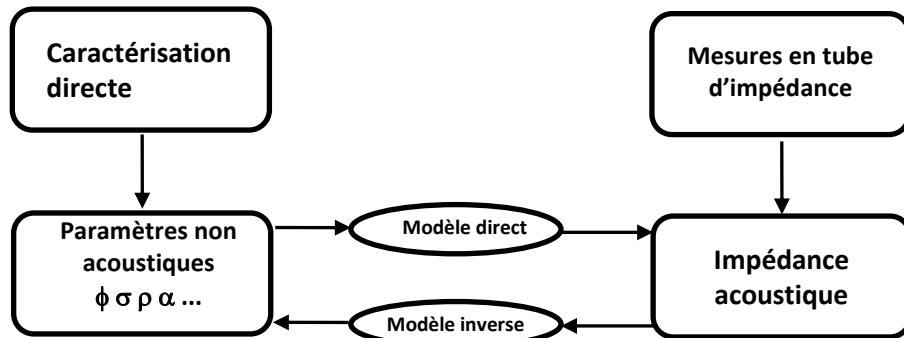


Figure 6.11 Méthode combinée directe et inverse (Algorithme graphique)

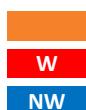
6.2 Base de données

Plusieurs matériaux acoustiques, y inclus des mousses et des écrans ont été caractérisés en appliquant une ou plusieurs des méthodes exposées précédemment (Tableau 7). En général, la résistivité des matériaux était toujours mesurée par la méthode directe et utilisée pour alimenter la méthode inverse pour la détermination du reste des paramètres, sauf dans le cas des écrans à très haute résistivité où la mesure directe risque de démontrer une énorme variabilité. La méthode pression/masse été appliquée pour mesurer la porosité et la densité des mousses, mais vu le faible volume des écrans et la grande imprécision que cela peut engendrer, on a opté pour les méthodes numériques (méthode inverse).

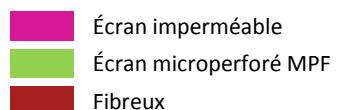
Le tableau suivant regroupe les principaux matériaux acoustiques caractérisés et leurs propriétés.

Tableau 7: Base de données -différents matériaux caractérisés

	Mélaminé UL	Mélamine white	Melamine grey	DP1001- 136P	NW Black	WSAQ	Perfo 0.0065	Perfo 0.0023
Épaisseur (mm)	-	-	-	1	0.5	0.2	0.25	0.15
Masse volumique (kg/m ³)		8.15	8.8	136	240	500	600	1000
Résistivité statique à l'écoulement (Ns/m4)	7300	9 980	10 580	1 758 110	1 359 250	4 600 100	3 614 383	6 120 627
RPA (Ns/m ³)	-	-		1 758,11	679.6	922	903	918
Masse surfacique (gsm)				136	120	75	150	150
Porosité (%)	99	99	99	84	55	14	0.65	0.23
Tortuosité				1,05	1.05	1	1	1
Longueur visqueuse (μm)	82	98	119	70,63	20	76.5	75.3	102
Longueur thermique (μm)	168	179	162	70,63	20	76.5	75.3	102
Module de Young (kPa)	50	97	112	--	5	-	-	-
Coefficient d'amortissement (%)	25	6	17	--	5	-	-	-
Coefficient de Poisson	0.3	0.35	0.38	--	0.03	-	-	-
	Kapton 100HN	Kapton 200HN	Kapton 500HN	WPINK	DPB001- 30P-GRY	Pyjama	NW EVO 80	Fibre de verre
Épaisseur (mm)	0.0254	0.0508	0.127	0.25	0.9	0.4	0.4	--
Masse volumique (kg/m ³)	1420	1420	1420	500	165	455	192	5.5
Résistivité statique à l'écoulement (Ns/m4)	∞	∞	∞	3 517 744	989 015	1 812 289	2 392 312	14 000
RPA (Ns/m ³)	∞	∞	∞	703.57	890,2	720	957	--
Masse surfacique (gsm)	36	72,1	180,3	75	148	182	76.8	--
Porosité (%)	0	0	0	8	66	78	36	99
Tortuosité	-	-	-	1	1	1	1.2	1
Longueur visqueuse (μm)	-	-	-	16.5	49	55	30	71
Longueur thermique (μm)	-	-	-	16.5	49	55	30	142
Module de Young (kPa)	2,48 ^e 3	2,48 ^e 3	2,48 ^e 3	-	-			3000
Coefficient d'amortissement (%)	1	1	1	-	-			1
Coefficient de Poisson	0.34	0.34	0.34	-				0



Mousse
Écran résistant tissé
NW



Écran imperméable
Écran microporé MPF
Fibreux

Pour faciliter la gestion de la base de données et simplifier les tâches de lecture des différents fichiers bruts obtenus lors de la caractérisation, une interface graphique Matlab

GUI a été créée. Comme expliqué en ANNEXE B.1, il suffit de placer les fichiers bruts avec un simple glisser-déposer dans les dossiers correspondants. L'interface permet de :

- Extraire et afficher les paramètres non-acoustiques, les conditions de mesures, les courbes de mesures et de simulations à partir des fichiers bruts de FoamX et TubeX
- Moyenner le coefficient d'absorption et de perte par transmission, mesurés sur des bandes de tiers d'octave en appliquant la formule suivante :

$$\alpha(f_{centrebande_i})_{\frac{1}{3}octave} = \frac{\sum_{\Delta Bande}^n \alpha(f_j)}{n} \quad (6.11)$$

$$TL(f_{centrebande_i})_{\frac{1}{3}octave} = \frac{\sum_{\Delta Bande}^n TL(f_j)}{n} \quad (6.12)$$

avec le TL est le coefficient de perte par transmission et α le coefficient d'absorption. $f_{centrebande_i}$ est la fréquence au centre de la bande Δ **Bande** la largeur fréquentielle de la bande et **n** le nombre des points de fréquence linéaires par bande.

- Pénaliser le TL des configurations testées, par le poids rajouté par l'écran appliqué en moyennant la formule suivante :

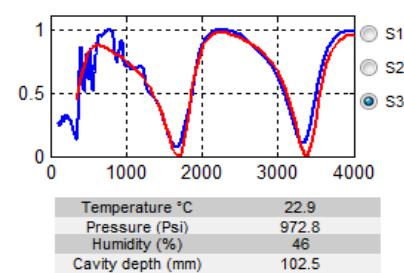
$$TL_{penalisé}(f_i) = TL(f_i) - 20 \log_{10} \left(\frac{gsm_{écran}/1000 + \rho_{ref}^{surf}}{\rho_{ref}^{surf}} \right) \quad (6.13)$$

avec **gsm_{écran}** la masse surfacique de l'écran en (g/m²) et ρ_{ref}^{surf} est la masse surfacique de la référence (le revêtement sans écran) en (kg/m²)

- Comparer les performances acoustiques de chaque multicoche à celles de la référence et/ou à celles des autres multicoches sauvegardées dans la bibliothèque.
- Imprimer des fiches de données des échantillons

Non-acoustic parameters

	Screen	Foam
Thickness (mm)	0.47	—
Density (Kg/m³)	250	8.2
Static airflow resistivity (Ns/m⁴)	1.36e+06	10460
RPA (Ns/m³)	639.2	—
Mass per unit area (gsm)	117.5	—
Porosity	0.5	0.98
Tortuosity	1.05	1
Viscous length (m.e-6)	20	82.0842
Thermal length (m.e-6)	20	153.084
Young modulus (Kpa)	--	84000
Loss factor	--	0.06
Poisson ratio	--	0.3



Print Data-Sheet

Load library

NWBlack

DP1001-136P

DPA004-60PNAT

DPB001-30P-GRY

NWBlack

SAQ

SAQ2

pyjama

Plot selected sample Plot ref Plot all

configuration

NWBlack
White melamine foam

Current configuration
Reference (Bare foam)
— Other saved configurations

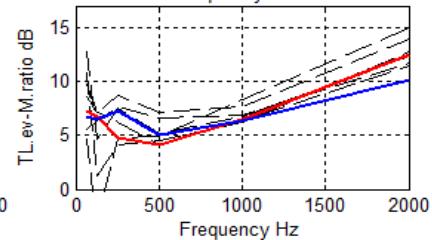
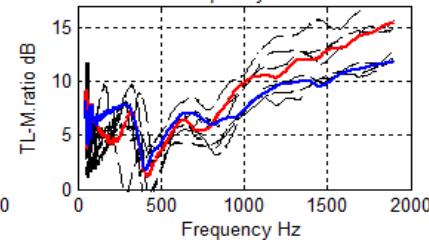
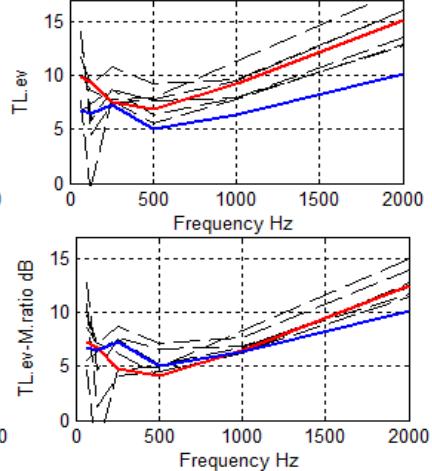
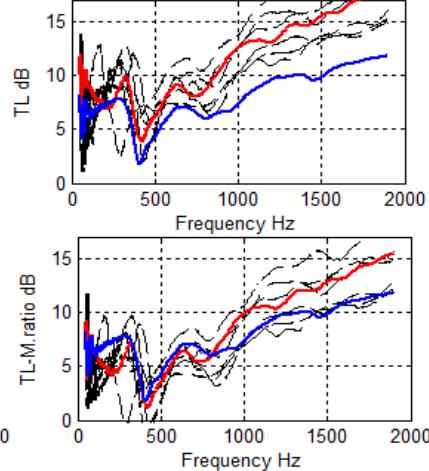
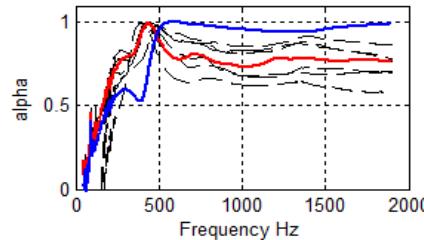


Figure 6.12 Capture d'écran de l'interface graphique GUI créée sur Matlab

CHAPITRE 7 ÉTUDE DE CAS D'UN BICOUCHE

Dans les chapitres précédents, on a exposé différents modèles acoustiques pour les poreux et les différents types d'écrans ainsi que les modèles d'assemblage. En outre, on a créé une banque de données contenant les paramètres du modèle morphologique JCA et un nombre de paramètres mécaniques qui dépend de la nature de la structure. Dans ce chapitre, on fait recours à certains de ces modèles et matériaux présentés précédemment, pour étudier le cas d'une simple configuration bicouche formée d'une mousse couverte d'un écran. Différents paramètres qui peuvent intervenir dans les performances acoustiques de l'ensemble ont été étudiés en mettant l'accent sur les basses fréquences.

7.1 Modélisation d'un bicouche

Lorsque l'écran n'est pas assemblé à un autre poreux, le modèle résistif coïncide avec le modèle JCA-souple. Donc, dans ce cas, on peut se contenter de la résistivité et la masse surfacique comme paramètres nécessaires et suffisants pour la modélisation de l'écran. En guise d'exemple, la Figure 7.1 présente la courbe d'absorption d'un écran résistif non-tissé, NW Black (voir Tableau 7), monté devant une cavité d'air de 15mm de profondeur. On remarque l'étroite adhérence entre le modèle résistif et JCA-Souple; ainsi que la quasi-coïncidence de ces deux derniers avec les mesures en tube.

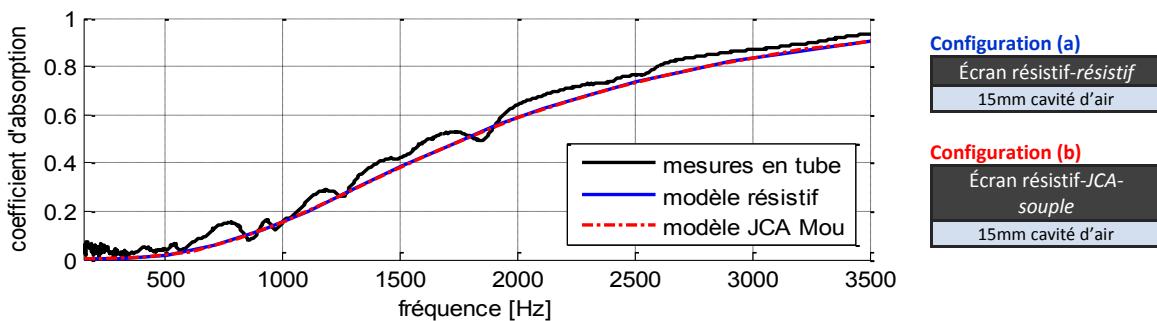


Figure 7.1 : coefficient d'absorption d'un écran résistif (NWBlack) monté devant une cavité d'air de 15mm- Simulations et mesures

Par contre, dans le cas où l'écran est assemblé à d'autres couches poreuses, de sorte qu'il soit libre de vibrer (collage partiel), le modèle d'impédance résistive, additionnée tel qu'elle, à l'impédance de surface du revêtement diverge des mesures. Comme le montre la Figure 7.2, on peut toujours utiliser le modèle résistif dans ce cas d'assemblage si on rajoute une fine couche d'air entre l'écran et la mousse. L'écran et la mousse utilisés dans la mesure en tube, étaient assemblés avec de la colle pulvérisée initialement sur une géométrie de la forme d'une couronne mince qui coïncide avec la circonférence de l'écran, permettant ainsi le libre mouvement du reste de surface de l'écran. Ceci nous permet de conclure que parmi les paramètres non acoustiques d'un écran modélisé JCA-souple, seules la résistivité et la masse surfacique qui ont un effet considérable sur le coefficient d'absorption du montage.

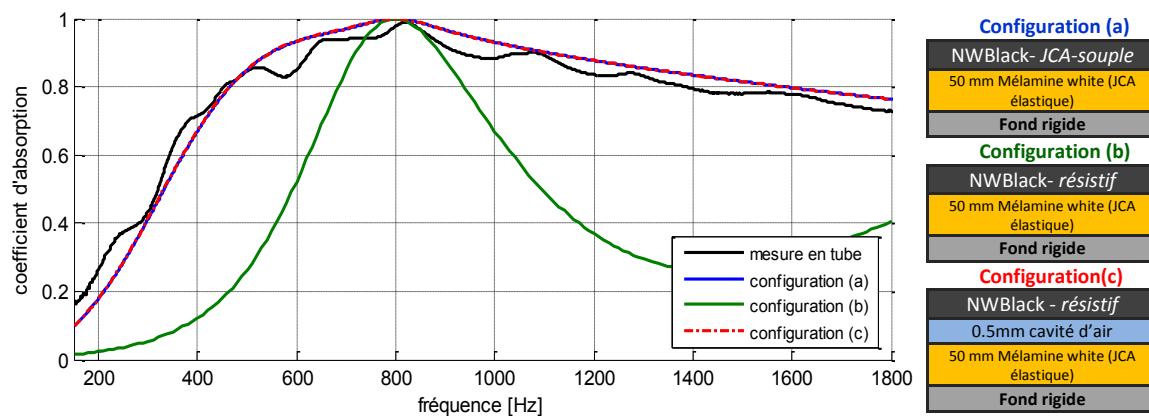


Figure 7.2 : coefficient d'absorption d'un bicouche (configuration (b))- mesure et simulations

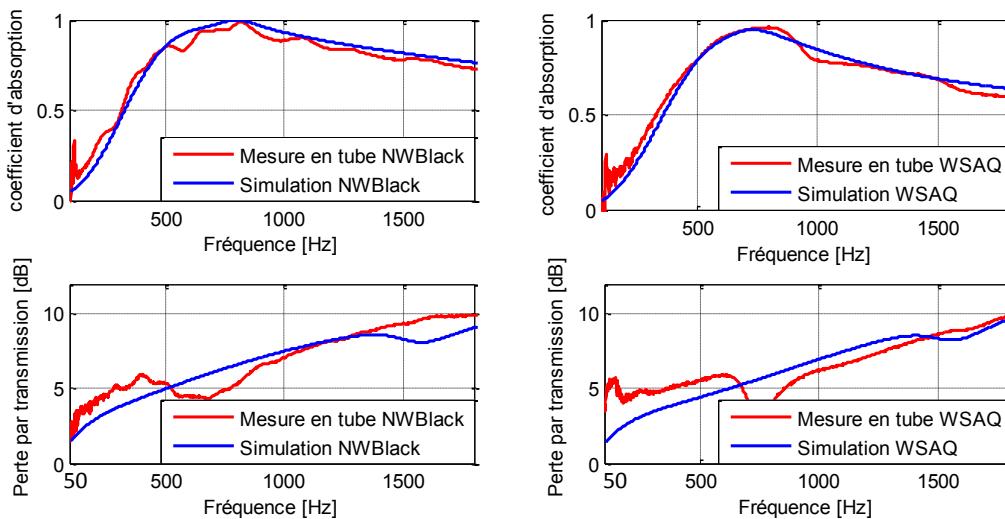


Figure 7.3 Mesures en tube et simulation TMM pour une bicouche composée de 50 mm de mélamine (JCA-élastique) et d'un écran (JCA-Souple)

Sur la Figure 7.3, on remarque que pour les deux exemples d'écrans, les simulations TMM de leurs coefficients d'absorption épousent l'allure des courbes de mesures. Par contre, pour la perte par transmission, on remarque que même si la simulation et les mesures se concordent en ordre de grandeur, les résonances ne se produisent pas sur les mêmes plages de fréquence. Ceci peut être expliqué par les conditions limites de l'échantillon (voir Figure 7.4). En effet la méthode TMM suppose que le revêtement est de dimensions latérales infinies. Dans le cas de mesure d'absorption en utilisant la norme ASTM E1050, l'échantillon peut être monté sur un fond rigide. Par contre dans le cas de mesure de perte par transmission avec la norme ASTM E2611-09[5] l'échantillon est monté entre deux cavités et pour éviter les fuites sur la surface latérale, il peut y avoir une pression de friction entre sa surface latérale et la paroi intérieure du tube. La fréquence de résonance peut être estimée par la formule (6.9). En faisant une application numérique avec les propriétés mécaniques de la mousse Mélamine White (voir Tableau 7) et les propriétés d'air qui étaient proposés au début de ce document on obtient :

$$f = \frac{1}{4 \times 0,05} \sqrt{\frac{(P + 1,4 \times 1015)}{8,2}} \approx 743\text{Hz}$$

Tel que

$$P = \frac{(1 - 0,35)}{(1 + 0,35)(1 - 2 \times 0,35)} 112000$$

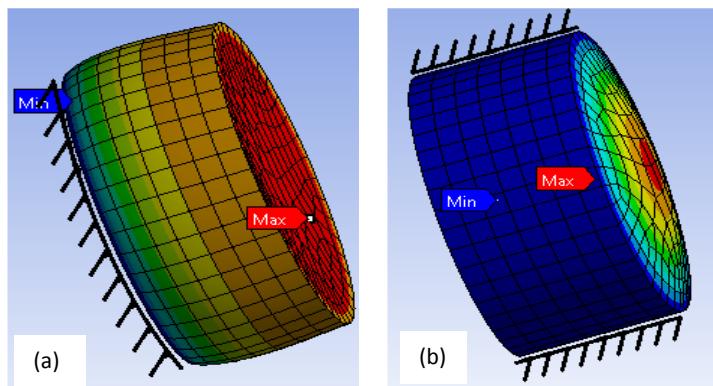


Figure 7.4: Conditions de montage de la mousse dans le tube d'impédance

Cette fréquence est légèrement supérieure à la résonance expérimentale dans la figure pour les courbes de perte par transmission. En effet, le calcul correspond pour une simple couche de mélamine et la masse ajoutée par l'écran était négligée.

7.2 Effets des paramètres mécaniques de la mousse

Kanfoudi[33] a étudié l'effet du coefficient d'élasticité de la mousse sur le coefficient d'absorption à 63Hz, dans le cas d'un bicouche composé de la mélamine couverte d'un écran résistant et montée sur un fond rigide. En réalité, les paramètres mécaniques des mousses ne sont pas contrôlables et dépendent du fabricant. Ici-bas, on étudie brièvement l'effet des paramètres mécanique de la mousse mélamine White, couverte d'un écran NWBlack via des simulations NOVA. L'excitation appliquée est un champ diffus d'angle d'incidence incluse entre 0° et 90°.

7.2.1 Effet du module de Young

Dans la Figure 7.5, on fait varier le module de Young de la mousse tout en laissant fixes les autres paramètres non acoustiques du revêtement. L'écran est modélisé en JCA-souple. On remarque que plus la mousse est rigide plus la fréquence de la première résonance est haute. Par analogie, ce résultat concorde avec le cas d'un système discret masse/ressort lorsqu'on augmente la raideur de ce dernier.

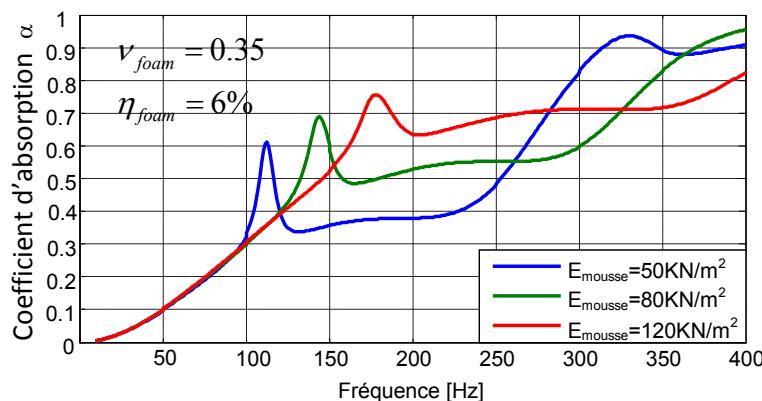


Figure 7.5: Effet du module de Young de la mousse sur le coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 100mm de mousse de mélamine White couverte d'un écran NWBlack et montée sur un fond rigide

7.2.2 Effet du coefficient de Poisson

Le coefficient de Poisson pour les mousses de mélamine est généralement situé entre 0,3 et 0,4. Comme le montre Figure 7.6, ce paramètre n'a pas d'effet significatif sur la fréquence et l'amplitude de la première résonance. Cependant, on peut remarquer un gain de presque 20% en absorption sur la plage de 150Hz à 300Hz, lorsqu'on fait passer ce coefficient de 0,3 à 0,4. Il est à noter que dans le cas de mesure en tube où la friction apparaît, l'effet du coefficient de poisson devient plus important sur la première résonance.

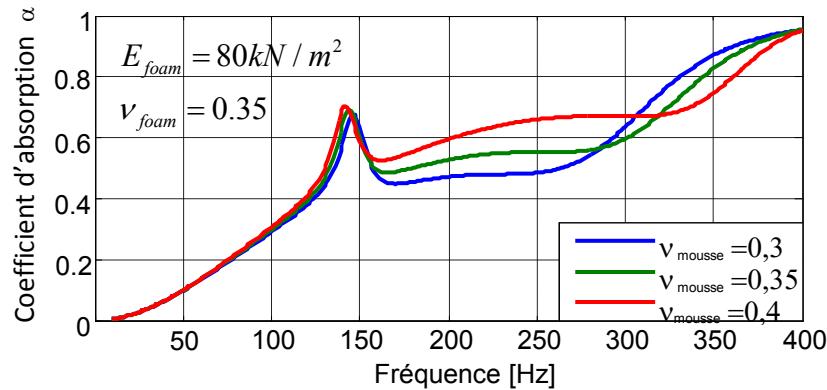


Figure 7.6: Effet du coefficient de poisson de la mousse sur le coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 100mm de mousse de mélamine White couverte d'un écran NWBlack et montée sur un fond rigide

7.2.3 Effet de l'amortissement

Ce coefficient contrôle l'amplitude et la largeur du pic de résonance. Comme le montre la figure, ce paramètre n'a pas d'effet sur la fréquence de résonance.

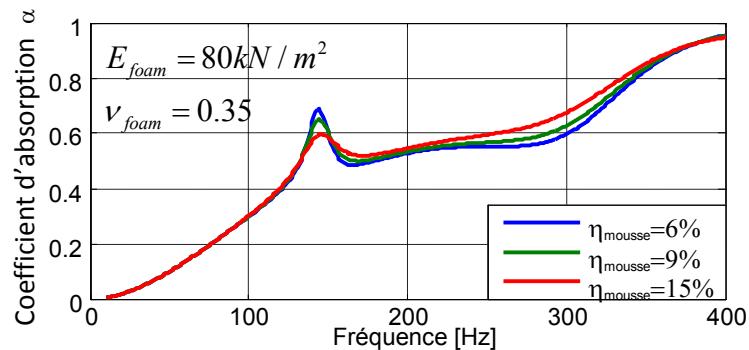


Figure 7.7 Effet du coefficient d'amortissement sur le coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 100mm de mousse de mélamine White couverte d'un écran NWBlack et montée sur un fond rigide

7.3 Effets des propriétés non acoustiques de l'écran

7.3.1 Cas d'un écran résistif

Comme mentionné précédemment, dans le cas d'une bicouche couverte d'un écran résistif, les principaux paramètres non acoustiques qui gouvernent l'absorption sont sa résistivité et sa masse surfacique. Par conséquent, dans cette section, l'étude porte principalement sur ces deux propriétés, tout en mettant l'accent sur les basses fréquences. Pour quantifier les gains en absorption en fonction de ces deux paramètres, et ce, sur une plage de fréquence donnée, on a proposé des variables moyennées comme suit.

On définit le coefficient d'absorption moyen, $\bar{\alpha}$ qui est fonction de la résistance et de la masse surfacique de l'écran, tel que pour la plage de fréquence s'étalant de 25 à 500Hz (juste un exemple) :

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}(RPA, GSM)_{moyen[25,500Hz]} \\ = \frac{\sum_{f_i \in [25,500Hz]}^n \alpha(f_i, RPA, GSM)}{n} \end{aligned} \quad (7.1)$$

De même, on pose, le gain en absorption \bar{G} , qui est comptabilisé par rapport à un revêtement de référence constitué de la mousse seule. Ainsi, ce gain, sur les fréquences couvrant l'intervalle [25 à 500Hz], est exprimé comme suit :

$$\begin{aligned} \bar{G}(RPA, GSM)_{[25,500Hz]} \\ = \sum_{f_i \in [25,500Hz]}^n \left(\frac{\alpha^{mélamine+écran}(f_i, RPA, GSM) - \alpha^{mélamine}(f_i, RPA, GSM)}{\alpha^{mélamine}(f_i, RPA, GSM)} \times 100 \right) / n \end{aligned} \quad (7.2)$$

Aussi, on définit le gain corrigé par la masse \bar{G}^{m_cor} , qui quantifie le gain en absorption de la bicouche par rapport à un monocouche de mélamine de même masse. Par conséquent, la couche de mélamine de référence sera ici sujette de rajout de matière (et non pas de masse volumique). Ainsi, une correction sera apportée à son épaisseur. Ici-bas on note le coefficient d'absorption moyen servant de référence par $\bar{\alpha}_{ép_cor}^{mélamine}$. Donc, pour la même plage de fréquence que précédemment, on définit \bar{G}^{m_cor} par:

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}^{m_cor}(RPA, GSM)_{[25,500Hz]} \\ = \sum_{f_i \in [25,500Hz]}^n \left(\frac{\alpha^{m\text{-mélamine+écran}}(f_i, RPA, GSM) - \alpha_{ep_cor}^{m\text{-mélamine}}(f_i, RPA, GSM)}{\alpha_{ep_cor}^{m\text{-mélamine}}(f_i, RPA, GSM)} \times 100 \right) / n \end{aligned} \quad (7.3)$$

La Figure 7.8 Coefficient d'absorption d'un bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran- Mousse d'épaisseur 50mm représente le coefficient d'absorption moyen sur les intervalles [25 à 500Hz] et [25 à 1000Hz], pour un bicouche composée de 50 mm de mélamine couvert d'un écran résistif. Sur la même figure, on présente quelques écrans de la base de données présentée antérieurement.

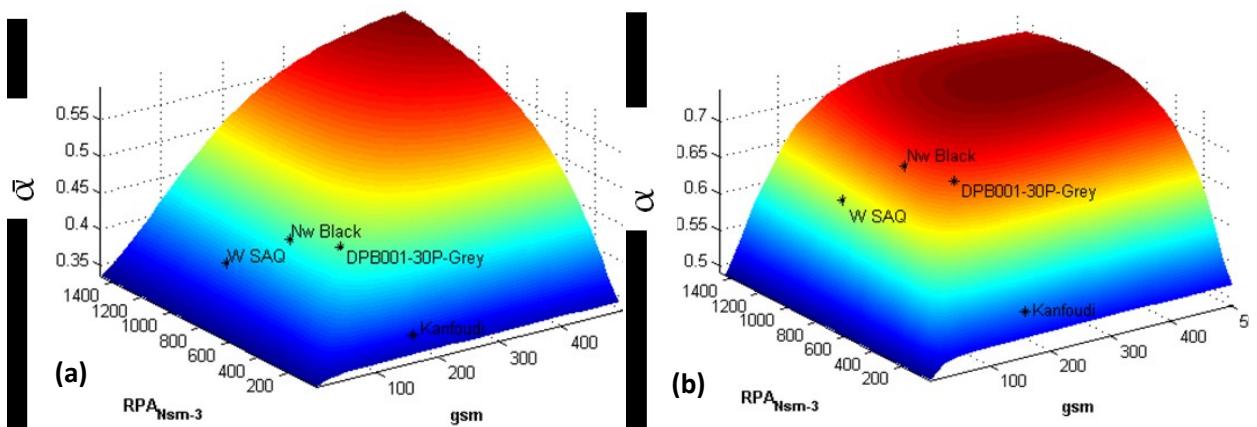


Figure 7.8 Coefficient d'absorption d'un bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran- Mousse d'épaisseur 50mm-- (a) $\bar{\alpha}$ moyen sur [25 500Hz] --(b) $\bar{\alpha}$ moyen sur [25 1000Hz]

De même, la Figure 7.9, illustre les coefficients d'absorption moyennés sur les mêmes bandes de fréquences que précédemment, mais dans le cas d'une mousse de 100 mm d'épaisseur.

Si on fait le lien avec la figure précédente, on peut voir qu'un écran peut être meilleur ou pire qu'un autre selon l'épaisseur de la mousse. Par exemple, le NWBlack est meilleur en absorption moyenne lorsqu'il est monté sur une mousse de 50mm d'épaisseur que le DPB001-30P-Grey. Par contre, une mousse de 100mm d'épaisseur change la donne, et le DPB001-30P-Grey devient plus performant. Aussi, en examinant l'allure des figures, on peut voir qu'un écran plus performant en absorption moyenne qu'un autre n'est pas nécessairement plus lourd.

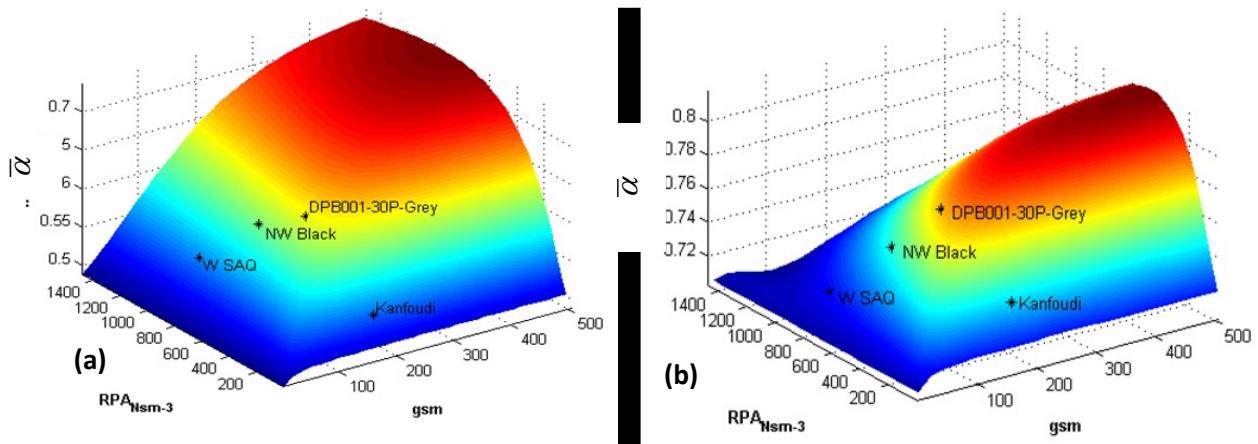


Figure 7.9 Coefficient d'absorption d'un bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran- Mousse d'épaisseur 100mm-- (a) $\bar{\alpha}$ moyen sur [25 500Hz] --(b) $\bar{\alpha}$ moyen sur [25 1000Hz]

À partir des observations précédentes, on peut conclure que les paramètres non acoustiques optimaux de l'écran (GSM et résistance), pour un maximum de gains en absorption moyennés en basses fréquences, dépendent de l'épaisseur de la mousse. Dans la suite, on a produit des courbes surfaciques des coefficients d'absorption moyennée, et on a récupéré la résistance et la masse surfacique de l'écran qui permettent un maximum d'absorption, et ce pour chacune des épaisseurs de mousse (de 1 pouce à 4 pouces), sur laquelle il est monté. La Figure 7.10 démontre que les paramètres optimaux de l'écran dépendent de l'épaisseur de la mousse sur laquelle il est monté.

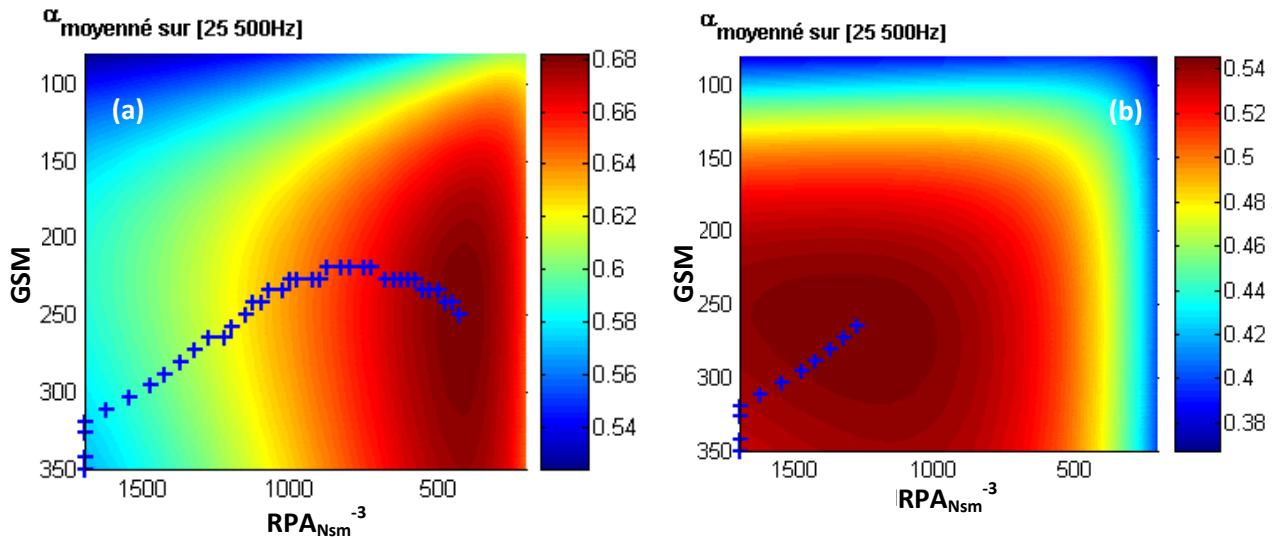


Figure 7.10 Gain en absorption, corrigé par la masse ajoutée, d'une bicouche en fonction de la résistance et la masse surfacique de l'écran moyen sur [25 500Hz] - (a) Mousse d'épaisseur 100m -(b) Mousse d'épaisseur 42mm. (bleu) trajectoire des paramètres optimaux de l'écran en fonction de l'épaisseur

La figure suivante présente des gains en absorption, en fonction de l'épaisseur de la mousse, sur différents intervalles de fréquence. Ces gains sont quantifiés relativement à une couche de mousse pure, dont l'épaisseur est corrigée proportionnellement à la masse ajoutée de l'écran. Donc on obtient les gains en absorption par rapport à un monocouche de mousse de même poids. La mousse de référence, utilisée est la mélamine White et l'écran est le NWBlack (voir Tableau 5).

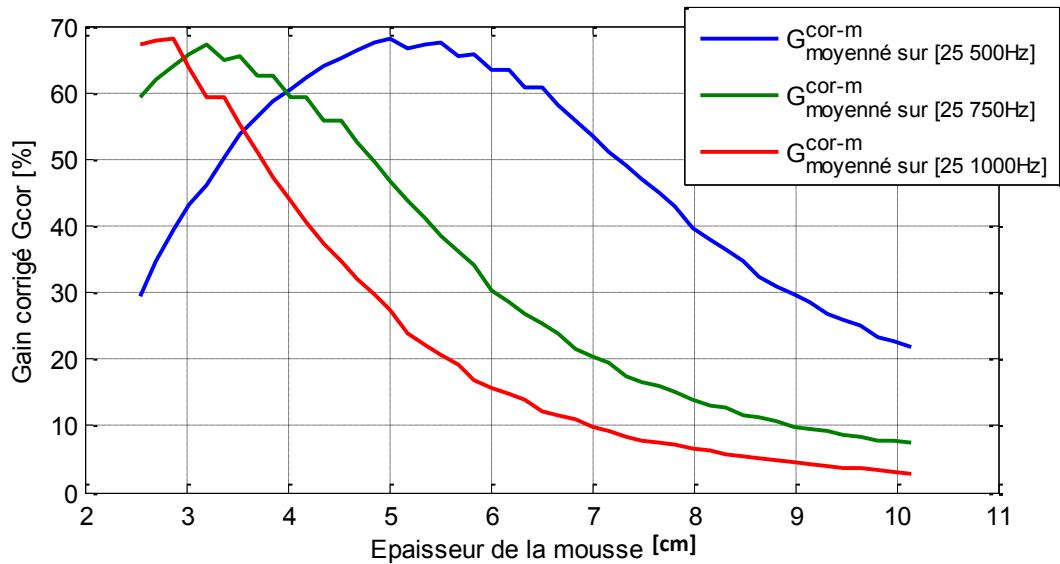


Figure 7.11 Le gain corrigé par la masse en fonction de l'épaisseur de la mousse, moyenné sur différents intervalles de fréquences

La Figure 7.11 permet de juger l'efficacité du rajout de l'écran. Par exemple si, on cible un intervalle de fréquence de [25 à 500Hz], un écran optimal permettra un gain moyen corrigé par la masse, $\bar{G}^{*m_{cor}}(RPA^*, GSM^*)_{[10,500Hz]}$, à la hauteur de 70%. Sur la même figure, on peut remarquer que plus on élargit la bande de fréquence plus $\bar{G}^{*m_{cor}}$ baisse. De même, on voit que lorsque la mousse est épaisse, $\bar{G}^{*m_{cor}}$ tend vers zéro, remettant en question l'efficacité du rajout de l'écran comme solution pour augmenter l'absorption en basses fréquences.

Si on observe l'effet du rajout de l'écran à une couche de poreux, on remarque que les gains en absorption en basses fréquences se traduisent généralement par des pertes en hautes fréquences. Dépendamment de l'épaisseur de la mousse sur laquelle on monte l'écran, la fréquence de transition des gains aux pertes (par rapport à la mousse seule) peut varier. Il en est de même pour le taux des gains. Sur la Figure 7.12, la fréquence de transition correspond

à la fréquence où la courbe du bicouche et du monocouche (mousse sans écran) se croisent. Le taux de gain est représenté avec des hachures bleues.

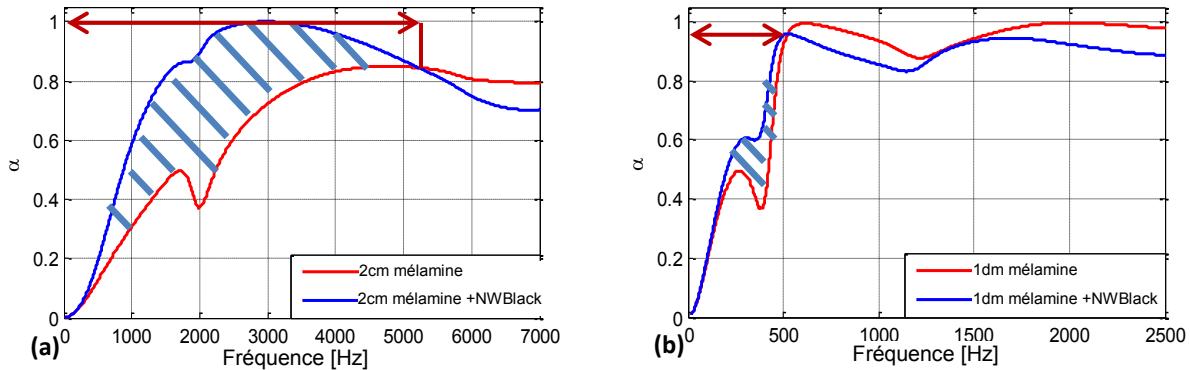


Figure 7.12 Fréquence de transition et taux des gains (a) NWBlack sur 2cm de MélamineWhite (b) NWBlack sur 1dm de MélamineWhite

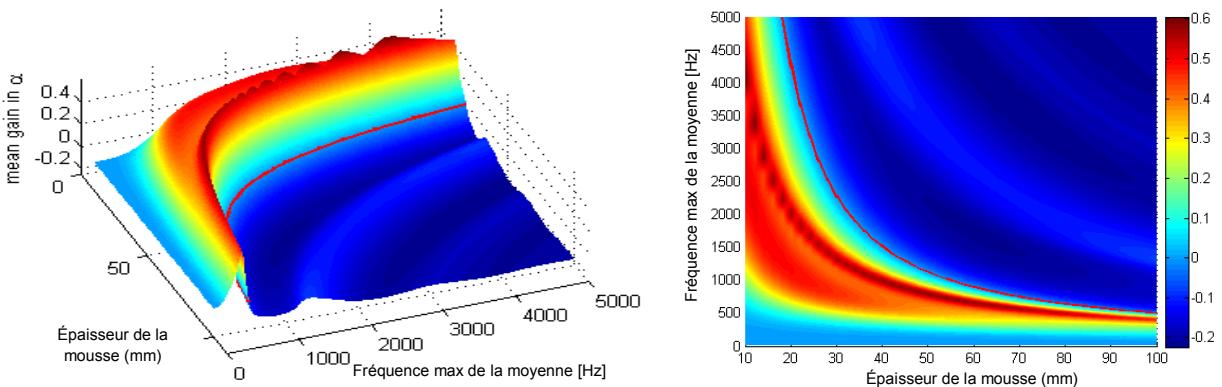


Figure 7.13 Gain moyen en absorption pour une bicouche par rapport à la mousse seule, en fonction de la fréquence max de l'intervalle de moyenne et de l'épaisseur de la mousse (mousse mélamine White, écran NW Black)

La Figure 7.13 représente les gains moyennés absolus par rapport à la mousse seule en fonction de l'épaisseur de la mousse de support et la plage de fréquence sur laquelle on a moyenné. La ligne rouge délimite la zone où l'ajout d'un écran se traduit par des pertes en absorption. Cette figure peut servir d'abaque pour estimer l'efficacité d'ajouter un écran au revêtement. Ainsi, si par exemple, le traitement acoustique est supposé cibler l'intervalle [50 à 1000Hz], l'ajout de l'écran à la mousse peut être une solution efficace, si l'épaisseur de cette dernière est située entre 20mm et 50mm. Au-delà de 60mm, cet écran risque de détériorer l'absorption moyennée. Dans la figure suivante, on présente la fréquence de

transition en fonction de l'épaisseur de la mousse (mélamine white), pour deux exemple d'écran.

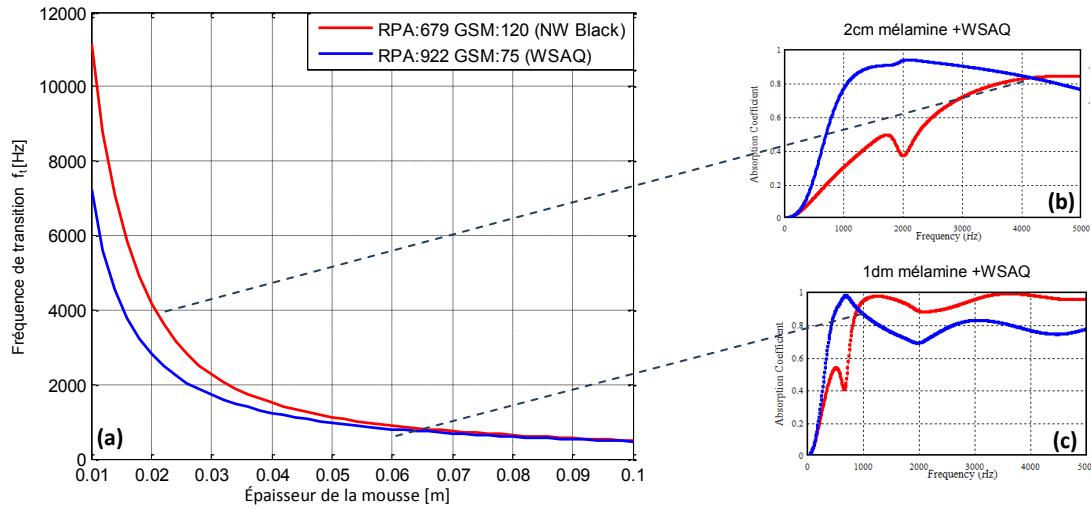


Figure 7.14 (a) Fréquence de transition en fonction de l'épaisseur de la mousse support de l'écran-NWBlack (en rouge) et (WSAQ) en bleu --(b) et (c) coefficient d'absorption de la mélamine couverte (rouge) et non couverte (bleu) avec l'écran WSAQ

7.3.2 Cas d'un écran micro perforé

En utilisant l'équation (4.19), on peut déduire la résistivité d'un écran MPP à partir de son taux de perforation et le diamètre de ses pores et vice-versa. Ainsi une étude semblable à celle présentée auparavant pour les écrans résistifs peut être aussi, faite pour les films micro perforés. Sauf que, dans cette section, on s'intéresse à la possibilité d'éliminer de la matière de l'écran et donc réduire le poids et en même temps améliorer ou au moins garder les mêmes performances d'absorption du revêtement. Le bicouche servant d'exemple d'étude ici est composé de la mélamine UL d'épaisseur 114mm et d'un microperforé dont le taux et le diamètre de perforation sont les variables de l'étude. Toutefois, on a choisi un écran imperméable, servant de base. Les films de polyimide Kapton®, sont couramment employés dans l'industrie aérospatiale du fait de leurs propriétés mécaniques, diélectriques et thermiques. C'est pour cette raison qu'on a choisi le film 300HPP-ST de chez DuPont. Dans le Tableau 8, on donne les principales propriétés du film choisi tel que données par le fabricant. Plus de détails sur les propriétés mécaniques de ce dernier et sur d'autres films, sont donnés dans l'ANNEXE C. Pour éliminer les effets mécaniques, on a rajouté une couche d'air d'épaisseur minime (0.5mm).

Tableau 8 Propriétés du film polyimide 300HPP-ST DuPont Kapton

	Épaisseur nominale (μm)	Tolérance sur l'épaisseur (μm)		Masse surfacique (g/m^2)		Facteur de surface (m^2/Kg)
		Min	Max	Min	Max	
	76,2	69,1	83,3	101,9	115,4	9,2

Dans la suite, on se propose de faire des simulations pour différents taux de perforation et diamètres de perforations tout en gardant un œil sur la faisabilité pratique. Les perforations à l'échelle des microns des films polymères peuvent être classées en deux familles :

- Des techniques qui engendrent un enlèvement de matière dont le volume correspond à celui de la perforation, telles que les lasers de perçage à impulsions discrètes. Les interactions photothermiques avec le rayon laser font fondre le matériau et l'évaporer. Du fait de la puissante, mais ultra-courte impulsion laser (une centaine de femto secondes), le matériau subira, majoritairement, une sublimation et n'aura presque pas le temps de fusionner (d'où l'enlèvement de matière). Sur la Figure 7.15, tirée du site internet du fabricant Rofin, on peut remarquer la propreté du perçage à l'échelle de quelques dizaines de microns.

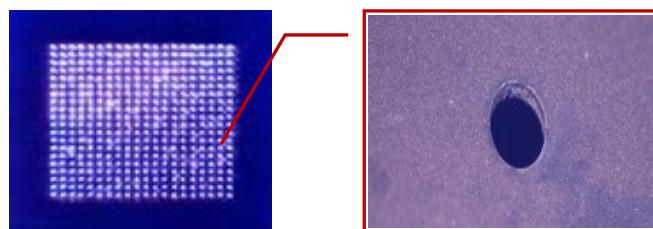


Figure 7.15 Perçage laser (source: Rofin Lasag)

- Des techniques qui n'enlèvent pas ou enlèvent peu de matière telles que la perforation avec des micros aiguilles et les lasers de perforation à fusion. Sur la Figure 7.16, on présente des exemples de résultats des deux techniques. On peut

remarquer que dans les deux cas, les pores ne sont pas parfaitement cylindriques. Sur la

Figure 7.16 (a), on peut voir que la matière s'accumule sur les bords de la perforation, après la fusion résultante de la traversée du rayon laser.

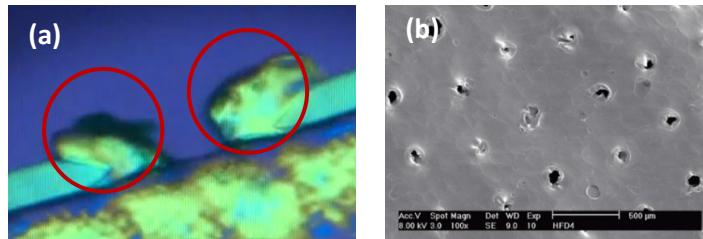


Figure 7.16 (a) perforation laser (source : Rofin Lasag) (b) Perforation avec des microaiguilles (source:[28])

Comme illustré sur la figure 7.17, certaines machines de perçage à rayon laser, permettent d'atteindre des rayons de perforation aussi bas que $5\mu\text{m}$, et ce en moyennant les bons réglages de plusieurs paramètres, tel que le taux de répétition de l'impulsion la longueur focale, la vitesse de balayage et le jet laser (fluence) [28].

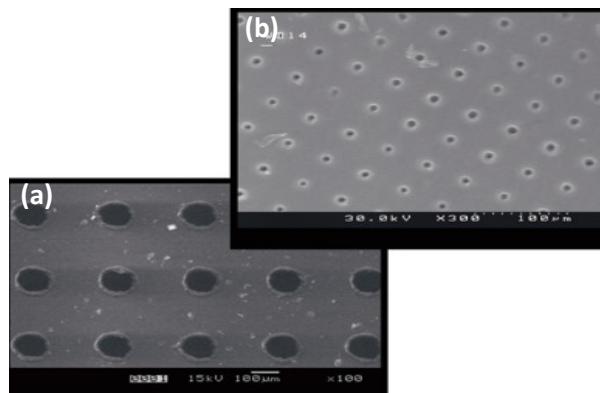


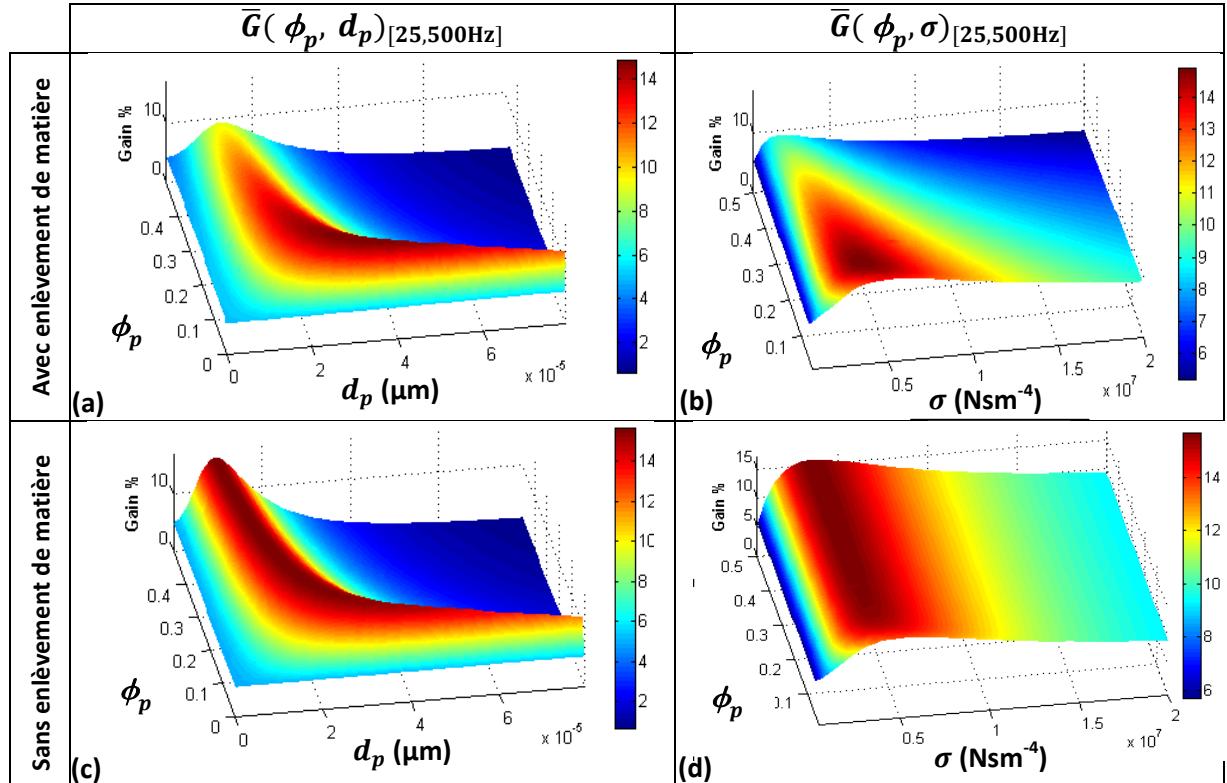
Figure 7.17 Microperçage laser sur un film de Polycaprolactone (PCL) (a) diamètre 100 microns par un Nd YAG laser(b) diamètre 5 microns par un Femosecond pulse laser (source :[28])

En se basant sur les informations exposées précédemment, on s'est fixé l'intervalle $[5\mu\text{m} \text{ à } 80\mu\text{m}]$ pour le diamètre de perforation et $[10\% \text{ à } 50\%]$ pour le domaine d'étude de taux de perforation.

Dans les figures du Tableau 9, on présente le gain relatif moyen $\bar{G}(\phi_p, d_p)_{[50,500\text{Hz}]}$ analogue à l'expression (7.2). En faisant le lien avec les deux techniques de microperforation exposées antérieurement, deux cas se présentent :

- i. Enlèvement de matière, et donc correction de la masse surfacique de l'écran en multipliant par le taux de perforation ϕ_p pour chaque incrémentation
- ii. Conservation de matière, et donc pas de variation de masse surfacique

Tableau 9 Gain moyen relatif, $\bar{G}_{[50,500Hz]}$ pour une bicouche de 114mm de mélamine UL, couverte d'un MPP à base du film 300HPP-ST Kapton, en fonction de son taux de perforation et, du diamètre de ses perforations ou sa résistivité



Sur les figures (a) et (c), du Tableau 9, on peut remarquer que les diamètres de perforation permettant un taux de perforation assez élevé et aussi des gains en absorption moyenne relativement élevé, sont situés entre 10 µm et 30 µm. Des gains intéressants peuvent être obtenus avec des diamètres plus importants, mais avec un taux de perforation limité qui ne dépasse pas 10%. Dans la suite, on s'intéresse à la figure (a) du tableau, qui prend en compte un enlèvement de matière lors de la perforation et donc une réduction de la masse. Elle est reproduite dans la Figure 7.18, en projection sur le plan normal à l'axe des gains.

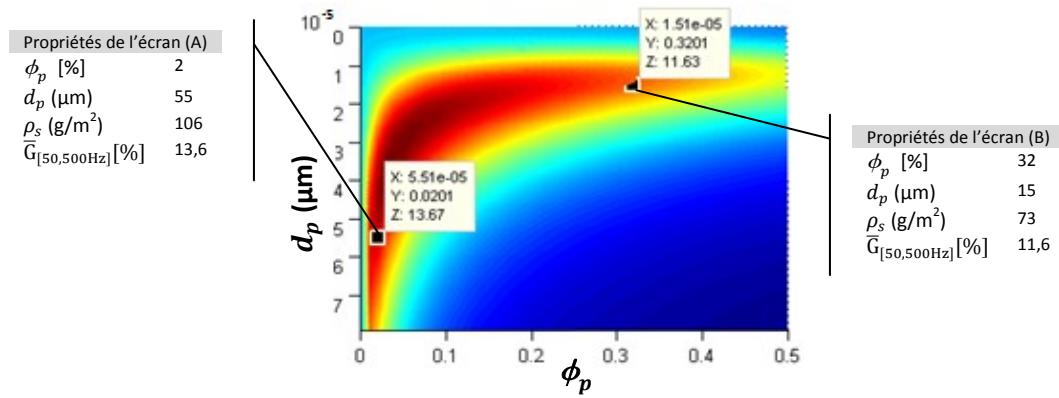


Figure 7.18 Gain moyenⁿ relatif, $\bar{G}_{[50,500\text{Hz}]}$ pour une bicouche de 114mm de mélamine UL, couverte d'un MPP à base du film 300HPP-ST Kapton, en fonction de son taux de perforation et du diamètre de ses perforations

Tel que représenté sur la figure, on a pris deux écrans donnant relativement des gains en absorption moyennée, $\bar{G}_{[50,500\text{Hz}]}$, très proches (13,6% pour l'écran (A) et 11,6% pour l'écran (B)). Par contre vu son taux de perforation assez élevé par rapport à l'écran (A), l'écran (B) est presque 30% plus léger. Si on prend la coiffe CoEx du lanceur Cassini comme exemple et on suppose que le revêtement y est appliqué sur toute sa surface intérieure, (voir Figure 8.13), les 33g/m² de différence en masse surfacique, se traduisent par 22,9Kg de réduction en masse totale. Les deux figures dans la suite présentent les coefficients d'absorption d'une bicouche à base de mélamine UL, couverte en premier temps avec l'écran(A) (courbes rouges) et dans un deuxième temps avec l'écran(B) (courbes bleues). Les simulations TMM en basses fréquences secondent la figure des gains. En effet, sur la plage de fréquences [50 500Hz], les coefficients d'absorption des deux configurations ont quasiment la même allure. Si on étend l'étude à 8000Hz, on remarque que le coefficient d'absorption de l'écran(B) épouse l'allure de la courbe d'absorption de la mélamine seule. Par contre, l'écran(A) qui est le plus lourd éprouve des pertes d'absorption en hautes fréquences par rapport à la mousse seule, à cause de son faible taux de perforation.

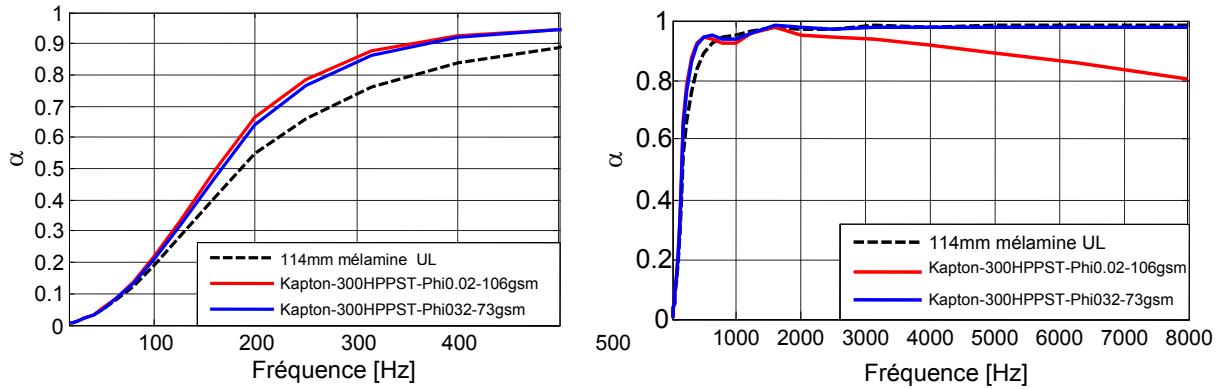


Figure 7.19 Coefficient d'absorption d'une bicouche à base de 114mélamine UL couverte de l'écran (A) en rouge et l'écran (B) en bleu

On se propose de réaliser les écrans (A) et (B), en utilisant une tête laser à impulsion unique de débit 480 000PPs (perforation per second) (l'une des têtes laser de chez Rofin). Le temps de perforation d'un mètre carré d'un écran serait donné par :

$$T_{perf} = \frac{\phi_p}{\frac{\pi d_p^2}{4} \times PP_s \times 60} \quad [minutes/m^2] \quad (7.4)$$

L'application numérique de l'équation (7.4) nous permet de trouver que, en utilisant une seule tête laser, seulement 18 secondes sont nécessaires pour réaliser les 8,46 millions de perforations d'un mètre carré de l'écran (A). En revanche, 62 minutes sont nécessaires pour réaliser les 178,7 millions de perforations d'un mètre carré de l'écran (B).

Le Tableau 10 résume les principaux résultats obtenus pour les deux écrans.

Tableau 10 Récapitulatif des principales propriétés et résultats d'études des deux MPPs

	Écran (A)	Écran(B)
Taux de perforation ϕ_p [%]	2	32
Diamètre des perforations d_p (μm)	55	15
Masse surfacique ρ_s (g/m^2)	106	73
Épaisseur (μm)	76,2	76,2
$\bar{G}_{[50,500\text{Hz}]} [\%]$ sur 114mm de mélamine UL	13,6	11,6
Nombre des perforations par mètre carré	$8,46 \text{ e}^6$	$178,7 \text{ e}^6$
Temps de perforation d'un mètre carré*	18 s	62 min
Absorption en hautes fréquences par rapport à la mélamine seule	~10% de perte à 5000Hz	Quasiment pas de perte

7.3.3 Cas d'un écran imperméable (GSM)

Comme présenté dans 4.1 , la seule variable qui intervient dans la modélisation des écrans résistifs est leur masse surfacique. Dans ce sous-titre, on se sert de quelques films du catalogue Dupont (voir ANNEXE A), pour regarder l'effet de la masse surfacique sur l'absorption d'une bicouche. Les films Kapton ont en général une masse volumique de 1420Kg/m³. Varier l'épaisseur revient à varier la masse surfacique de l'écran. Dans la figure ici-bas, on présente les courbes d'absorption pour différentes épaisseurs d'écrans (catalogue Dupont). On observe que plus bas est la masse surfacique moins on a de dégradation d'absorption en hautes fréquences (relativement à la mousse non couverte). Toutefois, l'absorption basses-fréquences se rapproche pour tous les films.

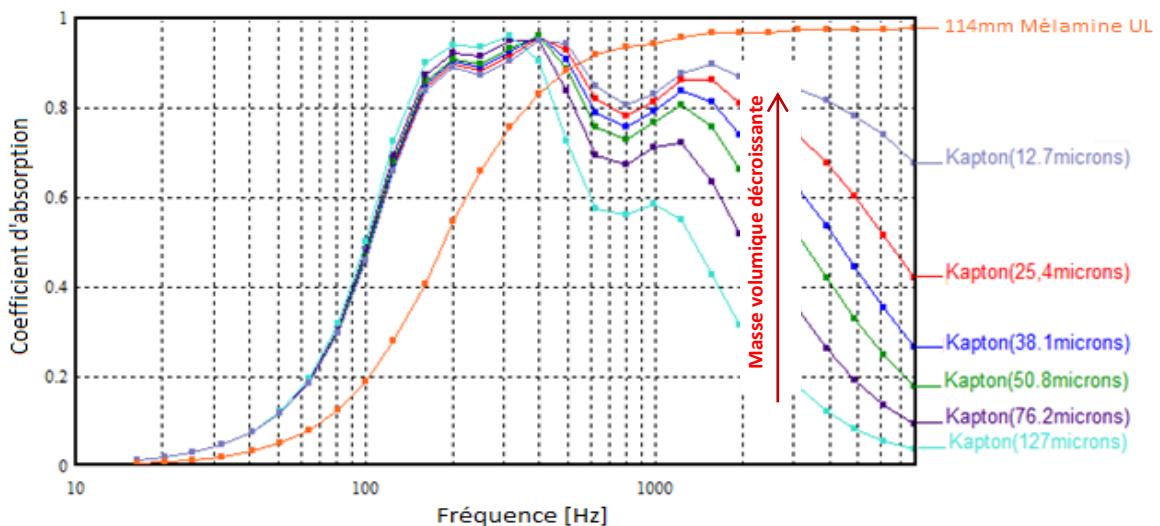


Figure 7.20 Coefficient d'absorption d'une bicouche composée de 114mm de mélamine UL pour différents films imperméables de couverture

7.4 Effets de positionnement et de montage de l'écran

7.4.1 Effet de la profondeur de l'écran dans la mousse

Précédemment, toute l'étude était faite sur un montage de bicouche avec l'écran monté sur la surface de la mousse. Dans cette partie, l'étude porte sur l'effet de profondeur de l'écran dans la mousse. Comme présenté dans la Figure 7.21 (a), le problème de bicouche se transforme en un tricouche dont deux couches sont de même nature, avec l'écran pris en

sandwich entre elles et on suppose que le revêtement est appliqué à un fond rigide. La mousse est modélisée comme élastique et l'écran comme souple (ce qui correspond à un collage partiel). La Figure 7.21 (b), illustre l'effet de la profondeur de l'écran dans la mousse sur le coefficient d'absorption dans le cas d'une excitation de type champ diffus. On remarque, que le repositionnement de l'écran dans la mousse fait varier la fréquence et la largeur de la résonance mécanique. Si on fait l'analogie avec un système discret masse/ressort, le problème revient à raccourcir le ressort, et de suite augmenter sa raideur (moins de déformation pour la même contrainte), mais aussi augmenter la masse (la masse de la mousse du haut qui se rajoute à la masse de l'écran). Ceci diminue le facteur de qualité, d'où l'élargissement du pic de résonance.

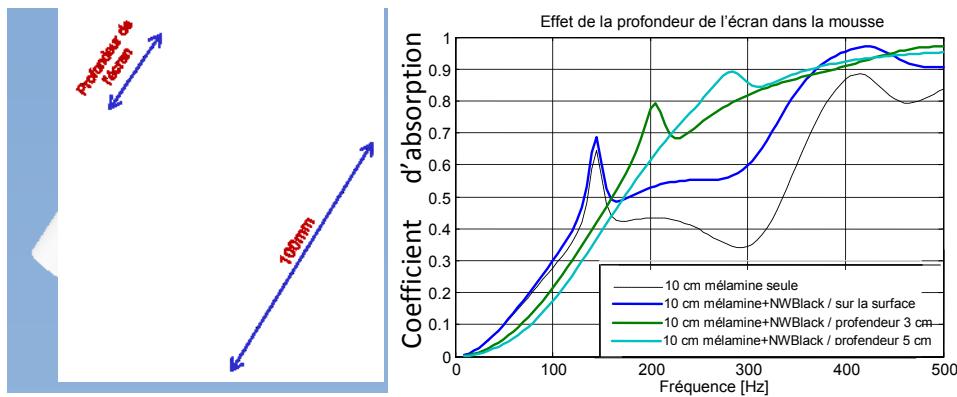


Figure 7.21 Effet de la position de l'écran dans la mousse (a) Schéma du problème (b) Coefficient d'absorption en fonction de la profondeur de l'écran dans la mousse

Sur la Figure 7.22, on fait varier la profondeur de l'écran DP1001-136P (voir tableau 7) dans une mousse dont l'épaisseur totale est de 10cm. La courbe bleue correspond à un revêtement sur fond rigide et la courbe rouge correspond à un revêtement sur 1mm de cavité d'air (pour modéliser le cas où le revêtement n'est pas collé à la structure). Dans les deux cas et sur les deux plages de fréquences, on peut remarquer que la position de l'écran a un effet sur l'absorption moyenne. En effet, ceci s'explique par le fait que lorsque l'écran est plus profond dans la mousse, la mélamine de surface est plus épaisse et donc on gagne en absorption en hautes fréquences et on perd en basses fréquences.

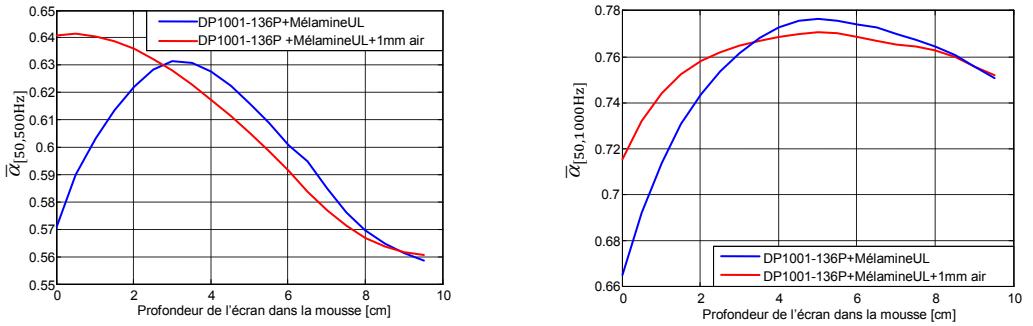


Figure 7.22 le coefficient d'absorption moyen sur [50 500Hz] d'un bicouche de mélamineUL couverte de l'écran DP1001-136P en fonction de la profondeur de l'écran dans la mousse (en bleu : fond rigide/ en rouge : sur une lame d'air)

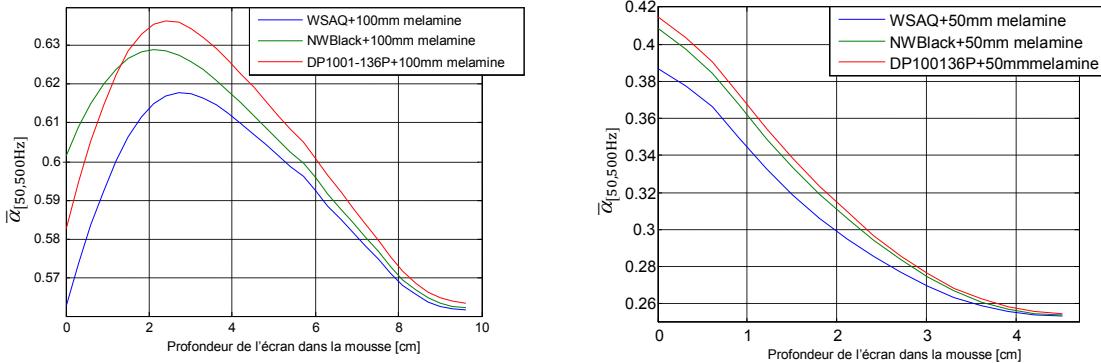


Figure 7.23 le coefficient d'absorption moyen sur [50 500Hz] d'un bicouche de mélamineUL couverte de l'écran DP1001-136P (rouge) , de l'écran NWBlack (vert) et l'écran WSAQ (bleu) en fonction de la profondeur de l'écran dans la mousse (en bleu : fond rigide/ en rouge : sur une lame d'air)- (gauche) épaisseur totale de 10cm (droite) épaisseur totale de 5 cm

7.4.2 Conditions surfaciques de montage

Dans cette partie, la validation expérimentale sur la plage de fréquence de 20 à 500 Hz était réalisée avec un tube d'impédance de section rectangulaire dont la cote intérieure est de un pied. La mesure du coefficient d'absorption était réalisée avec la méthode de deux microphones, comme décrite par la norme ASTME1050 [6]. Cette norme stipule que le domaine de validité des mesures en tube par cette méthode est tel que :

$$f_{min} < f < f_{max} \quad (7.5)$$

avec

$$f_{max} = \frac{c_0}{100 \times S_p} \quad (7.6)$$

et

$$f_{min} = \frac{K \times c_0}{d} \quad (7.7)$$

S_p , d et K son respectivement, la distance séparant les deux microphones de mesure, la plus grande dimension caractéristique de la section (dans notre cas une côte de 1 pied) et une constante qui dépend de la géométrie du tube ($K = 0.5$ pour une section rectangulaire).

L'application numérique, approuve un intervalle de validité allant de 14 à 560 Hz. Comme résumé dans le tableau suivant, au niveau du logiciel, on a opté pour une plage un peu plus étroite.

Tableau 11 Tube d'impédance très basses-fréquences et paramètres des mesures

Section
1 pi x 1 pi
Distance entre l'échantillon et le deuxième microphone
300 mm
Distance entre les microphones
265 mm
Niveau de pression d'excitation
95 dB
Fréquence minimale*
20 Hz
Fréquence maximale*
500 Hz



Dans un premier temps, on a validé les mesures en tube pour un monocouche de MélamineUL d'épaisseur 114mm pour les deux conditions de montage (collé et non collé). Au niveau des simulations (voir figure 7.24), le cas où l'échantillon n'est pas collé au fond rigide du tube a été assimilé à l'ajout d'une fine cavité d'air de 1mm. Comme mentionné précédemment, dans ce cas de figure, les paramètres mécaniques de la mousse sont moins influents sur le coefficient d'absorption du fait du découplage. Pour le cas où l'échantillon est directement collé au fond rigide du tube, les effets mécaniques de la mousse sont présents sur la courbe d'absorption. D'un autre côté, lors de l'insertion des échantillons dans le tube, on a observé qu'il s'agit d'un assemblage serré et qu'une pression de friction existe sur le bord. C'est pour cette raison, qu'au niveau des simulations, on a supposé que les surfaces latérales sont ancrées aux parois intérieures du tube et on les a définies comme « collés ». Pour le maillage, on a pris un minimum de huit éléments par longueur d'onde, en prenant en considération une fréquence maximale de 500Hz (voir équation (8.1)).

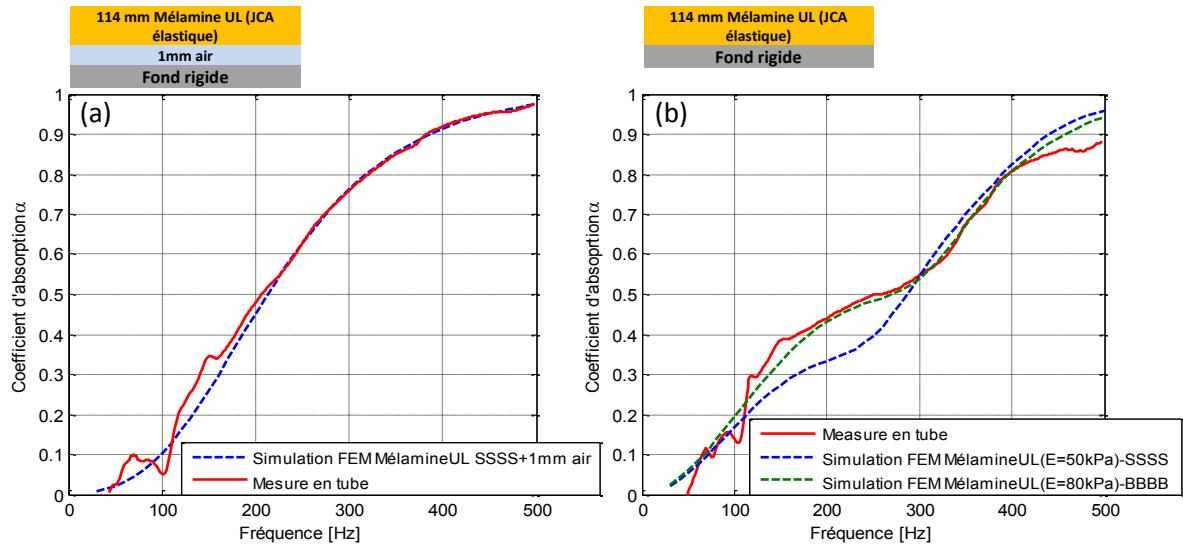


Figure 7.24 Mesure en tube et Simulation NovaFEM de 114mm de Mélamine UL (a) simplement adossée au fond rigide (fine couche d'air entre les deux) (b) collée au fond rigide (en vert discontinu le module de Young était corrigé à 80kPa pour adhérer aux mesures) / (S : sliding), (B : Bonded)

Il est à mentionner que le grand tube, prend un mode opératoire astucieux. Que ça soit pour l'absorption en ASTM E1050 [6] ou la perte par transmission sous ASTM E2611 [5], elles étaient très sensibles aux conditions de montage et à la qualité de calibration. Par suite, on a étudié l'effet des conditions d'assemblages surfaciques, dans le cas d'une bicouche composée d'un écran couvrant 114mm de mélamine UL. En tout, quatre cas de figure se présentent comme schématisés dans le tableau suivant:

Tableau 12 Différentes configurations de montage surfacique d'une bicouche

<table border="1"> <tr><td>écran</td></tr> <tr><td>0.5mm cavité d'air</td></tr> <tr><td>114 mm MélamineUL (JCA élastique)</td></tr> <tr><td>Fond rigide</td></tr> </table>	écran	0.5mm cavité d'air	114 mm MélamineUL (JCA élastique)	Fond rigide	Configuration A Écran non collé à la mousse Mousse collée au fond rigide	<table border="1"> <tr><td>écran</td></tr> <tr><td>0.5mm cavité d'air</td></tr> <tr><td>114 mm MélamineUL (JCA élastique)</td></tr> <tr><td>0.5mm cavité d'air</td></tr> <tr><td>Fond rigide</td></tr> </table>	écran	0.5mm cavité d'air	114 mm MélamineUL (JCA élastique)	0.5mm cavité d'air	Fond rigide	Configuration B Écran non collé à la mousse Mousse non collée au fond rigide
écran												
0.5mm cavité d'air												
114 mm MélamineUL (JCA élastique)												
Fond rigide												
écran												
0.5mm cavité d'air												
114 mm MélamineUL (JCA élastique)												
0.5mm cavité d'air												
Fond rigide												
<table border="1"> <tr><td>écran</td></tr> <tr><td>114 mm MélamineUL (JCA élastique)</td></tr> <tr><td>0.5mm cavité d'air</td></tr> <tr><td>Fond rigide</td></tr> </table>	écran	114 mm MélamineUL (JCA élastique)	0.5mm cavité d'air	Fond rigide	Configuration C Écran collé à la mousse Mousse non collée au fond rigide	<table border="1"> <tr><td>écran</td></tr> <tr><td>114 mm MélamineUL (JCA élastique)</td></tr> <tr><td>Fond rigide</td></tr> </table>	écran	114 mm MélamineUL (JCA élastique)	Fond rigide	Configuration D Écran non collé à la mousse Mousse non collée au fond rigide		
écran												
114 mm MélamineUL (JCA élastique)												
0.5mm cavité d'air												
Fond rigide												
écran												
114 mm MélamineUL (JCA élastique)												
Fond rigide												

Les quatre configurations ont été testées avec un écran imperméable Kapton 50HPPST (voir Tableau 7). Ce choix vient du fait que, contrairement à un poreux, cet écran est nettoyable après l'application de la colle et donc réutilisable. Comme le montre la Figure 7.25, la configuration C, s'avère la plus performante en basses fréquences. Aux voisinages de 200Hz, le coefficient d'absorption de cette configuration est presque 1, contre moins de 0.5 pour le

même revêtement dans la configuration D. En revanche, la configuration D se démarque sur les trois premières bandes d'octaves.

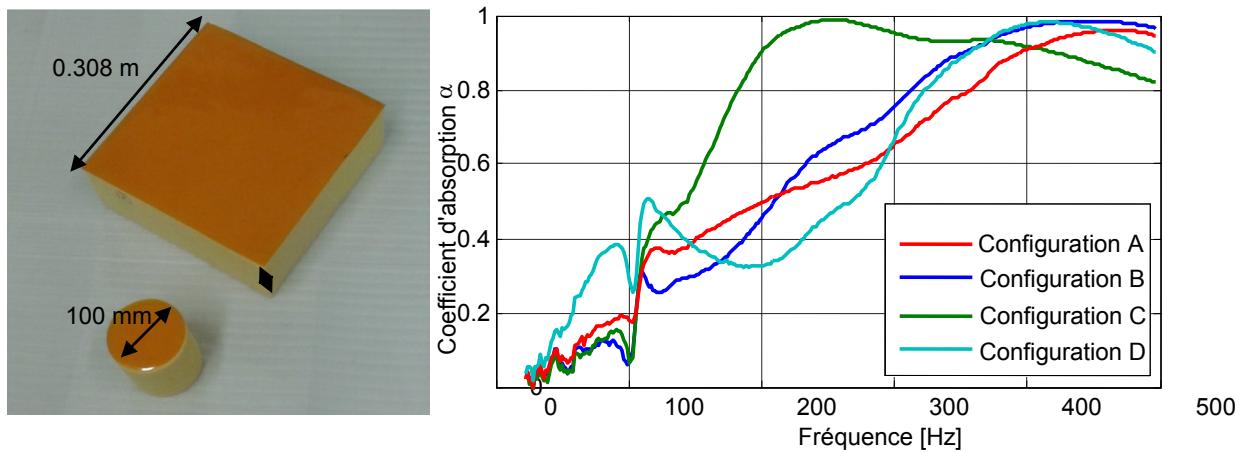


Figure 7.25 (Gauche) Échantillons d'un bicouche composé de 114mm de mélamine UL couverte d'un écran imperméable KAPTON HPP50 (Droite) Coefficient d'absorption de la bicouche à gauche pour les différentes configurations du Tableau 12

D'ailleurs, on peut observer que le coefficient d'absorption correspondant est en moyenne 20% supérieur (en absolu) à ceux des autres configurations aux alentour de 75Hz.

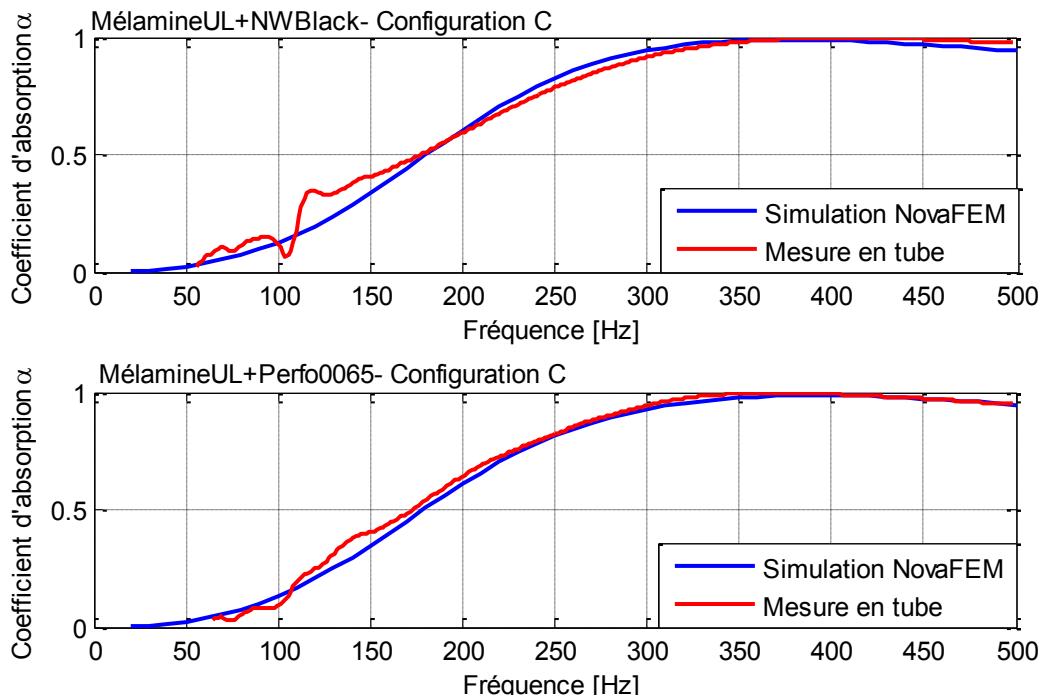


Figure 7.26 Mesure en tube et Simulation NovaFEM de 114mm de Mélamine UL couverte de (haut) le non-tissé NWBlack (bas) le microperforé Perfo0065- Les deux bicouches en configuration C

Dans la Figure 7.26, on s'est servi de deux exemples d'écrans pour valider les mesures expérimentales: le Perfo0065 modélisé comme microperforé et le NWBlack modélisé comme (JCA-souple). Une bonne corrélation entre mesure et simulation a été obtenue.

Étant la plus performante, dans la suite, on adopte la configuration C pour comparer les différents écrans listés dans la base de données. Pour des raisons de clarté, on a restreint le nombre de courbes présentes sur la même figure (Voir ANNEXE F pour plus d'échantillons). Toutefois, sur la figure suivante, on a pris un exemple de chaque catégorie d'écran (imperméable, microperforé, tissé, non tissé...). Sur la figure, on peut voir que les différents écrans améliorent significativement l'absorption sur la majorité de la plage de mesure par rapport à la mélamine seule. En particulier, l'écran imperméable à base du Kapton100HN offre un gain de 40% entre 200 et 250Hz, et ce, malgré sa masse surfacique relativement très faible.

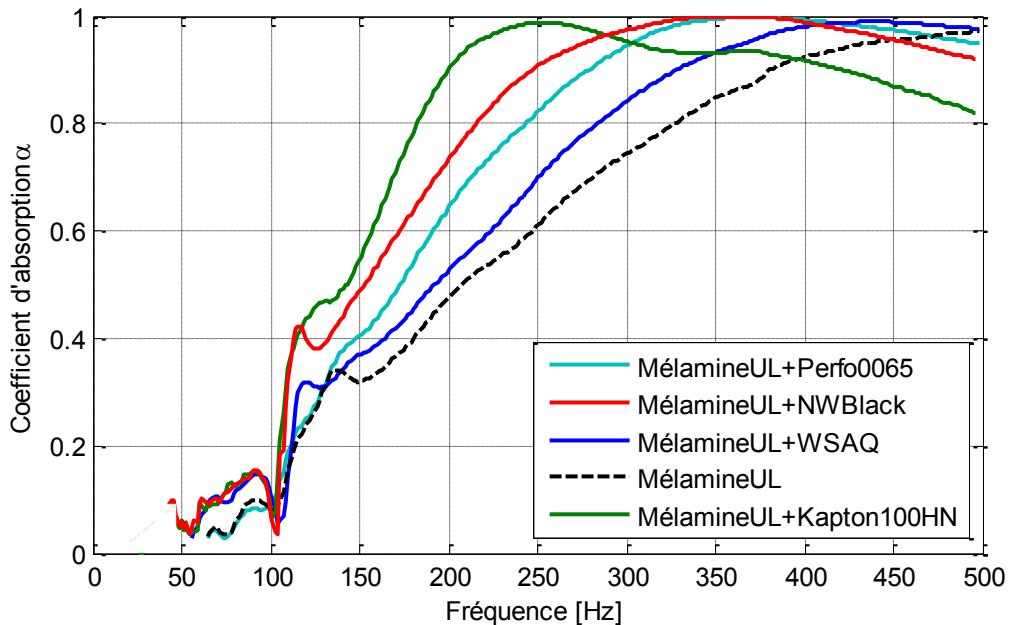


Figure 7.27 Coefficient d'absorption mesuré dans le grand tube pour des bicouches à base de différents écrans

Les revêtements acoustiques étudiés sont destinés à des applications aérospatiales, où la contrainte de masse ajoutée est omniprésente. Aussi, il est évident que si pour la même masse d'écrans, on ajoute à la place de la mousse, on améliore aussi l'absorption. De plus, sur la figure ci-haut, on compare différents écrans de différentes masses surfaciques, ce qui est loin d'être équitable. De ces faits, on a proposé deux critères de quantification des gains

en absorption par rapport au revêtement de base, qui permet une étude comparative plus objective. Le premier critère est le gain corrigé absolu qu'on note $G^{m_{cor}}_{abs}(f)$ et qui incarne la différence entre le coefficient d'absorption de la bicouche étudiée et celui d'une monocouche de mousse de même masse, servant de référence. L'épaisseur de correction ajoutée à la mousse de référence n'est que le rapport masse surfacique de l'écran $\rho_{s_{écran}}$ divisé par la masse volumique de la mousse $\rho_{v_{mousse}}$. Par conséquent l'épaisseur de la mousse de référence serait donnée comme suit :

$$h_{mousse_{cor}} = h_{mousse_{bicouche}} + \frac{\rho_{v_{écran}} h_{écran}}{\rho_{v_{mousse}}} \quad (7.8)$$

On a proposé l'expression suivante pour le gain absolu corrigé:

$$G^{m_{cor}}_{abs}(f) = [\alpha^{mousse+écran}(f) - \alpha^{mousse}_{ép_cor}(f)] \times 100 \quad (7.9)$$

Le deuxième critère est le gain corrigé relatif, qu'on note $G^{m_{cor}}_{rel}(f)$ et qui n'est que la division de $G^{m_{cor}}_{abs}(f)$ sur le coefficient d'absorption corrigé par l'épaisseur de la mousse de référence. Le critère proposé par l'équation (7.3)

$$G^{m_{cor}}_{rel}(f) = \left[\frac{\alpha^{mousse+écran}(f) - \alpha^{mousse}_{ép_cor}(f)}{\alpha^{mousse}_{ép_cor}(f)} \right] \times 100 \quad (7.10)$$

Les deux critères sont équivalents et permettent plus au moins une même comparaison. Sauf que le deuxième permet d'accentuer les gains dans la zone où l'absorption de la référence, était médiocre. Ainsi, il permet de mieux identifier les plages de fréquence où l'ajout de l'écran est le plus efficace, et donc où l'apport en absorption est le plus important. Le seul inconvénient est que le gain corrigé relatif expérimental amplifie le bruitage et les effets des vibrations du squelette sur les très basses fréquences comme le montre l'exemple de la figure suivante. On peut conclure que le gain relatif corrigé peut être meilleur comme critère d'étude comparative numérique et le gain absolu corrigé peut être meilleur comme critère d'étude comparative expérimentale.

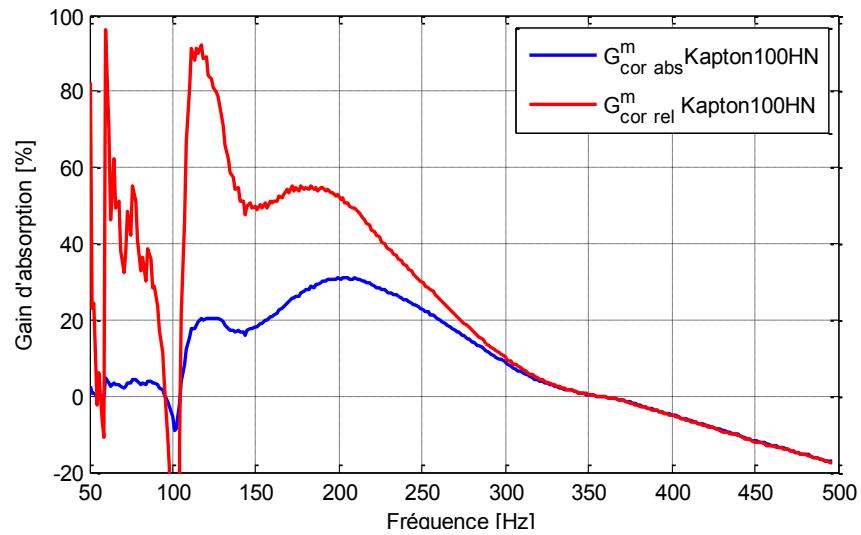


Figure 7.28 Gain relatif corrigé et gain absolu corrigé en fonction de la fréquence pour un bicouche couvert d'un imperméable à base de Kapton100HN

La Figure 7.29 est une reproduction de la Figure 7.27, avec le critère $G^{m_{cor_abs}}$ exprimé par l'équation (7.9). La configuration étudiée est toujours la configuration C du tableau 12. Lorsque les courbes passent en bas de la ligne de zéro, ça veut dire qu'une monocouche de mousse dont l'épaisseur est corrigée proportionnellement à la masse ajoutée par l'écran offre une meilleure absorption.

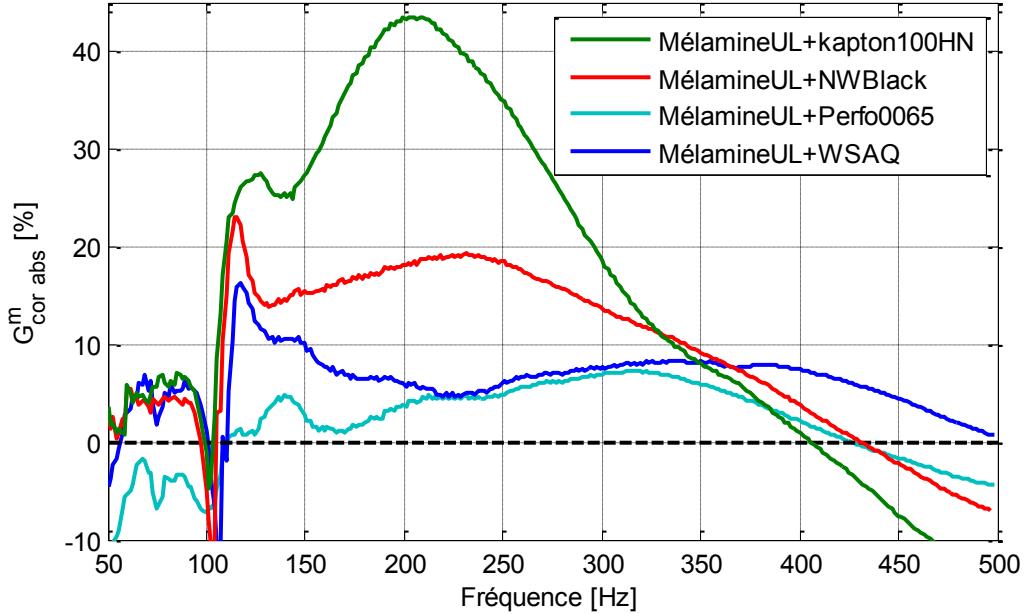


Figure 7.29 Gain absolu corrigé pour différents écrans

La Figure 7.22 seconde les bonnes capacités d'absorption acoustique sur les très basses fréquences de l'imperméable. Par contre, c'est à ~ 410 Hz qu'une monocouche de même masse que la bicouche devient plus absorbante, contre ~ 430 Hz pour la bicouche couverte de NWBlack et ~ 500 Hz pour celle couverte du WSAQ. Vu leurs performances remarquables sur les très basses fréquences, et toujours sous la configuration C, on a mesuré le coefficient d'absorption d'une bicouche avec trois films Kapton de différentes masses surfaciques, ainsi que la perte par transmission (voir tableau7). Les mesures corroborent les simulations de la Figure 7.20. On remarque que l'effet de la masse surfacique est présent jusqu'à ~ 230 Hz, par contre sur les plus hautes fréquences cette masse est pénalisante et l'imperméable le plus léger affecte le moins le coefficient d'absorption. La Figure 7.30 (b), montre que le Kapton100HN offre la plage d'apport en absorption la plus large. En effet, c'est à partir de 400Hz qu'une monocouche de même masse devient plus efficace en absorption qu'une bicouche couverte de Kapton100HN, alors que c'est 320Hz pour celle couverte de Kapton500HN et 300Hz pour celle couverte de Kapton200HN. Par contre, cette dernière offre le plus de gain en absorption corrigé et atteint un pic à ~ 180 Hz.

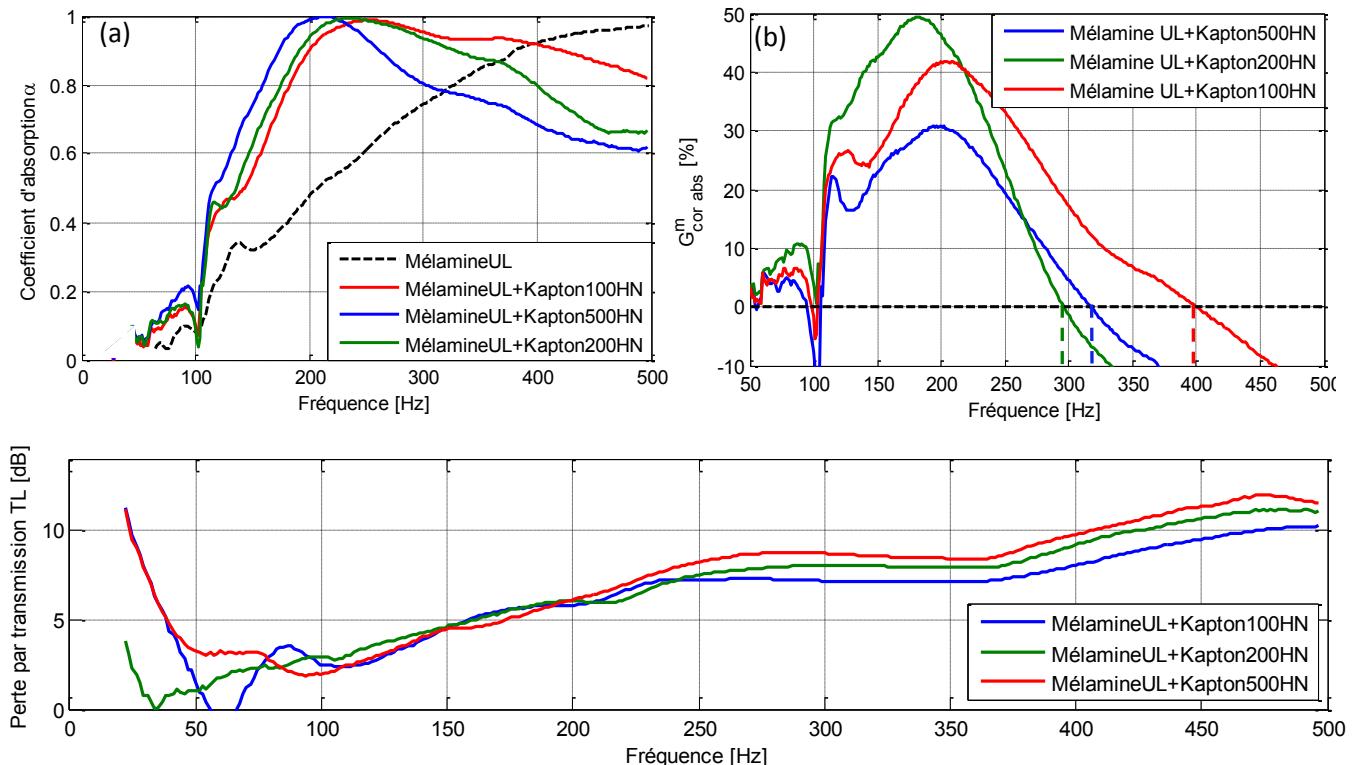


Figure 7.30 (a) coefficient d'absorption expérimental (b) Gain absolu corrigé expérimental (c) Perte par transmission expérimentale pour des bicouches composées de 114mm de mélamineUL et couvertes de différents écrans imperméables (Configuration C)

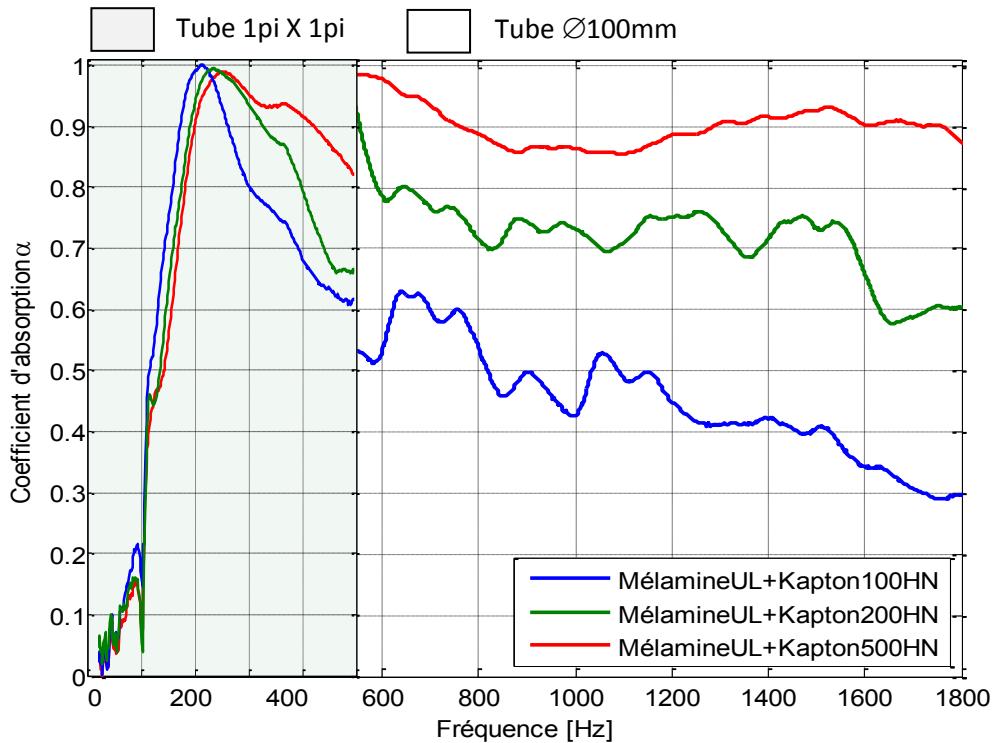


Figure 7.31 Coefficient d'absorption expérimental d'un bicouche couvert de différents écrans imperméables (agencement en configuration C)

Sur la Figure 7.31 on présente le coefficient d'absorption mesuré sur une plage de fréquence de 10 à 1800Hz, conformément à la norme ASTM 1050. De 10 à 580Hz les mesures été effectués dans un tube de section 1 pi² et sur le reste de l'intervalle dans un tube de cylindrique de diamètre 100mm. Les discontinuités peuvent être expliquées par les conditions de montage, dues à la forme et aux dimensions des tubes.

7.4.3 Conditions latérales de montage

Lorsque la longueur d'onde incidente est proche des dimensions caractéristiques de l'échantillon, les effets mécaniques sont très présents et sont très influencés par les conditions limites du montage de l'échantillon dans le tube. Les effets des conditions latérales de montage sont plus influents sur la perte par transmission. Les simulations de la Figure 7.32 suivante présentent une comparaison entre des échantillons identiques pour différentes conditions limites sur les bords latéraux. Sur la même figure, on peut observer les

effets de taille de l'échantillon. L'encastrement des surfaces latérales de l'échantillon contre les parois intérieures du tube favorise le mode vibratoire présenté par la Figure 7.4 (b), d'où le pic de perte par transmission sur les très basses fréquences. Ces effets sont amplifiés davantage quand une masse est montée à la surface de l'échantillon que ça soit une masse concentrée ou distribuée (écran).

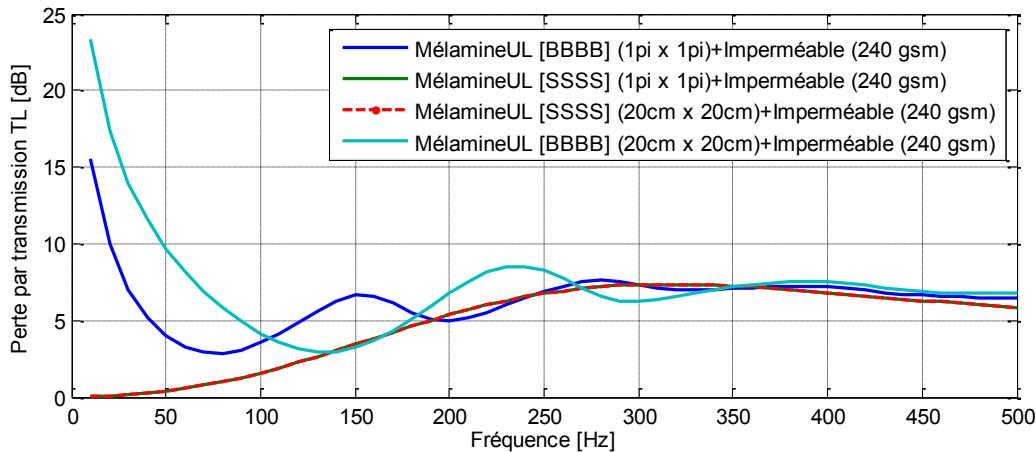


Figure 7.32 Perte par transmission pour une bicouche composée de 1 dm de mélamine UL couverte d'un imperméable de 240 gsm pour différentes conditions limites et dimensions (S : glissant / B : encastré)

La mesure expérimentale a été effectuée dans le grand tube (1pi^2) sous la norme ASTM E2611. Les figures suivantes présentent une comparaison de mesure et simulation de deux exemples d'écrans couvrant 114mm de mélamineUL. Les bords des échantillons étaient enrobés d'un ruban adhésif sur lequel on a appliqué la gelée de pétrole pour éliminer les fuites.

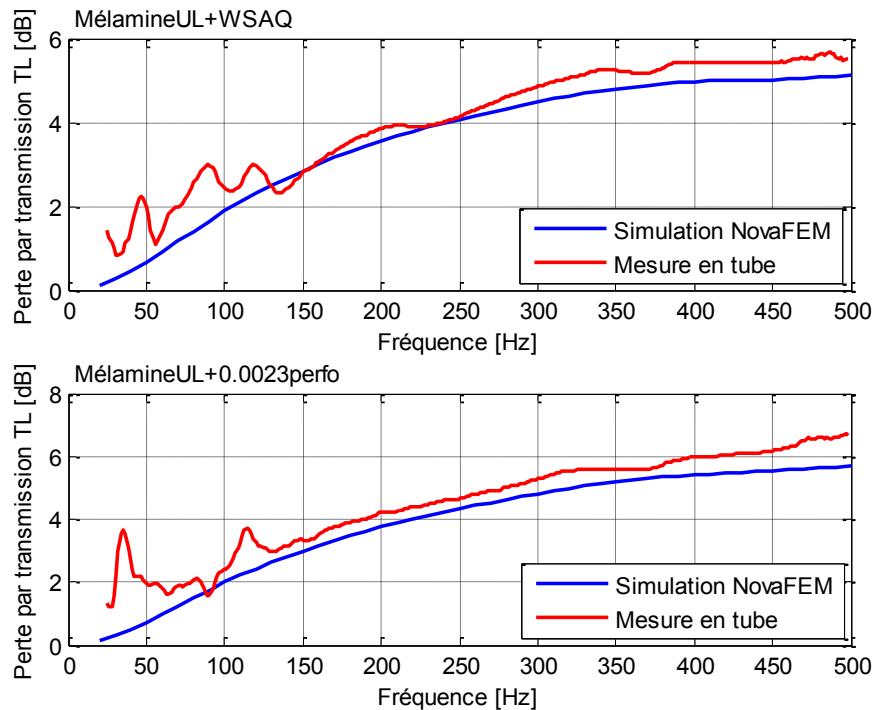


Figure 7.33 Mesure en tube et Simulation NovaFEM de perte par transmission de 114mm de Mélamine UL couverte de (haut) le tissé WSAQ (bas) le microperforé Perfo0023- les deux bicouches en configuration C

Pour visualiser expérimentalement la sensibilité de la perte par transmission aux conditions limites sur les bords latéraux, on a préparé un échantillon de 114mm de mélamineUL sur laquelle on a collé un film de Kapton100HN avec une très légère pulvérulence de colle 3M.

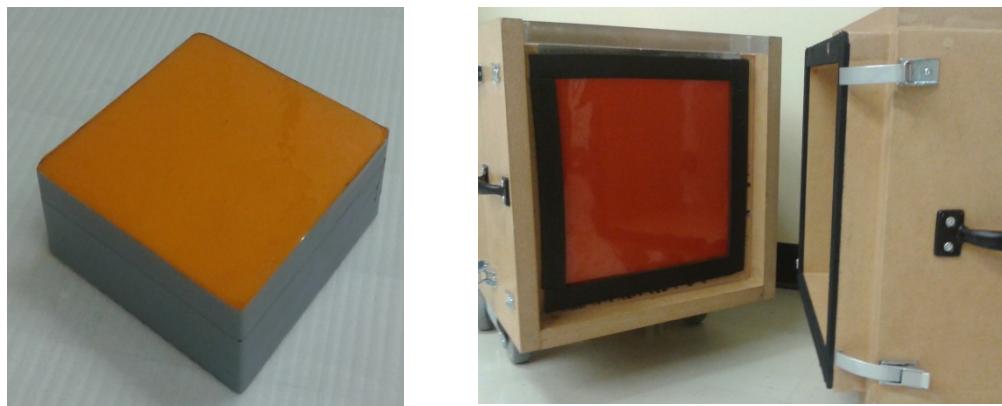


Figure 7.34 Montage de l'échantillon dans le tube d'impédance (gauche) Les faces latérales étaient entourées d'un ruban adhésif (droite) Un ruban adhésif été appliqué pour éviter les fuites au niveau des cavités entre l'échantillon et les parois du tube

Ensuite on a couvert les faces latérales par un ruban adhésif, comme le montre la figure ci-dessous. Dans un premier temps on a appliqué de la gelée de pétrole sur la surface du ruban adhésif (surfaces en gris), et dans un deuxième temps on y a appliqué de la colle adhésive.

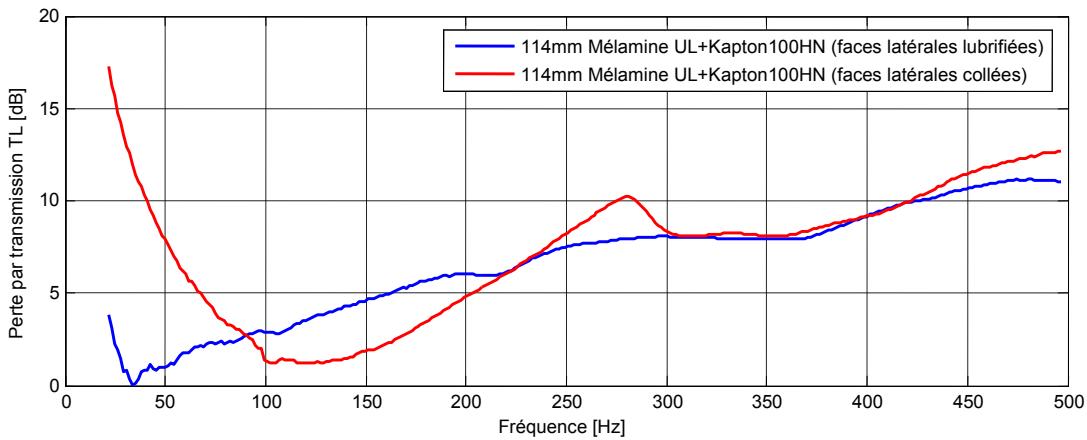


Figure 7.35 Perte par transmission d'une bicouche composée de 114mm de mélamineUL couverte d'un imperméable Kapton100HN pour différentes conditions d'assemblages

Il y a eu plusieurs tentatives d'exploiter les conditions limites pour améliorer la perte par transmission d'une structure. Ces études portaient principalement sur des écrans montés sur des grilles, ainsi chaque cellule reproduit les effets exposés précédemment. Le potentiel de cette méthode se heurte au simple fait d'employer une grille. En effet cette dernière ajoutera de la masse et de la complexité au montage. Ce qui remet en question l'efficacité de la solution.

7.5 Effet de collage

L'opération de collage d'un écran à la mousse se fait à l'aide d'une bombe de colle 3M destinée à ce fait. La pulvérolence de colle appliquée à la surface de l'écran peut s'infiltre dans les pores et augmenter la résistivité à l'écoulement d'air, ainsi que contribuer par sa masse à augmenter la masse surfacique de l'écran. Donc, les principaux paramètres non acoustiques de l'écran peuvent être affectés par l'opération de collage et ceci dépendamment de la quantité de colle qui y est appliquée.



Figure 7.36 Séparation de l'écran de la mousse

Pour illustrer cet effet, on a pelé l'écran NWBlack à sa juste surface, de la mousse sur laquelle il a été collé. Ensuite, on l'a caractérisé de nouveau. Sa résistivité a grimpé de $1\ 359\,250\ Nsm^{-4}$ à $2\ 321\ 240\ Nsm^{-4}$, son épaisseur de 0,5 mm à ~0,7 mm et sa masse volumique demeurait presque la même $126\ kg/m^3$.

Dans la Figure 7.37, on présente le coefficient d'absorption mesuré sur une bicouche composée de 50 mm de mélamine sur laquelle on a collé un écran NWBlack. Sur la surface de l'échantillon de 100 mm de diamètre, environ 0.9 g de colle a été ajoutée (pesée après séchage). Dans la courbe de simulation, on a pris les nouvelles propriétés de l'écran avec le modèle résistif (vu qu'il est complètement collé à la mousse). Du fait que le collage est total et sur tout la surface, on n'a pas ajouté une lame d'air de découplage entre l'écran et la mousse.

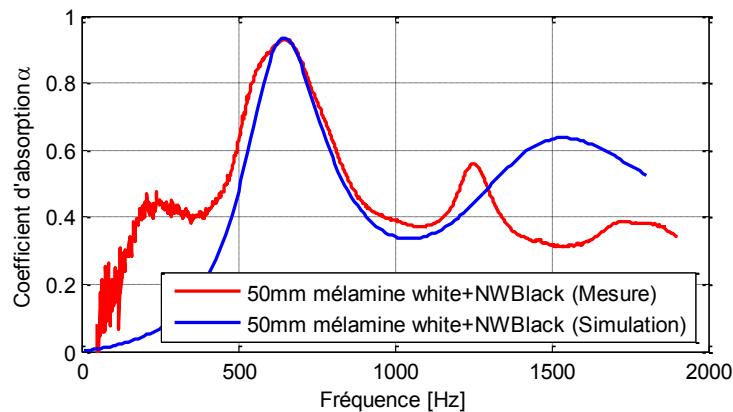


Figure 7.37 Mesure et simulation du coefficient d'absorption d'un écran complètement collé contre 50 mm de mousse de mélamine

CHAPITRE 8 MODÉLISATION ET ÉTUDE COMPARATIVE POUR UNE APPLICATION AÉROSPATIALE

Dans ce chapitre, on se propose de reconstruire un modèle d'une coiffe de lanceur à laquelle on applique les revêtements à base de différents écrans. Pour s'approcher de la réalité, on s'est servi des propriétés disponibles dans la littérature. On aurait pu simplifier l'étude en utilisant des propriétés équivalentes (puisque l'étude est de nature comparative), mais par simple souci de détail, on a choisi de profiter des outils que les logiciels de simulation offraient.

8.1 Propriétés mécaniques et dimensionnelles de la structure

En vue de construire un modèle qui s'approche d'un cas réel, pour simuler et comparer les performances acoustiques des différents écrans, on a utilisé les données publiées par la NASA concernant la coiffe du lanceur Ares V. Pour ce dernier, une étude de type facteur de mérite (FOM) a été conduite sur différents matériaux et compositions de structure. Les critères de mérites étaient multipliés par les facteurs d'importance et couvraient : la masse (à qui correspond le facteur d'importance le plus élevé), la complexité de production, le coût, ainsi que, les performances thermiques et acoustiques [38]. L'étude a conclu que les panneaux à raidisseurs en V (hat stiffened), les panneaux à cœur renforcé (RCS) et les mousses en sandwich s'imposent en haut de la palette des choix.

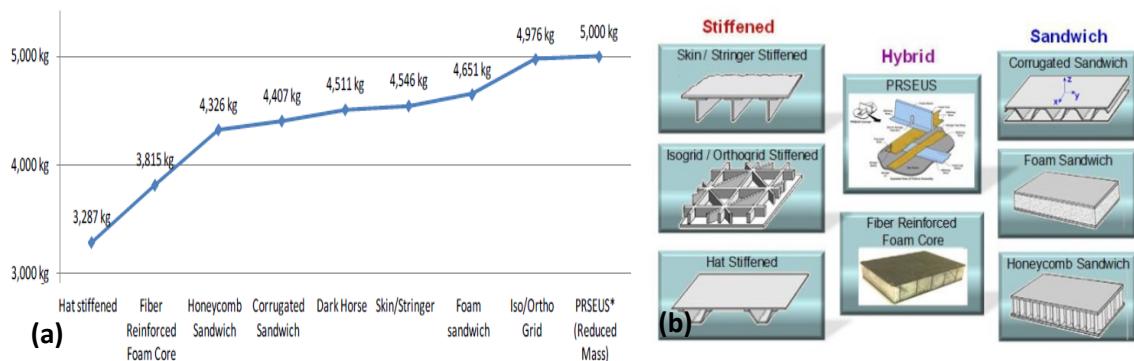


Figure 8.1 (a) Masse totale d'une coiffe d'Ares V en fonction du type de la structure (masse surfacique indiquée sur chaque point) (b) Représentation schématique de chacune des structures (source : [38])

Dans la suite, on utilise les propriétés mécaniques et géométriques des structures RCS telles qu'exprimées dans la figure et le tableau ci-dessous (voir ANNEXE C pour les figures originales):

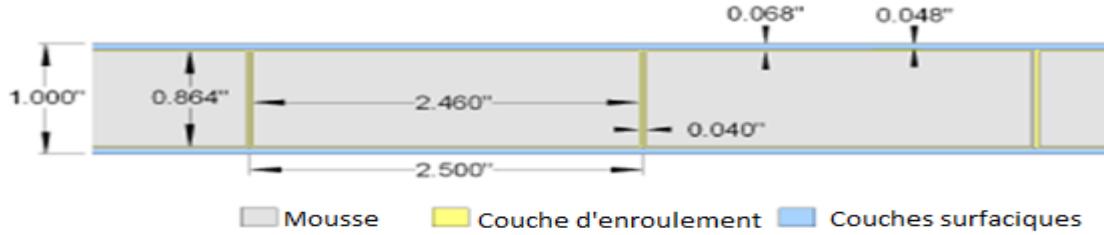


Figure 8.2 Représentation d'une coupe d'un sandwich (FRF ou RCS) (Source : [37] traduit)

Tableau 13 Propriétés mécaniques de chacune des couches constitutantes de la structure (RCS)

	Mousse Rohacell 31HF Polymethacrylimide		Estimation des propriétés mécaniques de la couche d'enroulement *		Estimation des propriétés mécaniques de la couche d'enroulement*	
	Impérial	Métrique	Impérial	Métrique	Impérial	Métrique
E_1	5.22 ksi	36 MPa	10.94 Msi	75.4 GPa	20.17 Msi	139 GPa
E_2	5.22 ksi	36 MPa	0.705 Msi	4.86 GPa	1.147 Msi	7.9 GPa
ν_{12}	0.35	0.35	0.3	0.3	0.257	0.257
G_{12}	1.885 ksi	13 MPa	0.237 Msi	1.63 GPa	0.465 Msi	3.2 GPa
G_{13}	1.885 ksi	13 MPa	0.237 Msi	1.63 GPa	0.465 Msi	3.2 GPa
G_{23}	1.885 ksi	13 MPa	0.207 Msi	1.42 GPa	0.330 Msi	2.27 GPa
Épaisseur	0.864 in	22mm	0.01 in	0.254 mm	0.006 in	0.152 mm
ρ	0.001157 lb/in ³	32 kg/m ³	0.0496 lb/in ³	1373 kg/m ³	0.057 lb/in ³	1577.75 kg/m ³

* Estimations pour une seule couche

Chacune des couches d'enroulement est composée de deux couches dont le vecteur angle d'empilement est [45°/−45°]. De même, chacune des couches de surfaces est composée de 4 couches de Fibres tissées/Epoxy, dont le vecteur d'empilement est [−45°/ 90°/ 45°/ 0°].

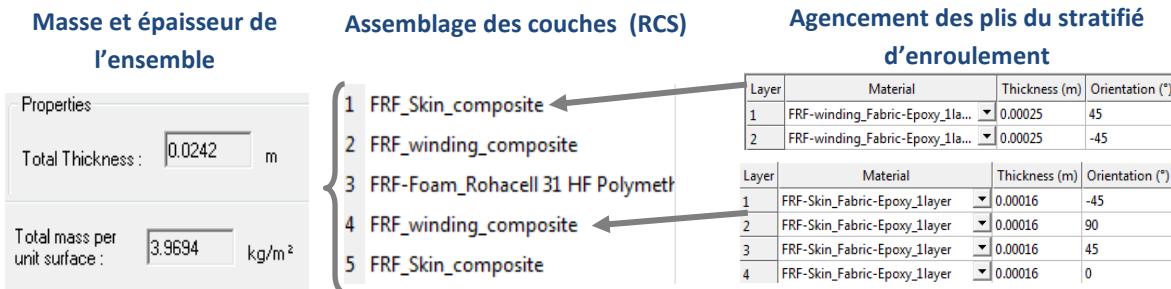


Figure 8.3 Définition de la structure RCS sous NOVA

8.2 Modèle TMM

On suppose, dans ce sous-titre, que les dimensions latérales de la structure sont infinies. Dans la bibliothèque de NOVA, on définit les propriétés mécaniques du panneau comme décrit par la Figure 8.3, ainsi que les différents matériaux et revêtements acoustiques. La figure présente le modèle tel que défini sur Nova. L'excitation acoustique appliquée est de type champs diffus d'amplitude 1Pa et d'angles d'incidences incluses entre 0° et 78°.

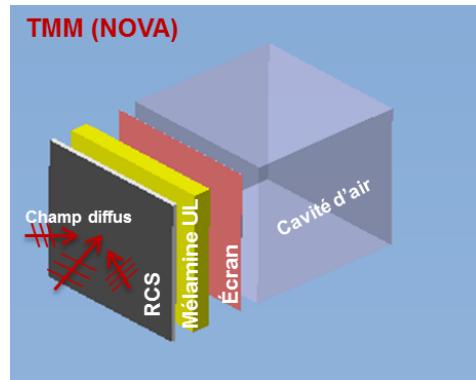


Figure 8.4 Représentation 3D du modèle TMM tel que défini sur Nova

Sur les courbes des coefficients d'absorption des différents revêtements, on peut voir que l'écran imperméable (Propriétés du Kapton 300HPP-ST), se démarque sur les basses fréquences et permet un gain avoisinant 40 % à 200Hz par rapport au revêtement à base de la mélamine seule. Par contre ceci n'est pas sans conséquence sur les hautes fréquences (voir figure 7.2).

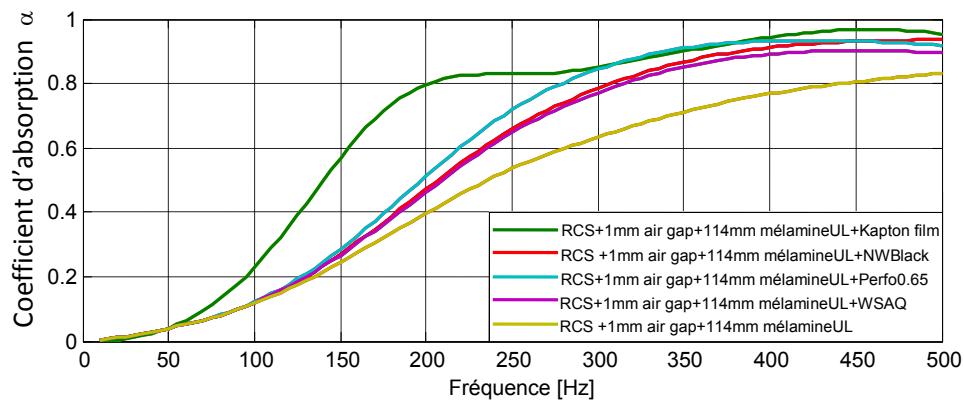


Figure 8.5 Coefficient d'absorption pour différentes bicouches séparées d'un panneau RCS avec une lame d'air de 1mm d'épaisseur_modélisation TMM

Les courbes de perte par transmission et de perte par insertion montrent des gains intéressants à partir de 200Hz par rapport au cas d'un panneau sans revêtement. Par contre ces gains sont minimes si comparés au cas d'un revêtement monocouche à base de la mélamine seule. À part la minime montée entre 200Hz et 350 Hz du revêtement couvert de Kapton, les courbes des différentes bicouches se chevauchent et montrent quasiment les mêmes performances en perte par transmission et perte par insertion. En effet, ces deux grandeurs dépendent principalement de la masse. Les masses rajoutées par les différents écrans, sont presque de même ordre et sont relativement faibles si comparées à la masse surfacique rajoutée par les 114 mm de mélamine.

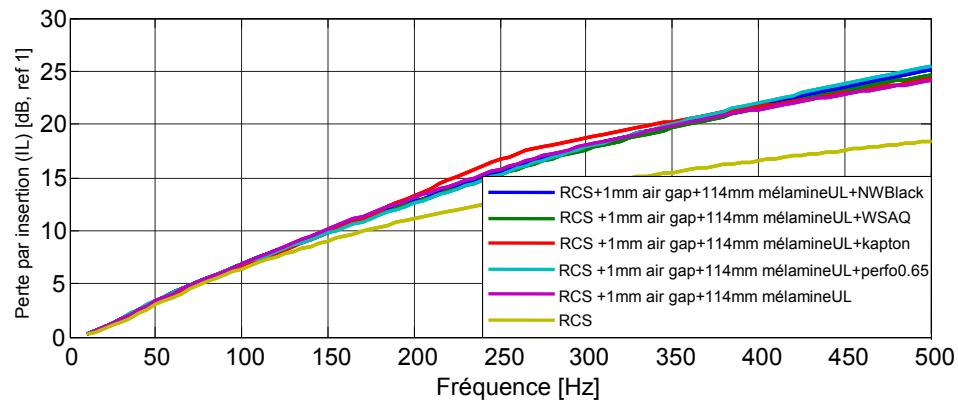


Figure 8.6 Perte par insertion (référence 1dB) pour différentes bicouches séparées d'un panneau RCS avec une lame d'air de 1 mm d'épaisseur

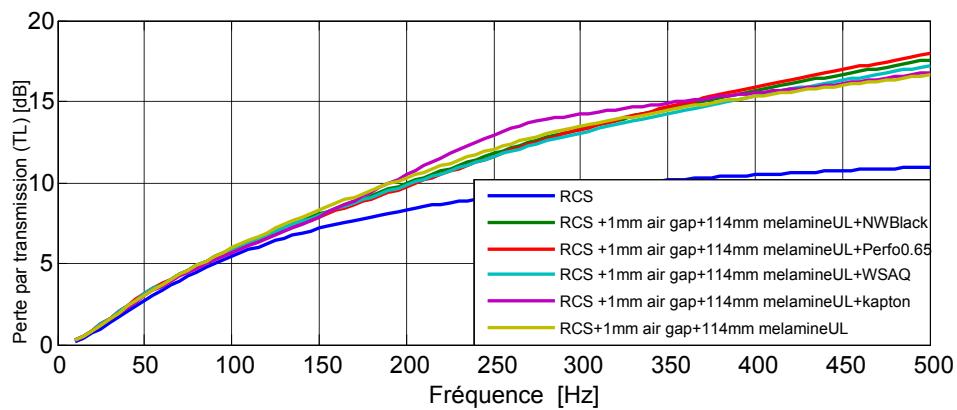


Figure 8.7 Perte par transmission (TL) pour différentes bicouches séparées d'un panneau RCS avec une lame d'air de 1 mm d'épaisseur

Le tableau suivant rassemble les masses surfaciques et les épaisseurs de différentes configurations présentées ci-haut.

Tableau 14 Masse surfacique et épaisseur totale des différentes configurations

Configuration	Masse surfacique (kg/m^2)	Épaisseur (mm)
Panneau RCS	3.969	24.2
RCS+1mm air+114mm Mélamine	4.521	126.2
~ + NWBlack	4.641	126.6
~ + WSAQ	4.621	126.4
~ + Perfo0065	4.671	126.4
~ + Kapton 300HPP-ST	4.628	126.2
~ : RCS+1mm air+114mm Mélamine		

Pour étudier l'effet des revêtements sur la pression acoustique dans une cavité intercalée entre deux panneaux, faisant ainsi l'analogie à la cavité intérieure d'une coiffe, on a construit un modèle sur NOVA FEM, tel que schématisé sur la figure suivante :

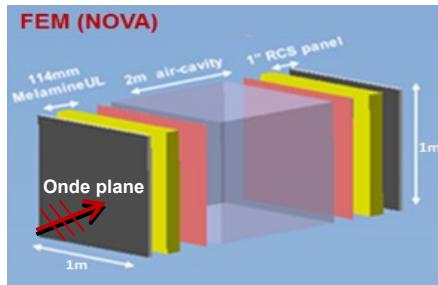


Figure 8.8 Représentation 3D du modèle FEM tel que défini sur NOVA FEM

L'excitation appliquée est de type onde plane (à fin de réduire le temps de calcul). Pour le maillage on a appliqué un minimum de huit éléments par longueur d'onde, calculé par rapport à la fréquence maximale d'étude (ici 500 Hz). On obtient une longueur élémentaire $L_{élém_min}$ de 0.0855 m, soit un minimum de 12 éléments/mètre.

$$L_{élém_min} = \frac{\lambda_{min}}{8} = \frac{c_0}{8f_{max}} \approx 0.0855m \quad (8.1)$$

Pour s'approcher au centre de la cavité, cette dernière a été subdivisée en trois volumes égaux. Par la suite, de la cavité de milieu, on a prélevé la pression quadratique, de laquelle, on a calculé la pression acoustique référencée à 20 μPa .

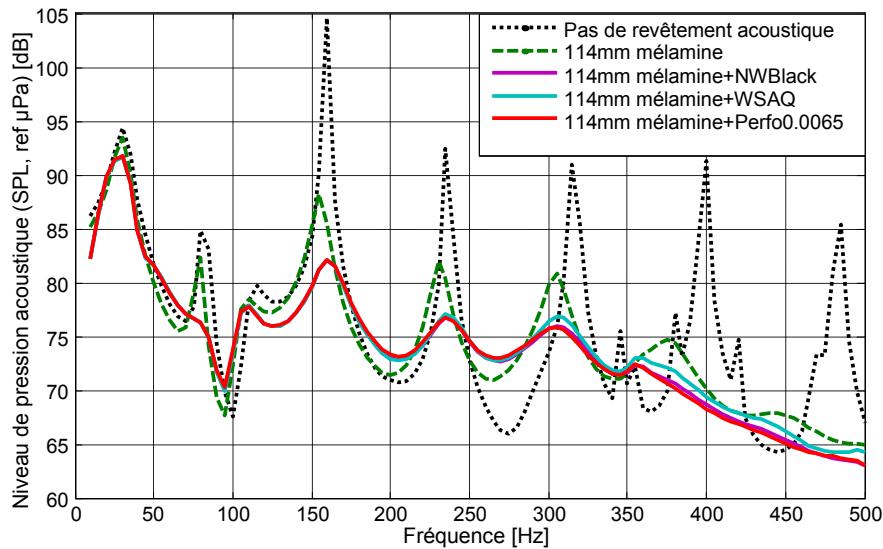


Figure 8.9 Niveau de pression acoustique ($SPL_{\text{réf } 20 \mu\text{Pa}}$) à l'intérieure de la cavité en fonction de la fréquence d'excitation

Sur la Figure 8.9, on peut remarquer que sur la majorité de la plage d'étude, les revêtements ont contribué à considérablement amortir les pics de pression acoustique dans la cavité intérieure. Pour isoler l'effet des écrans, on présente sur la figure suivante la réduction acoustique, $NR_{\text{mélamine}}$, relative à un revêtement à base de la mélamine seule tel que:

$$NR_{\text{mélamine}} = SPL_{114\text{mm mélamine}} - SPL_{114\text{mm mélamine+écran}} \quad (8.2)$$

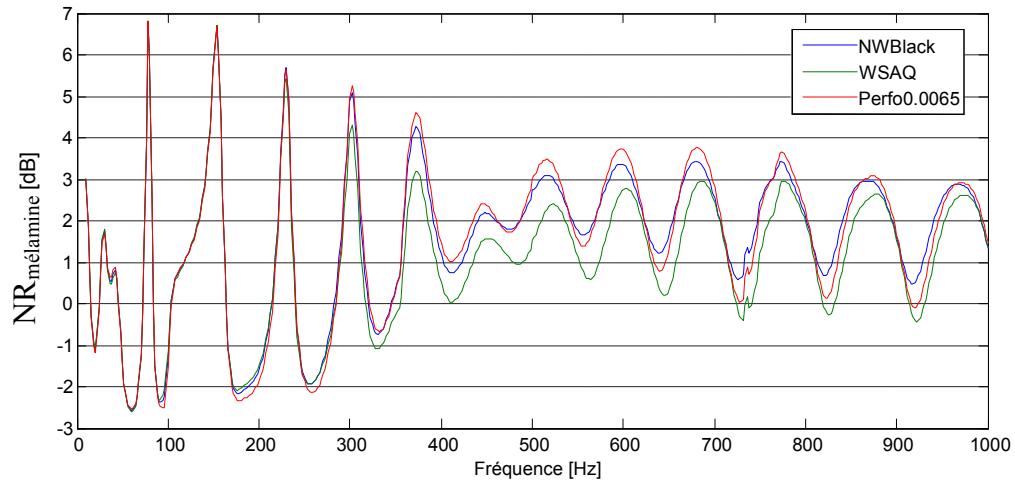


Figure 8.10 Réduction de niveau de pression acoustique dans la cavité intérieure, due à l'ajout de différents écrans à la mousse de mélamine

8.3 Modèle SEA

En se basant sur L'exemple de la coiffe CoEx de la NASA dont les dimensions étaient rendues publiques [37, 38], on a, dans un premier temps, reconstruit un modèle CAO sur Catia V5. Ce modèle était importé sur VAone pour aider à générer la géométrie de base du problème SEA. C'est ainsi qu'on a défini les éléments de la structure y inclut, l'ogive, le baril et les deux troncs de cônes (frustums).

Ensuite, en se basant sur les éléments de surface obtenus, on a créé deux cavités :

- Une cavité contenue : elle épouse la géométrie intérieure de la coiffe
- Une cavité contenant : elle est de forme prismatique et enveloppe tout le modèle

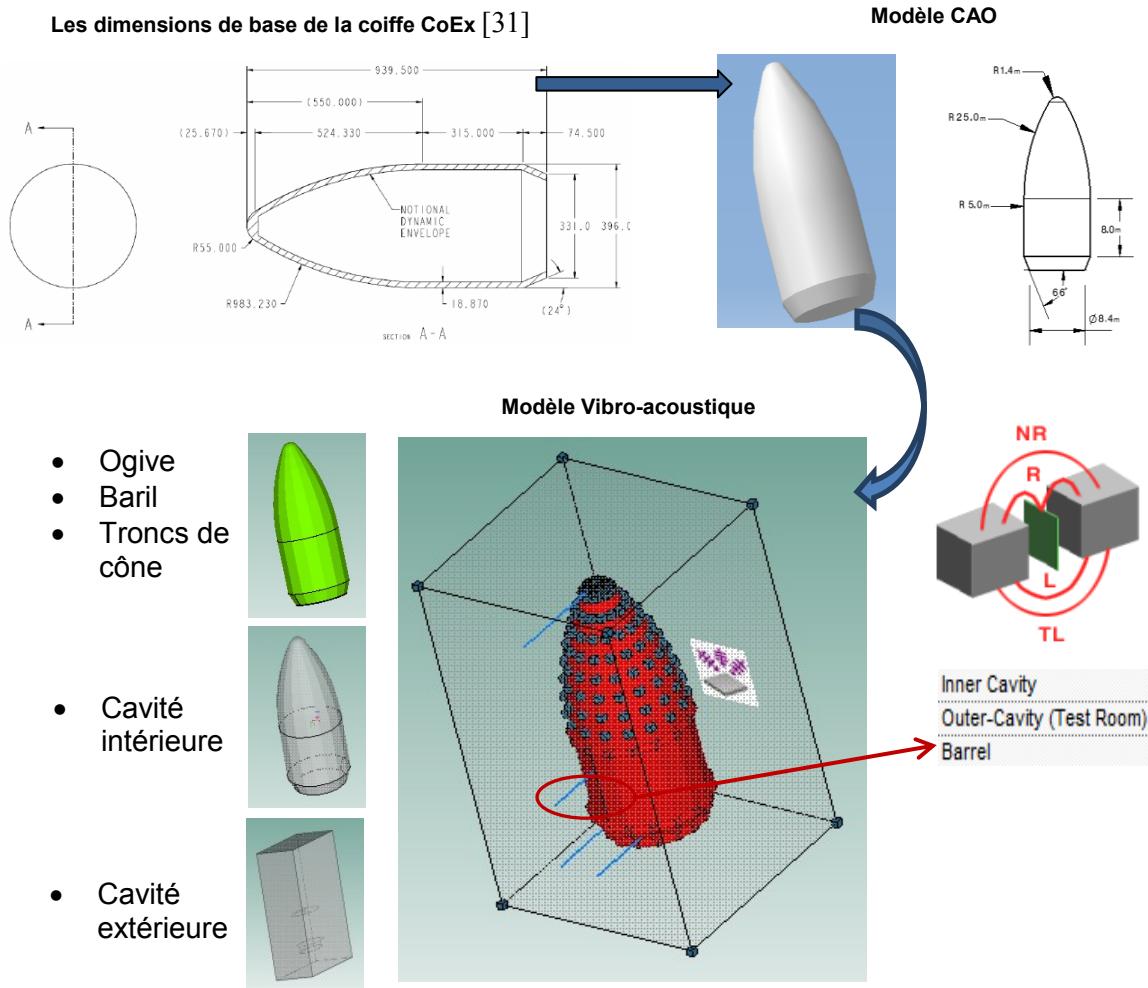


Figure 8.11 Crédit d'un modèle SEA-Schéma procédural

En se basant sur les données publiées par la NASA sur la composition et les propriétés mécaniques de la structure FRF [38], on a défini, dans la bibliothèque des matériaux de VAAone:

- les différentes couches de stratification du composite
- la couche de mousse prise en sandwich (Mousse Rohacell 31A à base de Polyméthacrylimide voir ANNEXE E)
- Le tissu d'interfaçage mousse/composite

En fin, le tout a été assemblé dans un laminé comme montré dans la figure.

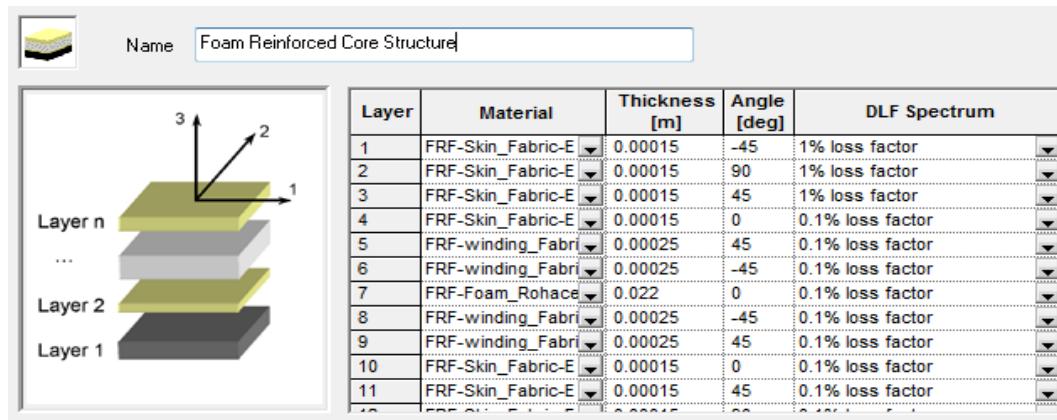


Figure 8.12 Capture d'écran de la fenêtre d'assemblage des différentes couches pour former le FRF

Pareillement, on a défini dans la bibliothèque des traitements acoustiques (NCTs), les différentes propriétés non acoustiques des matériaux définis dans la base de données (voir Tableau 7). Par la suite, on a créé des bicouches à base de la mélamine UL couverte par différents écrans. Pour chacune des bicouches, on a défini deux configurations :

- Une première configuration qui suppose que le revêtement est appliqué directement à la structure (la mousse directement collée aux panneaux)
- Une deuxième configuration qui suppose que le revêtement est séparé de la structure par une fine lame d'air (on rajoute une couche d'air de 1 mm dans la multicouche)

	Name	Layers	Layer-1	Layer-2	Layer-3	Color	Notes
MelamineUL+WSAQ	2	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Sc-WSAQ			Red	
MelamineUL	1	Melamine UL- 5.5 kg/m3				Yellow	
MelamineUL+NWBlack	2	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Sc-NWBlack			Black	
MelamineUL+Kapton	2	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Septum			Green	
1mm+MelamineUL	2	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3			Yellow	
1mmair+MelamineUL+perfo0.0065	3	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Perforated		Red	
1mmair+MelamineUL+NWBlack	3	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Sc-NWBlack		Grey	
Kapton	1	Septum				Green	
1mmair+MelamineUL+WSAQ	3	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Sc-NWBlack		Red	
1mm+MelamineUL+Kapton(30/14)	3	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Perforated		Green	
1mm+MelamineUL+Kapton(4/30)	3	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Perforated		Green	
2-layer treatment	2	Light Glass Wool	Hard Rubber			Yellow	
MelamineUL+perfo0.0065	2	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Perforated			Red	
1mm+MelamineUL+Kapton	3	Air	Melamine UL- 5.5 kg/m3	Septum		Green	

Figure 8.13 Capture d'écran de la fenêtre de définition des revêtements acoustiques

On a ensuite appliqué les matériaux et les revêtements définis dans la bibliothèque à la structure de la coiffe. Une excitation de type champs diffus d'amplitude 1Pa (90dB), a été appliquée à la cavité extérieure. Ensuite, on définit les jonctions entre les différents éléments du modèle SEA. Des jonctions linéaires ont été définies entre les différents éléments de la structure; ainsi que des jonctions surfaciques manuelles ont été définies entre la cavité extérieure, la structure et la cavité intérieure.

Comme mentionnée précédemment, l'une des hypothèses fondamentales de la SEA stipule qu'une densité modale élevée dans la bande de fréquence d'intérêt est nécessaire pour la validité de la méthode (voir sous-titre 5.3).

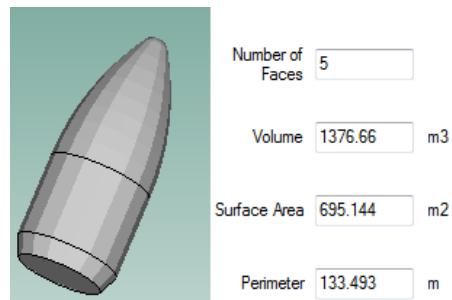


Figure 8.14 Grandeur géométriques de la coiffe

Si on se réfère aux formules de la densité modale, données au Tableau 5, on peut représenter le nombre de modes par bande de tiers d'octave tel que l'illustre la courbe de la Figure 8.15.

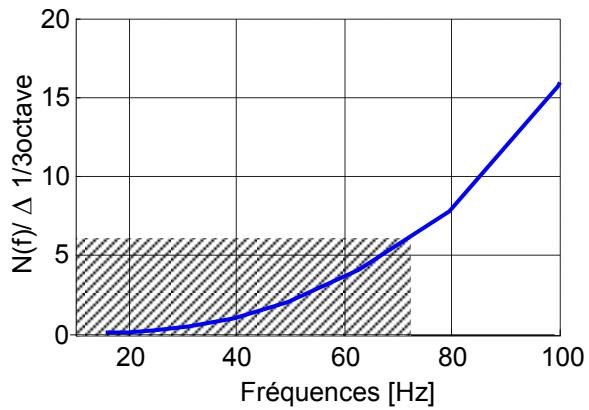


Figure 8.15 Nombre de mode par bande de 1/3 d'octave dans la cavité interne

À partir de 70Hz, on obtient une densité modale supérieure à six modes par bande de tiers d'octave qu'on a jugée suffisante. En effet, vu les grandes dimensions de la structure, les hautes fréquences commencent à des fréquences aussi basses que 70Hz.

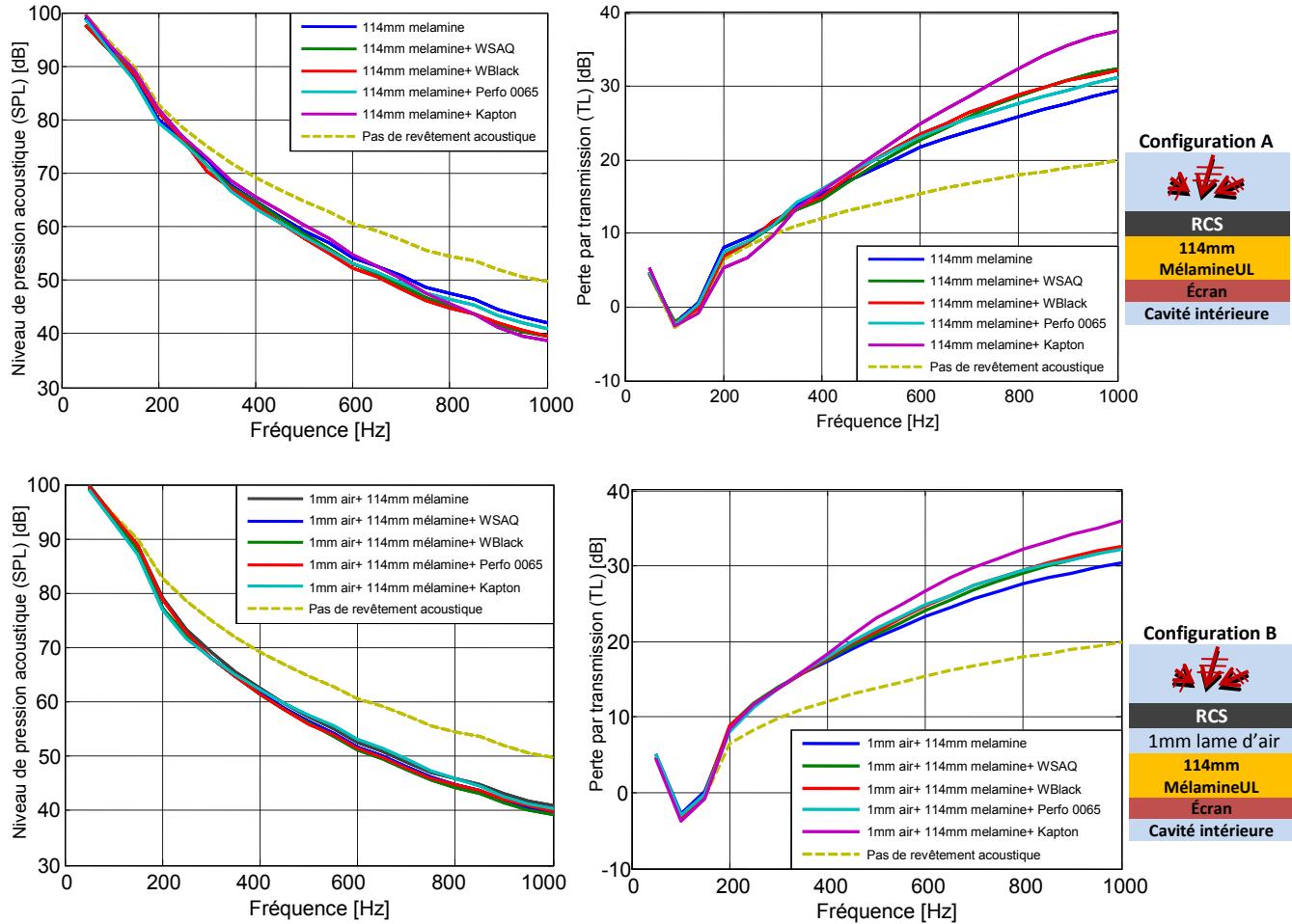


Figure 8.16 Niveau de pression acoustique dans la coiffe et perte par transmission entre la cavité intérieure et extérieure pour différents revêtements et conditions de montage

La Figure 8.16 présente les courbes de niveau de pression dans la cavité intérieure et la perte par transmission entre les deux cavités pour différents revêtements acoustiques, et ce, pour le cas où le revêtement est directement collé à la surface intérieure de la structure (*configuration A*) et pour le cas où une lame d'air sépare les deux (*configuration B*).

On remarque sur les courbes de perte par transmission, la forme de cuilleron aux alentours de 100Hz. En effet, cette allure est due à la fréquence d'anneau. Il s'agit de la fréquence pour laquelle la longueur d'onde longitudinale est égale à la circonférence du cylindre. Dans le cas d'un matériau homogène et isotrope, cette fréquence est donnée par la formule suivante :

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E}{\rho r^2}} = \frac{1}{2\pi r} C_L \quad (8.3)$$

$C_L = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ (Tel que donné dans le Tableau 5) est la vitesse d'onde longitudinale (ou de compression) dans la paroi du cylindre.

r , ρ et E , sont respectivement le rayon du cylindre, la masse volumique du matériau et son module de Young.

Pour mieux visualiser l'effet des revêtements acoustiques présents sur les figures précédentes, on définit la réduction de bruit relativement à une configuration référence, qu'on note NR et qu'on exprime comme suite :

$$NR = SPL_{référence} - SPL_{avec traitement} \quad (8.4)$$

SPL est le niveau de pression acoustique dans la cavité intérieure. Ainsi dans le cas où la configuration de référence est composée de la structure seule (le panneau RCS), NR_{RCS} exprime la réduction acoustique due à l'ajout du revêtement (mousse+écran). Dans le cas où la configuration de référence est la structure revêtue de 114mm de mélamine UL, $NR_{RCS+MéI}$ exprimera la réduction due l'ajout de l'écran à la mousse.

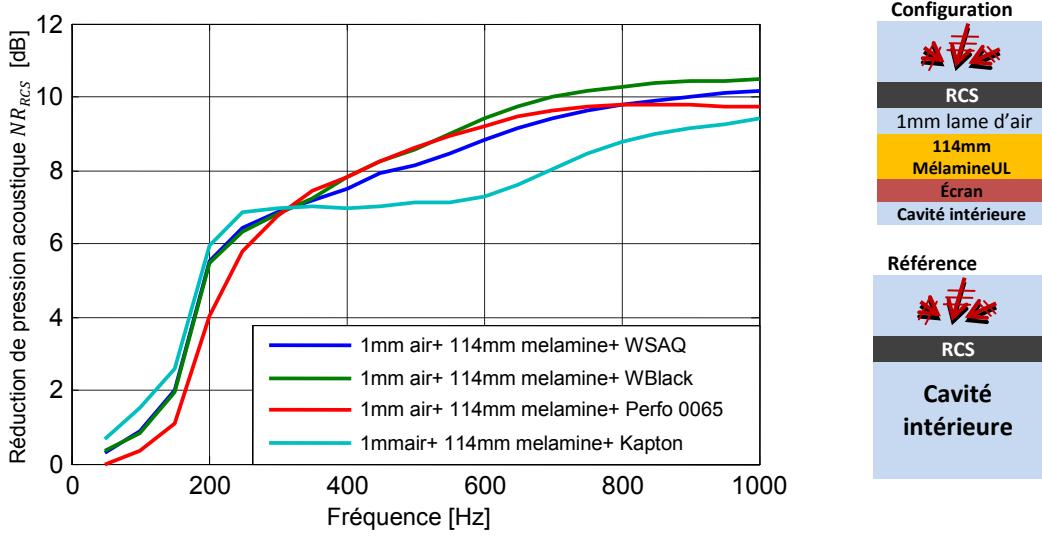


Figure 8.17 Réduction de pression acoustique par rapport au cas sans revêtement

Comme le montre la figure ci-dessus, tous les revêtements réduisent le bruit presque dans les mêmes ordres de grandeur. Toutefois, le revêtement couvert de Kapton 300HT se démarque sur les très basses fréquences et on peut remarquer les 2 dB de plus par rapport au revêtement couvert de Perfo0065 à 200Hz. Par contre au-delà de 300Hz, on voit que c'est le NWBlack qui semble être le meilleur. La même chose peut être observée sur la figure 7.8. Aussi d'après la même figure, on peut observer que l'ajout des écrans s'est traduit par une réduction de pression acoustique par rapport à la mousse seule $NR_{RCS+Mél}$ qui dépasse 4 dB aux voisinages de 300Hz.

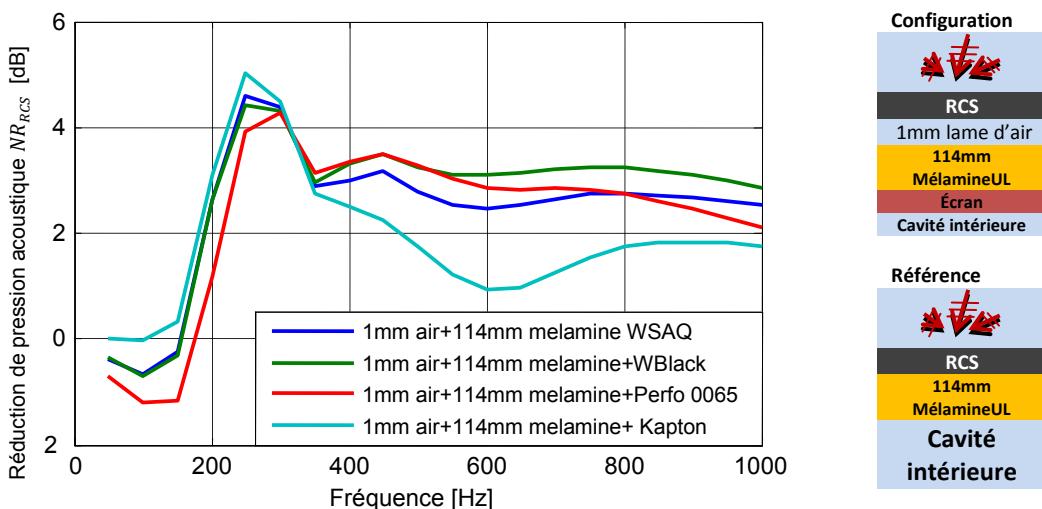
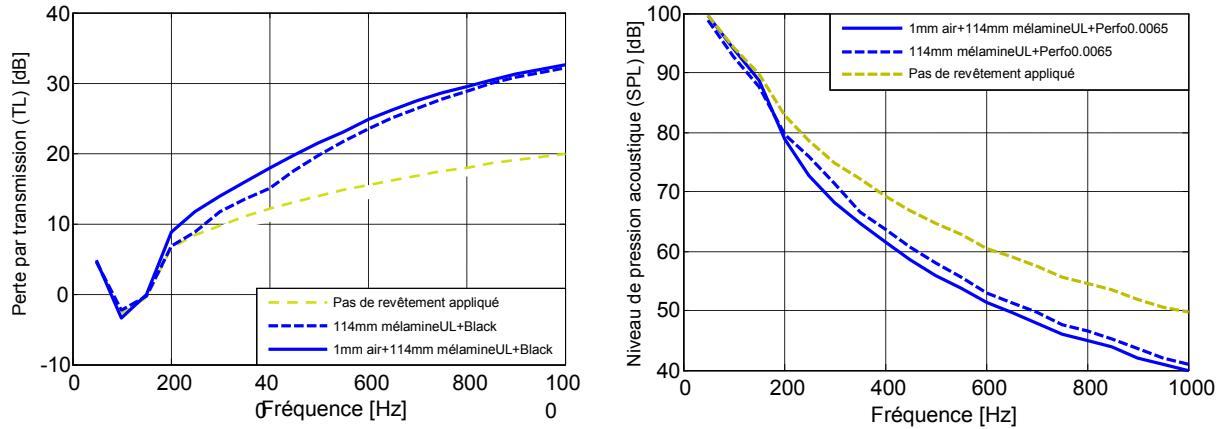
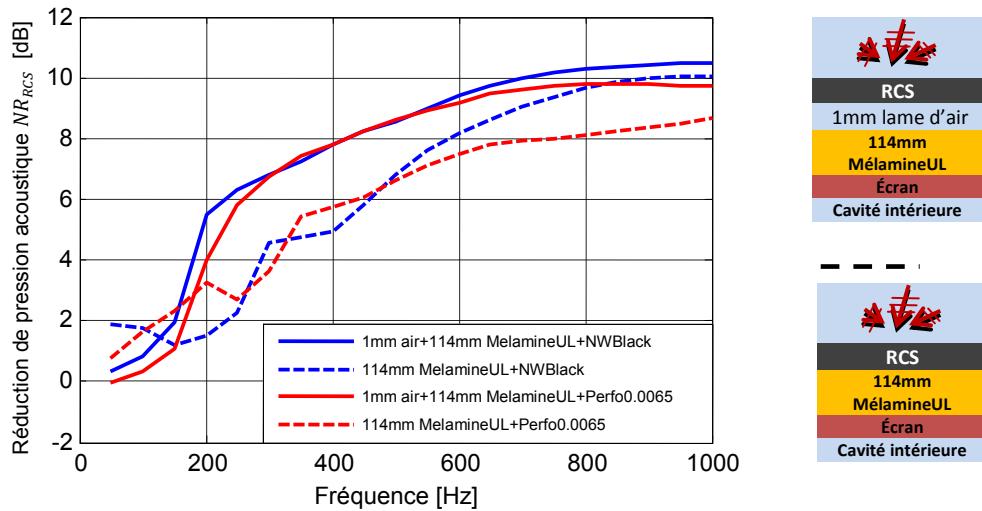


Figure 8.18 Réduction de pression acoustique par rapport au cas d'un revêtement à base d'une monocouche de 114mm de mélamine UL



Dans la figure ci-dessus, on isole les courbes de perte par transmission et de niveau de pression acoustique d'une bicouche avec et sans lame d'air la séparant de la structure. La Figure 8.20 montre que la lame d'air réduit davantage la pression acoustique à l'intérieur de la cavité. On remarque que pour le revêtement couvert de NWBlack, 4dB de différence sont enregistrés à 200Hz entre les revêtements avec et sans lame d'air. Aussi, on peut remarquer que les gains dus à cette lame d'air tendent à décroître lorsqu'on monte en fréquence. De même, le revêtement couvert du Perfo0065 éprouve la même tendance.



Si on refait les simulations, tout en supposant que l'écran micro perforé Perfo0065 est rigide, on peut remarquer des gains intéressants en réduction acoustique par rapport au cas où l'écran est modélisé comme souple. Que ça soit dans le cas où la bicouche est collée contre la structure ou en est séparée par une fine couche d'air, on peut remarquer une différence avoisinant 5dB aux alentours de 300Hz. Par contre, de point de vue pratique, il n'est pas si évident de trouver les matériaux et la méthode de fixation qui peuvent reproduire la condition rigide de la simulation.

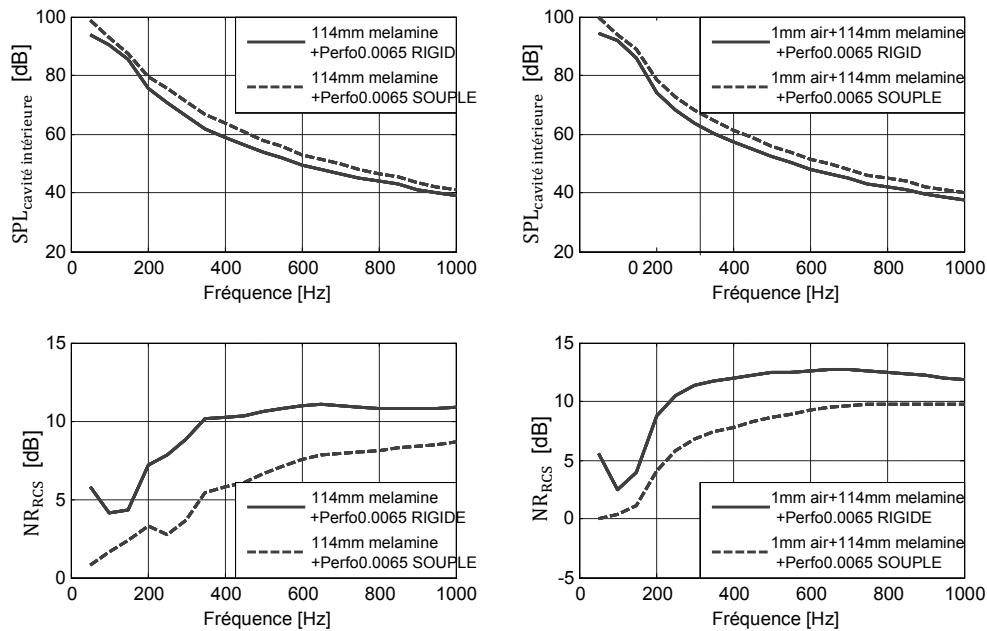


Figure 8.21 Réduction de pression acoustique d'une bicouche couverte de Perfo0065 rigide Vs Perfo0065 souple

CHAPITRE 9 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ce travail de maîtrise se proposait d'étudier l'intégration des écrans dans les revêtements acoustiques passifs à fin d'améliorer les performances acoustiques sur les basses fréquences, dans le cadre d'une application aérospatiale. On a proposé des critères de quantification des gains et de leurs étendus fréquentiels tout en prenant en compte la contrainte de masse ajoutée. Ceci a permis de réaliser des comparaisons objectives entre écrans ainsi qu'une évaluation plus réaliste de l'apport des solutions proposées.

L'étude a démontré que :

- Un écran optimal n'est pas nécessairement l'écran le plus pesant (sous-titre 7.3)
- Il est possible d'améliorer l'absorption et la perte par transmission sur les très basses fréquences avec les différents types d'écran (micro perforés, résistifs, imperméable...), mais ceci est généralement accompagné de pertes sur les moyennes et hautes fréquences
- Dans le cas des écrans résistifs, c'est principalement la masse surfacique et la résistivité qui gouvernent l'absorption lorsqu'ils sont montés sur un poreux. Les couples optimaux de ces deux paramètres dépendent de la plage de fréquence visée, mais aussi de l'épaisseur du poreux en aval. À ceci, on peut ajouter que, plus le poreux est épais moins l'emploi d'un écran est porteur, même dans sa configuration la plus optimale
- Dans le cas des écrans imperméables, des gains particulièrement importants en absorption étaient observé sur les très basses fréquences. On a aussi remarqué qu'on peut minimiser les pertes sur les hautes fréquences en minimisant la masse surfacique de l'imperméable
- D'après les simulations (sous-titre 7.4.1), il est possible d'améliorer les gains dans certaines configurations, en positionnant l'écran plus en profondeur dans le poreux.
- On a prouvé qu'il est possible de significativement réduire la masse d'un micro perforé optimal (30% de réduction de masse dans notre exemple), pour obtenir des

performances étroitement proches de l'optimal sur les basses fréquences, tout en améliorant considérablement l'absorption sur les hautes fréquences

- L'étude a également examiné les conditions latérales et surfaciques de montage et a identifié le meilleur agencement pour l'absorption ainsi que l'effet de taille et des contraintes sur les bords latéraux

Les critères, observations, résultats et idées exposées dans ce travail peuvent être étendus pour couvrir le cas des structures à doubles parois. Ce projet aura une continuité dans le cadre du projet CRIAQ et aide à paver la voie pour des étudiants qui vont prendre le relai en maîtrise et en doctorat.

ANNEXE A Code Matlab- Modèles de propagation et TMM

A.1 Delany-Bazley/Komatsu/Miki

```

clear all
f = 200:5:8000;
omega = 2*pi.*f;
rho_0 = 1.213; % [Kg.m-3]
c_0 = 342.2;
z0=rho_0*c_0% [m.s-1] speed of sound in air at 18C, 1atm
P_0 = 1.0132e+05; % [N.m-2] atmospheric pressure at 18C, 1atm
sigma = 19 000 % [N.s.m-4] static air flow resistivity of material
h = 0.03 % [m] thickness of material
X = f./sigma;
f_min = 0.01*sigma
f_max = 1.00*sigma
%%%%% Delany and Bazley model
%%%%% (NB: gamma = alpha + j beta = j k )
ZDB = rho_0*c_0*( 1 + 9.08*(X*1000).^-(-0.75) ...
    - i*11.9*(X*1000).^-(-0.73) );
kDB = omega/c_0 .* (-i) .* ( 10.3*(X*1000).^-(-0.59) ...
    + i* ( 1 + 10.8*(X*1000).^-(-0.70) ) );
%KDB = ZDB.*omega./kDB;
%%%%% Miki Model
Zmiki = rho_0*c_0*( 1 + 5.50*(X*1000).^-(-0.632) ...
    - i*8.43*(X*1000).^-(-0.632) );
kmiki = omega/c_0 .* (-i) .* ( 11.41*(X*1000).^-(-0.618) ...
    + i* ( 1 + 7.81*(X*1000).^-(-0.618) ) );
Kmiki = Zmiki.*omega./kmiki;

Z = -1j.*Zmiki./tan(kmiki*h);
alphaMiki = 1 - ( abs( (Z-rho_0*c_0)/(Z+rho_0*c_0) ) ).^2;
Z = -1j.*ZDB./tan(kDB*h);
alphaDB = 1 - ( abs( (Z-rho_0*c_0)/(Z+rho_0*c_0) ) ).^2;
% model Komatsu
for i=1:length(f)
H(i)=log10(f(i)/sigma);
R(i)=z0*(1+0.00027*(2-H(i))^6.2);
X(i)=z0*(0.0047*(2-H(i))^4.1);
Alpha(i)=0.0069*omega(i)/c_0*(2-H(i))^4.1;
Beta(i)=omega(i)/c_0*(1+0.0004*(2-H(i))^6.2);
end
Zkomatsu = R+1j.*X;
propkomatsu=Alpha+1j.*Beta;
kkomatsu=-1j*propkomatsu;
Z=-1j.*Zkomatsu./tan(kkomatsu*h);
alphakomatsu = 1 - (abs( (Z-z0)/(Z+z0) )).^2;
figure(1)
set(gca,'FontSize',12)
plot(f,alphaMiki,f,alphaDB,f,alphakomatsu,'LineWidth',1);
xlabel('Frequency (Hz)')
title('Coefficient d''absorption')
ylabel('|\alpha|')
legend('Miki','Delany-bazley','komatsu',4)
axis([0 8000 0.1 1.1])
grid on
figure(2)
subplot(2,2,1)
plot(f,R/z0,f,real(ZDB)/z0,f,real(Zmiki)/z0)
grid on
legend('Miki','Delany-bazley','komatsu')
xlabel('Frequency (Hz)')
title('partie imaginaire de l''impédance normalisée')
ylabel('Real[Zn]')

```

```

subplot(2,2,2)
plot(f,X/z0,f,imag(ZDB)/z0,f,imag(Zmiki)/z0)
title('partie réelle de l'impédance normalisée')
grid on
legend('Miki','Delany-bazley','komatsu')
xlabel('Frequency (Hz)')
ylabel('Imag[Zn]')

```

```

subplot(2,2,3)
plot(f,Beta,f,real(kDB),f,real(kmiki))

grid on
legend('Miki','Delany-bazley','komatsu')
xlabel('Frequency (Hz)')
ylabel('Real[k]')
title('constante de phase (rad/m)')

```

```

subplot(2,2,4)
plot(f,-Alpha,f,imag(kDB),f,imag(kmiki))
legend('Miki','Delany-bazley','komatsu')
xlabel('Frequency (Hz)')
ylabel('Imag[k]')
title('constante d''atténuation (neper/m)')
grid on

```

A.2 Johnson-Champoux-Allard/TMM-Rigide

```

function []=JCArigid(sig,alph,phi,lamm,matthick,airgapthick)

%charac air
hold all
airden=1.213;airheat=1.4;visc=1.84*10^-5;P0=1.0132e5;
Pr=0.71;c0=342;z0=airden*c0;

w=20:5:6000;
w=2*pi*w;

Gj=(1+4*i*alph^2*visc*airden.*w/(sig^2*lamm^2*phi^2)).^0.5;
    %effective density

efden=airden*alph*(1+sig*phi./(1i*alph*airden.*w).*Gj)/phi;
Gjj=(1+1i*airden*lamm^2*Pr.*w/(16*visc)).^0.5;
    %effective bulk modulus
k=airheat*P0/(airheat-(airheat-1)/(1+8*visc*Gjj/...
    (1i*lamm^2*airden*Pr*w)))/phi;
%characteristic impedance
Zc=(efden.*k).^0.5;
    %effective velocity
cw=Zc./efden;
%propagation constant
R=1i.*w./cw;
%wave number
kk=w.*(efden./k).^0.5;
%TMM
if airgapthick==0
%Z=-1i.*Zc.*cot(w./cw*matthick);
Z=-1i.*Zc.*cot(kk.*matthick);
else
Zz=-1i*z0*cot(w./c0*airgapthick);
Z=Zc.*(Zz.*cosh(R*matthick)+Zc.*sinh(R*matthick))./...
    (Zz.*sinh(R*matthick)+Zc.*cosh(R*matthick));
end
%normal incidence reflection factor
r=(Z-z0)./(Z+z0);
%normal incidence absorption factor
alpha=1-abs(r).^2;

w=w/2/pi;

```

```

figure(2)
plot(w,alpha,'r','Linewidth',2)
xlabel('Frequency Hz')
ylabel('alpha')
axis([0 2000 0 1.1])
grid on
hold all
%legend('Johnson-Allard model')

function []=JCAlimp(den,sig,alph,phi,lam,lamm,matthick,airgapthick)

%charac air
hold all
airden=1.213;airheat=1.4;visc=1.84*10^-5;P0=1.0132e5;
Pr=0.71;c0=342;z0=airden*c0;

w=20:5:6000;
w=2*pi*w;

Gj=(1+4*i*alph^2*visc*airden.*w/(sig^2*lam^2*phi^2)).^0.5;
%effective density

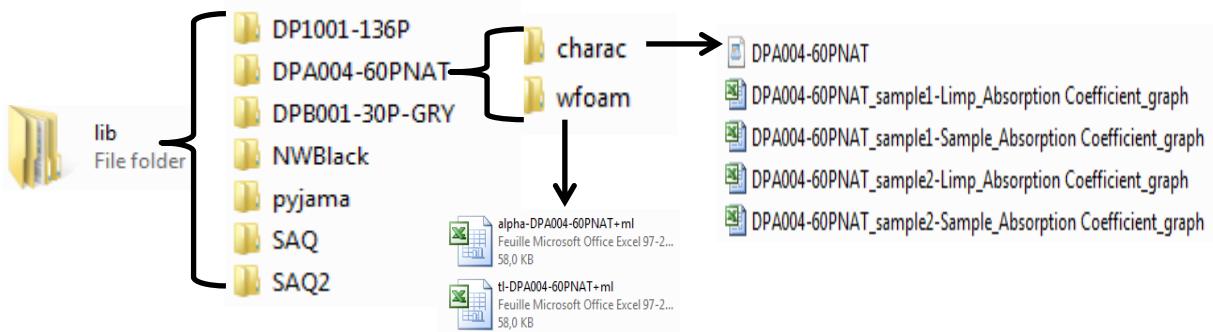
efden=airden*alph*(1+sig*phi./(1i*alph*airden.*w).*Gj)/phi;
%effective density for limp model (Panneton 2007)
efdenlimp=(den*efden-airden^2)./(den+efden-2*airden);
Gjj=(1+1i*airden*lam^2*Pr*w/(16*visc)).^0.5;
%effective bulk modulus
k=airheat*P0/(airheat-(airheat-1)/(1+8*visc*Gjj/...
(1i*lamm^2*airden*Pr.*w)))/phi;
%characteristic impedance
Zc=(efdenlimp.*k).^0.5;
%effective velocity
cw=Zc./efdenlimp;
%propagation constant
R=1i.*w./cw;
%TMM
if airgapthick==0
Z=-1i.*Zc.*cot(w./cw*matthick);
else
Zz=-1i.*z0*cot(w/c0*airgapthick);
Z=Zc*(Zz*cosh(R*matthick)+Zc*sinh(R*matthick))/...
(Zz*sinh(R*matthick)+Zc*cosh(R*matthick));
end
%normal incidence reflection factor
r=(Z-z0)./(Z+z0);
%normal incidence absorption factor
alpha=1-abs(r).^2;
w=w/2/pi;
figure(1)
plot(w,alpha,'r','Linewidth',2)
xlabel('Frequency Hz')
ylabel('alpha')
axis([0 2000 0 1.1])
grid on
hold all

```

ANNEXE B Guide utilisation de l'interface GUI de la base de données

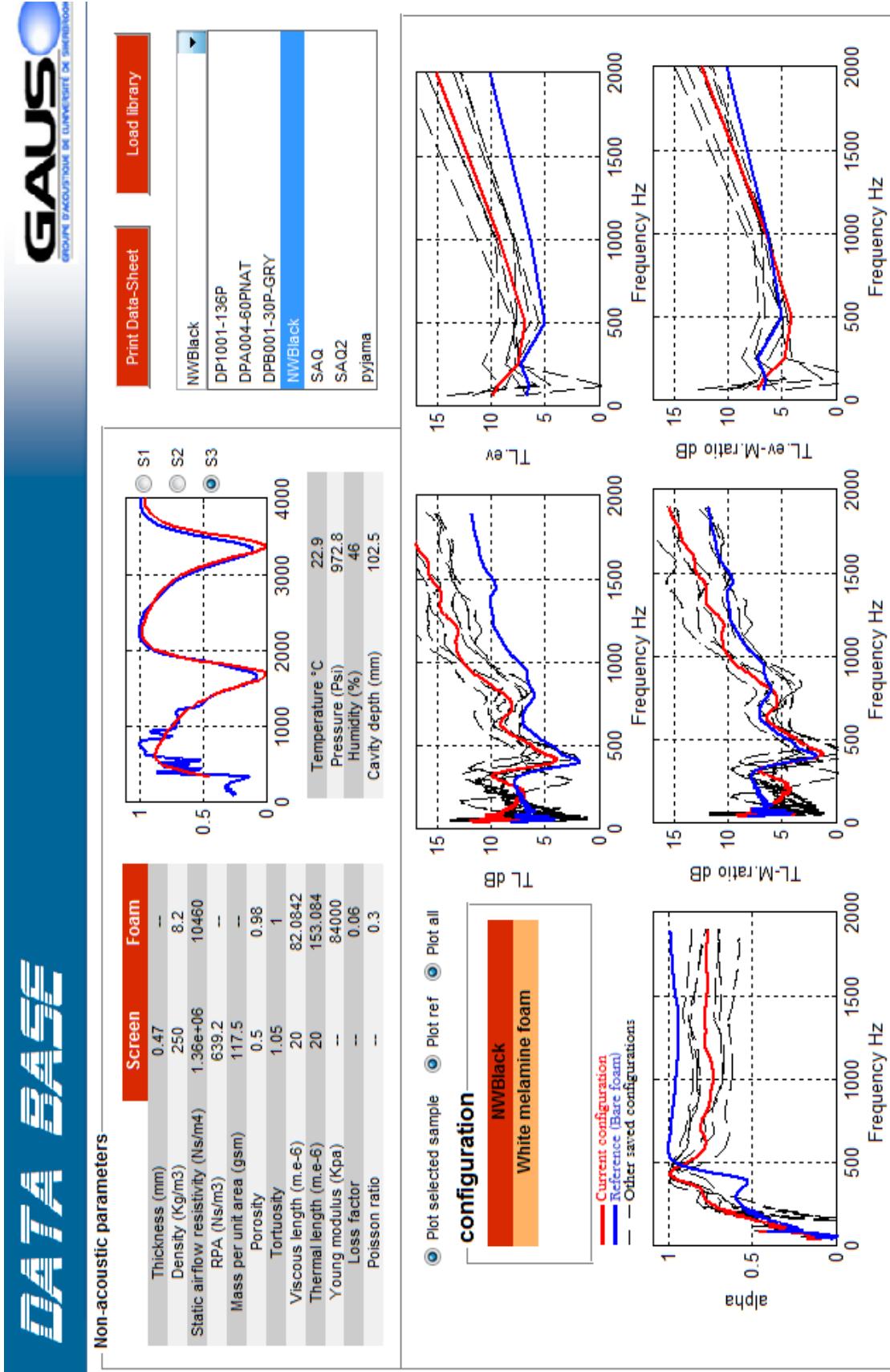
La figure suivante présente le diagramme d'agencement et la hiérarchie des fichiers des caractérisations dans la base de données. Pour alimenter cette dernière il suffit de :

1. Dans le dossier « lib », créer des dossiers portant le nom du revêtement voulu et contenant deux dossier « charac » et « wfoam ». Le nom donné serait lui-même le nom qui va apparaître dans le menu défilant.
2. Dans le fichier « wfoam », glisser-déposer, les fichiers .TBX et .FMX (ou .xlsx) de la mousse. C'est de ce dossier que le GUI extraira les données servant de référence
3. De même dans le fichier « charac », glisser-déposer les fichiers ou faites un export des courbes de vérification et simulation de FoamX dans le dossier « charac » correspondant.



L'interface va lire dans les fichiers du dossier « lib » ligne par ligne et elle va extraire les données de mesures, les paramètres non-acoustiques déterminés et les conditions de mesure et les afficher dans les contenants correspondant dans l'interface.

Elle est limitée à trois couches, incluant deux mousses et un écran. Dans ce cas il faut créer « wfoam1 » et « wfoam2 ». Ceci n'empêche qu'elle peut être développée pour prendre en compte plus que trois couches.



ANNEXE C Propriétés mécaniques et dimensionnelles d'un panneau RCS

Design Consideration:	Points of Contact:	Weighting Factor	Skin/Skinning	Hat stiffened	Coupled sandwich	Honeycomb Sandwich	Foam Sandwich	Fiber Reinforced Framed Core	IsoOrthoGrid	E862/E865	Disk House
Basic Mass	Concepts Team	3.104	3.12	9.00	3.77	4.15	2.63	6.53	1.11	1.00	3.29
TRL Delta (Cost & Schedule Risk)	Concepts Team	1.349	4	4	4	9	9	4	1	4	4
Damage Tolerance During Use (Reliability)	Alan Nettles, John Thesken, James Reeder	1.349	5	5	4.5	4.5	4.5	6	4.5	6.5	4.5
Sensitivity to Fab Defects/Damage	Larry Pelham (06/25/09)	1.349	5	5	5	3	4	6	5	8	4
Joint Mass (Ver. & Hor. + Diff. Concepts - Diff. joints)	Sandy Walker	0.524	2	2	8	8	8	8	2	4	1
NRE + 20 Production Units	Larry Pelham & Tim Parkey	0.524	5.79	5.45	5.08	6.61	6.04	4.35	3.94	1.05	5.08
Acoustic Transmissibility	Alain McNeils	0.524	3	6	7	4	5	5	7	2	4
Reparability (Defects, Accidents, etc..)	Alan Nettles, John Thesken, James Reeder	0.524	5	5	4	6	6	4	4	3	5.5
Thermal Tolerance	Sandy Walker & Marcus Stüdmire	0.192	1.00	2.51	1.51	9.00	3.96	2.50	1.00	1.00	3.34
Flexibility in Design (Secondary Att & penetrations)	Concepts Team	0.192	4	4	4	8	8	7	2	1	6
NDE Ability / Inspection	Don Roth, Pat Johnston, James Walker	0.192	6	5	2	9	8	4	4	2	6
Environmental Sensitivity (Hygroscopic Absorption)	Jim Sutter & Mark Nurje	0.089	6	4	6	3	1	2	5	9	8
Structural Health Monitoring (SHM)	Jim Miller & Curtis Banks	0.089	6	6	3	7	4	5	4	1	5
Total Figures of Merit =		26.57	50.13	44.32	63.91	49.48	55.812	28.64	34.53	30.4	
The top two designs with the highest total figure of merit are highlighted in blue.											
								1	3	2	

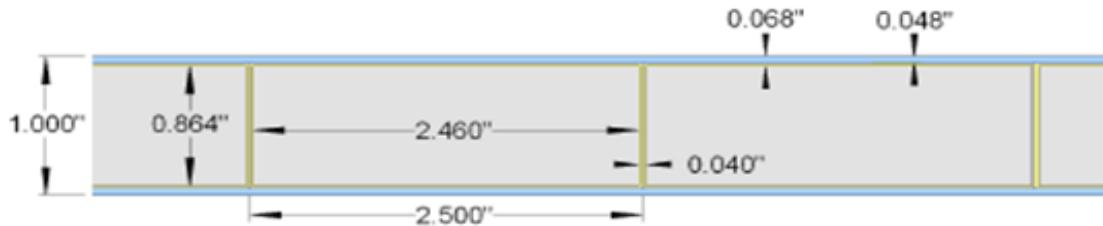


Figure 8.—FRF sandwich panel cross-section design.

TABLE 4.—ROHACELL 31HF POLYMETHACRYLIMIDE FOAM MATERIAL PROPERTIES

Property/units	Value
E , ksi	5.22
G , ksi	1.885
F_t , psi	145
F_c , psi	58
F_z , psi	58
γ , lb/in ³	0.001157

TABLE 3.—ESTIMATED 32 PERCENT T700/E862 PLY PROPERTIES USED IN THE FRF PANEL WINDING LAYER DESIGN

Property/units	Value
E_1 , Msi	10.94
E_2 , Msi	0.705
v_{12}	0.300
G_{12} , Msi	0.237
G_{13} , Msi	0.237
G_{23} , Msi	0.207
γ , lb/in ³	0.0496
Thickness, in.	0.01
F_{t1} , ksi	136
F_{c1} , ksi	77.0
F_{z1} , ksi	7.73
F_{c2} , ksi	6.27
F_{z2} , psi	3.00

TABLE 2.—ESTIMATED 60 PERCENT T700/E862 PLY PROPERTIES USED IN THE FRF PANEL FACESHEET DESIGN

Property/units	Value
E_1 , Msi	20.17
E_2 , Msi	1.147
v_{12}	0.257
G_{12} , Msi	0.465
G_{13} , Msi	0.465
G_{23} , Msi	0.330
γ , lb/in ³	0.057
Thickness, in.	0.006
F_{t1} , ksi	251
F_{c1} , ksi	142
F_{z1} , ksi	12.5
F_{c2} , ksi	10.2
F_{z2} , psi	5.89

ANNEXE D Films à base de polyimide Kapton- Catalogue et propriétés

D.1 Catalogue de films à base de polyimide DuPont Kapton

DuPont™ Kapton® polyimide film Specifications and Tolerances

Film Type	Thickness Nominal mil (μm)*	Thickness Tolerance		Width Range		Unit Weight		Area Factor	
		Min. mil (μm)	Max. mil (μm)	Min. in (mm)	Max. in (mm)	Min. g/m ²	Max. g/m ²	ft ² /lb	(m ² /kg)
50HN	0.50 (12.7)	0.35 (8.9)	0.65 (16.5)	3/16 (4.8)	52 (1320)	14.0	26.0	272	55.7
100HN	1.00 (25.4)	0.85 (21.6)	1.15 (29.2)	3/16 (4.8)	52 (1320)	32.7	39.7	136	27.9
200HN	2.00 (50.8)	1.75 (44.5)	2.25 (57.2)	3/16 (4.8)	52 (1320)	66.9	77.9	68	13.9
300HN	3.00 (76.2)	2.72 (69.1)	3.28 (83.3)	3/16 (4.8)	52 (1320)	101.9	115.4	45	9.2
500HN	5.00 (127)	4.65 (118)	5.35 (136)	3/16 (4.8)	52 (1320)	169.5	192.5	27	5.5
50HPP-ST	0.50 (12.7)	0.35 (8.9)	0.65 (16.5)	3/16 (4.8)	52 (1320)	14.0	26.0	272	55.7
100HPP-ST	1.00 (25.4)	0.85 (21.6)	1.15 (29.2)	3/16 (4.8)	52 (1320)	32.7	39.7	136	27.9
200HPP-ST	2.00 (50.8)	1.75 (44.5)	2.25 (57.2)	3/16 (4.8)	52 (1320)	66.9	77.9	68	13.9
300HPP-ST	3.00 (76.2)	2.72 (69.1)	3.28 (83.3)	3/16 (4.8)	50 (1270)	101.9	115.4	45	9.2
500HPP-ST	5.00 (127)	4.65 (118)	5.35 (136)	3/16 (4.8)	50 (1270)	169.5	192.5	27	5.5
120FN616	1.20 (30.5)	1.10 (27.9)	1.40 (35.6)	3/16 (4.8)	44 (1118)	41.0	58.0	104	21.3
150FN019	1.50 (38.1)	1.25 (31.8)	1.75 (44.5)	3/16 (4.8)	44 (1118)	53.0	74.0	77	15.8
200FN011	2.00 (50.8)	1.70 (43.2)	2.30 (58.4)	3/16 (4.8)	44 (1118)	77.0	104.0	54	11.1
200FN919	2.00 (50.8)	1.70 (43.2)	2.30 (58.4)	3/16 (4.8)	44 (1118)	77.0	104.0	54	11.1
250FN029	2.50 (63.5)	2.25 (57.2)	2.75 (69.9)	3/16 (4.8)	44 (1118)	87.0	113.0	49	10.0
300FN021	3.00 (76.2)	2.60 (66.0)	3.40 (86.4)	3/16 (4.8)	44 (1118)	111.0	142.0	39	8.0
300FN929	3.00 (76.2)	2.60 (66.0)	3.40 (86.4)	3/16 (4.8)	44 (1118)	111.0	142.0	39	8.0
400FN022	4.00 (102)	3.50 (88.9)	4.50 (114)	3/16 (4.8)	44 (1118)	163.0	200.0	27	5.5
500FN131	5.00 (127)	4.50 (114)	5.50 (140)	3/16 (4.8)	44 (1118)	195.0	239.0	23	4.7

D.2 Propriétés mécaniques des films polyimide DuPont Kapton

Physical Property	Typical Value at		Test Method
	23°C (73°F)	200°C (392°F)	
Ultimate Tensile Strength, MPa (psi)	231 (33,500)	139 (20,000)	ASTM D-882-91, Method A*
Yield Point at 3%, MPa (psi)	69 (10,000)	41 (6000)	ASTM D-882-91
Stress to Produce 5% Elongation, MPa (psi)	90 (13,000)	61 (9000)	ASTM D-882-91
Ultimate Elongation, %	72	83	ASTM D-882-91
Tensile Modulus, GPa (psi)	2.5 (370,000)	2.0 (290,000)	ASTM D-882-91
Impact Strength, N·cm (ft-lb)	78 (0.58)		DuPont Pneumatic Impact Test
Folding Endurance (MIT), cycles	285,000		ASTM D-2176-89
Tear Strength—Propagating (Elmendorf), N (lbf)	0.07 (0.02)		ASTM D-1922-89
Tear Strength—Initial (Graves), N (lbf)	7.2 (1.6)		ASTM D-1004-90
Density, g/cc or g/mL	1.42		ASTM D-1505-90
Coefficient of Friction—Kinetic (Film-to-Film)	0.48		ASTM D-1894-90
Coefficient of Friction—Static (Film-to-Film)	0.63		ASTM D-1894-90
Refractive Index (Sodium D Line)	1.70		ASTM D-542-90
Poisson's Ratio	0.34		Avg. Three Samples Elongated at 5%, 7%, 10%
Low Temperature Flex Life	Pass		IPC TM 650, Method 2.6.18

* Specimen Size: 25 x 150 mm (1 x 6 in); Jaw Separation: 100 mm (4 in); Jaw Speed: 50 mm/min (2 in/min); Ultimate refers to the tensile strength and elongation measured at break.

ANNEXE E Mousse de Polyméthacrylimide ROHACELL A

ROHACELL® A

Polymethacrylimide Foam, Aircraft Grade

ROHACELL® A is a closed-cell rigid foam based on polymethacrylimide (PMI) chemistry, which does not contain any CFC's.

Thanks to stringent quality control and the availability of the extensive documentation ROHACELL® A meets the requirements of aircraft construction and is mostly used in this application field.

Because of its relatively large pore structure, ROHACELL® A is particularly suitable in aerospace applications for prepreg processing, but vacuum infusion processing can also be used at temperatures up to 130°C (266°F) and pressures up to 0.3 MPa (45 PSI).

The following cure methods are suitable: autoclave, vacuum bagged, RTM, VARTM, press and others. Sandwich components using ROHACELL® A as core material can be realized in a single work step (co-curing).

The thermo-formability of ROHACELL® provides a tremendous manufacturing advantage.

ROHACELL® A is also easy to shape by machining.

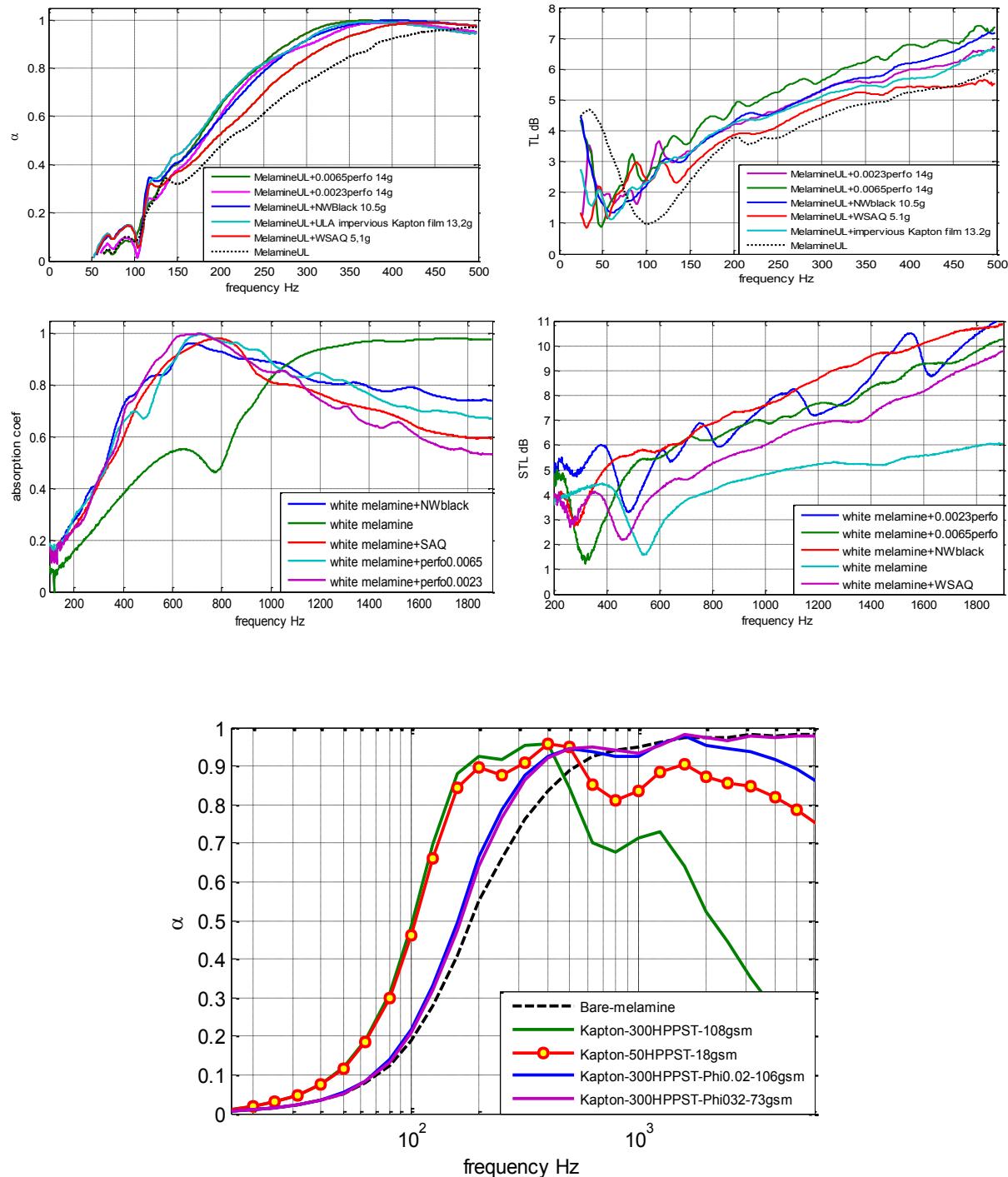
For further information, please contact our experts by phone +49 6151 18 1005 or e-mail rohacell@evonik.com.

Properties of ROHACELL® A

Properties	Unit	ROHACELL® 31 A	ROHACELL® 51 A	ROHACELL® 71 A	ROHACELL® 110 A	Standard
Density	kg/m ³	32	52	75	110	ISO 845
	lbs./cu.ft.	2.00	3.25	4.68	6.87	ASTM D 1622
Compressive strength	MPa	0.4	0.9	1.5	3.0	ISO 844
	psi	58	130	217	435	ASTM D 1621
Tensile strength	MPa	1.0	1.9	2.8	3.5	ISO 527-2
	psi	145	275	406	507	ASTM D 638
Shear strength	MPa	0.4	0.8	1.3	2.4	DIN 53294
	psi	58	116	188	348	ASTM C 273
Elastic modulus	MPa	36	70	92	160	ISO 527-2
	psi	5,220	10,150	13,340	23,200	ASTM D 638
Shear modulus	MPa	13	19	29	50	DIN 53294
	psi	1,885	2,755	4,205	7,250	ASTM C 273
Strain at break	%	3	3	3	3	ISO 527-2
						ASTM D 638

Technical data of our products are typical values for the nominal density.

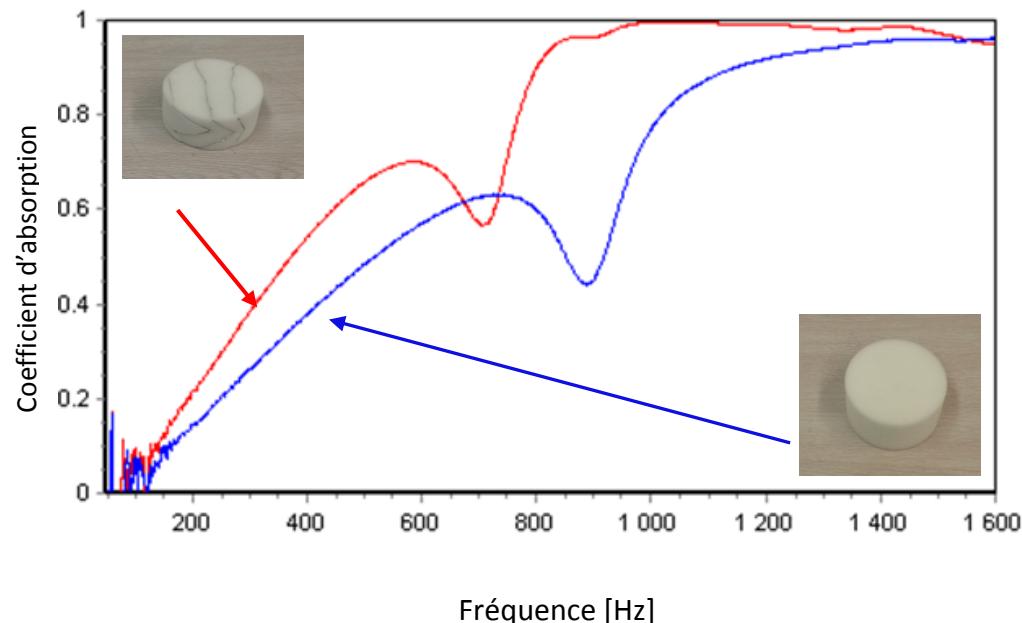
ANNEXE F Coefficients d'absorption et perte par transmission (autres échantillons)



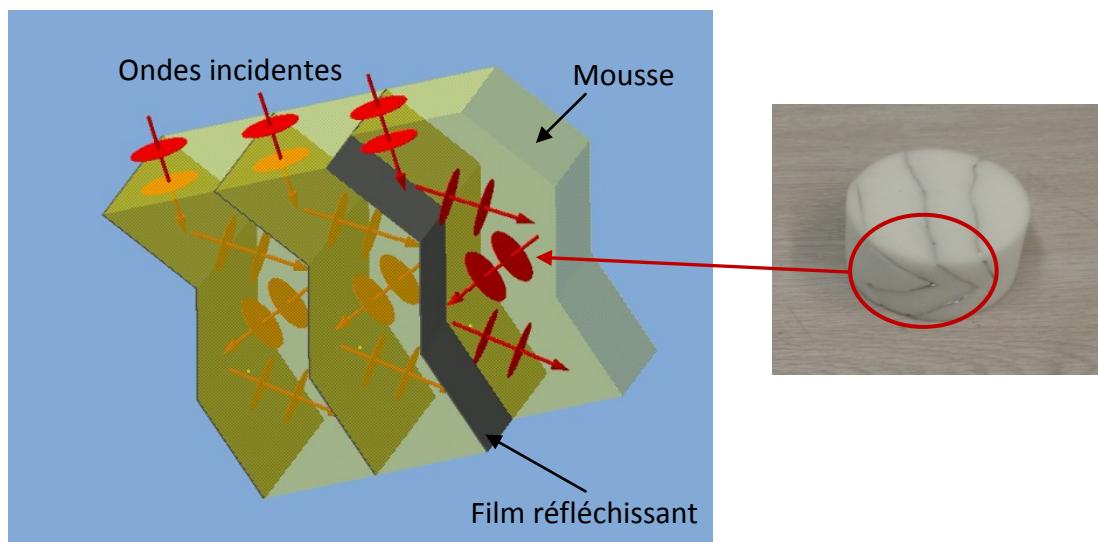
ANNEXE G Autres concepts et idées proposés

G.1 Concept des réflecteurs intégrés dans la mousse

En bleu, la courbe d'absorption d'une mousse de mélamine White de 50mm d'épaisseur. En rouge, le même échantillon après y avoir intégré des réflecteurs en plies. On a utilisé un ruban adhésif très léger. L'idée était d'emprisonner l'onde acoustique et l'obliger à parcourir plus de distance dans de poreux. Ceci revient à augmenter l'épaisseur de la mousse



Comme le montre la figure, un échantillon fabriqué grossièrement a démontré un gain absolu en absorption d'environ 10% à 200Hz, 20% à 400Hz et le gain continue à grimper sur les plus hautes fréquences.

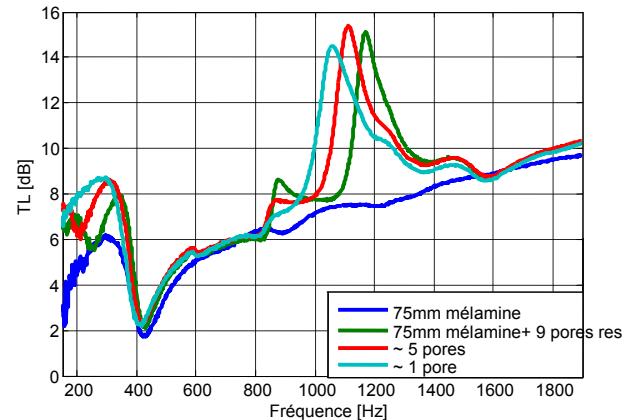
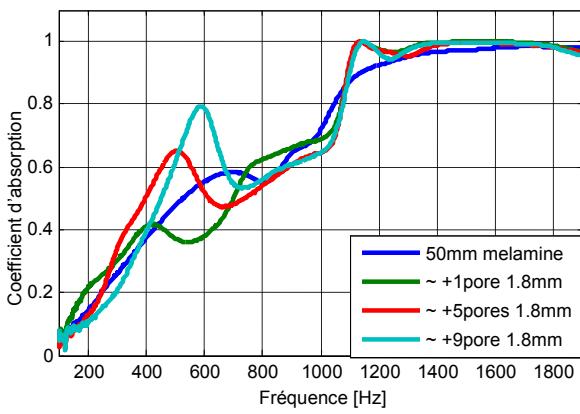


G.2 Concept des résonateurs perforés

La masse ajoutée est minime et peut être réduite davantage. Comme le montre la figure ci-dessus, le masse de résonateur implanté dans la mousse est faiblement supérieure à la masse du volume extrait ($\sim 0,2\text{g}$ de différence).

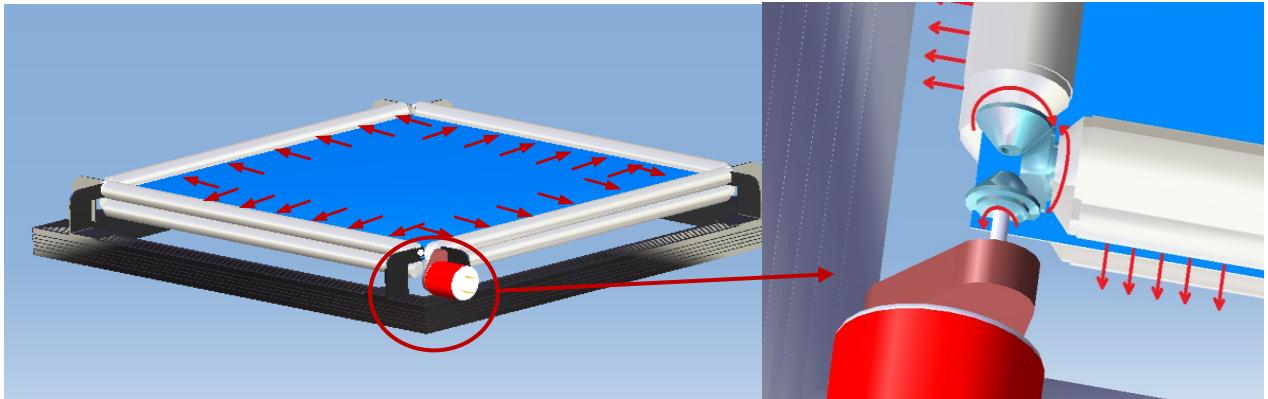


- Extension de tube pour le TL pour répondre à l'ASTM E2611
- Pour la mesure de TL le nombre des perforations a été varié en utilisant un ruban adhésif.
- Pour la mesure d'absorption ce nombre a été varié en perforant davantage pour chaque mesure (pas de changement de masse)
- Le résonateur à lui seul pèse 1.2 g

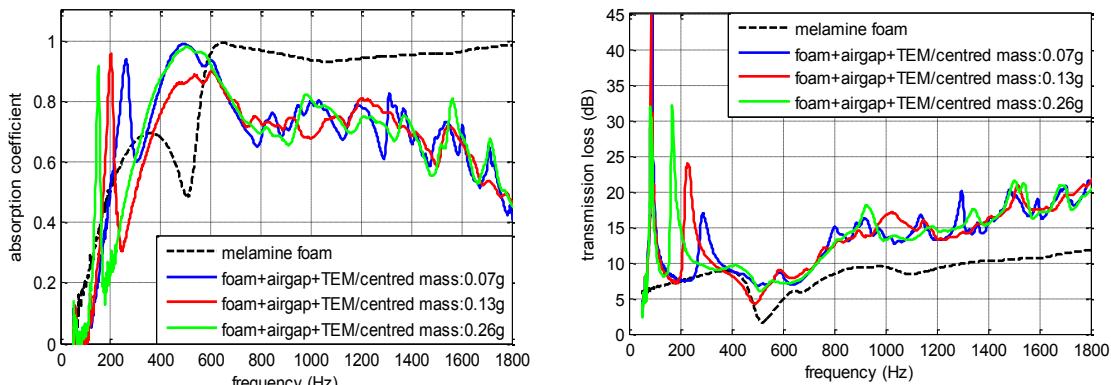


G.2 Concept des membranes hyper-élastiques sous tension

Modèle 3D d'une machine à rouleaux pour l'étirement des membranes hyper-élastiques



Pour créer la tension voulue dans la membrane on a proposé une machine à rouleaux tournants. La rotation est assurée avec un motoréducteur et un jeu de bever-gears. Le mécanisme tel que proposé, permet une même vitesse de rotation et un même couple au niveau des rouleaux. Ceci résulte en une partition quasi-uniforme des contraintes dans la membrane par rapport à un système de coordonnées polaires centré au milieu de la membrane. On peut conclure sur la tension dans la membrane en mesurant le couple au niveau de l'arbre d'entrée du motoréducteur. Les figures ci-dessous représentent le coefficient d'absorption et la perte par transmission pour des multicouches composés d'une membrane sous tension séparé par une fine lame d'air de 100mm de mousse de mélamine White. Un pic de résonance a été observé en TL et en absorption. On a pu contrôler son emplacement (ici 170Hz, 220Hz et 300Hz) par l'ajout des masses au centre de la membrane (de 0.07g à 0.26g).



LISTE DES RÉFÉRENCES

Liste des références

- [1] Airbus S.A.S (2014). *Global Market Forecast-GMF 2014 Freight- Flying on demand* (Rapport annuel de prévision de marché)
- [2] Allard, J. F., Castagnède, M. et Henry, W. L. (1994). Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air. *American Institut of physics*, volume 65, p. 754-755.
- [3] Allard, J. f. et Atalla, N. (2009). *Propagation of sound in porous media*, second edition édition. WILEY, Singapore, 349 p.
- [4] Anatoly, Z., Chabot, A., Rozenberg, I. et Chambers, G. (Zenit flight history. Dans http://www.russianspaceweb.com/zenit_flights.html (page consultée le).
- [5] ASTM Int'l (2009). Standard Test Method for Measurement of Normal Incidence Sound Transmission of Acoustical Materials Based on the Transfer Matrix Method. *ASTM E2611-09*,
- [6] ASTM Int'l (2012). Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using a Tube, Two Microphones and a Digital Frequency Analysis System. *ASTM E1050-12*,
- [7] Atalla, N. et Sgard, F. (2007). Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models. *Journal of Sound and Vibration*, volume 303, numéro 1–2, p. 195-208.
- [8] Beranek, L. L. (1947). Acoustical properties of homogenous isotropic rigid tiles and flexible blankets. *Journal of acoustic society of america*, volume 19, p. 556.
- [9] Biot, M. (1956). Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. *The journal of acoustical society of america*, volume Vol. 28, p. 168-178.
- [10] Bolton, J. et Song, B. (2000).
A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials. *Journal of acoustic society of america*, volume 107, p. 1131-1152.
- [11] Bolton, J. et Yeon, J. K. (1997). Elastic Porous Materials for Sound Absorption and Transmission Control. *Proceedings of the Noise and Vibration Conference; Warrendale, Pa.: Society of Automotive Engineers*, p. 77-92.
- [12] Bombardier *Prévision de marché 2014-2033* (Rapport annuel)
- [13] Bombardier Aerospace ("Q" means quiet. Dans <http://www2.bombardier.com/q400/en/quiet.jsp> (page consultée le 2014).
- [14] Cambou, P. E. (1998). *A distributed active vibration absorber (DAVA) for active-passive vibration and sound radiation control*. Master of science, Virginia Polytechnic Institute and University, Blacksburg, Virginia,
- [15] Champoux, Y. et Allard, J. F. (1991). Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *journal of applied physics*, volume 70, p. 1975-1979.

- [16] Chevillotte, F. (2012). Controlling sound absorption by an upstream resistive layer. *Applied Acoustics*, volume Vol.73, p. 56-60.
- [17] Conseil national de recherche Canada (2012). *Technologies environnementales dans les cabines d'avion –Initiative du CNRC*
- [18] De Fonseca, P., Sas, P. et Van Brussel, H. (1999). Experiomental study of the active sound transmission reduction through a double panel test section. *Acta Acustica*, volume 85, p. 538-546.
- [19] Delany, M. et Bazley, E. N. (1970). Acoustical properties of fibrous absorbant materials. *Applied Acoustics*, volume 3, p. 105-116.
- [20] Doutres O. et Dauchez, N. e. c. (2007). Validity of the limp model for porous materials: A criterion based on Biot theory. *Journal of acoustic society of america*, volume 122, p. 2038-2048.
- [21] Doutres, O. (2007). *Caractérisation mécanique de matériaux fibreux en vibro-acoustique*. Thèse de doctorat, Université du Maine,
- [22] Doutres, O., Atalla, N. et Osman, H. (2014). *Modeling and experimental validation of cellular porous material with large resonant inclusions*. Inter-noise, Melbourne Australia,
- [23] Emborg, U., Samuelsson, F., Holmgren, J. et Leth, S. (1998). *Active and passive noise control in practice on the Saab 2000 high speed turboprop*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1-5 p.
- [24] Friot, E. (2006). *Une introduction au contrôle acoustique actif* 62 p.
- [25] Fuller, C. R. et Harne, R. L. (Proceedings of ACOUSTICS 2009). Advanced passive treatement of low frequency sound and vibration. *Australian acoustical society*, numéro Adelaide, Australia,
- [26] Panneton, R., Atalla, Y., Blanchet, D., Bloor, M., Validation of inverse method of acoustic material characterization. *SAE Technical paper 2003-01-1548*, 2003,
- [27] Hansen, C., Snyder, S., Qui, X., Brooks, L. et Moreau, D. (2012). *Active control of noise and vibration*, deuxième édition édition. CRC Press (Taylor&Francis Group), Boca Raton/ Florida/Étas Unis, 1528 p.
- [28] Hong, M. H. Laser-assisted micro-drilling for tissue engineering applications. *Engineering research news (National University of Singapore)*, numéro ISSN 0217-7870, p. 14-02-2015.
http://www.eng.nus.edu.sg/EResnews/0410/sf/sf_5.html
- [29] Idrisi, K. (Novembre 2008). *Heterogeneous (HG) Blankets for Improved Aircraft Interior Noise Reduction*. Virginia Polytechnic Institute and State University,
- [30] Idrisi, K., Johnson, E. M., Theurich, D. et Carneal, J. P. (2010). A study on the characteristic behaviour of mass inclusions added to a poro-elastic layer. *Journal of Sound and Vibration*, volume 329, p. 4136-4148.

- [31] Idrisi, K., Johnson, E. M., Toso, A. et Carneal, J. P. (2008). Increase in transmission loss of a double panel system by addition of mass inclusions to a poro-elastic layer: A comparison between theory and experiment. *Journal of Sound and Vibration*, volume 323, p. 51-66.
- [32] Johnson D.L. et Koplik J. et Dashen R. (1987). Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid saturated porous media. *Journal of fluid mechanics*, volume 176, p. 379-402.
- [33] Kanfoud, J. et Mohamed Ali, H. (2009). Development of an analytical solution of modified Biot's equations for the optimization of lightweight acoustic protection. *Acoustical Society of America*, volume Vol.125, p. 863-872.
- [34] Kang, J. et Fuchs, H. V. (1999). PREDICTING THE ABSORPTION OF OPEN WEAVE TEXTILES AND MICRO-PERFORATED MEMBRANES BACKED BY AN AIR SPACE. *Journal of Sound and Vibration*, volume 220, numéro 5, p. 905-920.
- [35] Kino, N. et Ueno, T. (2009). Investigation of non-acoustical parameters of compressed melamine foam materials. *Applied Acoustics*, volume 70, p. 595-604.
- [36] Komatsu, T. (2008). Improvement of the Delany-Bazley and Miki models for fibrous sound-absorbing materials. *The acoustical Society of Japan*, numéro PACS number 43.55.Ev, p. 121-129.
- [37] Kosareo, N. D., Stanley, T. O. et Brett, A. B. (Septembre 2013). Buckling design and analysis of a payload fairing 1/6th cylindrical arc-segment panel. volume NASA/TM--2013-216574,
- [38] Krivanek, T. M. et Yount, B. C. (2012). Composite payload fairing structural architecture assessment and selection. *NASA Glenn Research center_Proceedings of SAMPE 2012, Baltimore, Maryland*,
- [39] Lafarge, D. (1993). *Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique*. Thèse de doctorat, Université du Maine, France,
- [40] Lafarge, D., Lemarnier, P. et Allard, J. F. et Tarnow (1997). Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *Journal of acoustic society of america*, volume 102, p. 1995-2006.
- [41] Lane, S. A., Kemp, J. D. et Clark, R. L. (2001). Active acoustic control of a rocket fairing using spatially weighted transducer arrays. *Journal of space craft and rockets*, volume 38, p. 112-119.
- [42] Langlois, C., Panneton, R. et Atalla, N. (2001). Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials. *Journal of acoustic society of america*, volume 110, p. 3032-3040.
- [43] Leroy, P., Berry, A., Atalla, N. et Herzog, P. (2008). "Smart Foams" for enhancing acoustic absorption. *Acoustics'08 Paris, France*,
- [44] Maa, D. Y. (1987). Microperforated-panel wideband absorbers. *Noise Control Engineering Journal*, volume 29, p. 77-84.

- [45] Mason, J. M. et Fahy, F. J. (1988). The use of acoustically tuned resonators to improve the sound transmission loss of double-panel partitions. *Journal of Sound and Vibration*, volume 124, numéro 2, p. 367-379.
- [46] Miki, Y. (1990). Acoustical properties of porous materials- Modifications of Delany-Bazley models. *journal of acoustic society of Japan*, volume 11, p. 19-24.
- [47] Mohan, D. R. (2001). Recent applications of viscoelastic damping for noise control in automobiles and commercial airplanes. *Journal of Sound and Vibration*, volume 262, p. 457-474.
- [48] Olny, X. et Panneton, R. (2008). Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 123, numéro 2, p. 814-824.
- [49] Panneton, R. (2007). Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media. *Journal of acoustic society of america*, volume 122, p. 217-222.
- [50] Pride, S. R. et Morgan, F. D. et Gangi, A. F. (1993). Drag forces of porous medium acoustics. *Physics revue*, volume B47, p. 4964-4978.
- [51] Salissou, Y. et Panneton, R. (2007). Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids. *journal of applied physics*, volume 101, numéro 12, p. 124913-1.
- [52] Silcox, J. R., Fuller, R. C. et Harold, C. L. (1990). Mechanisms of active control in cylindrical fuselage structures. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, volume 28, p. 1397-1404.
- [53] Simon Estève, J. (2004). *Control of sound transmission into payload fairings using distributed vibration absorbers and Helmholtz resonators*. PhD, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia,
- [54] St Pierre, R. L. et Koopman, G. H. (1995). A design method for minimizing the sound power radiated from plats by adding optimally sized, discrete masses. *Journal of vibration and acoustics*, volume 117, numéro B, p. 243-251.
- [55] Stinson, M. R. (1991). The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary crosssectional shape. *Journal of acoustic society of america*, volume 89, p. 550-558.
- [56] Stinson, M. R. et Champoux, Y. (1992). Propagation of sound and the assignment of shape factors in model porous materials having simple pore geometries. *Acoustical Society of America*, volume 91, p. 685.
- [57] Tageman, K. (2013). *Modelling of sound transmission through multilayered elements using the transfer matrix method*. mémoire de maîtrise, groupe de vibro-acoustiques de l'université de technologies de Chalmers, Gothenburg, Suède,
- [58] Telstar 14R/ Estrela do Sul 2. (25/03/2014 Dans *Gunter's space page*.
http://space.skyrocket.de/doc_sdat/telstar-14r.htm (page consultée le 03/09/2014).

- [59] Uhldingen, B. U., Markdorf, S. T., Salem, M. F., Uetikon, A. et Meckenbeuren, K. (1997). *Acoustic protection on payload fairings of expendable launch vehicles*. 5,670,758, Etats Unis,
- [60] William Hughes, O. et McNelis, M. A. (2000). Investigation of acoustic fields for the cassini spacecraft: Reverberant versus launch environments. *NASA/TM—2000-209387- Technical memorandum*,
- [61] Verdière, K., Panneton, R., Elkoun, S., Dupont, T., Leclaire, P. (2013). *Journal of acoustic society of America*, Transfer matrix method applied to the parallel assembly of sound absorbing materials. 134(6):4648.
- [62]Atalla, N., Panneton, R. (2012) ASME NCAD Workshop, Noise control materials: Characterization and modeling

